АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXIII

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ

МОСКВА · «НАУКА» · 1985

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории: Сб. статей.— М.: Наука, 1985, т. 73.

В сборник включены статьи, освещающие результаты исследований и и разработок, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрены актуальные проблемы физики Солнца, звезд и других небесных тел и некоторые вопросы исследования астрономической оптики.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

$И\frac{1705040000-468}{042(02)-85}$ без объявления

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXXIII, 1985 г.

УДК 523.75

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭМИССИИ УСОВ У СОЛНЕЧНОГО ЛИМБА

А. Н. Бабин, А. Н. Коваль

Проведены спектральные наблюдения усов в линии H_α с анализатором линейной поляризации. Изучены четыре случая, когда на спектрах в ортогональных поляризациях усы имеют различный вид. Различия проявляются в структуре как раздвоение эмиссии в одной из поляризаций (см. рис. 1) или в яркости. Во всех случаях наибольшие различия наблюдаются в красном крыле линии H_α, что может указывать на асимметрию картины поляризации, но этот вопрос требует дальнейших исследований.

Степень поляризации эмиссии усов оказалась высокой (до 24%), что существенно превосходит теоретические значения для резонансного рассеяния. В тесных парах усов поляризован лишь один, более слабый, компонент. Высказывается предположение, что поляризация эмиссии усов или их тонкоструктурных элементов имеет место только на стадии разгорания.

Для поляризованной эмиссии усов преимущественное направление колебаний электрического вектора, возможно, перпендикулярно магнитному полю.

ON THE POLARIZATION OF MOUSTACHES OBSERVED NEAR SOLAR LIMB, by *A. N. Babin, A. N. Koval.*— H_α-spectral observations of moustaches using linear polarization analyser have been carried out. Four cases of moustaches displaying a significant differences in the two orthogonal polarized spectra are studied. The differences are clearly seen in either the structure (double emission features in light of one polarization, see fig. 1) or brightness. In all cases major differences are observed in red wing of the H_α-line. It indicates that the polarization structure is strongly asymmetric, however this conclusion needs further confirmations.

The degree of polarization of moustache emission are found to be high (up to 24%), exceeding considerably theoretical values for resonance scattering process. In the case of close pairs of moustaches only the weak component is polarized. We suggest that moustaches or their fine structure elements are polarized during the brightening phase only.

For polarized emission of moustaches a predominant direction of electric vibration vector is most likely perpendicular to magnetic field vector.

1. Введение

Ранее [1] нами было обнаружено, что некоторые эмиссионные узлы вспышек по-разному выглядят в ортогональных поляризациях: в одних случаях наблюдались существенные различия в их структуре, в других очень мелкие эмиссионные детали типа полосок непрерывной эмиссии показывали заметные различия в яркости. Недостатком материала, полученного ранее на большом коронографе КГ-2, было то, что спектры в ортогональных поляризациях фотографировались не строго одновременно, так как экспозиция производилась с помощью затвора малоформатной фотокамеры «Киев-10», расположенной в фокальной плоскости камеры спектрографа. В результате специально проведенного анализа мы пришли к заключению, что структурные различия вспышечных узлов в ортогональных поляризациях не могут быть следствием инструментальных эффектов. Однако различия яркости очень мелких деталей можно было объяснить дрожанием изображения и неодновременностью их экспонирования в ортогональных поляризациях.

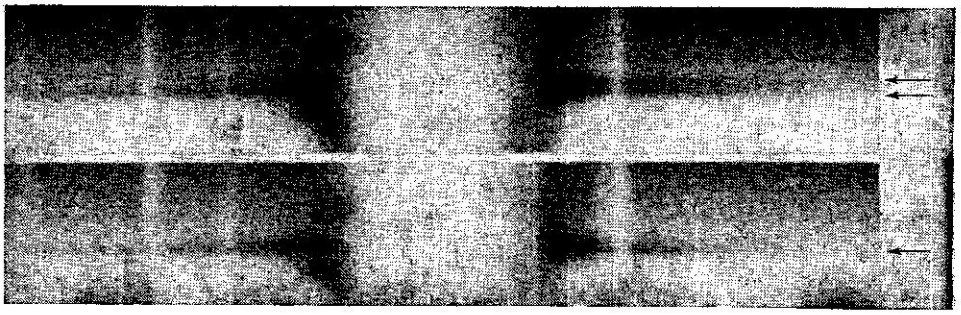


Рис. 1. Поляризационная спектрограмма усов (негатив) 06.10 1983 г., 07^h17^m UT, в линии H_α

Красное крыло справа, усы отмечены стрелками

2. Наблюдения

Летом 1983 г. на КГ-2 были произведены некоторые усовершенствования: за входной щелью спектрографа установлен новый затвор, позволяющий давать короткие экспозиции (~0,02 с), здесь же расположен анализатор линейной поляризации — блок из двух поляризационных призм из стекла и шпата (раздвигая призмы, можно изменять расстояние между двумя ортогонально поляризованными спектрами примерно от 2 до 12 мм); смонтирована система подсмотра и синхронного со съемкой спектра фотографирования изображения на щели спектрографа через H_α-фильтр. Был также введен в строй кварцевый генератор, что улучшило часовое ведение телескопа, к тому же переключение частоты в ту или другую сторону от номинальной решает проблему очень тонкого гидирования движения по часовому углу. Спектры фотографировались на пластинки Kodak IIF. Все это позволяло получить высококачественный наблюдательный материал.

Летом 1983 г. вспышечная активность Солнца была довольно низкой. Поэтому в отсутствие вспышек мы иногда фотографировали спектры усов [2] с поляризационной оптикой. При визуальном просмотре поляризационных спектрограмм усов у самого лимба, полученных 06.10 1983 г., обнаружилась поразительная картина: в одной поляризации усы выглядели как обычно, а в другой, и к тому же только в одном крыле (красном), они были двойные (рис. 1). Удалось отобрать еще несколько спектрограмм, полученных на КГ-2 и БСТ-2, на которых наблюдались заметные различия вида усов (по структуре или яркости) в ортогональных поляризациях.

3. Фотометрия

Для объективного выявления структурных различий усов и оценки степени их поляризации была проведена фотометрическая обработка спектрограмм. Фотометрические разрезы делались перпендикулярно направлению дисперсии в нескольких спектральных участках в красном и синем крыле H_α («близкое» крыло на +1,0 и —1,3 Å, «далекое» на +1,7 и —1,8 Å от центра линии). Полученные распределения интенсивности в ортогональных поляризациях совмещались по изображениям нитей, натянутых поперек щели спектрографа. Учет инструментальной поляризации производился по тем местам на регистрограммах, где разрез проходил по невозмущенной фотосфере, т. е. методика наблюдений и обработки аналогичны [1].

Результаты фотометрии приведены на рис. 2—5.

Усы 06.10 1983 г. Поляризационные спектрограммы получены на КГ-2: в 07^h17^m и в $07^h18^m20^s$ UT. Для усов, наблюденных в 07^h17^m, мы видим сильные различия в распределении интенсивности поперек дисперсии на спектрах в ортогональных поляризациях, которые особенно выражены в красном крыле. Усы как бы состоят из двух эмиссионных деталей, расстояние между

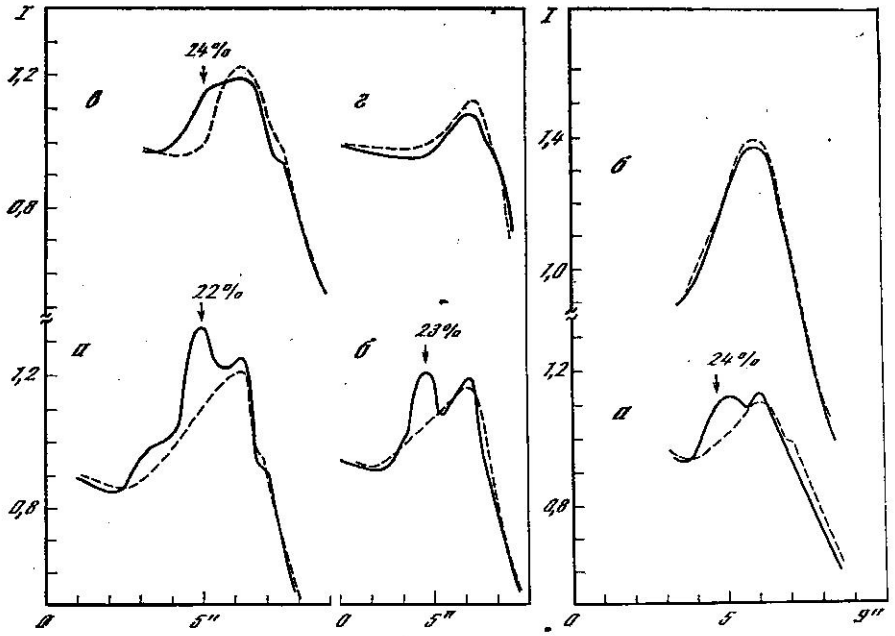


Рис. 2. Фотометрические разрезы усов 06.10 1983 г., 07^h17^m UT, перпендикулярно направлению дисперсии в близком красном крыле линии H_α (*а*), в далеком красном крыле (*б*), в близком синем крыле (*в*), в далеком синем крыле (*г*)

Сплошной и штриховой линиями обозначены разрезы в ортогональных поляризациях. Стрелками отмечены места, в которых определялась степень поляризации

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для усов 06.10 1983 г., $07^h18^m20^s$ UT

а — в далеком красном крыле, *б* — в далеком синем крыле

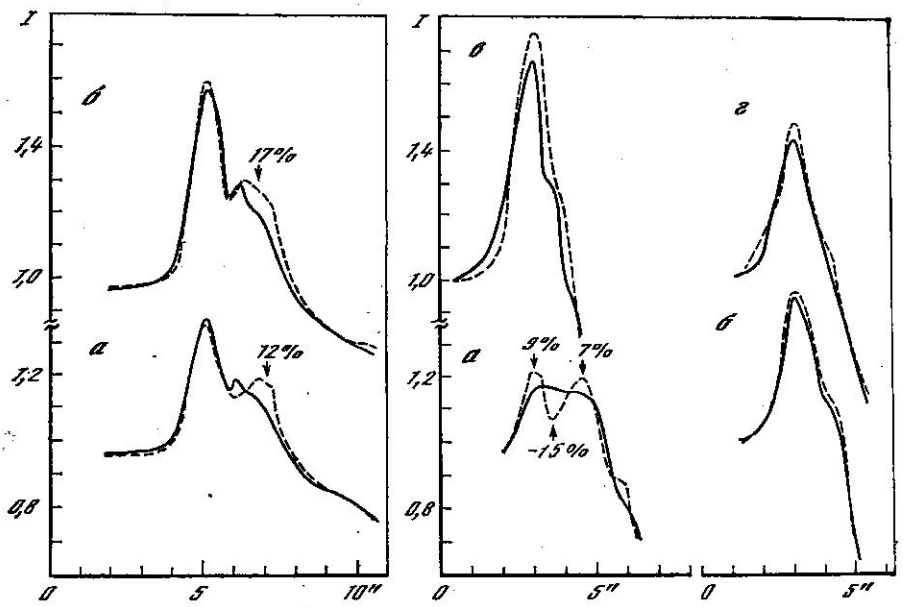


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для усов 19.10 1983 г., 05^h42^m UT

а — в далеком красном крыле, *б* — в далеком синем крыле

Рис. 5. То же, что на рис. 2, для усов 19.10 1983 г., 07^h19^m UT

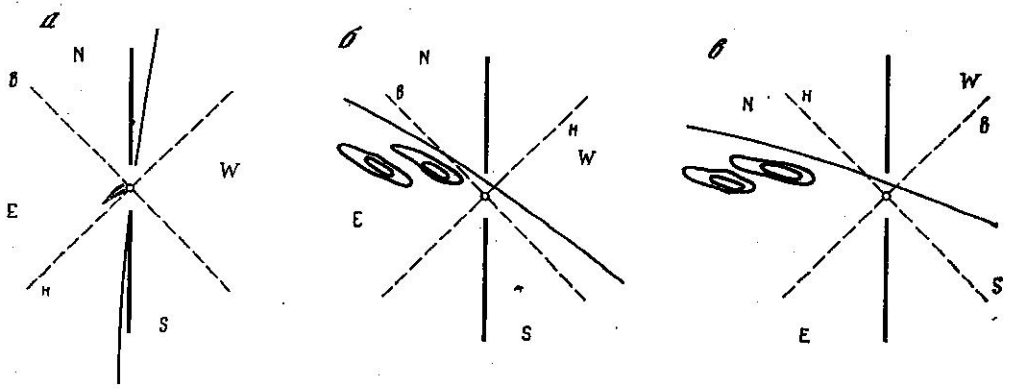


Рис. 6. Относительное положение поляризационных осей анализатора линейной поляризации, щели спектрографа, усов и края солнечного диска

а — 06.10 1983 г.; *б* — 19.10 1983 г., 05^h42^mUT; *в* — 19.10 1983 г., 07^h19^mUT. Тонкая линия — край солнечного диска, штриховые линии — направление осей пропускания анализатора; «н» соответствует нижнему спектру на поляризационной спектрограмме, «в» — верхнему. Жирная линия — положение щели спектрографа, кружок — усы

которыми около 1″,2. Одна деталь усов не показывает поляризации, а для другой степень поляризации достигает 23%. В красном крыле эта поляризованная деталь видна на всем протяжении усов. В синем же крыле она заметна только в близком крыле линии H_α, а на более далеких расстояниях не видна (рис. 2).

Поляризованная деталь в красном крыле наблюдается для тех же усов и в $07^h18^m20^s$ UT. Но качество изображений на этой спектрограмме несколько хуже. Степень поляризации около 24% (рис. 3).

Усы 19.10 1983 г. Спектрограмма получена на КГ-2 в 05^h42^m UT. На ней зарегистрированы двое усов вблизи лимба, расположенные на небольшом расстоянии друг от друга (1″,8). Как видно из рис. 4, одни усы не поляризованы, а другие, более слабые и расположенные ближе к лимбу, показывают заметную поляризацию. Степень поляризации их эмиссии в синем крыле H_α составляет 12%, в красном 17%.

Усы 19.10 1983 г. Спектрограмма получена на БСТ-2 в 7^h19^m UT. Усы наблюдались в той же активной области, что и в предыдущем случае. На рис. 5 видно, что в близком красном крыле линии H_α в одной поляризации наблюдается раздвоенная эмиссия усов, а в другой — одиночная. В синем крыле и в далеком красном крыле эта особенность не выявляется.

4. Ориентация поляризационных осей

Посмотрим, как в разных случаях были ориентированы поляризационные оси нашего анализатора относительно солнечного диска. Для этого мы прежде всего определили направление осей пропускания наших анализаторов (имея в виду колебания электрического вектора) относительно щели спектрографа для КГ-2 и БСТ-2. Отметим, что все наблюдения проводились при одном положении анализатора, который на КГ-2 стоит за входной щелью спектрографа, а на БСТ-2 — перед фотопластинкой. Для уменьшения влияния поляризации спектрографа оси анализатора составляют угол 45° с направлением щели.

На рис. 6 представлены зарисовки края диска Солнца, положение усов и щели спектрографа, а также направление осей пропускания анализатора линейной поляризации: н соответствует на спектрограмме нижнему спектру, в — верхнему.

Для усов 06.10 1983 г. одна поляризационная ось (н) составляет с радиальным направлением (на центр Солнца) угол около 50°, а другая (в) 40°. Двойные усы в красном крыле (07^h17^m UT) и поляризованная деталь в том же крыле (07^h18^m 20^sUT) видны в в-поляризации, т. е. для них преимуще-

ственное направление колебаний электрического вектора чуть ближе к радиальному.

Из области усов за пределами края солнечного диска виден слабый выброс (обычное явление для усов), который ориентирован почти вдоль поляризационной оси (н). Таким образом, для поляризованных эмиссий обоих наблюдений усов 06.10 1983 г. преимущественное направление вектора электрических колебаний примерно перпендикулярно оси выброса.

Для усов 19.10 1983 г., сфотографированных в 05^h42^m UT и обнаруживающих поляризацию, преимущественное направление колебаний электрического вектора близко к тангенциальному (угол между соответствующей осью поляризации и радиальным направлением на Солнце равен 78°).

Для усов, зарегистрированных в той же активной области спустя 01^h37^m на БСТ-2, раздвоение эмиссии наблюдается на том спектре, где преимущественное направление колебаний также близко к тангенциальному (угол между осью пропускания и радиальным направлением около 65°).

Следует отметить, что раздвоенные эмиссионные детали во вспышках [1] также наблюдались в свете поляризации, для которой направление колебаний электрического вектора было близким к тангенциальному.

5. Обсуждение результатов

Даже немногочисленные наблюдения усов в линии H_α с анализаторами линейной поляризации позволили обнаружить отдельные случаи своеобразного поведения картины поляризации их эмиссии. Мы нашли, что у некоторых усов степень поляризации эмиссии достигает значительной величины (до 24%). Поскольку усы наблюдались вблизи лимба, то одной из причин линейной поляризации эмиссии усов может быть резонансное рассеяние. Однако вычисленные нами величины степени поляризации значительно превосходят предсказанные для такого механизма теорией 1,6—7,5% [3]; а также приведенные в [4]. Кроме того, влияние резонансного рассеяния должно примерно одинаковым образом сказываться на всех усах, расположенных на данном расстоянии от лимба. Мы же наблюдаем близкие пары усов, одни из которых не поляризованы, а другие имеют значительную степень поляризации.

Природа усов до настоящего времени остается невыясненной. Но, несомненно, большая роль в их образовании принадлежит магнитному полю и движениям вещества [2, 5—8]. Рассмотрим некоторые характеристики усов, полученные в последнее время в результате наблюдений с высоким пространственным разрешением.

Уже неоднократно наблюдатели высказывали мнение, что крупные усы (с поперечниками $> 1''$) могут фактически быть конгломератом более мелких усов [9—11]. Развивая эту мысль, авторы работы [11] высказали предположение, что неодновременным разгоранием и угасанием этих тонкоструктурных элементов можно было бы частично объяснить пульсации яркости некоторых усов.

Кроме того, в [11] найдено, что все усы у лимба представляют собой вытянутые образования со средней длиной около 1″,1 и средней шириной 0″,6. Наши наблюдения с H_α-фильтром и со спектрографом также показывают, что часто, но не всегда усы у лимба вытянуты в радиальном направлении. Встречаются активные области, в которых даже у лимба они сохраняют округлую форму. По-видимому, здесь определенную роль играет направление магнитного поля в области усов.

Кривая изменения яркости усов со временем показывает быстрый подъем к максимуму (~2,1 мин), затем яркость держится примерно на одном уровне с заметными пульсациями (~3,9 мин), далее усы угасают примерно за 5 мин [9, 11, 12] (количественные данные о соответствующих промежутках времени даны согласно [11]). В [11] обнаружено, что усы вытягиваются в длину только во время их разгорания.

Исследованные нами усы 06.10 и 19.10 1983 г. (07^h19^m UT) довольно крупные (их поперечные размеры около 3″). Они состоят по крайней мере из двух

тонкоструктурных элементов, которые в свете приведенных выше представлений о таких образованиях могут находиться на разной стадии развития. То же, вероятно, можно сказать и о тесной паре усов 19.10 1983 г. (05^h42^mUT), при этом более яркий компонент был не поляризован, а более слабый поляризован. Аналогичные результаты были получены нами ранее [1] (см. рис. 2, *д* и 3 из [1]), когда в области вспышки слабые эмиссионные образования типа полосок непрерывной эмиссии и усов были поляризованы, а яркие не поляризованы.

Эти факты наводят на мысль, что поляризация эмиссии усов или их тонкоструктурных элементов наблюдается только на стадии разгорания.

Если направление вытягивания усов определяется структурой магнитного поля в активной области, а выброс, связанный с усами 06.10 1983 г., распространялся вдоль магнитных силовых линий, то направление поляризации усов было перпендикулярно магнитному полю.

Пока рано говорить об асимметрии картины поляризации эмиссии усов (по длине волны), на что как будто указывают наши немногочисленные наблюдения. Однако даже в случае раздвоения усов на всем протяжении только красного крыла в свете одной поляризации может оказаться, что мы имеем дело с парой близких усов, одни из которых (поляризованные) имеют сильно асимметричный контур.

6. Выводы

1. У некоторых усов у лимба обнаруживается линейная поляризация эмиссии линии H_α, величина которой значительно превосходит предсказанную теорией для резонансного рассеяния. В компактных парах поляризован лишь один компонент.

2. В рассмотренных нами случаях преобладает поляризация в красном крыле линии H_α; насколько этот эффект реален, покажут дальнейшие наблюдения.

3. Для поляризованной эмиссии усов преимущественное направление колебаний электрического вектора, возможно, перпендикулярно магнитному полю.

4. Можно предположить, что поляризация эмиссии усов или их тонкоструктурных элементов наблюдается лишь на стадии разгорания.

Авторы благодарят академика А. Б. Северного за постоянное внимание к работе.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Бабин А. Н., Коваль А. Н.* О тонкой структуре поляризованных элементов вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 70, с. 3—7.
2. *Северный А. Б.* Исследование тонкой структуры эмиссии активных образований и нестационарных процессов на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1957, т. 17, с. 129—161.
3. *Zanstra H.* An attempt to explain the polarization in H_α and D_3 for prominences.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1950, vol. 110, p. 491—500.
4. *Гопасюк С. И., Рачковский Д. Н.* Поляризация резонансно-рассеянного излучения, обусловленного внутренними источниками среды.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 65—78.
5. *Коваль А. Н., Степанян Н. Н.* Изменение магнитных полей пятен на двух уровнях в связи с развитием активных областей.— Солнечные данные, 1972, № 1, с. 83—91.
6. *Северный А. Б., Коваль А. Н.* Исследование расширения эмиссии сильных линий вспышек и усов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1961, т. 26, с. 3—40.
7. *Пикельнер С. Б.* Природа точечных источников линейчатой, непрерывной и ревновской эмиссии на Солнце.— Астрон. журн., 1974, т. 51, вып. 2, с. 233—242.
8. *Severny A. B.* Mass motions in flares and moustaches indicated by special spectral features.— In: Mass motion in solar flares and related phenomena/ Ed. Y. Öhman. Wiley Intersci. Div. N. Y., 1968, p. 71—88.
9. *Bruzek A.* Some observational results on moustaches.— Solar Phys., 1972, vol. 26, N 1, p. 94—107.
10. *Roy L.-R., Leparskas H.* Some statistical properties of Ellerman bombs.— Solar Phys., 1973, vol. 30, N 2, p. 449—457.
11. *Kurokawa H., Kawaguchi I., Funakoshi Y., Nakai Y.* Morphological and evolutional features of Ellerman bombs.— Solar Phys., 1982, vol. 79, N 1, p. 77—84.
12. *Бабин А. Н.* О фотометрии усов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 52, с. 88—91.

УДК 523.98

О ВОЗМОЖНОМ ПРИСУТСТВИИ В ПЯТНАХ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ПЕРИОДОМ ОКОЛО 40 МИН

С. И. Гопасюк

По данным наблюдений лучевых скоростей и яркостей, в λ 5253,5 Å Fe I на модернизированном БСТ с двухканальным магнитографом проведено изучение вращения газа в двух одиночных пятнах. Одно пятно находилось в северном, а второе — в южном полушарии.

В скорости вращения газа в обоих пятнах обнаружена квазипериодическая составляющая со средним периодом около 40 мин. Она накладывается на основную, медленно меняющуюся со временем составляющую скорости вращения газа.

ON THE POSSIBLE PRESENCE IN SUNSPOTS OF TORSIONAL OSCILLATIONS WITH THE PERIOD CLOSE TO 40 MIN *S. I. Gopasyuk.*— The gas rotation in two single sunspots has been studied using the observational data of the velocity field and brightness obtained with a double magnetograph in λ 5253,5 Å Fe I. One of these spots was located in the northern and the other one in the southern hemisphere of the Sun.

Two components of the velocity of gas rotation in sunspots were found. One of them corresponds to the oscillations with the period close to 40 minutes. It is superposed over the other (main) component slowly changing with time.

После того как в пятнах были обнаружены движения газа типа крутильных колебаний с периодом примерно 6 дней [1, 2], мы предприняли специальные наблюдения с целью поиска более короткопериодических колебаний.

Крутильные колебания в плазме возможны только при наличии магнитного поля. Именно поэтому установление крутильных колебаний в различных образованиях на Солнце и выяснение их особенностей позволит исследовать структуру магнитного поля и физические характеристики плазмы на глубинах, недоступных прямым наблюдениям (см. [3]).

1. Данные наблюдений

Здесь использованы наблюдения в линии λ 5253, 5 Å Fe I только двух одиночных пятен 13.08 и 15.08 1982 г. К началу наблюдений координаты были: $L \simeq 52°,5W, \varphi \simeq 9°,5N$ (13.08) и $L \simeq 29°,6W$; $\varphi \simeq 7°,2$ S (15.08).

Наблюдения лучевых скоростей, магнитного поля и яркостей в ядре линии проводились на модернизированном БСТ с двуканальным магнитографом. Входная щель спектрографа была равной $1'' \times 4''$. С помощью системы фотогида [4] изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели со скоростью 2″/с. Для того чтобы можно было уверенно определять нуль-пункт локальных лучевых скоростей, длина разрезов вдоль линии сканирования бралась больше размера пятна и равнялась 100″. Расстояние между центрами соседних разрезов составляло 4″. Высота сканируемого участка определялась величиной пятна и всегда на 30—50″ превышала его размер. Согласно картам яркости размер по внешней границе полутени пятна 13.08 был равен примерно 56″, а 15.08 38″.

Непрерывные наблюдения пятна 13.08 проводились свыше 3 ч. За это время было проведено 13 серий записей со средним интервалом между повторными записями $\langle \Delta t \rangle = 14^m,75$.

За четыре часа непрерывных наблюдений 15.08 было получено 19 серий записей. Средний интервал между повторными записями $\langle \Delta t \rangle = 12^m,75$.

По данным наблюдений поля лучевых скоростей в пятне определялись все три составляющие вектора скорости. Это возможно при предположении цилиндрической симметрии [5—7]. Ось симметрии мы совместили с видимым

центром пятна. Для одиночных пятен довольно правильной формы это в какой-то мере оправдано. Видимый центр пятна для каждой серии записей определялся по карте яркости с точностью $\pm 2-3''$.

2. Методика обработки

Система фотогида [4] работает на принципе удержания за край изображения Солнца. В результате прямоугольный участок, связанный с системой фотогида, при сканировании деформируется в косоугольный на поверхности Солнца из-за его вращения [8]. Для того чтобы учесть эту деформацию, удобно совместить начала координат обеих систем (фотогида и на поверхности Солнца) в точке, соответствующей концу последнего разреза. При перемещении изображения Солнца на запад и в предположении постоянства скорости вращения Солнца в выбранном участке координаты косоугольной системы (x_{ji}; y_j) в первом приближении связаны с прямоугольными $(i-1)\,\Delta x$; $(j-1)\,\Delta y$ следующими соотношениями:

$$x_{ji} = (i-1)\,\Delta x - (j-1)\,KU_L\delta t\,(\cos L \cos P - \sin L \sin P \sin B), \quad (1)$$

$$y_j = (j-1)\,[\Delta y \mp KU_L\delta t\,(\sin L \cos P \sin B + \cos L \sin P)]. \quad (2)$$

Здесь Δx и Δy — шаг сетки в фотогиде, j определяет номер скана (для последнего $j = 1$), а i — номер узловой точки (от начала системы координат) внутри скана; K — масштабный коэффициент координатной сетки карты; δt — время записи одного разреза, U_L — скорость вращения Солнца на поверхности; L — гелиографическая долгота точки, P — позиционный угол оси вращения Солнца, B — гелиографическая широта центра солнечного диска.

Перемещению изображения Солнца с севера на юг при переходе от скана к скану соответствует знак минус в квадратной скобке выражения (2), перемещению изображения с юга на север — плюс.

В направлении оси OY сетка, связанная с поверхностью Солнца, сжимается или растягивается (по сравнению с сеткой в фотогиде) в зависимости от знака P и направления перемещения изображения Солнца. Именно для этой координатной сетки, представленной выражениями (1) и (2), мы имеем из наблюдений матрицу значений (значений в узловых точках сетки) лучевых составляющих некоторого поля векторов (в нашем случае скоростей).

На основании выражений (1) и (2) переход к прямоугольной системе координат на поверхности Солнца осуществляется очень просто. Матрицу значений, связанную с этой прямоугольной системой координат, находим посредством двухмерной интерполяции данных, относящихся к исходной матрице.

Дальнейший процесс обработки данных наблюдений связан с переносом прямоугольной системы координат в точку x_c; y_c (центр симметрии поля скоростей) и поворот ее на такой угол ψ, чтобы ось OX была направлена на центр солнечного диска [7]. В этой системе координат очень просто учитывается эффект проекции (площадка обычно располагается на некотором гелиографическом расстоянии θ). У нас задача с осевой симметрией, и естественно выразить прямоугольные координаты в картинной плоскости через полярные:

$$x = (g-1)\,\Delta r\,\{\cos\psi \cos\theta \cos(p-1)\,\Delta\Phi - \sin\psi \sin(p-1)\,\Delta\Phi\} + x_{0x} \quad (3)$$

$$y = (g-1)\,\Delta r\,\{\sin\psi \cos\theta \cos(p-1)\,\Delta\Phi + \cos\psi \sin(p-1)\,\Delta\Phi\} + y_0, \quad \cos\theta = \sin\varphi \sin B + \cos\varphi \cos B \cos L, \quad (4)$$

где φ — гелиоширота точки, $(g-1)\,\Delta r$ — радиус-вектор, выходящий из точки x_c; y_c; $g = 1; 2; 3; \ldots; g_{max}$ (g_{max} определяется по карте); $p = 1; 2; 3; \ldots; p_{max}$ ($(p_{max}-1)\,\Delta\Phi = 360°$, мы в дальнейшем берем $p_{max} = 36$ и $\Delta\Phi = 10°$). При $g = \text{const}$ выражения (3) и (4) при изменении p от 1 до p_{max} дают вполне определенным образом ориентированные эллипсы, а на поверхности Солн-

ца это окружности. При $p = \text{const}$ изменение g от 1 до g_{max} определяет радиус-векторы, и при $p = 1$ имеем радиус-вектор, направленный от точки x_c; y_c на центр солнечного диска, т. е. ось OX, повернутую на угол ψ.

Угол ψ удобно выразить через другие известные углы, а именно:

$$\psi = 180° + P + \alpha \text{ при } L \geqslant 0,\ \varphi \geqslant 0;\ \psi = P - \alpha \text{ при } L \leqslant 0,\ \varphi \geqslant 0;$$

$$\psi = P + \alpha \text{ при } L \leqslant 0,\ \varphi \leqslant 0;\ \psi = 180° + P - \alpha \text{ при } L \geqslant 0,\ \varphi \leqslant 0. \quad (5)$$

Угол α является острым, и он образован радиус-вектором, проведенным из точки x_c; y_c на центр солнечного диска, и линией экватора. На основании теоремы синусов его значение находится из выражения

$$\cos\alpha = \cos\varphi \frac{|\sin L|}{\sin\theta}. \quad (6)$$

Зная координаты полярной сетки в прямоугольной системе координат, связанной с поверхностью Солнца, и исходную матрицу данных для нее, посредством двухмерной интерполяции находим матрицу значений для узлов полярной сетки.

Итак, на каждой окружности, проведенной на поверхности Солнца, нам известна функция распределения лучевой составляющей поля векторов (скорости). Обозначим ее через $f_g(s)$; $g = 1; 2; 3; \ldots; g_{max}$. Ее можно представить в виде ряда Фурье с коэффициентами разложения:

$$a_{mg} = \frac{2}{T}\int_0^T f_g(s)\cos m\frac{2\pi s}{T}\,ds, \quad (7) \qquad b_{mg} = \frac{2}{T}\int_0^T f_g(s)\sin m\frac{2\pi s}{T}\,ds, \quad (8)$$

$m = 0;\ 1;\ 2; \ldots;\ T$ — период.

Мы видим, что коэффициенты a_{0g}; a_{1g} и b_{1g} в разложении Фурье определяются через лучевые составляющие поля векторов точно таким же способом, как и в [7] составляющие вектора скорости V_z; V_R и V_Φ в предположении цилиндрической симметрии. Поэтому мы сопоставляем каждому коэффициенту из разложения в ряд Фурье свою составляющую скорости, а именно:

$$V_{z0g} = a_{0g}/2\cos\theta; \qquad V_{Rmg} = a_{mg}/\sin\theta; \qquad V_{\Phi mg} = -b_{mg}/\sin\theta. \quad (9)$$

По сравнению с предложенным ранее [7] этот метод определения составляющих вектора скорости по лучевой составляющей поля векторов при предположении цилиндрической симметрии является более простым и более общим. Бóльшая общность его достигается тем, что он позволяет определить составляющие вектора скорости не только нулевой и первой гармоник, отвечающих случаю плоского течения, но и получить составляющие скорости, соответствующие более высоким гармоникам. Значение их позволит исследовать отклонение формы пятна от плоского образования и влияние этой формы на поле скоростей, т. е. учесть эффект Вилсона.

3. Результаты обработки

Данные наблюдений пятен 13.08 и 15.08 1982 г. были обработаны по методике, предложенной в предыдущем разделе. Каждый раз мы делили окружность на 36 равных частей $\Delta\Phi = 10°$. Для примера на рис. 1 показано изменение с расстоянием от центра пятна 13.08 составляющих вектора скорости $V_{Rm}(r)$ и $V_{\Phi m}(r)$ до третьей гармоники включительно ($m = 1; 2; 3$). Исследования показали, что составляющие $V_{Rm}(r)$ и $V_{\Phi m}(r)$ при $m > 1$ не являются результатом случайного распределения поля скоростей в пятне. Амплитуда их регулярно уменьшается с увеличением номера гармоники и практически не отличается от шума уже при $m = 4 \div 5$.

Азимутальная составляющая дает скорость вращения газа в пятне. Ниже мы использовали данные вычислений $V_{\Phi 1}(r)$ только для первой гармоники ($m = 1$): она вносит основной вклад в величину скорости вращения газа

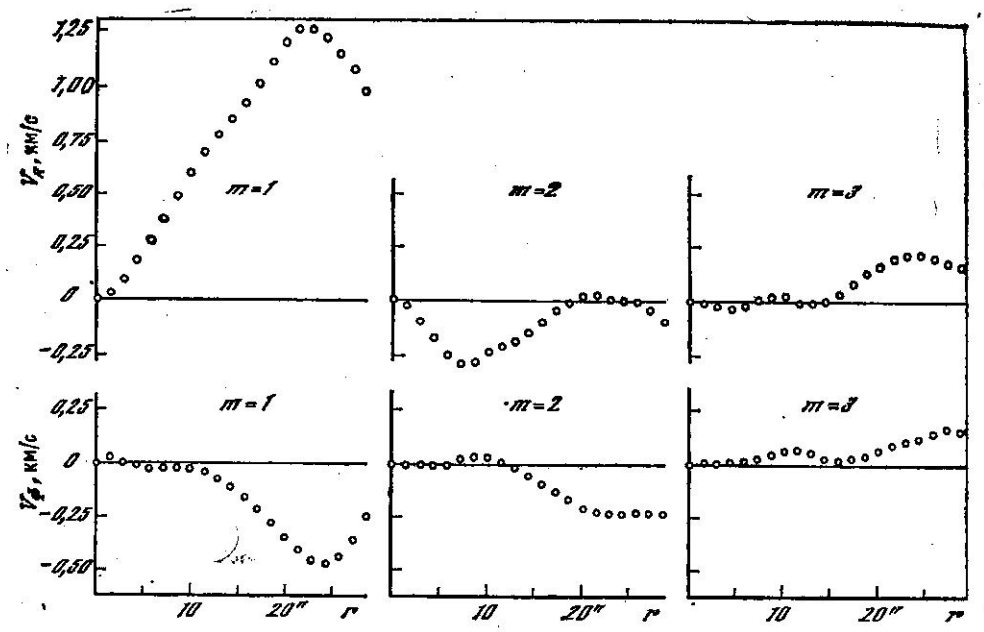


Рис. 1. Изменение с расстоянием от центра пятна 13.08 1982 г. составляющих $V_{Rm}(r)$ и $V_{\Phi m}(r)$ вектора скорости первой ($m = 1$), второй ($m = 2$) и третьей ($m = 3$) гармоник

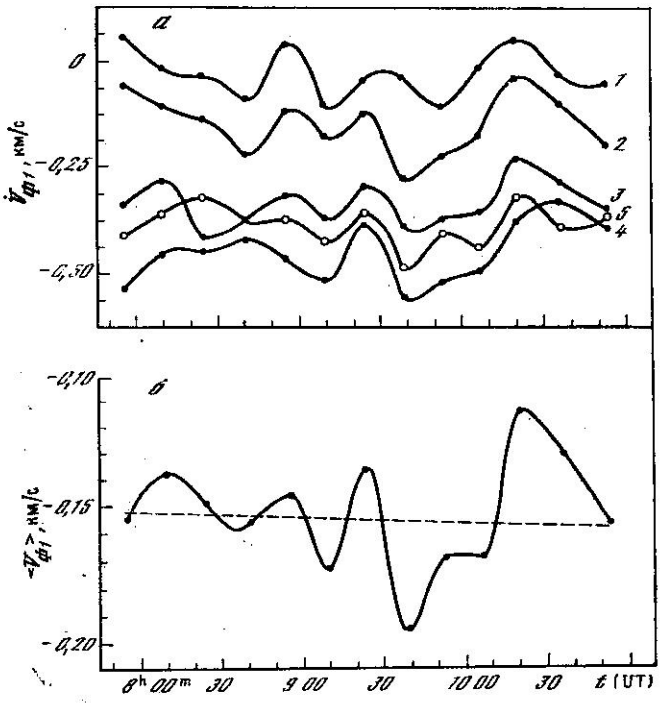


Рис. 2. Изменение со временем составляющей скорости $V_{\Phi 1}(r)$ в пятне 13.08 1982 г. (*а*) и средней по площади пятна скорости $\langle V_{\Phi 1} \rangle$ (*б*)

Точки отстоят от центра пятна на 10" (*1*); 14" (*2*); 19" (*3*); 24" (*4*) и 27" (*5*). Штриховая линия — среднее значение скорости

в пятне. На рис. 2, *а* показано изменение со временем в пятне 13.08 этой составляющей скорости ($V_{\Phi 1}$) в точках, отстоящих на разные расстояния от центра пятна (от 10", кривая *1*, до 27" — кривая *5*).

Мы видим, что азимутальная составляющая испытывает со временем квазипериодические флуктуации и при этом они происходят практически синхронно по всей поверхности пятна. Изменение со временем средней по площади пятна азимутальной составляющей для 13.08 приведено на рис. 2, *б*. Как следует из рис. 2, квазипериодические флуктуации скорости происходят на фоне квазистационарной составляющей (на рис. 2, *б* она отмечена штриховой линией). Знак минус показывает, что в этом пятне газ вращался 13.08 против часовой стрелки (в направлении N → W → S → E → N). Сред-

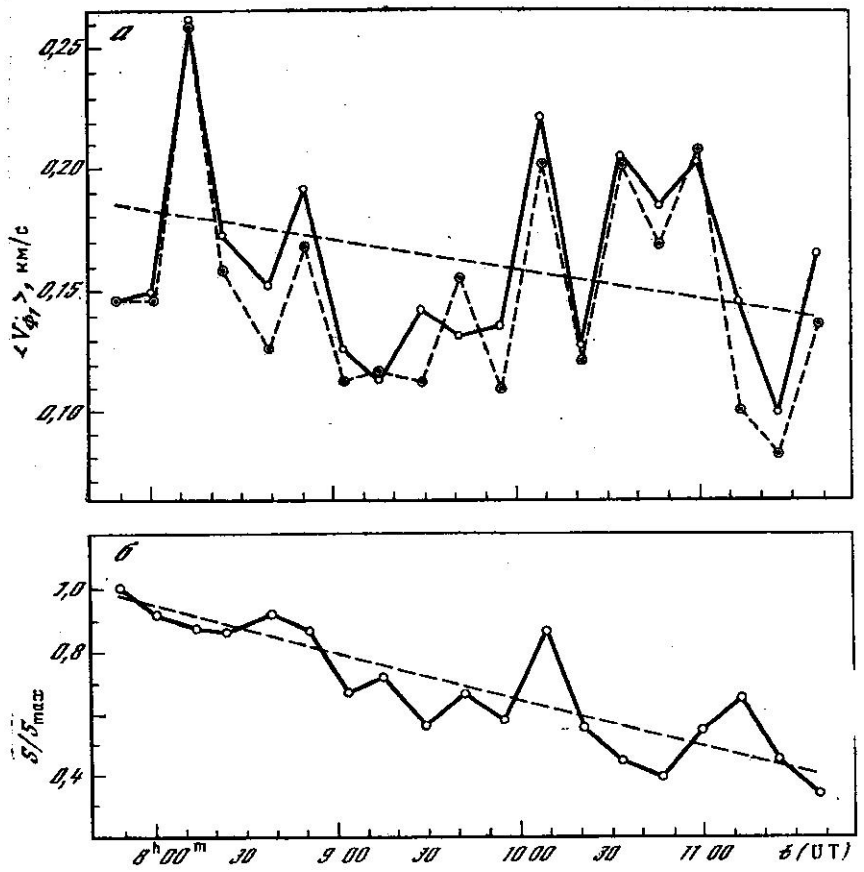


Рис. 3. Изменение со временем средней по площади пятна скорости $\langle V_{\Phi 1} \rangle$ (*а*) и показателя качества изображений (*б*)

Сплошная линия — положение центра симметрии поля скоростей найдено по картам яркости; штриховая — сдвиг точки, принятой за центр симметрии, на 5″. Штриховая линия на рис. *б* — средний ход величин

няя по площади квазистационарная составляющая скорости увеличивалась со временем и была равной примерно —150 м/с.

Несмотря на то что квазипериодические флуктуации скорости происходили практически синхронно по всей площади пятна, размером примерно 56″, можно заподозрить, что они могли быть вызваны рядом посторонних причин. Среди них основными могут быть: 1) неточность определения центра симметрии (центра пятна) и 2) изменение со временем качества изображений в процессе наблюдений. Чтобы исследовать влияние первой причины, мы провели следующий эксперимент. Сначала для всех записей мы вычислили $V_{\Phi 1}(r)$ с таким положением центра симметрии поля скоростей, которое было определено по картам яркостей с точностью ± 2—3″. Затем вычисления $V_{\Phi 1}(r)$ были проведены при сдвинутом положении центра симметрии на 5″ (на всех картах в одном направлении) относительно его первоначального положения, найденного по картам яркостей. Сравнение результатов таких вычислений средней по площади скорости $\langle V_{\Phi 1} \rangle$ для меньшего по размерам пятна 15.08. ($D_п \simeq 38''$) показано на рис. 3, *а*. Несмотря на то что искусственный сдвиг положения центра симметрии превышал точность его определения, различия между двумя рядами данных вычислений невелики. Они значительно меньше наблюдаемых квазипериодических флуктуаций.

Для определения изменения в процессе наблюдений качества изображений мы воспользовались картами яркости. Конечно, самым лучшим индикатором изменения качества изображений могла бы быть величина минимальной яркости в пятне. Однако, учитывая то обстоятельство, что карты по-

строены на основании последовательно проведенных сканов и минимальная яркость относится к одному моменту времени, мы отказались от этого показателя. Изучение распределения яркости в пятне показало, что наибольший градиент ее находится вблизи уровня 0,4 яркости J_Φ в соседней невозмущенной фотосфере. Именно изменение внутри пятна площади, ограниченной изолинией 0,4 J_Φ, мы взяли за показатель изменения со временем качества изображений. Этот показатель учитывает в какой-то мере и интегральные особенности. Изменение со временем относительной площади S/S_{max} внутри пятна 15.08, ограниченной изолинией 0,4 J_Φ, — изменение показателя качества изображений со временем приведено на рис. 3, *б*. Уменьшение площади S/S_{max} означает, что качество изображений ухудшалось со временем. Сопоставляя результаты рис. 3, *а* и *б*, можно заподозрить, во-первых, что ухудшение качества изображений приводит к уменьшению величины скорости $\langle V_{\Phi 1}\rangle$ (штриховые линии). Однако 13.08 в процессе наблюдений качество изображений тоже ухудшалось со временем. В то же время наблюдения показывают (см. рис. 2), что скорость $\langle V_{\Phi 1}\rangle$ увеличивалась со временем по модулю. Далее, согласно рис. 3 15.08 качество изображений в среднем ухудшилось к концу наблюдений значительно (в среднем площадь S/S_{max} уменьшилась в 2,5 раза), тогда как квазистационарная составляющая скорости $\langle V_{\Phi 1}\rangle$ уменьшилась только в 1,3 раза. Величины флуктуаций изменения показателя качества изображений S/S_{max} малы по сравнению с изменением общего хода его в течение 4 ч. В то же время флуктуации скорости больше или по крайней мере сравнимы с величиной изменения средней скорости за 4 ч.

Далее, как видно из сопоставления рис. 3, *а* и *б*, нет связи в деталях между флуктуациями скорости и показателя качества изображений: резкое увеличение или уменьшение скорости приходится и на спад качества изображений, и на его улучшение. Иногда флуктуации скорости приходятся на те моменты времени, когда флуктуации в показателе качества изображений отсутствуют. Следовательно, наблюдаемые флуктуации скорости вращения газа в пятне не удается связать с изменениями качества изображений. Поэтому мы приходим к заключению, что наблюдаемые квазипериодические флуктуации скорости вращения газа в пятне реальны. Средний период квазипериодических флуктуаций средней по площади скорости $\langle V_{\Phi 1}\rangle$ вращения газа в пятне 13.08 составляет $T \simeq 35$ мин, и их средняя амплитуда $A \simeq 22$ м/с. Для пятна 15.08 $T \simeq 40$ мин и $A \simeq 50$ м/с. По величине периоды квазипериодических флуктуаций скорости в обоих пятнах примерно одинаковы и очень близки к тому значению, которое было получено для повторяемости вспышек в активных областях [9]. Для обоих пятен, и 13.08, и 15.08 1982 г., строгая периодичность в флуктуациях скорости вращения нарушается. Возможно, это служит некоторым указанием на наличие нескольких периодов.

Итак, пятно 13.08 было в северном полушарии. Оно вращалось против часовой стрелки с квазистационарной скоростью, средняя по площади величина которой около 150 м/с. Квазистационарная составляющая скорости в течение всего времени наблюдений (около 3 ч) увеличивалась. На эту составляющую накладывались квазипериодические колебания с периодом $T \simeq 35$ мин и амплитудой (средней по площади пятна) около 22 м/с. Пятно 15.08 находилось в южном полушарии и вращалось по часовой стрелке. Средняя по площади пятна квазистационарная составляющая скорости уменьшалась по величине в течение всех четырех часов наблюдений (от 185 до 140 м/с). На нее накладывались квазипериодические колебания с периодом $T \simeq 40$ мин и амплитудой (средней по площади пятна) около 50 м/с.

На примере двух случаев мы видим, что у пятен имеется две составляющих скорости вращения газа. Квазистационарная — это основная составляющая скорости. Она медленно меняется со временем, возможно, период ее изменения около 6 дней (см. [1, 2]). На нее накладываются колебания с периодом примерно 40 мин и амплитудой, меньшей квазистационарной составляющей.

В заключение приношу свою благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, М. Дж. Гусейнову — за помощь в получении наблю-

дательного материала, Н. И. Райковой — за помощь в обработке данных наблюдений и Г. А. Козловой — за составление программы и проведение расчетов на ЭВМ.

26 апреля 1984 г.

Литература

1. *Гопасюк С. И.* Некоторые особенности вращения пятен.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 108—118.
2. *Gopasyuk S. I.* Motions in sunspots like torsional oscillations.— Sun and Planetary System/ Eds W. Fricke, G. Teleki. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co, 1982, p. 125—126.
3. *Гопасюк С. И.* Крутильные колебания и диагностика структуры подфотосферного магнитного поля.— Астрон. журн., 1984, т. 61, вып. 1, с. 157—162.
4. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* Система сбора и обработки информации на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 56, с. 181—188.
5. *Kinman T. D.* Motions in the Sun at the photospheric level. II The Evershed effect in sunspot Mt. Wilson N 9987.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1952, vol. 112, N 4, p. 425—444.
6. *Kinman T. D.* Motions in the Sun at the photospheric level. III The Evershed effect in sunspots of different sizes.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1953, vol. 113, N 5, p. 613—634.
7. *Гопасюк С. И.* Фотосферные движения газа в одиночном пятне.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 107—121.
8. *Гопасюк С. И.* Особенности поля скоростей в пятне.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 77—82.
9. *Абраменко В. И., Огирь М. Б.* О квазипериодичности вспышечной активности Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., т. 70, с. 8—14.

УДК 523.9

О ВЛИЯНИИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА 160-МИН ПУЛЬСАЦИИ СОЛНЦА

А. Г. Косовичев

В связи с появившейся недавно гипотезой [1] о том, что 160-мин пульсации Солнца могут возбуждаться гравитационными волнами от расположенной вблизи двойной системы Геминга, сделаны теоретические расчеты амплитуды вынужденных колебаний Солнца для случая резонанса. Показано, что максимально возможное значение амплитуды по крайней мере в 10^3 раз меньше наблюдаемого.

Обоснован общий вывод: возбуждение 160-мин пульсаций Солнца невозможно гравитационными волнами не только от Геминги, но и от любого другого источника.

Рассчитана мощность гравитационного излучения Солнца при 160-мин пульсациях и показано, что влияние гравитационного излучения на затухание этих пульсаций пренебрежимо мало.

ON THE INFLUENCE OF GRAVITATIONAL RADIATION ON THE 160-MIN SOLAR OSCILLATION, by *A. G. Kosovichev*.— The resonance amplitude of solar oscillations forced by gravitational waves is calculated in connection with the recent idea [1], that the 160-min oscillation might be caused by gravitational waves from nearby binary system Geminga. It is found that the maximum possible amplitude of the oscillation is at least 10^3 times smaller than the observed value. We come to the general conclusion that the 160-min oscillation in the Sun cannot be excited by gravitational waves emitted from any source but not only from the binary system Geminga. We calculate the gravitational wave luminosity of the Sun, due to the 160-min oscillation, and find that the influence of the gravitational radiation on the damping of the oscillation is negligible.

1. Введение

В [1] сообщалось, что группой ученых (Ж. Айзек, Дж. Бильями, Ф. Деляж и Ж. Поль) сделан вывод, что 160-мин пульсации Солнца могут возбуждаться гравитационными волнами, излучаемыми объектом Геминга (2CG 195 + 04), который был обнаружен в 1974 г. в наблюдениях на спут-

нике SAS-2 [2] и сейчас является самым ярким неотождествленным источником γ-излучения. Вследствие низкой разрешающей способности гамма-телескопа пока не удалось однозначно идентифицировать этот источник с объектами, наблюдаемыми в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах, что позволило бы сделать определенный вывод о его физической природе. В настоящее время наиболее вероятными считаются две возможности: в рентгеновском диапазоне — совпадение Геминги с источником 1E 0630 + + 178 [3] и в радиодиапазоне — с источником 0630 + 180 [4]. Отсюда соответственно следует два возможных вывода: в первом из них Геминга, вероятно, является маломассивной двойной системой или нейтронной звездой на расстоянии $R \approx 1 \div 100$ пс, во втором — квазаром с красным смещением $Z \approx 1{,}2$ ($R \approx 10^{10}$ пс). Наиболее интересной особенностью источника является необычно высокая светимость в гамма-диапазоне, по крайней мере в 10^2—10^3 раз превышающая оптическое и рентгеновское излучение.

Согласно сообщению [1] интенсивность γ-излучения этого источника испытывает колебания с периодом около 160 мин, что рассматривается как дополнительное указание на то, что Геминга представляет собой двойную систему. При этом если принять, что период обращения в двойной системе вдвое больше и составляет 320 мин, то отсюда следует, что она излучает гравитационные волны с периодом 160 мин. Галактические координаты источника: $l = 195°{,}1$, $b = 4°{,}5$ [5], и, следовательно, его излучение приходит под малым углом к плоскости эклиптики: $\beta \approx -5°{,}3$.

Колебания Солнца с периодом $160^{\text{m}}{,}010 \pm 0^{\text{m}}{,}003$, открытые в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [6], наблюдаются уже на протяжении 10 лет [7] и показывают высокую фазовую стабильность. Амплитуда 160-мин колебаний в несколько раз больше амплитуд других долгопериодных колебаний Солнца (в диапазоне частот $\sim$0,1 мГц) и составляет $v \approx$ $\approx 0{,}5$ м/с, $\delta R_\odot / R_\odot \approx 10^{-6}$.

Для проверки указанной в [1] гипотезы нами выполнены расчеты возбуждения 160-мин пульсаций Солнца гравитационными волнами от двойной системы. Из полученных результатов следует, что максимально возможная амплитуда возбуждаемых таким образом колебаний намного меньше наблюдаемой. Этот вывод опубликован ранее в кратком виде в [8] и согласуется с расчетами других авторов [9—12].

Получен также более общий результат: возбуждение 160-мин пульсаций Солнца невозможно гравитационным излучением не только Геминги, но и любого другого источника.

Кроме того, рассчитана мощность гравитационного излучения Солнца при 160-мин пульсациях и показано, что влияние гравитационного излучения на затухание этих пульсаций пренебрежимо мало.

2. Гравитационное излучение двойной системы

Как известно (см., например, [13]), возмущение метрики в плоской гравитационной волне можно выразить через две безразмерные функции h_+ и $I_\times$, представляющие мгновенную амплитуду волны в двух независимых поляризациях «+» и «×». Выберем систему координат (x, y, z) с началом в центре масс двойной системы так, чтобы ось z совпала с направлением излучения, а ось x была направлена перпендикулярно к вектору угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ (рис. 1). Тогда амплитуды h_+ и $h_\times$ гравитационной волны на расстоянии R от источника в направлении z определяются через тензор приведенного квадрупольного момента масс, вычисленный в запаздывающем времени $t - R/c$ [14]:

$$h_+(t - R/c) = \frac{G}{c^4}\frac{1}{R}(\ddot{Q}_{xx} - \ddot{Q}_{yy})_{(t-R/c)}, \tag{1}$$

$$h_\times(t - R/c) = \frac{2G}{c^4}\frac{1}{R}(\ddot{Q}_{xy})_{(t-R/c)}, \tag{2}$$

где

$$Q_{ij} = \sum_{\alpha=1,2} m_\alpha \left(x_\alpha^i x_\alpha^j - \frac{1}{3}\delta_{ij} r^2\right),$$

m_1 и m_2 — массы компонент двойной системы, x_α^i — их координаты; точка обозначает производную по времени.

Пусть δ — угол между направлением излучения и вектором ω, ψ — азимутальный угол от оси x до линии, соединяющей обе звезды, a — радиус орбиты, $M = m_1 + m_2$ — полная масса системы, $\mu = m_1 m_2/M$ — приведенная масса, $r_1 = \mu a/m_1$ и $r_2 = \mu a/m_2$ — расстояние звезд от центра масс, тогда координаты звезд будут

$$x_1 = r_1 \cos\psi, \qquad y_1 = r_1 \sin\psi \cos\delta, \qquad z_1 = -r_1 \sin\psi \sin\delta;$$

$$x_2 = -r_2 \cos\psi, \qquad y_2 = -r_2 \sin\psi \cos\delta, \qquad z_2 = r_2 \sin\psi \sin\delta,$$

и компоненты тензора квадрупольного момента масс имеют вид

$$Q_{xx} = m_1 x_1^2 + m_2 x_2^2 - \frac{1}{3}(m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2) = \mu a^2 \left(\cos^2\psi - \frac{1}{3}\right),$$

$$Q_{yy} = m_1 y_1^2 + m_2 y_2^2 - \frac{1}{3}(m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2) = \mu a^2 \left(\sin^2\psi \cos^2\delta - \frac{1}{3}\right),$$

$$Q_{xy} = m_1 x_1 y_1 + m_2 x_2 y_2 = \frac{1}{2}\mu a^2 \sin 2\psi \cos\delta.$$

Поскольку зависимость угла ψ от времени имеет вид $\psi = \omega t$, то, дифференцируя дважды по времени выражения для Q_{ij} и подставляя результат в (1), (2), получим

$$h_+(t - R/c) = -\frac{4G\mu a^2\omega^2}{c^4 R}\left(\frac{1 + \cos^2\delta}{2}\right)\cos[2\omega(t - R/c)], \tag{3}$$

$$h_\times(t - R/c) = -\frac{4G\mu a^2\omega^2}{c^4 R}\cos\delta \sin[2\omega(t - R/c)]. \tag{4}$$

Необходимо принять во внимание, что параметры орбиты двойной системы изменяются со временем в результате потери энергии на гравитационное излучение. Из закона сохранения энергии следует, что, чем выше мощность гравитационного излучения, тем быстрее уменьшается радиус орбиты. Звезды по спирали приближаются друг к другу, и в соответствии с законом Кеплера $\omega^2 a^3 = GM$ увеличивается угловая скорость. Следовательно, частота гравитационного излучения, равная 2ω, увеличивается со временем. Перетекание массы с одной компоненты на другую или потеря массы в двойной системе также влияют на угловую скорость. Однако, как показывают расчеты эволюции тесной двойной системы [15], роль этих факторов незначительна до тех пор, пока масса одной из компонент не станет меньше некоторого значения $\sim 0{,}05\, M_\odot$, при котором мощность гравитационного излучения очень мала. Таким образом, можно принять, что эволюционное изменение орбиты определяется в основном мощностью излучения гравитационных волн. Тогда зависимости от времени частоты обращения и радиуса орбиты даются соотношениями [13]

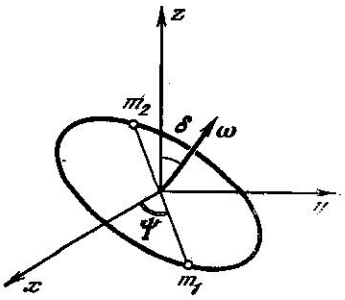


Рис. 1. Координаты, связанные с центром масс двойной системы

$$\omega = \omega_0 (1 - t/\tau_0)^{-3/8}, \qquad a = a_0 (1 - t/\tau_0)^{1/4}, \tag{5}$$

где ω_0 и a_0 — значения угловой скорости и радиуса в момент $t = 0$,

$$\tau_0 = \frac{5}{256}\,\frac{c^5 a_0^4}{G^3 \mu M^2} \tag{6}$$

— время жизни двойной системы.

3. Уравнение вынужденных колебаний Солнца при воздействии гравитационных волн

Гравитационные волны, проходя через Солнце, оказывают на него воздействие приливного типа. Силу F, действующую на единицу массы, можно выразить через потенциал Φ [14]: $\mathbf{F} = -\nabla\Phi$. Пусть (x, y, z) — система координат с началом в центре Солнца и ось z совпадает с направлением гравитационного излучения, тогда

$$\Phi(\mathbf{r}) = \sum_{j,k} \frac{1}{2} R_{j0k0} x_j x_k.$$

Здесь x_j — компоненты радиус-вектора $\mathbf{r}$ из центра Солнца, R_{j0k0} — возмущение тензора кривизны, создаваемое гравитационными волнами:

$$R_{x0x0} = -R_{y0y0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_+(t - z/c), \qquad R_{x0y0} = R_{y0x0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_\times(t - z/c).$$

Все остальные компоненты тензора кривизны равны нулю.

Тогда

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4}\ddot{h}_+(x^2 - y^2) - \frac{1}{2}\ddot{h}_\times xy$$

или, в сферических координатах с полярной осью, направленной по оси z,

$$\Phi(r, \vartheta, \varphi) = -(1/2)\,\gamma r^2 [\ddot{h}_+ Y_2^{-2}(\vartheta, \varphi) + \ddot{h}_\times Y_2^2(\vartheta, \varphi)], \tag{7}$$

где $\gamma = 2\sqrt{2\pi/15}$; $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ — действительные сферические гармоники:

$$Y_2^2(\vartheta, \varphi) = (1/4)\sqrt{15/2\pi}\sin^2\vartheta\sin 2\varphi, \qquad Y_2^{-2}(\vartheta, \varphi) = (1/4)\sqrt{15/4\pi}\sin^2\vartheta\cos 2\varphi.$$

Подставляя (3) и (4) в (7), получим

$$\Phi(r, \vartheta, \varphi, t) = -\frac{\gamma B_0 r^2}{2}\operatorname{Re}\left\{\sum_{m=-2,2} a^{(m)}(\delta)\, Y_{2,m}(\vartheta, \varphi)\exp(-i2\omega t)\right\}, \tag{8}$$

где

$$B_0 = \frac{16G\mu a^2\omega^4}{c^4 R}; \tag{9}$$

$$a^{(\pm 2)}(\delta) = \left(\frac{1 \pm \cos\delta}{2}\right)^2; \qquad a^{(m)} = 0, \qquad \text{если } m \neq \pm 2;$$

$Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$ — комплексные сферические гармоники:

$$Y_{2,\pm 2}(\vartheta, \varphi) = Y_2^2(\vartheta, \varphi) \pm i Y_2^{-2}(\vartheta, \varphi).$$

Поскольку радиус Солнца намного меньше длины гравитационных волн, то в (8) в показателе экспоненты положено $z \approx 0$.

Теперь пусть $(r', \vartheta', \varphi')$ — сферическая система координат, полярная ось которой перпендикулярна к плоскости эклиптики, α — угол между направлением распространения гравитационной волны и нормалью к плоскости эклиптики. Тогда выражение для потенциала в новой системе координат примет вид

$$\Phi(r', \vartheta', \varphi' t) = \operatorname{Re}\left\{-\frac{\gamma B_0 r^2}{2}\sum_{m'=-2,-1,\ldots,2} b^{(m')}(\alpha, \delta)\, Y_{2,m'}(\vartheta', \varphi') \times \right.$$

$$\left. \times \exp(-i2\omega t)\right\}, \tag{10}$$

$$b^{(m')}(\alpha, \delta) = \sum_{m=-2,2} d^2_{mm'}(\alpha)\, a^{(m)}(\delta),$$

$d^l_{mm'}(\alpha)$ — обобщенные сферические функции [16]. Коэффициенты $b^{(m')}(\alpha, \delta)$ в явном виде:

$$b^{(\pm 2)}(\alpha, \delta) = \left(\frac{1 + \cos\delta}{2}\right)^2\left(\frac{1 \pm \cos\alpha}{2}\right)^2 + \left(\frac{1 - \cos\delta}{2}\right)^2\left(\frac{1 \mp \cos\alpha}{2}\right)^2,$$

$$b^{(\pm 1)}(\alpha, \delta) = \frac{i}{2} \sin\alpha \left[\cos\alpha \left(\frac{1+\cos^2\delta}{2}\right) \pm 2\cos\delta\right],$$

$$b^{(0)}(\alpha, \delta) = -\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}(1-\cos^2\alpha)(1+\cos^2\delta).$$

От значений коэффициентов $b^{(m)}(\alpha, \delta)$ зависит характер вынужденных колебаний. Отметим два частных случая.

1. $\delta = 0$, $\alpha = 0$ (плоскость орбиты двойной системы и плоскость эклиптики перпендикулярны к направлению излучения). Получаем, что $b^{(+2)} = 1$, а все остальные коэффициенты $b^{(m)}$ равны нулю. Следовательно, вынужденное колебание представляет собой бегущую волну $l = 2$, $m = 2$ [17]. Интересно, что колебания этого типа возбуждаются также приливными силами при тесных сближениях звезд [18].

2. $\alpha = \pi/2$ (направление излучения совпадает с плоскостью эклиптики, что приближенно выполняется для Геминги). Тогда

$$b^{(\pm 2)}(\delta) = \frac{1}{8}(1+\cos^2\delta), \quad b^{(\pm 1)}(\delta) = \pm i\cos\delta,$$

$$b^{(0)}(\delta) = -{}^1/_4\sqrt{{}^3/_2}(1+\cos^2\delta).$$

Если пренебречь вращением Солнца, то колебания типа бегущей волны как для $m = \pm 2$, так и для $m = \pm 1$ имеют одинаковую частоту, и их попарное сложение даст колебания типа стоячей волны [17], причем фаза колебания для $|m| = 1$ сдвинута относительно фазы колебаний $|m| = 2$ и $m = 0$ на π. Вращение Солнца, как известно, приводит к расщеплению частот собственных колебаний с различными m и появлению биений [17].

Уравнение вынужденных адиабатических колебаний Солнца имеет вид [19]

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \mathscr{L}\xi = -\nabla\Phi, \tag{11}$$

где ξ — вектор смещений, $\mathscr{L}$ — линейный самосопряженный оператор. Решение уравнения (11) ищем в виде

$$\xi(r, \vartheta, \varphi, t) = \sum_{n,m} X_n^{(m)}(t)\, \xi_n^{(m)}(r, \vartheta, \varphi)$$

(штрихи в обозначениях координат будем опускать), где

$$\xi_n^{(m)}(r, \vartheta, \varphi) = \left(\xi_{r,n}(r),\ \xi_{t,n}(r)\frac{\partial}{\partial\vartheta},\ \xi_{t,n}(r)\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right) Y_{2,m}(\vartheta, \varphi)$$

— собственные функции оператора $\mathscr{L}$:

$$\mathscr{L}\xi_n^{(m)} = \omega_n^2 \xi_n^{(m)},$$

ω_n — частота квадрупольной моды порядка n. (Расщеплением частоты за счет вращения Солнца пренебрегаем.) Тогда уравнение для амплитуды колебаний $X_n^{(m)}(t)$ имеет вид

$$\frac{d^2 X_n^{(m)}}{dt^2} + \omega_n^2 X_n^{(m)} = B_n^{(m)}(t), \tag{12}$$

где

$$B_n^{(m)}(t) = -\langle \xi_n^{(m)}, \nabla\Phi\rangle / \| \xi_n^{(m)} \|^2, \tag{13}$$

$$\langle \mathbf{u}, \mathbf{v}\rangle = \int_0^{M_\odot} \mathbf{u}\mathbf{v}^* dm$$

— скалярное произведение,

$$\| \xi_n^{(m)} \|^2 = \langle \xi_n^{(m)}, \xi_n^{(m)}\rangle.$$

Выражение (13) для вынуждающей силы $B_n^{(m)}(t)$, действующей на моду колебаний порядка n, представим в виде

$$B_n^{(m)}(t) = \gamma B_0 b^{(m)}(\alpha, \delta) R_\odot Q_n \exp(-i2\omega t), \tag{14}$$

Модель	Мода колебаний	Период, мин	τ_d (10^5 лет)	ε	Q_n	I	J
Стандартная	g_{10}	162,5	5,15	$0{,}96\cdot10^{-10}$	$1{,}95\cdot10^{-2}$	$3{,}32\cdot10^{-1}$	$6{,}47\cdot10^{-3}$
C	g_8	156,4	9,96	$0{,}48\cdot10^{-10}$	$3{,}63\cdot10^{-2}$	$5{,}35\cdot10^{-2}$	$1{,}94\cdot10^{-3}$
С турбулентной диффузией:							
Re = 100	g_6	160,2	8,72	$0{,}56\cdot10^{-10}$	$3{,}34\cdot10^{-2}$	$1{,}81\cdot10^{-1}$	$6{,}06\cdot10^{-3}$
Re = 200	g_5	152,5	1,04	$0{,}44\cdot10^{-10}$	$5{,}44\cdot10^{-2}$	$9{,}84\cdot10^{-2}$	$5{,}35\cdot10^{-3}$

здесь $Q_n = J/I$, $J = \int\limits_0^1 (2\xi_{r,\,n} + 6\xi_{t,\,n})\,\rho r^3 dr$,

$$I = \int\limits_0^1 (\xi_{r,\,n}^2 + 6\xi_{t,\,n}^2)\,\rho r^2 dr,$$

$\rho(r)$ — плотность внутри Солнца в единицах $M_\odot/R_\odot^3$. Если частота гравитационной волны 2ω близка к частоте собственного колебания ω_n (резонанс), то в уравнение (12) необходимо добавить член $(2/\tau_d)\,\dot{X}_n^{(m)}$, описывающий затухание, вследствие диссипации энергии колебаний внутри Солнца:

$$\ddot{X}_n^{(m)} + (2/\tau_d)\,\dot{X}_n^{(m)} + \omega_n^2 X_n^{(m)} = B_n^{(m)}(t), \tag{15}$$

где τ_d — характерное время затухания собственных колебаний. Подставляя (9) в (14) и учитывая (5), (6), получим

$$B_n^{(m)}(t) = \frac{5}{16}\,\gamma Q_n b^{(m)}(\alpha, \delta)\,\frac{cR_\odot}{\tau_0 R}\,\frac{1}{(1 - t/\tau_0)}\exp\left[-i2\omega_0 t\,(1 - t/\tau_0)^{-3/8}\right].$$

Без ограничения общности можно принять, что в момент времени $t = 0$ выполняется условие точного резонанса $\omega_n = 2\omega_0$.

Введем безразмерные переменные $x = X_n^{(m)}/R_\odot$, $t = t\omega_n$ и обозначим

$$\varepsilon = (\omega_n\tau_d)^{-1},\quad k = \tau_d/\tau_0,$$

$$f_0 = \frac{5}{16}\,\gamma Q_n b^{(m)}(\alpha, \delta)\,\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R},\quad \lambda\!\!\!^{-} = c/\omega_n,\quad \tau = \varepsilon\tilde{t} \text{ — «медленное» время.}$$

Тогда уравнение (15) примет вид

$$\ddot{x} + 2\varepsilon\dot{x} + x = \varepsilon f(\tau)\exp\,(-i\nu(\tau)\tilde{t}) \equiv F(\tilde{t}). \tag{16}$$

Здесь $f(\tau) = kf_0/(1 - k\tau)$, $\nu(\tau) = (1 - k\tau)^{-3/8}$ — амплитуда и частота внешней силы — медленно меняющиеся функции времени. Скорость их изменения в «медленном» времени зависит от параметра k — отношения времени затухания собственных колебаний к времени жизни двойной системы.

Величины τ_d, Q_n и ε, входящие в (16), зависят от модели внутреннего строения Солнца. В таблице даны их значения для собственных квадрупольных колебаний с периодом около 160 мин, рассчитанные для четырех моделей внутреннего строения Солнца: стандартной модели [20], модели с первоначально низким содержанием тяжелых элементов (модель C) [21] и для двух моделей с турбулентной диффузией при значениях турбулентного числа Рейнольдса: Re = 100 и 200 [22]. Метод расчета и подробные характеристики моделей приводятся в [23]. Из таблицы видно, что указанные параметры слабо зависят от модели внутреннего строения, поэтому для численных расчетов можно принять: $\tau_d = 5\cdot10^5$ лет, $Q_n = 3\cdot10^{-2}$, $\varepsilon = 10^{-10}$. (Нужно отметить, что в вычисленном значении τ_d имеется некоторая неопределенность, обусловленная влиянием внешних слоев Солнца, где нарушается квазиадиабатическое приближение, принятое в расчетах [23]. Однако, как будет показано в следующем разделе, в наиболее интересном случае максимальная амплитуда вынужденных колебаний от τ_d не зависит. Поэтому отмечен-

ная неопределенность оказывается несущественной. Важно лишь выполнение условия $\varepsilon = (\omega_n \tau_d)^{-1} \ll 1$.)

Другие параметры в уравнении (16) имеют следующие значения:

$$\omega_n = 6{,}55 \cdot 10^{-4} c^{-1}, \quad \lambda\!\!\!^{-} = 4{,}6 \cdot 10^{13} \text{ см} = 1{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ пс},$$

$$1/\tau_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-9} (M/M_\odot)^{2/3} (\mu/M_\odot) \ (\text{лет}^{-1}), \tag{17}$$

$$k = \tau_d/\tau_0 = 6 \cdot 10^{-4} (M/M_\odot)^{2/3} (\mu/M_\odot) \tag{18}$$

(M и μ — полная и приведенная массы двойной системы — источника гравитационных волн),

$$f_0 = {}^5/_{16}\, \gamma Q_n\, b^{(m)} (\alpha, \delta)\, \lambda\!\!\!^{-}/R = 1{,}2 \cdot 10^{-2} b^{(m)} (\alpha, \delta)\, \lambda\!\!\!^{-}/R = \\ = 1{,}8 \cdot 10^{-7} b^{(m)} (\alpha, \delta) \cdot (1 \text{ пс}/R). \tag{19}$$

4. Резонансное возбуждение 160-мин пульсаций

Для решения уравнения (16) воспользуемся методом Крылова—Боголюбова—Митропольского, в котором решение ищется в виде разложения по степеням малого параметра ε. Согласно [24] в первом приближении для «резонансного» случая решение уравнения (16) имеет вид

$$x(t) = A(\tau) \cos [\nu(\tau)\, t + \Theta(\tau)],$$

где $A(\tau)$ и $\Theta(\tau)$ — амплитуда и фаза вынужденных колебаний определяются из системы уравнений

$$\frac{dA}{d\tau} = -A - \frac{f(\tau)}{1+\nu(\tau)} \sin\Theta, \qquad \frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{1-\nu(\tau)}{\varepsilon} - \frac{f(\tau)}{A[1+\nu(\tau)]} \cos\Theta. \tag{20}$$

Система уравнений (20) интегрируется численно от некоторого начального момента времени $\tau_1 < 0$, при котором вынуждающая сила еще далека от резонанса. Начальные условия при этом практически не влияют на решение в резонансной зоне (в зоне быстрого роста амплитуды). Поэтому, следуя [24], в качестве начальных данных примем значения A_1 и Θ_1, удовлетворяющие стационарному решению системы (20) (т. е. $dA/d\tau = d\Theta/d\tau = 0$) в момент τ_1:

$$A_1 = \frac{f(\tau_1)}{1+\nu(\tau_1)} \left[1 + \left(\frac{1-\nu(\tau_1)}{\varepsilon}\right)^2\right]^{-1/2}, \quad \Theta_1 = -\arcsin [A_1 (1+\nu(\tau_1))/f(\tau_1)].$$

В расчетах τ_1 подбиралось так, чтобы начальная амплитуда A_1 составляла не более 0,001 от максимального значения $A(\tau)$ в получающемся решении. Расчеты показали, что характер вынужденных колебаний существенно зависит от скорости прохождения частоты вынуждающей силы через резонанс, которая задается параметром k. Действительно, за время установления стационарного решения уравнения (16) $\tilde{t}_s \approx \varepsilon^{-1}$ частота изменяется на $\Delta\nu \approx \approx (3/8)\, k$. Если $k \ll \varepsilon$, то $\Delta\nu \ll \varepsilon$, т. е. за время $\tilde{t}_s$ частота вынужденной силы не выходит из резонансной области $\Delta\nu_{\text{рез}} \approx \varepsilon$. В этом случае, который можно назвать режимом медленного прохождения через резонанс, амплитуда колебаний достигает при $\tilde{t} = 0$ своего стационарного резонансного значения

$$A_{\text{рез}} = \varepsilon k f_0 / 2\varepsilon = k f_0 / 2. \tag{21}$$

Если $k \gg \varepsilon$, то колебания возбуждаются в режиме быстрого прохождения через резонанс, когда время изменения частоты вынуждающей силы на величину $\Delta\nu_{\text{рез}}$ меньше времени $\tilde{t}_s$ установления стационарных резонансных колебаний. На рис. 2 и 3 показаны решения системы (20) для трех значений k: $k = 0{,}4\,\varepsilon$, 40ε, соответствующих режимам медленного и быстрого прохождения через резонанс, и $k = 4\,\varepsilon$ — промежуточного значения.

В первом случае ($k = 0{,}4\,\varepsilon$) резонансная кривая $A(\Delta\nu)$ имеет такой же вид, как для вынуждающей силы с фиксированной частотой. Фаза $\Theta(\Delta\nu)$ изменяется так, что в резонансной области $\Delta\nu < \varepsilon$ частота вынужденных колебаний равняется собственной частоте, т. е.

$$\nu(\tau)\, \tilde{t} + \Theta(\tau) = \tilde{t}. \tag{22}$$

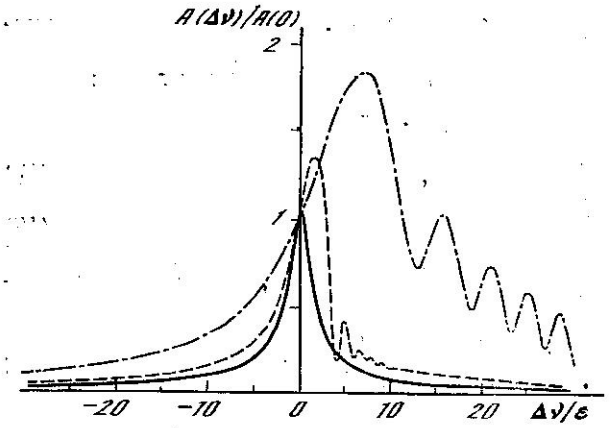


Рис. 2. Зависимости амплитуды колебаний от частоты гравитационных волн $\nu(\tau) = 1 + \Delta\nu$ для различных значений k

Сплошная линия — $k = 0{,}4\varepsilon$, штриховая — $k = 4\varepsilon$, штрих-пунктирная — $k = 40\,\varepsilon$

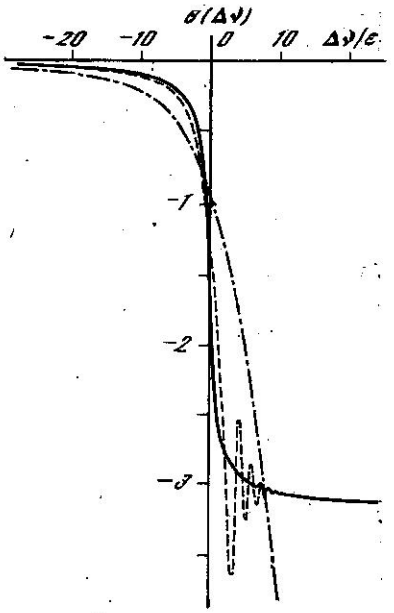


Рис. 3. Зависимости фазы колебаний от частоты ν для тех же значений k, что и на рис. 2

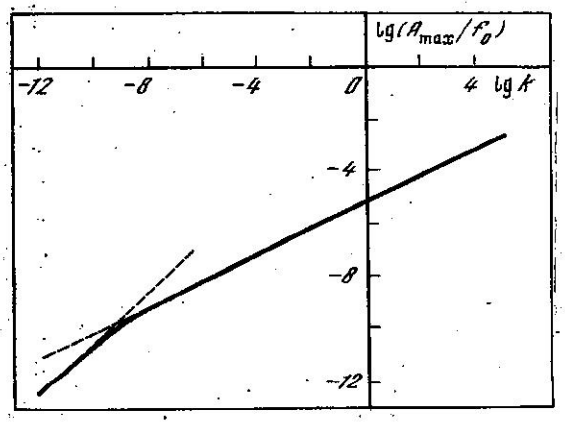


Рис. 4. Максимальная амплитуда вынужденных колебаний Солнца как функция параметра k

Штриховые прямые показывают зависимости (21) и (23)

После прохождения резонанса фаза принимает постоянное значение, равное $-\pi$. При этом частота вынужденных колебаний, как и до резонанса, равняется частоте вынуждающей силы.

Во втором случае ($k = 40\,\varepsilon$) характер резонансной кривой резко меняется: увеличивается ее ширина, амплитуда достигает максимума после выхода $\nu(\tau)$ из области резонанса, на стадии затухания колебаний появляются вторичные максимумы. Фаза $\Theta(\Delta\nu)$ после прохождения резонанса уже не выходит на постоянное затухание, а изменяется в соответствии с (22), т. е. в этом режиме частота вынужденных колебаний при всех $\tilde{t} > 0$ равна частоте собственных колебаний Солнца.

Наибольший интерес в этих решениях представляет максимальная амплитуда колебаний $A_{\max}$. На рис. 4 показана зависимость $\lg(A_{\max}/f_0)$ от $\lg k$. Как и следовало ожидать, она различна при $k \ll \varepsilon$ и $k \gg \varepsilon$. В первом случае выполняется (21), а во втором получается

$$A_{\max} \approx 2\,(\varepsilon k)^{1/2} f_0 = 2\,(\omega_n \tau_0)^{-1/2} f_0. \qquad (23)$$

При $k \gg \varepsilon$ зависимость (23) можно также вывести из асимптотического разложения интеграла, представляющего общее решение уравнения (16) (см., например, [25]), на основе метода стационарной фазы Кельвина [26].

Из (16) имеем

$$x(\tilde{t}) = \varepsilon e^{-\varepsilon\tilde{t}} \int\limits_{-\infty}^{\tilde{t}} e^{\varepsilon\xi} F(\xi) \sin(\tilde{t} - \xi)\, d\xi =$$

$$= \mathrm{Re}\left\{ i\varepsilon k f_0 e^{-\varepsilon\tilde{t} - i\tilde{t}} \int\limits_{-\infty}^{\tilde{t}} e^{\varepsilon\xi} \frac{1}{1 - k\varepsilon\xi} \exp\{i[\xi - (1 - k\xi)^{-3/2}\xi]\}\, d\xi. \right.$$

Если $k\varepsilon \ll 1$, то

$$x(\tilde{t}) \approx \mathrm{Re}\left\{ ikf_0 e^{-\varepsilon\tilde{t} - i\tilde{t}} \int\limits_{-\infty}^{\varepsilon\tilde{t}} e^{\zeta} \frac{1}{1 - k\zeta} \exp[-i(^3/_8)(k/\varepsilon)\zeta^2]\, d\zeta \right\} \sim$$

$$\sim \mathrm{Re}\left\{ ikf_0 e^{-\varepsilon\tilde{t} - i\tilde{t}} \left(\frac{8\pi\varepsilon}{3k}\right)^{1/2} e^{-i\pi/4} \right\}.$$

Отсюда

$$A_{\max} \sim 2(\pi k\varepsilon/3)^{1/2} f_0. \tag{24}$$

Оценка (24) является промежуточной асимптотикой, так как она справедлива при $\varepsilon \ll k \ll 1/\varepsilon$.

Подставляя в (23) τ_0 и f_0 из (17) и (19), получаем

$$A_{\max} \approx 8{,}7 \cdot 10^{-14} b^{(m)}(\alpha, \delta)(M/M_\odot)^{1/3}(\mu/M_\odot)^{1/2}(1\ \text{пс}/R). \tag{25}$$

Для сопоставления с наблюдениями наибольший интерес представляет режим быстрого прохождения через резонанс, так как амплитуда колебаний Солнца в этом случае больше. Как следует из (23) и (25), максимальная амплитуда колебаний тем больше, чем больше k и соответственно чем больше масса источника гравитационного излучения. Однако нужно учесть, что значение параметра k ограничено сверху временем жизни двойной системы. Действительно, по определению $k\tau_0 = \tau_d = 5 \cdot 10^5$ лет. Поскольку Геминга и 160-мин пульсации Солнца наблюдаются уже 10 лет, очевидно, что $\tau_0 > 10$ лет. Тогда $k < 5 \cdot 10^4$ (заметим, что при $k \approx 5 \cdot 10^4$ и $m_1 \approx m_2$ полная масса источника $M \approx 10^5\ M_\odot$), и из (23) получаем оценку сверху на амплитуду колебаний

$$A_{\max} < 4 \cdot 10^{-3}\ f_0 \approx 0{,}7 \cdot 10^{-9}\ (1\ \text{пс}/R).$$

Следовательно, для R в указанных во введении пределах от 1 до 100 пс

$$A_{\max} < 7 \cdot 10^{-10} - 7 \cdot 10^{-12}.$$

Эта величина по крайней мере в 10^3 раз меньше наблюдаемой амплитуды 160-мин пульсаций Солнца: $A_{\text{набл}} = (\delta R_\odot / R_\odot) \approx 10^{-6}$. Таким образом, гравитационное излучение от двойной системы Геминга не может быть причиной 160-мин пульсаций Солнца.

5. Возбуждение колебаний гравитационными волнами от импульсного источника

Представляется интересным выяснить вообще принципиальную возможность возбуждения гравитационными волнами 160-мин пульсаций Солнца. Для этого необходимо рассмотреть другие возможные астрофизические источники гравитационных волн в низкочастотном диапазоне (~0,1 мГц), в котором наблюдаются интересующие нас пульсации Солнца. В [13, 14 и 27] (в последней статье см. рис. 2) показано, что в этом диапазоне наиболее интенсивное монохроматическое излучение возникает в двойных системах, а наиболее сильные импульсы гравитационных волн образуются при гипотетических процессах в галактических ядрах и квазарах: анизотропном коллапсе сверхмассивного тела с массой $M \approx 10^8\ M_\odot$ и слиянии двух сверхмассивных черных дыр с такой же суммарной массой. Ясно, что в случае импульсного источника будет возбуждено не только собственное колебание

с периодом 160 мин, но и другие низкочастотные g-моды (ср. с расчетами возбуждения пульсаций при тесных сближениях звезд [18]), однако нельзя исключить, что по каким-то причинам затухание 160-мин колебаний за счет внутренней диссипации оказалось наиболее медленным по сравнению с другими модами колебаний (обсуждение этого вопроса см. в [18]).

В случае двойной системы оценка максимально возможной амплитуды вынужденных колебаний получена в предыдущем разделе. Используя (23) и (19), представим ее в виде

$$A_{\max} \approx \beta\ (\omega_n \tau_0)^{-1/2}\ (\lambda\!\!\!^{-}/R), \tag{26}$$

где

$$\beta \approx 2{,}4 \cdot 10^{-2}\ b^{(m)}\ (\alpha,\ \delta) < 0{,}1. \tag{27}$$

Как уже отмечалось, выражение (26) справедливо при $\omega_n \tau_0 \gg 1$.

Для указанных выше импульсных источников амплитуда метрики в гравитационной волне составляет [28]

$$h \approx \lambda\!\!\!^{-}/R, \tag{28}$$

где $\lambda\!\!\!^{-} \approx GM/c^2$. Характерная частота излучения $\omega \approx c/\lambda\!\!\!^{-}$ равна частоте собственных колебаний Солнца ω_n при $M \approx c^3/G\omega_n \approx 3 \cdot 10^8\ M_\odot$. Используя (27) и (28), оцениваем максимальную амплитуду колебаний для этого случая

$$A_{\max} \approx \beta\ (\lambda\!\!\!^{-}/R). \tag{29}$$

Сопоставление (26) и (29) показывает, что амплитуда колебаний для импульсного источника больше.

Для того чтобы $A_{\max}$ в (29) по порядку величины совпала с наблюдаемой амплитудой пульсаций, источник гравитационных волн должен находиться на расстоянии

$$R \lesssim 10^6 \beta \lambda\!\!\!^{-} < 10^5\ \lambda\!\!\!^{-} \approx 4{,}6 \cdot 10^{18}\ \text{см} \approx 1{,}5\ \text{пс}.$$

При этом ускорение Солнечной системы в направлении источника составит $GM/R^2 \gtrsim 10^{-3}$ см/с^2, что значительно выше верхнего предела $\approx 10^{-6}$ см/с^2, установленного из наблюдений [29]. Это противоречие следует рассматривать как доказательство принципиальной невозможности возбуждения 160-мин пульсаций Солнца гравитационными волнами от локальных источников.

6. Влияние гравитационного излучения на затухание 160-мин пульсаций

При нерадиальных пульсациях Солнце само является источником гравитационных волн. Потери энергии на гравитационное излучение приводят к затуханию пульсаций. Характерное время затухания определим из выражения [30]

$$\tau_d^{(GW)}/2 = -E_{\text{puls}}/W,$$

где

$$E_{\text{puls}} = \frac{1}{2}\omega_n^2 \int\limits_V \rho\,|\xi|^2\,dv = \frac{1}{2}\omega_n^2 \int\limits_0^{R_\odot} \rho r^2\,[\xi_{r,\,n}^2 + l\,(l+1)\,\xi_{t,\,n}^2]\,dr$$

— энергия пульсаций степени l и порядка n,

$$W = -\frac{cG\,(l+1)(l+2)}{8\pi\,(l-1)\,l}\,\frac{(D_l/\lambda\!\!\!^{-\,l+1})^2}{[(2l-1)!!]^2}$$

— мощность гравитационного излучения,

$$D_l = \frac{4\pi}{2l+1} \int\limits_0^{R_\odot} \rho r^{l+1}\,[\xi_{r,\,n} + (l+1)\,\xi_{t,\,n}]\,dr.$$

По-прежнему будем предполагать, что 160-мин пульсации представляют собой квадрупольные колебания $l = 2$. (Влияние гравитационных волн на колебания с $l > 2$ существенно слабее.) В этом случае E_{puls} и W можно преобразовать к виду

$$E_{\text{puls}} = \frac{1}{2}\omega_n^2 M_\odot R_\odot^2 I A_{\text{puls}}^2,$$

$$W = -\frac{1}{12\pi}\frac{G}{c^5}\omega_n^6 D_2^2, \qquad D_2 = \frac{4\pi}{5} M_\odot R_\odot^2 J A_{\text{puls}},$$

где $A_{\text{puls}} = \delta R_\odot / R_\odot = 10^{-6}$ амплитуда пульсаций. Величины I и J даны в таблице. Принимая для них средние значения $I = 0{,}2$, $J = 5 \cdot 10^{-3}$, получаем $E_{\text{puls}} \approx 4{,}2 \cdot 10^{35}$ эрг, $W \approx 8{,}6 \cdot 10^{13}$ эрг/с.

Тогда время затухания будет

$$\tau_d^{(GW)} \approx 10^{22}\ \text{с} \approx 3 \cdot 10^{14}\ \text{лет}.$$

Сравнивая эту величину с характерным временем затухания пульсаций вследствие диссипации их энергии внутри Солнца τ_d (см. таблицу), убеждаемся, что влияние гравитационного излучения пренебрежимо мало.

7. Заключение

Выполненные расчеты показывают, что объяснить 160-мин пульсации Солнца возбуждением гравитационными волнами от любого астрофизического источника невозможно.

Несмотря на сделанный вывод о пренебрежимо малом влиянии гравитационного излучения на колебания Солнца, есть основания считать, что в плотных скоплениях звезд гравитационные волны могут быть достаточно эффективным источником звездных пульсаций [31]. Для этого случая в линейном приближении можно применить полученные результаты. Проблема нелинейных нерадиальных пульсаций звезд остается пока нерешенной.

Автор выражает глубокую благодарность А. Б. Северному, Л. В. Границкому, В. М. Липунову и М. В. Сажину за обсуждение работы и ценные замечания.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Walgate R.* Gravitational waves wave on the Sun? — Nature, 1983, vol. 305, p. 665.
2. *Kniffen D. A., Bignami G. F., Fichtel C. E.* et al. Distribution of cosmic gamma rays in the galactic anticenter region as observed by SAS-2.— In: Proc. 14th. Intern. Cosmic Roy Conf. Munich, 1975, vol. 1, p. 100—105.
3. *Bignami G. F., Caraveo P. A., Lamb R. C.* An identification for «Geminga» (2CG 195 + + 04) 1EO630 + 178: A unique object in the error box of the high — energy gamma-ray source.— Astrophys. J. Lett., 1983, vol. 272, p. L9 — L13.
4. *Moffat A. F., J., Schlickeiser R., Shara* M. M. et al. Discovery of a redshift z = 1.2 quasar with a flat radio spectrum in the field of the gamma-ray source CG 195 + 04.— Astrophys. J. Lett., 1983, vol. 271, p. L45 — L48.
5. *Hermsen W.* Gamma-ray sources observed by COS-B.— Sp. Sci. Rev., 1983, vol. 36, p. 61—92.
6. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
7. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Power spectrum of long-period solar oscillations and 160 min pulsations during 1974—82.— Nature, 1984, vol. 307, p. 247—249.
8. *Косовичев А. Г.* О возможности возбуждения 160-мин пульсаций Солнца гравитационными волнами.— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 457.
9. *Fabian A. C., Gough D. O.* Geminga and the 160-min solar oscillation.— Nature, 1984, vol. 308, p. 160—162.
10. *Bonazzola S., Carter B., Heyvaerts J., Lasota J. P.* Resonant reception in the Solar System of gravitational waves from external sources.— Nature, 1984, vol. 308, p. 163—164.
11. *Kuhn J. R., Boughn S. P.* Gravitational wave excitation of the 160-min solar oscillation?— Nature, 1984, vol. 308, p. 164—165.
12. *Carroll B. W., McDermott P. N., Shore S. N., Wendell C. E.* The Sun as a detector of gravitational waves.— Nature, 1984, vol. 308, p. 165—166.
13. *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.* Гравитация/Пер. с англ. под ред. В. Б. Брагинского, И. Д. Новикова. М.: Мир, 1977, т. 3. 510 с.

14. *Пресс У., Торн К.* Гравитационно-волновая астрономия.— УФН, 1973, т. 110, с. 569—606.
15. *Rappaport S., Joss P. C., Webbink R. F.* The evolution of highly compact binary stellar systems.— Astrophys. J., 1982, vol. 254, p. 616—640.
16. *Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я.* Представления группы вращений и группы Лоренца, их применения. М.: Физматгиз, 1958. 368 с.
17. *Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H.* Nonradial oscillations of stars. Univ. Tokyo Press., 1979. 324 p.
18. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.* О возбуждении пульсаций звезд при их взаимных сближениях.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 14—37.
19. *Кокс Дж. П.* Теория звездных пульсаций/Пер. с англ. под ред. Д. К. Надеждина. М.: Мир, 1983. 328 с.
20. *Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H.* et al. Standard solar models and uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos.— Rev. Mod. Phys., 1982, vol. 54, p. 767—799.
21. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G.* Dirty solar models.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121—128.
22. *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.
23. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.* Влияние химического состава на устойчивость собственных гравитационных колебаний Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72.
24. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. 504 с.
25. *Мандельштам Л. И.* Лекции по теории колебаний. М.: Наука, 1972. 470 с.
26. *Олвер Ф.* Введение в асимптотические методы и специальные функции. М.: Наука, 1978. 376 с.
27. *Tyson J. A., Giffard R. P.* Cravitational-wave astronomy.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1978, vol. 16, p. 521—554.
28. *Torn K. S., Braginski V. B.* Gravitational-wave bursts from the nuclei of distant galaxies and quasars: proposal for detection using doppler tracking of interplanetary spacecraft.— Astrophys. J. Lett., 1976, vol. 204, p. L1 — L6.
29. *Cowling S.* The pulsar $\dot{P}/P$ distribution and the postulated solar companion.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983, vol. 204, p. 1237—1244.
30. *Torn K. S.* Nonradial pulsation of general — relativistic stellar models. IV. The weak — field limit.— Astrophys. J., 1969, vol. 158, p. 997—1020.
31. *Липунов В. М., Сажин М. В.* Гравитационные волны и активность галактических ядер и квазаров.— Письма в Астрон. журн., 1982, т. 8, с. 649—652.

УДК 523.9—1/8

ГЛОБАЛЬНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ (ОТНОСИТЕЛЬНЫХ) ФЛУКТУАЦИЙ ЯРКОСТИ ФОТОСФЕРЫ В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В. А. Котов, С. Кучми *, Э. В. Кононович **, Н. Н. Рыжикова **, Т. Т. Цап

Приводится описание прибора для измерения относительных (центр — край) флуктуаций яркости фотосферы в ближней инфракрасной области спектра, λ1,65 мкм. Метод основан на быстром сканировании солнечного диска с частотой 40 Гц с целью обнаружения временных периодических флуктуаций функции потемнения к краю, связанных с глобальными колебаниями Солнца. Показано, что метод позволяет успешно подавить шумы, обусловленные земной атмосферой и инструментом.

Детально рассмотрено влияние на определение дифференциального сигнала атмосферной рефракции и экстинкции и показано, что оно может быть существенным для измерений, проведенных в течение одного дня, но значительно уменьшается, если анализировать данные наблюдений за несколько десятков дней. Определяется более точно, чем раньше [10], калибровка наблюдаемого инфракрасного сигнала яркости.

Анализ данных наблюдений в течение 67 дней 1981—1982 гг. отчетливо показал наличие 160-мин переменности дифференциальной (центр — край) яркости со средней от-

* Институт астрофизики, Париж.
** Государственный астрономический институт им. Штернберга, Москва.

носительной амплитудой около $3 \cdot 10^{-5}$, что соответствует изменению температуры фотосферы примерно на 0,2 К.

GLOBAL OSCILLATIONS OF THE SUN OBSERVED IN THE VARIATIONS OF DIFFERENTIAL BRIGHTHESS OF THE SOLAR PHOTOSPHERE SEEN IN NEAR INFRARED, by *V. A. Kotov, S. Koutchmy, E. V. Kononovich, N. N. Ryzhykova, T. T. Tsap.*— The instrument designed for monitoring of relative, centerto — limb, brightness fluctuations of the photosphere in near IR spectral range ($\lambda = 1.65$ mkm) is described. The method is based on rapid, 40 Hz frequency, scanning of the solar disk with the goal to detect time fluctuations in the solar limb — darkening function associated with global oscillations of the Sun. It is shown to be successful in rejecting low — frequency noise caused by Earth atmosphere and the instrument.

The influence of atmospheric refraction and extinction on the differential IR-signal is considered in detail, and it is found that this influence might be important for a single — day measurements but it is well suppressed when the data from many days (10 to 60) are analyzed. We obtain more accurate, than previously reported, calibration of the detected differential IR-signal, to interpret its temporal variations in terms of brightness fluctuations of the Sun.

Analysis of 67 days of observations carried out in 1981—1982 shows clearly the presence of 160-min variations of the differential, center-to-limb, intensity with an average amplitude of about $3 \cdot 10^{-5}$ in units of the «average Sun» brightness near 1.65 mkm, or 0.2 K in terms of temperature of the photosphere.

Исследования глобальных колебаний Солнца, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории (КАО) АН СССР, выявили устойчивый на протяжении нескольких лет период $\sim 160^m$ [1, 2]; результат основан на анализе длительных измерений доплеровского сдвига спектральной линии фотосферы, выполненных в течение 473 дней 1974—1982 гг. Почти одновременно с авторами [1] Хилл и др. [3] обнаружили осцилляции с более короткими периодами, от $\sim 7^m$ до $\sim 70^m$, — по измерениям видимого диаметра Солнца (в которых, по существу, регистрировались не колебания диаметра, а флуктуации яркости на краях солнечного диска). Вскоре после этого Клавери и др. [4] на основе измерений доплеровского сдвига линии калия в интегральном свете Солнца обнаружили расщепление ~ 68 мкГц по частоте 5^m-колебаний Солнца. Эта тонкая структура 5-мин глобальных осцилляций получила сразу же удовлетворительную (в противоположность периоду $160^m,010$) интерпретацию в терминах акустических *p*-мод собственных, низкой степени, осцилляций Солнца [5, 6].

Изучение колебаний является новым мощным методом диагностики внутреннего строения Солнца и его конвективной оболочки. Однако, чтобы успешно решить обратную математическую задачу — по отождествленным частотам (модам) колебаний определить параметры внутренних слоев Солнца,— необходимо иметь надежные наблюдательные данные о максимально возможном числе собственных частот (подробнее см. [7, 8]). Основные опубликованные результаты о колебаниях Солнца получены по измерениям лучевой скорости; определенную помощь здесь могут оказать наблюдения флуктуаций яркости фотосферы, сопутствующие колебаниям скорости. В [9] сообщалось об обнаружении колебаний со 160-мин периодом в изменении функции потемнения к краю диска Солнца в области спектра около 1,7 мкм. На основе анализа спектров мощности (СМ), а также методом наложения эпох было найдено статистически достоверное присутствие в этих данных синусоидальной волны с периодом $\sim 160^m$ и средней амплитудой около $2 \cdot 10^{-4}$ в единицах яркости центра солнечного диска. Были применены измерения дифференциальной яркости фотосферы, «центр минус край» (см. краткое изложение метода в [10]).

Здесь приводятся новые результаты, полученные по измерениям дифференциальной яркости в области $\lambda 1{,}65$ мкм, выполненным в КАО летом 1981 г. и осенью 1982 г. Предпринята попытка исследовать широкую область СМ флуктуаций яркости фотосферы, от периодов $P \approx 5^m$ до $P \approx 200^m$; особое внимание уделено влиянию земной атмосферы; уточнена калибровка измерений дифференциальной яркости Солнца.

1. Метод сканирования диска Солнца

Для регистрации возможных колебаний солнечного излучения малой амплитуды (точнее, закона потемнения диска к краю) выбрана ближняя инфракрасная (ИК) область спектра, предпочтительная вследствие слабого влияния земной атмосферы на сигнал в окнах прозрачности, а также из-за того, что длина волны 1,65 мкм соответствует минимуму поглощения солнечной атмосферы. Глубина фотосферного слоя, «видимого» в ИК-области, примерно на 30 км больше, чем для $\lambda 0{,}55$ мкм; заметим, однако, что сама энергия излучения Солнца на волне $\lambda 1{,}65$ мкм на порядок меньше, чем в видимой области спектра.

Инструмент, установленный в 1977 г. на Башенном солнечном телескопе КАО, состоит из следующих основных частей: механического модулятора, обеспечивающего линейное сканирование изображения Солнца с частотой $\nu_0 = 40$ Гц; PbS-детектора вместе с германиевым фильтром, имеющего полосу пропускания $(1{,}65 \pm 0{,}03)$ мкм; электронного фильтра, настроенного на частоту ν_0, и усилителя. Все данные обрабатываются на УВК М-6000, запись ведется на перфоленте и параллельно на диаграммной ленте; время интегрирования сигнала яркости составляет 50^s, время перерыва 10^s, так что на каждую минуту времени приходится один отсчет. Сканирование, как правило, производится в направлении север—юг; точность слежения за Солнцем, обеспечиваемая фотогидирующим устройством телескопа, $\approx 1''$ (подробнее см. [10]).

Рис. 1 поясняет принцип действия ИК-установки; здесь же изображена блок-схема ее электрической части. Неподвижная входная щель S_1 размером 1×10 мм освещается «параллельным» пучком света, отраженным от целостных зеркал. Скрещенная с ней щель S_2, имеющая такой же размер, перемещается синхронным двигателем СД с частотой $\nu_0/2 = 20$ Гц в пределах ± 4 мм. Поскольку система двух щелей является фактически входным отверстием камеры-обскуры, на расстоянии 1 м от щелей, где установлен детектор PbS, формируется изображение Солнца диаметром ~ 9 мм; вслед за щелью S_2 изображение также перемещается по детектору в пределах ± 4 мм. Синхронный электродвигатель СД питается переменным током, частота которого 20 Гц задается кварцевым генератором Γ.

Диафрагма D (рис. 1), помещенная сразу под щелью S_2, вводится в пучок для получения калибровочного сигнала (см. ниже). Постоянное напряжение 90 В на детектор PbS подается с помощью батареи, переменный сигнал через RC — цепочку, аттенюатор и усилитель мощности подается на электронный фильтр, настроенный на частоту 40 Гц (полуширина пропускания около ± 2 Гц), далее на детектор и через выходной усилитель — на самописец КСП-4 и УВК М-6000.

Изображение Солнца в плоскости детектора PbS имеет эффективное разрешение ~ 2 мм, определяемое дифракцией. Исследуются, таким образом, крупномасштабные относительные флуктуации яркости фотосферы, происходящие на площадях размером $\gtrsim 0{,}2\, D_\odot$. Детектор имеет окно $0{,}5 \times 1{,}0$ мм и ориентирован большей стороной окна поперек линии сканирования.

С достаточной степенью точности можно принять, что смещение солнечного диска относительно детектора, или, эквивалентно, смещение детектора относительно центра изображения Солнца,

$$x \approx 0{,}9 \sin \omega t, \tag{1}$$

где t — время, $\omega = \pi\nu_0$; линейный сдвиг x измеряется в радиусах изображения Солнца $R_\odot = 4{,}5$ мм.

Амплитуда выходного сигнала δ', детектируемого на частоте $\nu_0 = 40$ Гц, определяется функцией потемнения диска Солнца к краю

$$I(\rho) = I_0 [1 - u + u (1 - \rho^2)^{1/2}], \tag{2}$$

а точнее — ее сверткой с дифракционным профилем $R(s)$:

$$I'(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x - s) R(s)\, ds \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} R(s)\, ds. \tag{3}$$

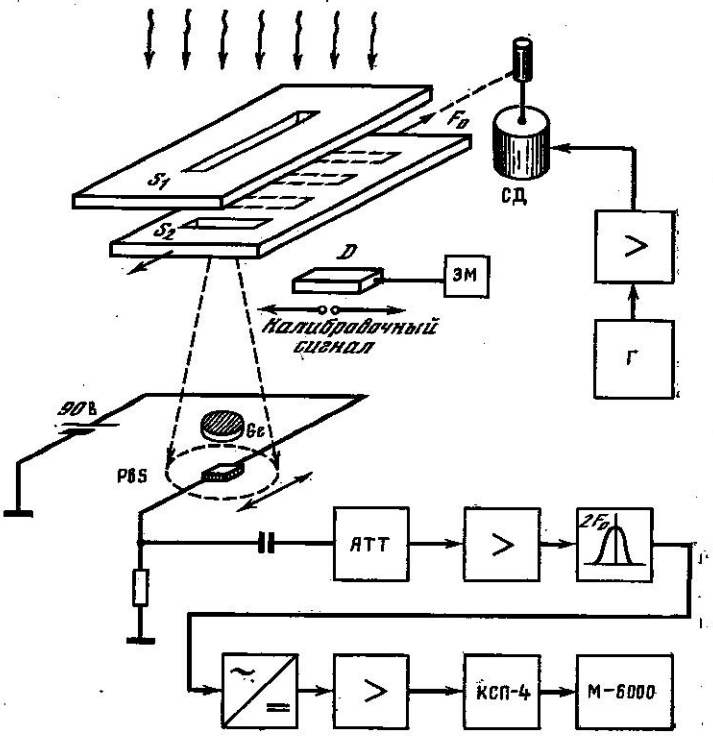


Рис. 1. Схема, поясняющая принцип действия ИК-установки, вместе с блок-диаграммой электронной части

D — диафрагма, вводимая при калибровке в световой пучок при помощи электромагнита ЭМ;
СД — синхронный двигатель,
Г — кварцевый генератор, задающий частоту 20 Гц;
> — усилитель;
Ge — германиевый фильтр,
PbS — детектор ИК-излучения Солнца (подробнее см. в тексте)

Здесь I_0 — яркость в центре диска, ρ — гелиоцентрическое расстояние в плоскости изображения, измеряемое в единицах $R_\odot$; $u = 0{,}23$ для $\lambda 1{,}65$ мкм. Для упрощения расчетов профиль $R(s)$ брался прямоугольной формы с полной шириной 2 мм, что не могло привести к существенным ошибкам в определении амплитуды сигнала яркости.

Легко показать [10], что измеряемый сигнал δ' пропорционален градиенту u, который будем считать переменным во времени:

$$\delta' \approx Ba(t)\ c_1\, u(t)\, \alpha(t)\, I_0. \tag{4}$$

Здесь $a(t)$ учитывает изменения средней по диску Солнца прозрачности атмосферы (предполагается, что они происходят на частотах $\nu \ll \nu_0$), B — некоторая инструментальная константа, определяемая коэффициентом усиления электросхемы; коэффициент $\alpha(t) \approx 1$ учитывает медленное рассогласование в течение дня основной и гидирующей оптических систем (ошибка в слежении за Солнцем), приводящее к плавному тренду сигнала δ'. Значение параметра $c_1 \approx 0{,}31$ получено путем фурье-преобразования временной развертки функции $I'(t) = I'[\rho(t)]$, вычисленной в соответствии с (1) — (3), поскольку

$$\delta' \approx \mathrm{Re}\left\{Ba(t)\,\alpha(t)\,FT^{-1}\left\{\int_1^\infty FT\,[I'(t)]\,G(\nu)\,d\nu\right\}\right\}, \tag{5}$$

где оператор FT обозначает фурье-преобразование в комплексной записи, вид функции $G(\nu)$ определяется кривой пропускания детектирующей системы, включающей электронный фильтр, настроенный на частоту 40 Гц.

Для исключения влияния колебаний атмосферной экстинкции, а также возможных нестабильностей аппаратуры наряду с дифференциальным сигналом δ' регистрировался (с тем же 50-секундным временем интегрирования) калибровочный сигнал δ'_c. Для этой цели в световой поток непосредственно за щелью S_2 (см. рис. 1) вводилась прямоугольная диафрагма размером 5 мм, фактически закрывающая центральную часть изображения Солнца для $\rho \lesssim 0{,}56$. Измерения δ'_c дают возможность не только исправить δ' за изменения атмосферной экстинкции, но и получить надежную калибровку δ'

в единицах I_0. При такой калибровке осуществляется модуляция типа «Солнце — темнота» с применением, что особо важно отметить, той же электронной схемы и такого же принципа модулирования, что и для дифференциального сигнала δ'.

Выражение для δ_c' имеет вид, аналогичный (4):

$$\delta_c' \approx Ba\,(t)\;c_2 u_L\;\beta\,(t)\,I_0, \tag{6}$$

где $c_2 \approx 0{,}78$, $\beta\,(t)$ — аналог коэффициента $\alpha\,(t)$ в (4), градиент u_L для краевой зоны солнечного диска $\rho \gtrsim 0{,}56$ считается в общем случае не совпадающим с $u\,(t)$ в (4).

Запись обоих сигналов δ' и δ_c' велась поочередно в течение всего дня (длительность записей составляла $\approx$4—10 ч) в такой последовательности: $\delta_c' - \delta' - \delta_c' - \delta' \ldots$ Обработка данных состояла в вычислении для каждого значения δ' отношения $\delta'' = \delta'/\delta_c$, где δ_c — среднее из двух ближайших по времени к δ' значений δ_c'. Плавный дневной тренд, в основном обусловленный наличием факторов $\alpha\,(t)$, $\beta\,(t)$ в (4), (6) и по амплитуде не превышающий 10% от среднего за день уровня δ'', исключался с помощью полинома второй степени $p\,(t)$, который для каждой записи находился методом наименьших квадратов, — аналогично обработке измерений лучевой скорости [1, 2]. Иначе говоря, для каждой записи вычислялись значения $\delta'' \approx 0{,}40\,[1 + \gamma\,(t)]\,u\,(t)/u_L$, где функция дневного тренда $\gamma\,(t) < 0{,}1$ аппроксимировалась параболой $p\,(t)$ и затем исключалась, и дальнейшему анализу подвергалась величина

$$\delta_0\,(t) \approx 0{,}40\;u\,(t)/u_L, \tag{7}$$

которая, конечно, на деле искажена шумами, связанными с нестабильностью земной атмосферы и инструмента, а также с отклонениями реальной функции $\gamma\,(t)$ от точной параболической зависимости (заметим, что некоторые длинные по времени записи приходилось делить на две части, чтобы наилучшим образом с помощью полинома снять сильный тренд, имеющий явно инструментальное происхождение; см., например, рис. 2, *а*).

Предположим, что в центральной зоне диска Солнца, т. е. для $\rho \lesssim 0{,}56$, градиент в течение дня изменяется с малой амплитудой Δu_c. Используя выражения (4) — (7) и полагая в первом приближении $\Delta u \approx -\Delta u_c/2$, находим, что изменения величины δ_0 равны $\delta \approx -0{,}2\;\Delta u_c/u$.

Наконец, для соответствующих таким изменениям Δu_c и δ вариаций ΔJ_c средней яркости центральной зоны солнечного диска, интегрируя выражение (2) по ρ от 0 до $\rho_c = 0{,}56$, находим

$$\frac{\Delta J_c}{I_0} \approx \left[\frac{2}{3}\;\frac{1-(1-\rho_c^2)^{3/2}}{\rho_c^2} - 1\right]\Delta u_c \approx 0{,}1\delta. \tag{8}$$

Таким образом, наблюдаемые вариации δ отношения δ'/δ_c после удаления дневного тренда несут информацию об относительных флуктуациях яркости фотосферы $\Delta J/I_0$.

(Если предположить, что в центральной зоне солнечного диска, $\rho \leqslant 0{,}56$, происходят периодические флуктуации параметра I_0 (см. выражение (2)) при неизменном градиенте u, то для вариаций сигнала δ получаем $\delta/\delta_0 \approx 9{,}7\;\Delta I_0/I_0$, откуда находим $\Delta J_c/I_0 \approx 0{,}26\;\delta$, т. е. флуктуации средней яркости центральной зоны примерно в 2,6 раза больше, чем в случае вариаций из-за градиента u_c, см. (8).)

2. Наблюдения

В 1981 г. с применением ИК-установки Солнце наблюдалось с 19.06 по 19.08 в течение 14 дней с хорошими погодными условиями. В 1982 г. наблюдения были сделаны в течение 53 дней в интервале 01.09—29.11. Некоторые данные об этих наблюдениях приведены в табл. 1, где A — гармоническая амплитуда δ, полученная при свертке всех измерений года с периодом $P_0 =$

Таблица 1

Год	Интервал наблюдений	Число			$A\cdot10^4$	T
		дней	5^m-точек	часов		
1981	19.06—19.08	14	1020	85	2,70	01^h46^m
1982	01.09—29.11	53	2907	242	2,94	01 30

$= 160^m,010$; T — момент UT максимума синусоиды с периодом P_0, вычисленной методом наименьших квадратов, для эпохи 01.01 1974 г. (см. ниже).

В соответствии с временем интегрирования сигнала яркости и процедурой обработки данных на каждый 2-мин интервал времени приходилось одно значение вариации δ (в 1981 г. — около 2550 значений за 85 ч наблюдений). При дальнейшей обработке вариации усреднялись также за интервалы времени 5 или 10 мин. Представление о чувствительности применяемого дифференциального метода дает среднеквадратичное значение δ, равное $\approx 1{,}0\cdot10^{-3}$ при 10-мин усреднении, что соответствует вариациям яркости фотосферы $\Delta I/I_0 \approx 2{,}7\cdot10^{-4}$. Анализ полного ряда наблюдений, охватывающего 85 ч в 1981 г. и 242 ч в 1982 г., позволяет обнаружить возможные изменения яркости с относительной амплитудой $\gtrsim 5\cdot10^{-6}$, происходящие с периодом $\approx 160^m$.

В качестве примера на рис. 2, *а* показан ход в течение дня сигнала δ'', измеренного при отличных атмосферных условиях 21.07 1981 г., а на рис. 2, *б*, *в* — ход δ по наблюдениям 21 и 27.07 1981 г. (одни из самых лучших дней сезона, с устойчивой и наилучшей прозрачностью атмосферы). Сравнивая поведение вариаций δ на рис. 2, *б*, *в*, можно заметить, что максимумы имеют тенденцию появляться с характерным временем $\approx 2^h,5$, а именно около моментов UT $\approx 8^h30^m$, $\approx 11^h$, $\approx 14^h$, $\approx 16^h$. Моменты максимальной скорости «расширения» Солнца с периодом $160^m,010$, определенные на основе данных [2] и обозначенные стрелками на рис. 2, *б*, *в*, в среднем более или менее хорошо совпадают с положением максимумов δ (при нашем типе модуляции, когда «сканируется» функция потемнения к краю без применения профилированной входной щели (см. [10]), положительные значения δ соответствуют увеличению средней яркости центральной зоны по отношению к средней яркости краевой зоны диска Солнца).

3. Источники ошибок. Влияние земной атмосферы

Рассмотрим более детально, чем в [10], источники шумов и причины возможных систематических ошибок. Следует отметить, что сам модулятор, электроника и детектор (питающее напряжение которого снимается с батареи 90 В) в силу применяемого относительного метода дают шумы, пренебрежимо малые по сравнению с другими, основными, помехами, вызванными: а) ошибками гидирования, б) флуктуациями атмосферной прозрачности, в) эффектом дифференциальной атмосферной экстинкции и г) рефракцией. Высокочастотные шумы (с частотами от ~ 1 до 20 Гц), вызванные вибрацией установки при работающем механическом модуляторе и флуктуациями атмосферы, значительно подавляются при усреднении выходного сигнала за время $\sim 1^m$ или больше. Многие второстепенные источники ошибок (такие, как слабое изменение полосы пропускания германиевого ИП-фильтра при медленном изменении температуры внутри телескопа, возможные вариации коэффициента усиления электроники и др.) практически полностью устраняются в нашем дифференциальном методе, где, по существу, регистрируются флуктуации яркости «Солнца относительно Солнца» и где оба сигнала, дифференциальный δ' и калибровочный δ'_c, измеряются почти одновременно (с разницей во времени $\sim 1^m$) с применением того же самого инструмента и при идентичном методе модуляции и детектирования.

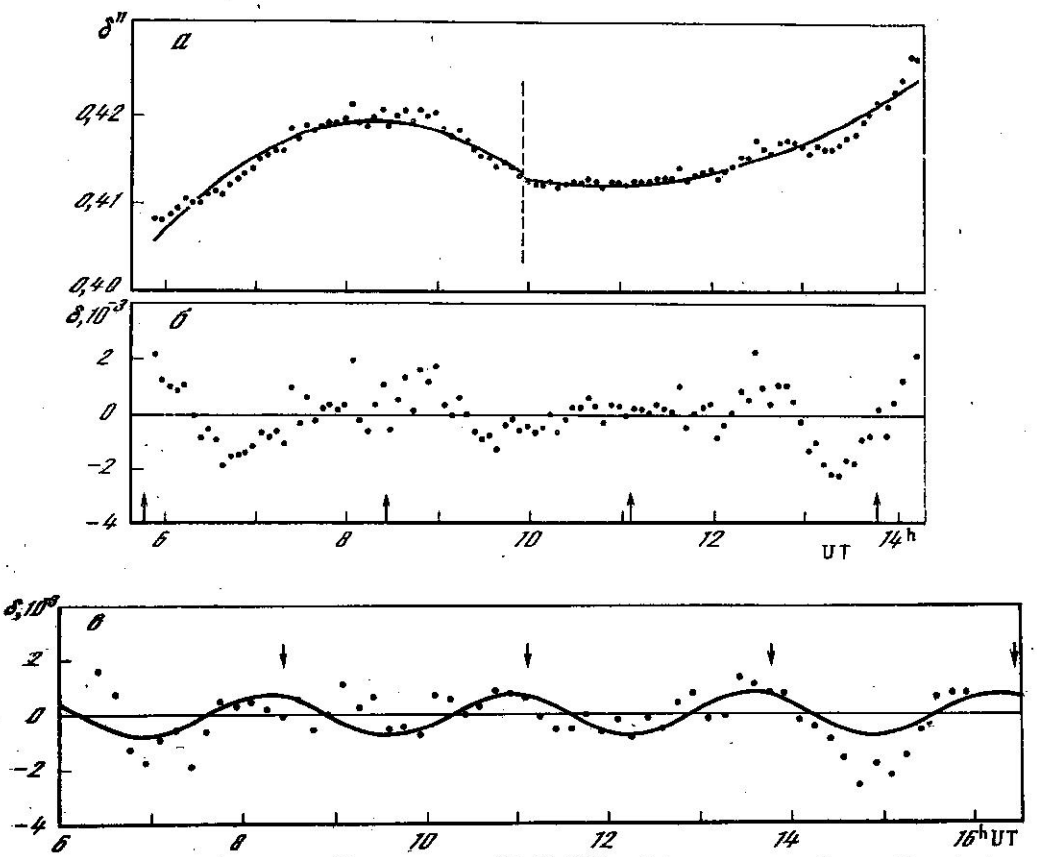


Рис. 2. Запись ИК-сигнала δ'', сделанная 21.07 1981 г. (*а*), и сигнала δ для 21 и 27.07 1981 г. (*б*, *в*)

Точки — усредненные за каждый 5-мин интервал значения δ''; штриховая линия соответствует точке разбиения записи на две части для фильтрации тренда двумя параболами, показанными плавными кривыми. Стрелки соответствуют положению максимумов лучевой скорости фотосферы согласно наблюдениям [2]. На рис. *в* синусоида с периодом 160^m проведена методом наименьших квадратов

Чтобы оба сигнала, δ' и δ'_c, имели сопоставимый масштаб записи, значения δ'_c с помощью делителя уменьшались в три раза. В качестве примера, демонстрирующего чувствительность и стабильность аппаратуры, приводим на рис. 3 часть оригинальной записи, полученной 21.09 1982 г. Цифрами указаны результаты интегрирования за каждые 50 с сигналов δ' и δ'_c, полученные на М-6000 одновременно с записью на диаграммной ленте: числа ~586, ~724 и ~0,4123 соответствуют последовательным значениям (1/3) δ'_c, δ' и δ'/δ_c. После удаления из каждого ряда чисел линейного тренда получаем следующие стандартные отклонения в относительных единицах: $\sim 1{,}1\cdot 10^{-3}$ для δ' и δ'_c и $\sim 1{,}0\cdot 10^{-3}$ для отношения δ'/δ_c (заметим, что согласно одновременной записи на магнитографе вариации потока света в оптическом диапазоне $\lambda = 0{,}51$ мкм составляли $\sim 3\cdot 10^{-3}$; это еще раз говорит о преимуществе наблюдений в ИК-области спектра, см. [10]. Напомним, что коэффициент прозрачности атмосферы p (λ 1,65 мкм) $\approx 0{,}98$, тогда как в оптике p (0,51 мкм) $\approx 0{,}80$, так что, например, для зенитного расстояния $z \approx 70°$ поглощение в атмосфере на этих волнах составляет ≈ 5 и 48 % соответственно.

Измерения δ'/δ_c, однако, искажаются долгопериодными помехами (с характерными временами $\gtrsim 30^m$), обусловленными нестационарностью атмосферы и неточностью гидирования; они существенно увеличивают среднеквадратичный шум: даже после удаления параболического тренда последний составляет (см. разд. 2) $\sim 2{,}2\cdot 10^{-3}$ при времени усреднения $\tau = 2^m$.

Атмосферная рефракция сказывается в том, что форма видимого диска Солнца изменяется в течение дня. Оценим максимально возможное влияние

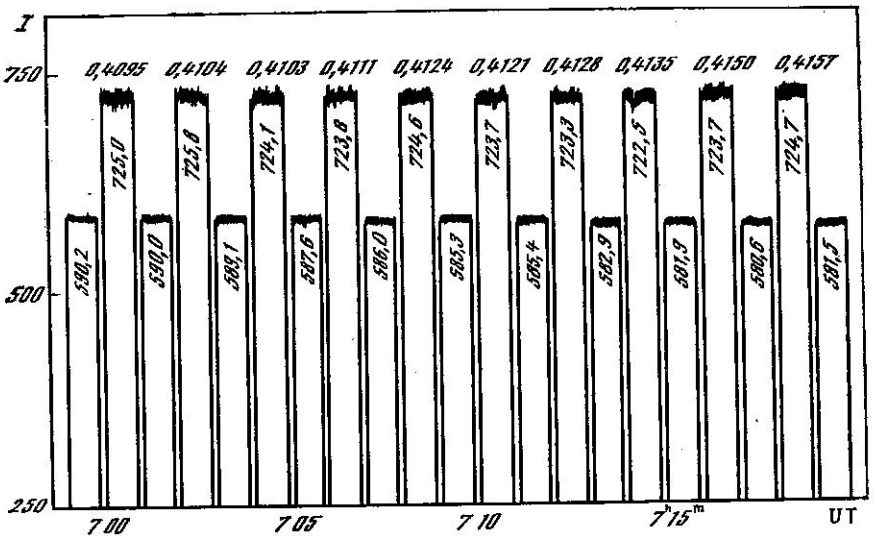


Рис. 3. Копия записи дифференциального и калибровочного ИК-сигналов 21.09 1982 г. Цифрами обозначены средние за каждые 50 с значения сигналов (вверху — для отношений δ' и δ'_c)

дифференциальной (т. е. различной для верхнего и нижнего краев солнечного диска) рефракции на измерения δ.

Наш анализ влияния рефракции на ИК-измерения во многом будет схож с анализом А. Б. Северного и др. [11] степени влияния атмосферной экстинкции на измерения доплеровской скорости. Заранее можно сказать, что рефракция, поскольку она связана с искажением распределения $I(\rho)$, практически симметричным относительно центра диска, может существенно искажать оба сигнала, δ', δ_c (см. выражение (5)). Дифференциальная атмосферная экстинкция, напротив, оказывает существенно меньшее действие на сигнал δ' и отношение δ'/δ_c (см. ниже), поскольку она вносит искажение профиля $I(x)$, практически асимметричное относительно центра диска $x = 0$: она приводит к относительному уменьшению яркости нижней части диска Солнца по сравнению с верхней частью диска. При этом возникает сигнал на частоте $\nu_0/2$, искажение же основного сигнала, детектируемого на частоте ν_0, пренебрежимо мало (см. ниже).

Поскольку наблюдения, как правило, ведутся при зенитных расстояниях $z \lesssim 70°$, формулу рефракции можно записать в виде $R = R_0 \operatorname{tg} z$, где $R_0 = 52'',4$, для $\lambda 1{,}65$ мкм. Отсюда для видимого диаметра Солнца получаем $D'_\odot = D_\odot (1 - k)$, где

$$k = 2{,}54 \cdot 10^{-4} \cos (P \pm q) \cos^{-2} z < 2{,}2 \cdot 10^{-3}; \tag{9}$$

здесь P — угол положения оси вращения Солнца, считаемый к востоку от северной части диска; q — параллактический угол. Знак $+$ ($-$) берется для наблюдений до (после) кульминации Солнца.

Сокращение (сканируемого) диаметра Солнца из-за рефракции можно учесть, заменив расстояние ρ в (2) на $\rho' = (1 + k)\rho$. Тогда с точностью до величин первого порядка по k изменение функции потемнения диска к краю по линии сканирования

$$\Delta I(x) \approx -I_0 ukx^2 (1 - x^2)^{-1/2}. \tag{10}$$

Отсюда, пренебрегая дифракцией (учет последней уменьшает влияние рефракции), для относительного изменения дифференциального сигнала δ' в соответствии с (1), (2), (5) получаем

$$\frac{\Delta\delta'}{\delta'} \approx k \frac{\int_{t_1}^{t_2} x^2 (1 - x^2)^{-1/2} \cos 2\omega t dt}{\int_{t_1}^{t_2} (1 - x^2)^{1/2} \cos 2\omega t dt} \approx 3{,}1k, \tag{11}$$

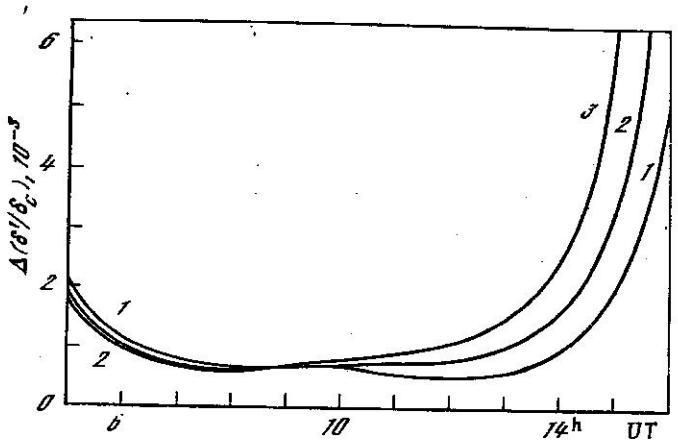


Рис. 4. Вариация отношения δ'/δ_c в течение дня, вызванная действием атмосферной рефракции

1 — для 19.06,
2 — для 26.07,
3 — для 19.08

где $t_1 = 0$, $t_2 = 0{,}5\ \nu_0^{-1}$; численное интегрирование произведено по формуле Симпсона. Для калибровочного сигнала δ_c', подставляя в (11) значение $t_1 = \omega^{-1}\ \arcsin\ (0{,}56/0{,}9)$ в соответствии с профилем интенсивности, сканируемым при калибровке (см. разд. 1), получаем $\Delta\delta_c'/\delta_c' \approx -2{,}9k$. Наконец, для изменения из-за рефракции отношения δ'/δ_c находим

$$\Delta \equiv \Delta\ (\delta'/\delta_c) \approx 6{,}1 \cdot 10^{-4} \cos\ (P \pm q) \cos^{-2} z. \qquad (12)$$

Значения Δ как функции UT были вычислены для каждого дня наблюдений 1981 г.; примеры хода $\Delta\ (t)$ для трех дней: 19.06, 26.07 и 19.08 — приведены на рис. 4. Видно, что ошибки (Δ), вызванные рефракцией, составляют $\approx(1-6)\cdot 10^{-3}$, т. е. одного порядка с наблюдаемыми значениями δ (см., например, рис. 2, *б*, *в*). Однако в отличие от реального сигнала $\delta\ (t)$, показывающего флуктуации с характерными временами $\sim 2-3^h$ и амплитудой $\sim 10^{-3}$, функция $\Delta\ (t)$ имеет плавный ход в течение дня, сходный в первом приближении с параболической зависимостью.

Для эмпирической оценки влияния $\Delta\ (t)$ на результат — наличие в ИК-данных статистически значимой и устойчивой во времени составляющей с периодом $\sim 160^m$ — кривые $\Delta\ (t)$ за каждый день 1981 г., взятые для тех отрезков времени, когда производились измерения δ'/δ_c, аппроксимировались методом наименьших квадратов (МНК) полиномом второй степени $p\ (t)$, затем вычислялись разности $\Delta_0 = \Delta\ (t) - p\ (t)$. Оказалось, что разности Δ_0 по абсолютной величине не превосходят $6 \cdot 10^{-4}$ (среднеквадратичное значение $1{,}4 \cdot 10^{-4}$) и, будучи свернутыми с периодом 160^m, не дают значимой гармонической волны, превышающей по амплитуде уровень $3 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, суммарный за все дни наблюдений эффект рефракции примерно в 10 раз меньше, чем наблюдаемые 160^m вариации (см. разд. 4). Это связано в основном с тем, что время наблюдений более или менее случайно распределено относительно местного полудня, и это значительно уменьшает влияние суточной скважности «окон» наблюдений и трендов (см. также обсуждение данного вопроса в [2, 11, 12, 17, 18]).

Перейдем теперь к рассмотрению эффекта дифференциальной (т. е. различной для верхнего и нижнего края солнечного диска) атмосферной экстинкции. Как и в [11], представим профиль яркости диска Солнца, искаженный эффектом, в виде

$$I_a\ (x) = (1 + ax)\ I\ (x), \qquad (13)$$

где $I\ (x)$ — истинный профиль яркости (здесь мы также пренебрегаем дифракцией, которая не изменяет выводов)

$$a \approx {}^1/_2\ (1 - u)\ k_\lambda\ \sin z \cos^{-2} z\ D_\odot, \qquad (14)$$

$D_\odot = 9{,}34 \cdot 10^{-3}$ — угловой диаметр Солнца (в радианах), $k_\lambda = 0{,}018$ — коэффициент поглощения атмосферы для $\lambda 1{,}65$ мкм. Максимальное значение градиента a равно $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ при $z = 70°$, однако его влияние на оба

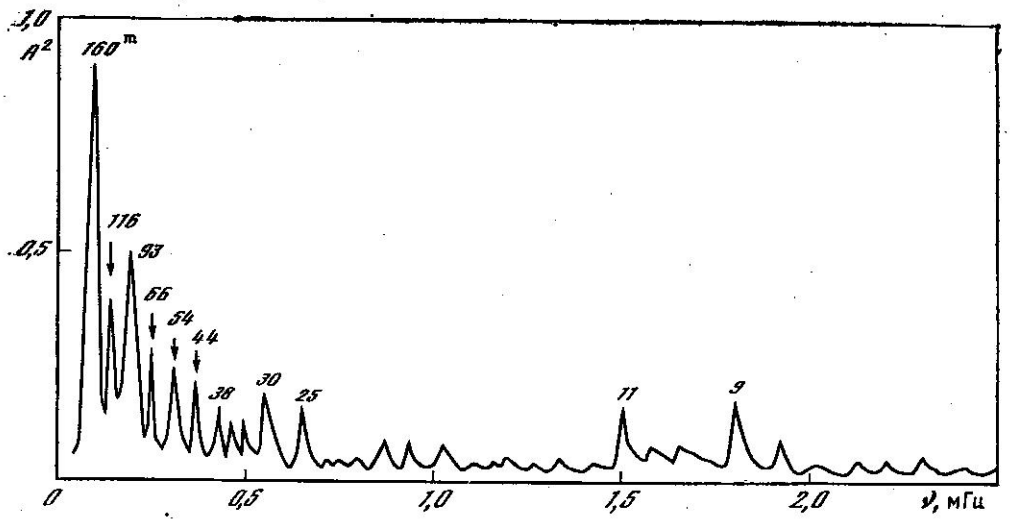


Рис. 5. Средний спектр мощности вариаций дифференциальной яркости за 14 дней наблюдений в 1981 г.

По вертикали — квадрат амплитуды в относительных единицах; $\lambda = 1{,}65$ мкм

сигнала, δ' и δ'_c, практически нулевое, поскольку дополнительный член $axI(x)$ в (13), вызванный экстинкцией, дает асимметричный относительно точки $x = 0$ вклад в профиль яркости и потому не регистрируется на основной частоте ν_0 (искажение происходит на частоте $\nu_0/2$). Симметричное искажение может быть вызвано членами второго порядка малости, которые пропорциональны $k_\lambda^2 D_\odot^2 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ и пренебрежимо малы по сравнению с наблюдаемыми вариациями относительной яркости.

4. Спектр мощности осцилляций Солнца (1981 г.)

В отличие от [10, 12], где анализировались ИК-измерения с 5-мин усреднением, у нас оригинальный массив данных за 1981 г. представлял собой значения δ с 2-мин разрешением по времени, что позволило исследовать высокочастотную область спектра колебаний вплоть до $\nu \approx 3$ мГц.

Методом прямого фурье-преобразования в области частот (0,05—3,00) мГц с разрешением 0,01 мГц вычислялись СМ вариаций δ отдельно для каждого дня. Затем 14 спектров были усреднены с одинаковым весом, результат показан на рис. 5, где отчетливо виден максимальный пик, соответствующий периоду 160^m ($\pm 8^m$). Это подтверждает результат, полученный ранее [2, 12] на основе измерений 1977—1978 гг.

Кроме 160^m-пика в диапазоне периодов от 8^m до 120^m выделяется еще несколько максимумов, превышающих уровень шумов; они могут иметь инструментальное, атмосферное или солнечное происхождение. Особого внимания заслуживают два наибольших пика, отвечающих периодам $P \approx 93^m$ ($\pm 3^m$) и 116^m ($\pm 4^m$); последний совпадает с одним из доминирующих периодов $116^m{,}4$ в СМ осцилляций лучевой скорости Солнца; по данным Северного и др. [13] он отождествляется с одной из g-мод собственных гравитационных колебаний теоретической модели Солнца, рассчитанной Кристенсен - Далсгаардом и др. [14] (мода 4 g_{10} степени $l = 4$ и порядка $n = 10$). Значения 11 периодов, доминирующих в СМ на рис. 5, приведены в табл. 2.

С целью уточнения периодов по данным шести дней (21—29.07 1981 г. около 35 ч наблюдений), близко расположенных друг к другу по времени, был вычислен так называемый когерентный СМ: значения δ рассматривались как единый временной ряд с пропусками, и для такого (неравноточного) ряда вычислялись коэффициенты Фурье с оптимальным шагом по частоте 0,5 мкГц; затем в спектре методом, аналогичным принятому в [13], отбирались все максимальные пики мощности, превышающие уровень 2σ. Соответ-

Таблица 2

Средний спектр мощности P, мин	Когерентный спектр		Наблюдения Г. Хилла и др. [15]		Средний спектр мощности P, мин	Когерентный спектр		Наблюдения Г. Хилла и др. [15]	
	P, мин	A^2	Средний спектр, P, мин	Когерентный спектр P, мин		P, мин	A^2	Средний спектр, P, мин	Когерентный спектр P, мин
160	161	0,32			44			44,7	45,5
	147	0,30							40,3
116	118	0,28			38	37	0,19	39,0	36,0
	101	0,25			30	32	0,15	32,1	30,9
93	93	0,27			25	28	0,12	28,7	27,5
66	63	0,23	66,2	67,2		17	0,11		
54	54	0,18			11				
					9				

ствующие периоды в минутах и квадраты гармонических амплитуд A^2 в условных единицах приведены в столбцах 2 и 3 табл. 2.

Представляет интерес сравнить СМ ИК-измерений (см. рис. 5) с периодами колебаний края Солнца, обнаруженными группой Г. Хилла (см., например, [15]). Для этого воспользуемся методикой, ранее примененной А. Б. Северным и др. [13] для поиска долгопериодных осцилляций лучевой скорости, и сначала определим, с какой точностью определены периоды P в ИК-измерениях. Исходя из длительности временных рядов, находим, что значения частот в среднем и когерентном спектрах (см. табл. 2) у нас определены с ошибками ± 9 и $\pm 0{,}4$ мкГц соответственно; для когерентного спектра [15] ошибка составляет примерно $\pm$ 0,23 мкГц. Сопоставляя частоты когерентного (за шесть дней) ИК-спектра и когерентного спектра колебаний края Солнца (столбцы 2 и 5 в табл. 2), находим, что между ними нет ни одного совпадения в пределах $|\Delta\nu| \lesssim 0{,}63$ мкГц. Для средних спектров имеется лишь два совпадения, в пределах $|\Delta\nu| \lesssim 9{,}4$ мкГц, для периодов ~ 66 и 44^m; вероятность случайного совпадения

$$p = C_m^{n_+} C_{n-m}^{n_-} / C_n^k \approx 0{,}14. \qquad (15)$$

Здесь $n = 39$ — число «независимых» частотных интервалов (каждый шириной 18,8 мкГц) в рассматриваемом диапазоне периодов от 17^m до 70^m; $m = 6$ — число «вакантных» для совпадения интервалов (периодов) в среднем ИК-спектре, $k = 5$ — полное число периодов в среднем спектре Г. Хилла, $n_+ = 2$ — число совпадений, $n_- = k - n_+ = 3$, C_α^β — число сочетаний. Совпадение, таким образом, вполне может быть случайным, так как его статистическая достоверность низка, около 86%.

Более длинные периоды в нашем когерентном спектре, $\sim 93^m$, 101^m, 118^m и 147^m, могут быть солнечной природы, поскольку они близки к доминирующим периодам ($\approx 97^m$, 104^m, 116^m, 147^m) в СМ аналогичных ИК-данных, опубликованных ранее на основе независимых наблюдений 1977—1978 гг. (см. рис. 2 в [12]); однако для более уверенных выводов требуются дополнительные измерения.

Наиболее достоверной является 160^m-периодичность. Свертка всех значений δ 1981 г. с периодом $P_0 = 160^m{,}010$ дает статистически значимую ($2A'/\sigma \approx 4{,}1$, где A' — «пиковая» амплитуда, σ — среднеквадратичная ошибка) волну, находящуюся практически в фазе с ходом доплеровской скорости: моменты максимумов гармонических кривых, проведенных МНК через точки на рис. 6, *а*, *в*, равны $01^h46^m \pm 3^m$ и $01^h37^m \pm 3^m$ UT для ИК-яркости и скорости соответственно. Средняя гармоническая амплитуда изменения δ с периодом P_0 согласно рис. 6, *а* составляет $A_h = (2{,}7 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-4}$; она может служить в качестве калибровки амплитуд других возможных ко-

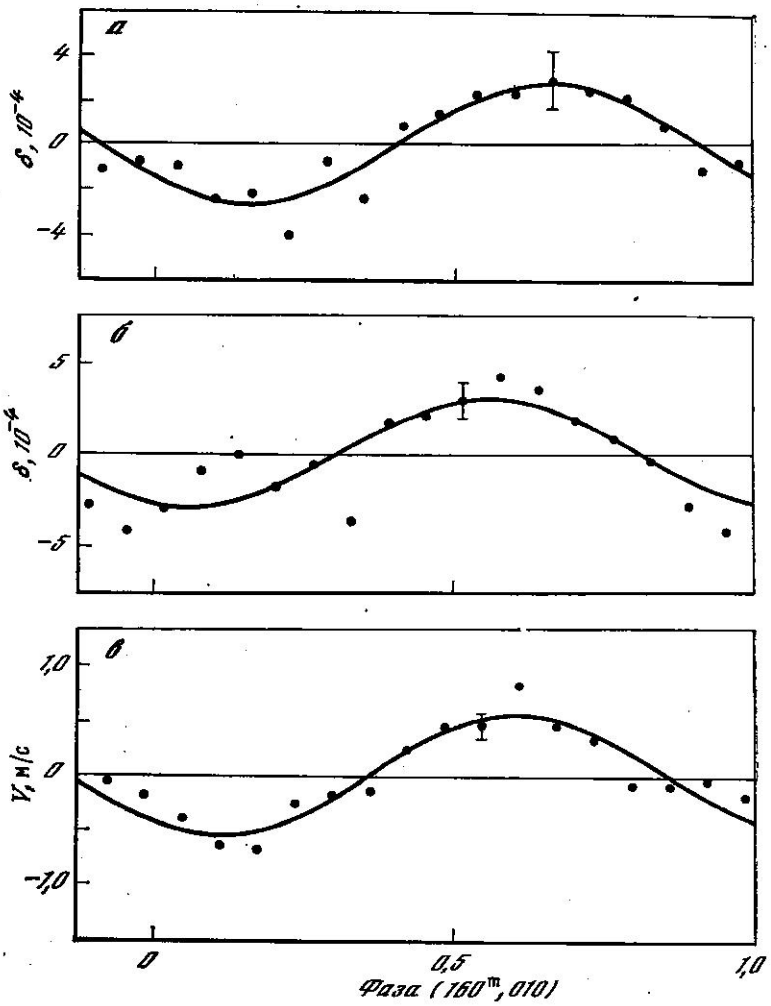


Рис. 6. Кривые изменения дифференциальной ИК-яркости Солнца с периодом $160^m,010$ по наблюдениям 1981 и 1982 гг. (*а*, *б*) и кривая лучевой скорости фотосферы по данным А. Б. Северного и др. [13] за 1974—1982 гг. (*в*)

Вертикальные черточки — среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$), синусоиды проведены методом наименьших квадратов, нулевая фаза соответствует 00^h00^mUT 01.01 1974 г. Для *а* и *б* $\lambda = 1{,}65$ мкм

лебаний в СМ на рис. 5; в частности, для периодов в районе 5^m СМ дает верхний предел $A_h \lesssim 9\cdot10^{-5}$ (для измеряемых значений δ).

Поскольку основным источником медленных вариаций непосредственно регистрируемых сигналов δ', δ'_c являются флуктуации атмосферной прозрачности, представляло интерес вычисление СМ отдельно для калибровочного сигнала δ'_c. Такие СМ были получены для нескольких дней наблюдений 1981 г., и оказалось, что в них *отсутствует* пик мощности, соответствующий периоду 160^m; наибольшая мощность вариаций δ_c (т. е. в основном атмосферных вариаций плюс некоторый вклад от инструмента) сосредоточена около периодов 227^m и $150—127^m$ (для сравнения см. также разд. 5 и рис. 9), что сильно отличается от СМ дифференциального сигнала δ, показанного на рис. 5, и служит сильным аргументом в пользу солнечного происхождения периода 160^m в ИК-измерениях дифференциальной яркости фотосферы.

5. Наблюдения 1982 г.

Результат наложения эпох с периодом $160^m,010$ данных наблюдений 53 дней в 1982 г. после предварительного усреднения сигнала δ за каждый 5-мин интервал времени и последующей фильтрации тренда с помощью пара-

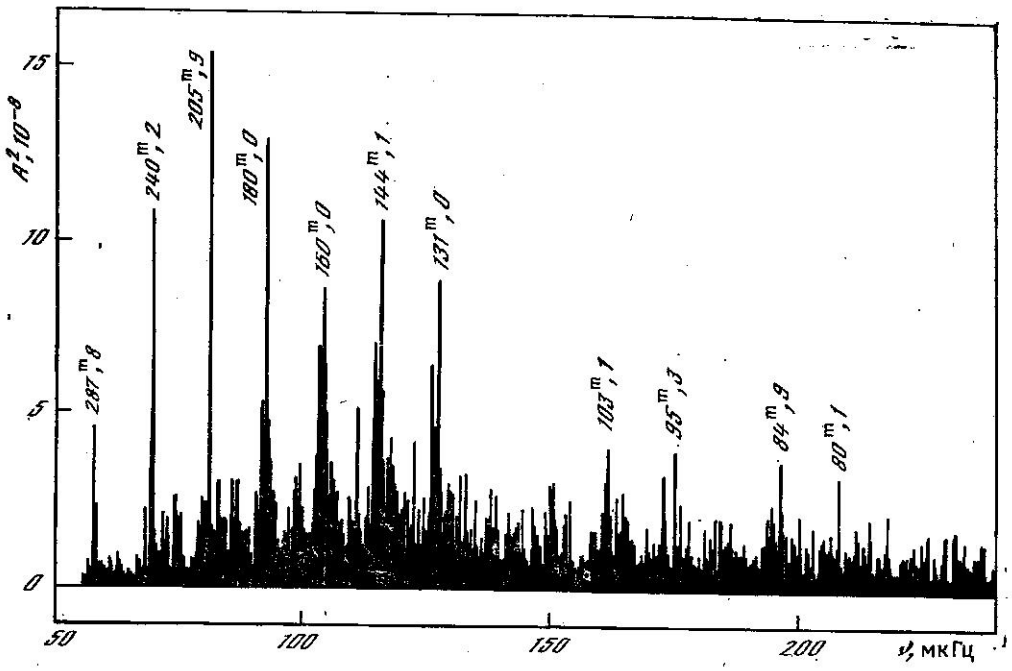


Рис. 7. Когерентный спектр мощности дифференциальной ИК-яркости по данным 53 дней наблюдений 1982 г.

По вертикали квадрат гармонической амплитуды в единицах 10^{-8}; $\lambda = 1{,}65$ мкм

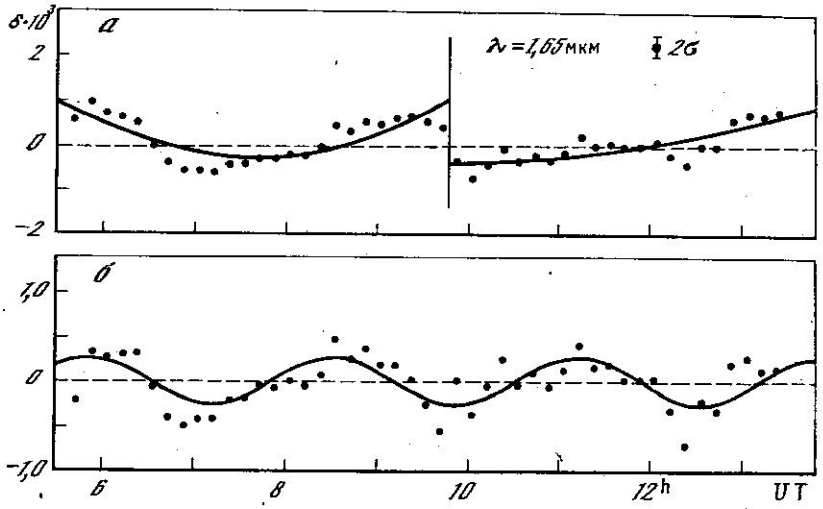


Рис. 8. Результат свертки всех наблюдений ИК-яркости Солнца за 1982 г. с периодом 24 ч (*а*) и ход остатков «наблюдений минус парабола» (*б*)

Параболы на рис. *а* и синусоида с периодом 160^m на рис. *б* проведены методом наименьших квадратов. Вертикальная линия соответствует среднему времени перестановки целостата (около 09^h50^mUT). Вертикальной черточкой указана удвоенная типичная ошибка ($\pm\sigma$)

бол показан на рис. 6, *б*. Амплитуда синусоиды, проведенной МНК через 16 точек, равна $(2{,}9 \pm 0{,}6)\cdot 10^{-4}$, момент максимума синусоиды соответствует $01^h30^m \pm 5^m$UT, что близко к моментам максимума δ в 1981 г. и лучевой скорости по наблюдениям 1974—1982 гг. (соответственно $01^h46^m \pm 3^m$ и $01^h37^m \pm 3^m$UT, эпоха 01.01 1974 г.).

При вычислении когерентного СМ для данных 1982 г., когда все 5-мин значения δ рассматриваются как единая временнáя последовательность, сле-

дует иметь в виду, что вид спектра может существенно искажаться суточными трендами, точнее, той частью трендов, которая остается после фильтрирования полиномами второй степени. Очевидно, что это влияние особенно сильно на частотах, кратных $(24^h)^{-1}$. Что касается 160-мин периода, то если средняя за весь интервал наблюдений фаза девятой суточной гармоники совпадает с фазой реального солнечного колебания, то в СМ высота 160^m-пика будет завышена по сравнению с уровнем мощности соседних, восьмой и десятой, гармоник. Если инструментальный и солнечный сигналы находятся в противофазе, то высота пика 160^m окажется существенно ниже уровня соседних гармоник (для случая доплеровских измерений этот факт отмечался, например, Ван дер Реем (см. [16]) на крымском коллоквиуме МАС № 66 в 1981 г.) или вообще может замаскировать реальное колебание. Большую роль, конечно, играет сам спектр суточных (неудаленных) трендов, т. е. распределение мощности по частотам суточных гармоник. В зависимости от вида спектра дневных трендов и от соотношения фаз исследуемого солнечного колебания и суточных гармоник амплитуда 160-мин пика в спектре мощности ИК-сигнала может быть увеличена или уменьшена по сравнению с истинной амплитудой. Поэтому и уменьшение высоты пика по сравнению с другими соседними суточными гармониками может указывать на реальность 160-мин периодичности.

Интерференция между реальным сигналом с периодом 160^m и суточной девятой гармоникой имеет место у нас, поскольку в когерентном спектре (рис. 7) амплитуда пика 160^m заметно ниже соседних суточных гармоник. Спектр построен методом [13] в области частот 55—240 мкГц ($69—300^m$) с разрешением 0,034 мкГц. Все отмеченные цифрами (период в минутах) пики для $P > 130^m$ в пределах точности определения величины периода, $\pm 0^m,2$ для $P \approx 160^m$ совпадают с периодами суточных гармоник № 5—11; четыре пика, отмеченные в высокочастотной области, также близки к суточным гармоникам. Падение уровня шумов и амплитуд пиков в низкочастотной части спектра обусловлено в основном фильтрацией трендов с помощью парабол.

Рассмотрим более детально влияние остаточных систематических трендов на СМ и амплитуду 160-мин периода. Для упрощения задачи ограничимся анализом только периодов, являющихся целыми долями суток, поскольку отличие периода солнечных колебаний $P_0 = 160^m,010$ от $^1/_9$ суток не играет никакой роли для наблюдений, охватывающих около трех месяцев.

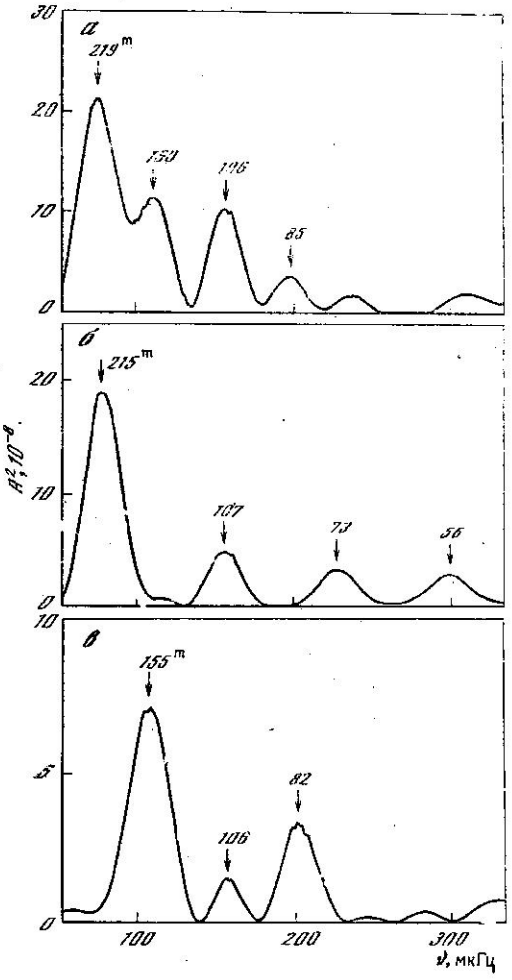


Рис. 9. Спектры мощности временных вариаций сигнала δ, показанных на рис. 8

а — для оригинальных (10-мин) значений δ, *б* — для систематического тренда, который аппроксимируется двумя параболами на рис. 8, *а*; *в* — для остатков «наблюдения минус парабола»; λ = 1,65 мкм, 1982 г.

Сначала значения δ (полученные после обычной фильтрации параболами) всех 53 дней были усреднены в каждом 10-мин интервале согласно времени наблюдения UT; было сделано, таким образом, наложение эпох с периодом 24^h. Результат показан на рис. 8, *а*, где каждая точка получена путем усреднения в среднем около 60 первоначальных 5-мин значений δ. Временно́й систематический ход δ обнаруживает волны с характерными временами 2,5—3 ч.

Мы должны также иметь в виду, что наблюдения в сентябре — ноябре требовали перестановки целостата телескопа, причем перестановка имела место в среднем около 09^h50^m UT. Записи, таким образом, систематически производились до и/или после перестановки целостата, причем тренды этих участков записей фильтровались разными параболами, что, естественно, должно вести к систематическому различию *остаточных* трендов до и после перестановки. Вполне логично поэтому разделить полученный на рис. 8, *а* ход δ на две части и, полагая, что значительная часть вариаций принадлежит скорее остаточным систематическим трендам, нежели Солнцу, произвести их фильтрацию повторно, применяя снова МНК для вычисления двух новых парабол (они показаны двумя плавными кривыми на рис. 8, *а*). Остатки «δ минус парабола» показаны на рис. 8, *б*, где отчетливо видна волна с периодом $\approx 160^m$ и средней амплитудой около $2{,}6\cdot10^{-4}$. Таким образом, присутствие неудаленных систематических трендов — инструментального и/или атмосферного происхождения — действительно «маскирует» 160-мин периодичность в данных ИК-наблюдений 1982 г. и вполне объясняет уменьшение высоты пика 160^m по сравнению с соседними гармониками суточного периода (см. рис. 7; вопрос о влиянии трендов на поиск 160-мин осцилляций доплеровской скорости Солнца ранее подробно обсуждался в [2, 11, 17, 18]).

Вывод о наличии периода 160^m подтверждается также анализом СМ, вычисленных отдельно для 10-мин значений δ на рис. 8, *а*, для соответствующих им парабол (последние трактовались как одна составная временна́я функция) и отклонений от парабол (рис. 8, *б*). На рис. 9, *а* в спектре исходных данных доминирующие пики отвечают периодам $\sim 106^m$, 150^m, 219^m; в спектре парабол на рис. 9, *б* основная мощность сконцентрирована возле периода 215^m.

Наконец, в результате исключения остаточных трендов СМ показывает основной пик (рис. 9, *в*) в районе периода 155 ± 16^m (ошибка соответствует уровню мощности 0,7 максимального значения), что ранее, на рис. 8, *б*, иллюстрировалось наличием волны с периодом около 160^m.

6. О возможном влиянии колебаний радиуса Солнца

Наблюдаемую 160-мин вариацию δ можно попытаться интерпретировать не как результат колебаний температуры фотосферы T и сопутствующих им колебаний яркости I (ρ), а как результат изменений солнечного диаметра. Согласно доплеровским измерениям [2, 7] средняя амплитуда 160-мин флуктуаций лучевой скорости v_0 равна 0,5 м/с, что соответствует изменениям радиуса Солнца

$$\Delta R \approx v_0 P_0 / 0{,}35\pi \approx 4{,}4 \text{ (км)} \tag{16}$$

для случая радиальных колебаний; следовательно, $\Delta R/R_\odot \approx 6{,}3\cdot10^{-6}$.

Для получения приближенных количественных оценок пренебрежем влиянием дифракции (3) и будем полагать $u = \text{const}$. Влияние на измеряемый сигнал δ' флуктуаций радиуса $R_\odot$ можно эквивалентно представить в виде вариаций амплитуды сканирования a (согласно (1) $a = 0{,}9$) по диску Солнца. Подставляя в (2) измененное значение $\rho' = \rho(1 + y)$, где $|y| \ll 1$, для изменений яркости получаем

$$\Delta I(\rho) = -I_0 u \rho^2 (1 - \rho^2)^{-1/2} y. \tag{17}$$

Соответствующее относительное изменение дифференциального сигнала

$$\frac{\Delta\delta'}{\delta'} \approx -\frac{I_0 u y a^2 \int\limits_0^b \sin^2 \omega t\,(1 - a^2 \sin^2 \omega t)^{-1/2} \cos 2\omega t dt}{\int\limits_0^b I(\rho) \cos 2\omega t dt} \approx$$

$$\approx 16{,}67 u a^2 y = 3{,}1 y, \qquad (18$$

где $b = \pi/2\omega$. Аналогично для относительного изменения калибровочного сигнала получаем $\Delta\delta_c/\delta_c \approx -0{,}38y$. Окончательно для вариации отношения δ'/δ_c находим

$$\delta = \Delta\left(\frac{\delta'}{\delta_c}\right) \approx \delta_0 \left(\frac{\Delta\delta'}{\delta'} - \frac{\Delta\delta_c}{\delta_c}\right) \approx 1{,}4y. \qquad (19)$$

Поскольку $|y| = \Delta R/R_\odot \approx 6{,}3 \cdot 10^{-6}$, вариация $|\delta| \approx 8{,}8 \cdot 10^{-6}$, что пренебрежимо мало по сравнению с регистрируемым сигналом $\sim 2{,}8 \cdot 10^{-4}$.

7. Заключение

Анализ данных наблюдений, полученных в 1981 и 1982 г., подтверждает вывод [9, 11] о 160-мин колебаниях функции потемнения к краю диска Солнца в ближней ИК-области спектра со средней амплитудой дифференциального сигнала δ около $2{,}8 \cdot 10^{-4}$. Показано, что посредством статистического анализа, методом построения спектра мощности сигнала и наложения эпох, имея данные наблюдений за 10—50 дней, можно с достаточной степенью надежности выявить периодическую компоненту δ, обусловленную когерентным по фазе длиннопериодным солнечным колебанием $P_0 = 160^m{,}010$. Чувствительность метода обеспечивается не только дифференциальным (центр — край) характером измерений, но и тем, что они сделаны в ИК-области спектра, где поглощение атмосферы почти на порядок меньше, чем в видимой области спектра.

Средняя кривая изменения дифференциального (центр — край) сигнала ИК-яркости с периодом $160^m{,}010$ по измерениям 1981—1982 гг. имеет гармоническую амплитуду $(2{,}8 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-4}$; средний момент максимума, определяемый по синусоиде (вычисленной методом наименьших квадратов), соответствует $01^h38^m \pm 11^m$ UT, что в пределах ошибок совпадает с моментом максимальной скорости фотосферы $01^h37^m \pm 3^m$ UT по измерениям А. Б. Северного и др. [13] для эпохи 01.01 1974 г.

Анализ атмосферных систематических помех, в основном связанных с рефракцией, показывает, что, хотя эти помехи способны вызвать изменение дифференциального сигнала $\sim 10^{-3}$—10^{-4} в течение дня, фильтрация записей с помощью полиномов второй степени приводит к уменьшению амплитуды результирующих (остаточных) суточных трендов более чем на порядок, что в свою очередь делает возможным обнаружение реального сигнала с амплитудой $\sim 2 \cdot 10^{-4}$, если даже его частота практически совпадает с (девятой) гармоникой суток. В немалой степени этому способствует то обстоятельство, что наблюдения производятся в *разное* время дня, до, после полудня или без перестановки целостата, что приводит к более или менее хаотическому распределению в течение дня «наблюдательных окон» и суточных трендов (см. обсуждение данного вопроса в [2, 11, 12]).

Пики мощности в диапазоне периодов 20—150^m, выделяющиеся на среднем СМ (см. рис. 5), недостаточно достоверны, чтобы можно было говорить об их солнечной природе на основе только наших ИК-измерений, ввиду возможного существенного влияния атмосферных и инструментальных помех.

Расчеты показали, что наблюдаемую амплитуду 160-мин вариаций дифференциального ИК-сигнала δ нельзя объяснить периодическими флуктуациями солнечного диаметра $\Delta R/R_\odot \approx 6 \cdot 10^{-6}$, поскольку их вклад на порядок меньше, чем амплитуда изменений δ с периодом 160^m.

Уточнена калибровка ИК-измерений, а именно получено соотношение (8), связывающее измеряемую амплитуду флуктуаций дифференциального сигнала δ с амплитудой относительных колебаний яркости фотосферы $\Delta J/I_0$. На основе (8) получено, что амплитуда 160-мин вариаций дифференциального сигнала $A \sim 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ соответствует амплитуде $A_\Phi \sim 3 \cdot 10^{-5}$ вариаций яркости фотосферы центральной области солнечного диска. Это в свою очередь дает для колебаний температуры T фотосферы амплитуду изменений

$$\Delta T \approx 0^\circ{,}2, \tag{20}$$

что существенно меньше, чем результаты предварительных оценок [9].

Интегрируя (2) по центральной зоне солнечного диска, $0 \leqslant \rho < 0{,}56$, и по всему диску и полагая $I_0 = \mathrm{const}$, для относительной амплитуды изменений полного потока излучения от Солнца на волне 1,65 мкм получаем

$$\frac{\Delta I_\odot}{I_\odot} \sim \frac{2 - 3\rho_c^2 - 2(1-\rho_c^2)^{3/2}}{3-u} (\Delta u_c)_A \approx 0{,}032\delta_A \sim 9 \cdot 10^{-6}, \tag{21}$$

где индексом A обозначены амплитудные значения Δu_c и δ.

В [19] на основе болометрических измерений в 1980 г. полного потока излучения Солнца на спутнике SMM получен верхний предел для 160-мин вариаций потока $\sim 4{,}5 \cdot 10^{-6}$. Расхождение на фактор ~ 2 с нашей оценкой (21) может быть отнесено на счет большого различия спектральных диапазонов (λ1,65 мкм в ИК-измерениях и интеграл по всему спектру Солнца в случае SMM). Определенное значение может иметь, конечно, неодновременность наблюдений, поскольку [2, 7] амплитуда 160-мин колебаний Солнца заметно варьирует от года к году, а также возможная неточность (около 50%) калибровки ИК-измерений.

Наличие систематических дневных трендов значительно затрудняет анализ данных и поиск 160-мин периодичности. Тренды могут порой существенно изменить спектр мощности относительных флуктуаций яркости, замаскировав реальный солнечный сигнал. В ИК-эксперименте основными источниками трендов являются: медленное, в течение дня, рассогласование основной и гидирующей оптических систем, дрейф электроники и атмосфера. Перспективным с точки зрения уменьшения инструментальных трендов является применение фотоприемных интегральных матриц [20] для регистрации относительных флуктуаций яркости фотосферы, а также, безусловно, разработка приборов, выносимых за пределы земной атмосферы.

Мы глубоко признательны А. Б. Северному за активную поддержку ИК-наблюдений Солнца и обсуждение работы, Л. В. Дидковскому и А. М. Чижову за помощь в изготовлении и наладке отдельных частей прибора. Выражаем благодарность Д. Н. Рачковскому за разработку программ для ЭВМ, Г. Я. Смирновой и С. А. Бондаренко за помощь в обработке материала, а также П. П. Добронравину за внимательное чтение рукописи и полезные замечания.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *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. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
3. *Hill H. A., Caudell T. P., Rosenwald R. D.* On the use of spectral lines as a temperature indicator in a pulsating system.— Astrophys. J., 1977, vol. 213, L 81— L 84.
4. *Claverie A., Issak G. R., McLeod C. P.* et al. Solar structure from global studies of the 5-minute oscillation.— Nature, 1979, vol. 282, p. 591—594.
5. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Christensen-Dalsgaard J., Gough D.* Observation of additional low-degree 5-min modes of solar oscillation.— Nature, 1982, vol. 297, p. 312—313.
6. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M. A.* Full-disk observations of solar oscillations from the geographic south pole: latest results.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 55—66.

7. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* Колебания Солнца и проблема его внутреннего строения.— Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 1137—1148.
8. *Gough D.* Some theoretical remarks on solar oscillations.— In: Lecture notes in physics, 1980, vol. 125, p. 273—299.
9. *Котов В. А., Кучми С.* Исследование колебаний яркости Солнца.— УФН, 1979, т. 128, с. 730—731.
10. *Kotov V. A., Koutchmy S., Koutchmy O.* Observation of global 160-min infrared (differential) intensity variation of the Sun.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 21—35.
11. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Detection of 160-min solar oscillations and atmospheric extinction.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 88, p. 317—319.
12. *Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V. A.* Detection of 160-min solar intensity variations: sampling effect.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 372—376.
13. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* Колебания Солнца с периодом 160 минут и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 3—15.
14. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G.* Dirty solar models.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121—128.
15. *Hill H. A., Caudell T. P.* Global oscillations of the Sun: observed as oscillations in the apparent solar limb darkening function.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, vol. 186, p. 327—342.
16. *Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P.* et al. Rotational splitting of solar five-minute oscillations of low degree.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 233—234.
17. *Dittmer P. H.* Large-scale periodic solar velocities: an observational study.— Stanford Univ. IPR Rep., 1977, N 686.
18. *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. обс., 1983, т. 66, с. 71—76.
19. *Woodard M., Hudson H.* Solar oscillations observed in the total irradiance.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 67—73.
20. *Дидковский Л. В.* Устройство для измерения колебаний яркости Солнца на основе фотоприемной интегральной матрицы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72.

УДК 523.9—1/8; 523.985: 523.7

ПОИСК 160-МИН ПЕРИОДА В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЯХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЛЕСКОВ И ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК СОЛНЦА

В. А. Котов, В. В. Касинский *, Л. С. Левицкий, В. П. Фомин

Статистический анализ 533 всплесков жесткого рентгеновского излучения Солнца, зарегистрированных японским спутником «Хинотори» в 1981 г. в энергетическом диапазоне 17—40 кэВ, показывает 160-мин модуляцию интенсивности с достоверностью 98%. Результат подтверждается данными спутника SMM, где аналогичная периодичность обнаруживается на уровне достоверности 93%.

Метод наложения эпох, примененный к временной последовательности 1,6·1 солнечных вспышек балла B ⩾ 1, взятых согласно данным МЦДА (1955—1980 гг.) также выявляет 160-мин модуляцию с достоверностью 99%. Предполагается, что возмущения хромосферы, вызываемые глобальными 160-мин колебаниями Солнца, могут давать, статистически, триггерный эффект в появлении вспышек. Однако этот эффект почти незначим (достоверность 85%) для сильных (B ⩾ 2) вспышек, в то время как он имеет высокий уровень значимости (99,9%) для слабых (B = 1) вспышек. Пиковая амплитуда модуляции числа проявлений вспышек около 7%.

A SEARCH FOR 160-MIN PERIOD IN THE SEQUENCES OF X-RAY BURSTS AND CHROMOSPHERIC FLARES ON THE SUN, by *V. A. Kotov, V. V. Kasinsky, L. S. Levitsky, V. P. Fomin.*— Statistical analysis of 533 hard X-ray bursts of the Sun detected in 1981 by the Japanese satellite «Hinotori» in the energy range 17—40 keV shows the presence of 160-min modulation with 98% confidence. The result is reinforced by analysis of the SMM-satellite data where analogous periodicity is found at about 93% level of confidence.

* СибИЗМИР СО АН СССР, Иркутск.

A superposed epoch technique applied to the time sequence of 1.6×10^4 solar flares with importance $B \geqslant 1$ tabulated by the World Data Center A (1955—1980) exhibits also 160-min modulation with 99% confidence. It is suggested that chromosphere perturbations associated with the global 160-min oscillations can statistically trigger the occurrence of solar flares. However, the effect seems to be almost insignificant (85% confidence) for strong, $B \geqslant 2$, flares, while it is found to be highly significant (99.9% confidence) for small flares with $B < 2$. A peak amplitude of modulation of flare occurrences is about 7%.

Рентгеновское излучение Солнца в диапазоне энергий 0,62—10 кэВ анализировалось ранее [1] с точки зрения зависимости интенсивности от вспышечной активности групп пятен. Было показано, что рентгеновское (XR) излучение, как правило, носит квазипериодический характер с периодами модуляции 5—10 ч. На основе этого сделан вывод, что вспышечные события в целом подчиняются некоторой статистике и вероятность появления вспышек имеет существенную периодическую составляющую. Особый интерес представляет модуляция всплесков жесткого XR-излучения от всего Солнца, обнаруженная в [2], с периодом глобальных колебаний фотосферы $\sim 160^m$ [3—5] (согласно девятилетним наблюдениям в Крыму значение периода $P_0 = 160^m{,}0101 \pm 0^m{,}0007$ [6]). Анализ 2100 всплесков жесткого XR-излучения в диапазоне 0,03—0,45 Å, зарегистрированных спутником SMM в 1980—1981 гг., показал модуляцию частоты всплесков с периодом на уровне значимости $\sim 10^{-2}$ [2].

Недавнее исследование, выполненное Касинским [7], указывает на возможную 160-мин периодичность в длительности самих хромосферных вспышек некоторых активных областей.

В связи с проблемой 160^m-колебаний Солнца представляет интерес подвергнуть анализу, подобному [2], новые данные о XR-излучении Солнца, полученные в 1981 г. японским спутником «Хинотори», а также многолетние данные о хромосферных вспышках. Метод наложения эпох всюду в статье применяется, если не оговорено специально, с периодом $P_0 = 160^m{,}0101$ (160-мин периодичность).

1. Метод статистического анализа XR-всплесков

Спутник «Хинотори» запущен 21.021981 г., XR-излучение Солнца регистрировалось прибором HXM. Предварительные данные наблюдений за период 26.02—15.12 1981 г. опубликованы [8] в графическом виде для четырех каналов, соответствующих различным энергиям в диапазоне 17—359 кэВ, с указанием даты, времени UT измерений и максимальной скорости счета I (имп/с). Пример записи для первых трех каналов HXM, энергии 17—152 кэВ, показан на рис. 1. Обработке были подвергнуты данные измерений первого канала (энергия 17—40 кэВ), в котором зарегистрировано больше всплесков, чем в любом из трех других каналов.

На основе графиков [8] нами была составлена таблица для первого канала с указанием следующих параметров 533 всплесков: t — время начала события (дата и UT), τ — его длительность, I — максимальная скорость счета. Применение к полученному массиву метода наложения эпох (МНЭ) [2] привело к неравномерному распределению всплесков по фазе периода P_0, сходному с результатом для данных SMM [2] на уровне значимости $\approx 10^{-2}$. Однако более детальный анализ показал, что статистическая достоверность результата, основанного на вычислении простого распределения амплитуд ΣI (в качестве веса отдельного события берется I, суммирование ведется отдельно для каждого из 16 фазовых интервалов периода P_0, см. [2]), может существенно искажаться вследствие того обстоятельства, что значения I для разных всплесков различаются на 2—3 порядка и несколько самых мощных событий могут легко «подавить» статистику большого числа слабых событий. Поэтому был применен видоизмененный по сравнению с [2] МНЭ, позволяющий получить более надежную статистическую оценку достоверности результата.

Для данных первого канала «Хинотори» значения максимальной интен-

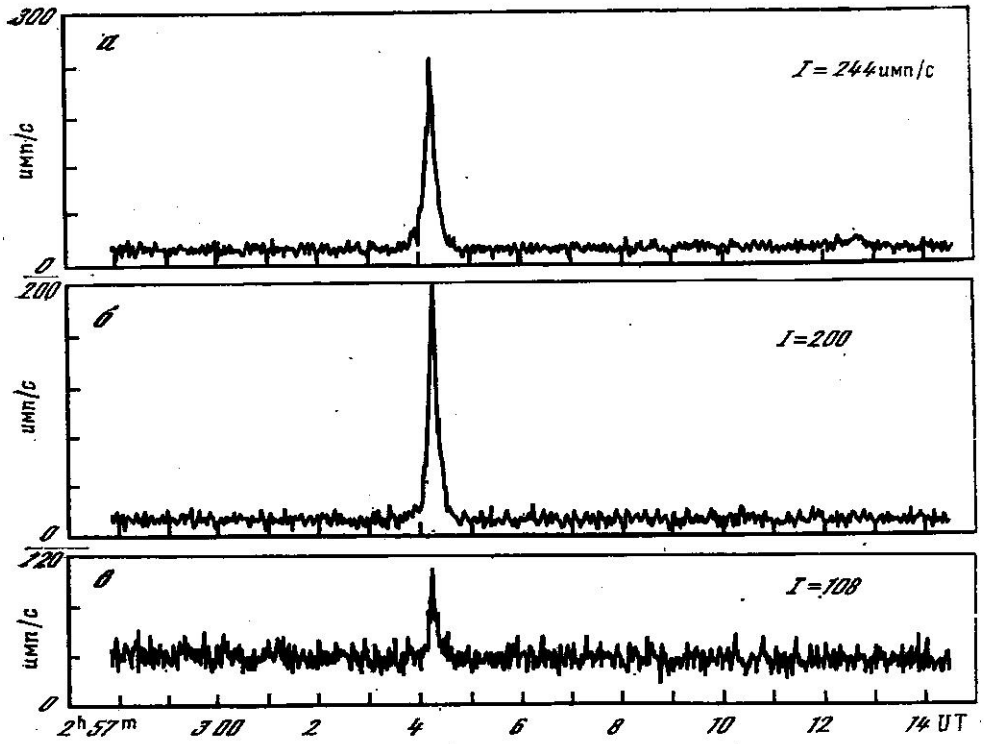


Рис. 1. Пример записи XR-всплеска 11.12 1981 г. по данным трех каналов прибора HXM спутника «Хинотори» (копия графиков из [8])

а — канал PC-1, энергия 17—40 кэВ; *б* — канал PC 2 + 3, энергия 40—67 кэВ; *в* — канал PC 4 + 5, энергия 67—152 кэВ. Цифрами указаны максимальные интенсивности I всплесков в единицах имп/с; по оси абсцисс — время UT

Таблица 1

Диапазон j	I, имп/с	Число всплесков	Диапазон j	I, имп/с	Число всплесков
1	$10—10^2$	190	3	$10^3—10^4$	82
2	$10^2—10^3$	249	4	$10^4—10^5$	12

сивности I изменяются в пределах $\sim 10—6{,}4\cdot 10^4$ имп/с. В соответствии с параметром I все всплески были разбиты на четыре диапазона (табл. 1).

Для каждого j-го диапазона интенсивности и каждого i-го фазового интервала ($i = 1, \ldots, 16$) вычислялись сумма $a_{ij} = \sum_k I_{kij}$ (здесь I_{kij} — интенсивность k-го события, соответствующего фазовому интервалу i и энергетическому диапазону j) и число событий n_{ij}, а также величина $n_j = \sum_i n_{ij}$ и отношение $a_j = \sum_i a_{ij}/n_j$. Затем для каждого диапазона j находилось относительное значение амплитуды в данном фазовом интервале i:

$$A_{ij} = \frac{a_{ij}}{n_{ij} a_j} - 1 \qquad (1)$$

и соответствующее среднеквадратичное отклонение с учетом веса, в качестве которого принималось n_{ij}:

$$s_j = \left[\sum_i A_{ij}^2 n_{ij} \Big/ \left(\sum_i n_{ij} - 1\right)\right]^{1/2} . \qquad (2)$$

Для среднего по j значения амплитуд в каждом фазовом интервале i имеем

$$A_i = \sum_j A_{ij} n_{ij} / N_i, \tag{3}$$

$N_i = \sum_j n_{ij}$. Окончательно находим среднее значение амплитуд A и их дисперсию с учетом статистического веса:

$$A = \left(\sum_i A_i N_i\right) / N; \quad s^2 = \left(\sum_i A_i^2 N_i\right) / (N-1), \tag{4}$$

где $N = \sum_i N_i$. Параллельно такие же вычисления были сделаны для массива I_k при перемешивании фазовых интервалов i отдельных всплесков с помощью равномерно распределенных случайных чисел. Такая процедура позволила получить надежное эмпирическое значение s.

2. Результаты анализа данных «Хинотори»

Обработка *всех* 533 значений I_k с периодом P_0 в соответствии с формулами (1) — (4) показала наличие 160-мин периодичности с низким уровнем достоверности. Однако еще при анализе данных SMM [2] было отмечено, что эффект 160-мин модуляции связан в основном с умеренными и сильными (по параметру I) всплесками. Поэтому отдельно были проанализированы мощные всплески, соответствующие диапазонам $j = 2 \div 4$, т. е. для $I > 100$ имп/с. Помимо этого было обращено внимание на тот факт, что всплески более или менее четко делятся на две категории по длительности τ: слабые, очень короткие по времени всплески, имеющие, как правило, $\tau < 1^m$, и более мощные всплески с τ от 2 до 40^m. Следовательно, целесообразно было применить дискриминацию по τ, отобрав все всплески с $\tau > 2^m$. Результаты обеих сверток — для всплесков с $I > 100$ имп/с (число событий $N = 331$) и всплесков с $\tau > 2^m$, $N = 182$, — показаны на рис. 2, где для сравнения приведена также средняя кривая доплеровской скорости фотосферы для интервала 1974—1982 гг. согласно измерениям А. Б. Северного и др. [9]. Оба XR-распределения указывают на эффект 160-мин модуляции всплесков с достоверностью неравномерного распределения $\mathcal{P} \approx 0{,}987$ и 0,970 для *а* и *б* соответственно (значения χ^2 равны 28,3 и 25,5 при числе степеней свободы 14). Максимумы синусоид на рис. 2, *а*, *б* соответствуют моментам $01^h32^m \pm 11^m$ и $01^h38^m \pm 8^m$ UT (эпоха 01.01 1974 г.), что практически совпадает с моментом максимальной скорости $01^h37^m \pm 3^m$ на рис. 2, *в*.

Рис. 3, *а* иллюстрирует распределение χ^2 вблизи периода P_0 для указанных 182 всплесков с $\tau > 2^m$; на рис. 3, *б* — то же самое при случайном распределении фаз индивидуальных всплесков. Максимум χ^2, соответствующий периоду $P = 160^m{,}023 \pm 0^m{,}014$, подтверждает факт модуляции всплесков с периодом около $P_0 = 160^m{,}010$. «Пиковое» значение $\chi^2 = 36{,}9$ ($\mathcal{P} = 0{,}9993$) соответствует периоду $160^m{,}018$. Свертка XR-данных с этим периодом для $N = 182$, а также средняя кривая скорости, полученная по измерениям А. Б. Северного и др. [9] за 1981 г. (наблюдения в интервале 27.04—15.09), показаны на рис. 4. Синусоиды, вычисленные методом наименьших квадратов, имеют максимумы для $01^h38^m \pm 10^m$ и $01^h40^m \pm 5^m$ UT (эпоха 01.01 1980 г.) соответственно для данных «Хинотори» и кривой скорости.

3. Данные SMM

Сформулированному выше методу анализа был подвергнут список 2100 всплесков, зарегистрированных спутником SMM [10] и рассмотренных ранее в [2] другим методом. На рис. 5, *а*, *б* для периода $P_0 = 160^m{,}0101$ показаны результаты свертки 1008 наиболее интенсивных всплесков (выборка событий с интенсивностью $I > 100$ имп/с) и 990 всплесков с $\tau > 2^m$; значения χ^2 равны соответственно 21,4 и 22,3, достоверность P_0-периодичности 0,91 и 0,93. Максимумы синусоид соответствуют $00^h54^m \pm 16^m$ (*а*) и $01^h02^m \pm 12^m$ UT (*б*) для эпохи 01.01 1974 г.

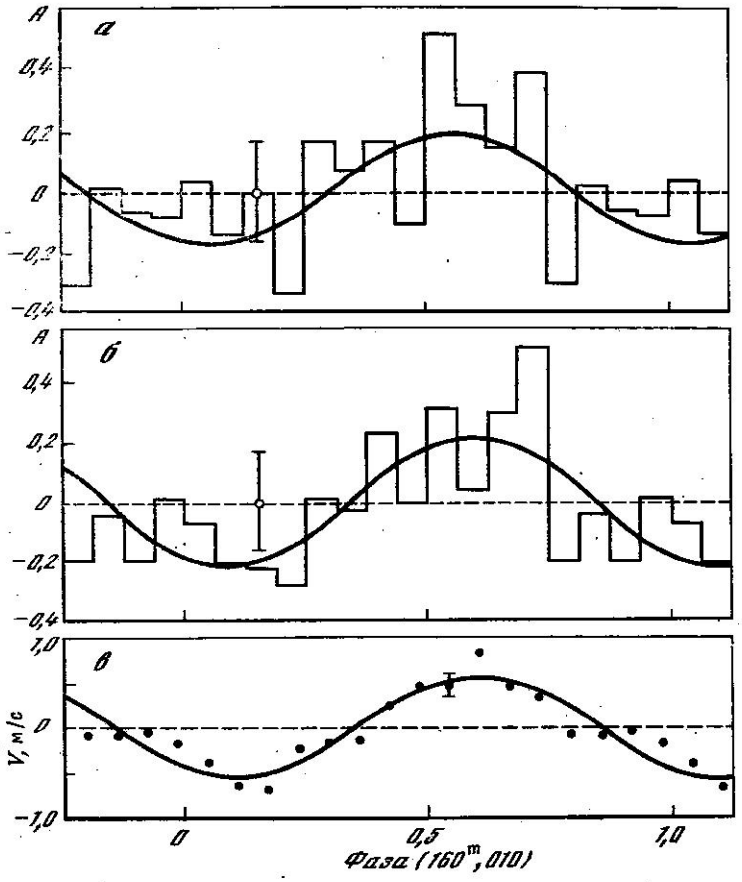


Рис. 2. Результат свертки XR-всплесков, зарегистрированных «Хинотори», с периодом $160^m,010$ (*а*, *б*), в сравнении с кривой лучевой скорости Солнца (*в*)

Вертикальные черточки — среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$), синусоиды вычислены методом наименьших квадратов. Нулевая фаза соответствует моменту 00^h00^mUT 01. 01 1974 г. (то же на рис. 5—7)

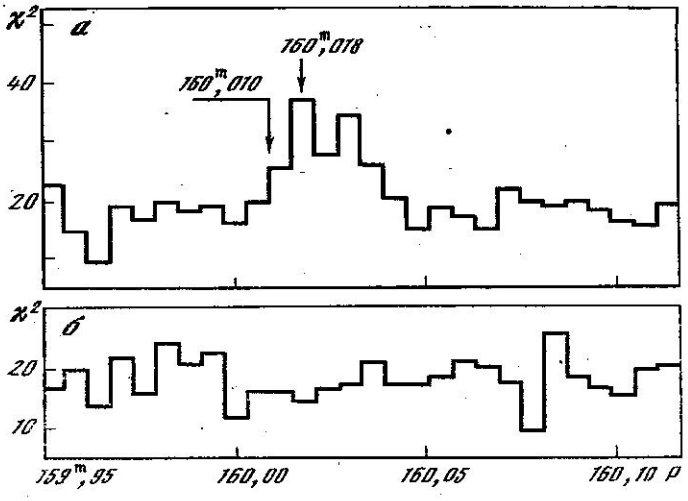


Рис. 3. Распределение величины χ^2 вблизи периода P_0

а — для 182 всплесков с длительностью $\tau > 2^m$,
б — для случайной последовательности 182 всплесков

Отличие формы полученных распределений SMM от результата [2], а также понижение статистической достоверности обусловлено, по-видимому, различием методов анализа, т. е. проверяемых статистических гипотез.

Более низкая значимость эффекта в данных SMM (см. рис. 5) по сравнению с данными «Хинотори» (см. рис. 2, *а*, *б*) и сдвиг по фазе между кривыми примерно на 35^m могут быть объяснены как различием уровней солнечной активности в 1980 и 1981 гг. и соответственно частоты и интенсивности всплесков, так и различием критериев, примененных при составлении таблиц событий SMM и «Хинотори»; может играть определенную роль также различие

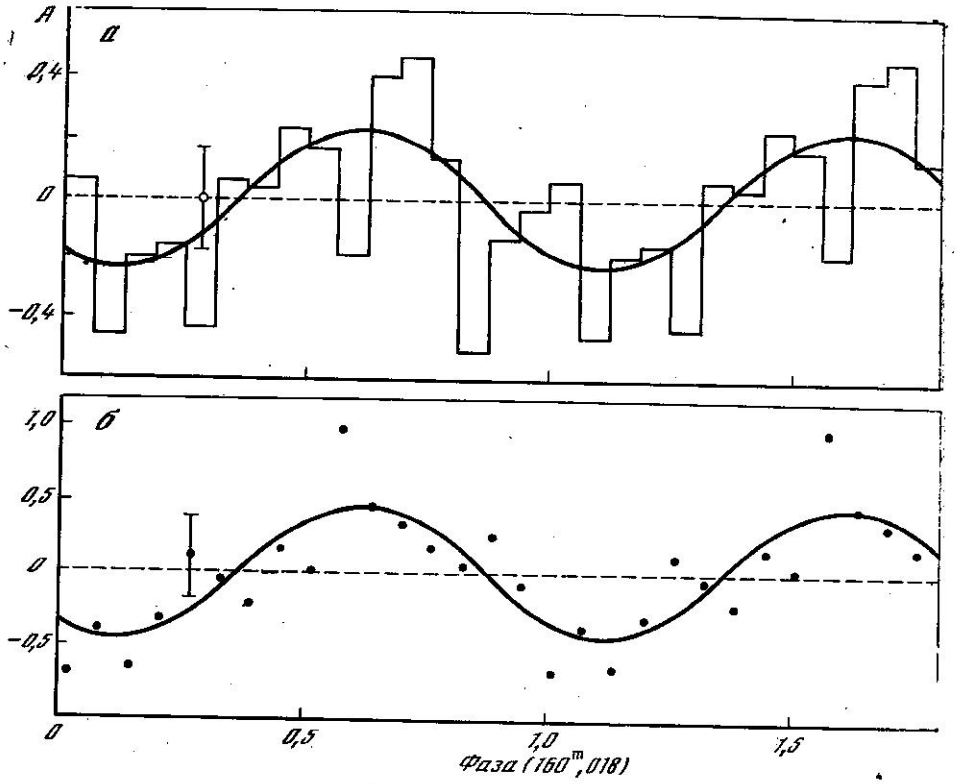


Рис. 4. Результат свертки XR-всплесков с периодом 160^m,018 (*а*) и кривая лучевой скорости фотосферы по наблюдениям 1981 г. (*б*)

Нулевая фаза соответствует моменту 00^{h}00^m UT 01.01 1980 г.

энергетических диапазонов данных измерений двух спутников (0,03—0,45 Å для SMM и 0,31—0,73 Å для «Хинотори»).

4. Анализ временной последовательности вспышек

Поскольку XR-всплески есть проявление нестационарных процессов в короне, а самые мощные всплески связаны со вспышечными событиями в активных областях, представляло несомненный интерес подвергнуть соответствующему анализу последовательность вспышек на Солнце для поиска 160-мин периодичности. С этой целью нами был составлен список всех вспышек балла 1 и выше, наблюдавшихся на видимом диске Солнца с июля 1955 г. по декабрь 1980 г., по следующим опубликованным данным: [11—14] — для интервала 1955—1962 гг., [15] — для интервала 1963—1978 гг. и [16] — для интервала 1979—1980 гг. Полученное нами распределение вспышек по годам показано в табл. 2, где в скобках указана новая классификация вспышек: 1n, 1b, . . ., 3b; общее количество вспышек за указанный 26-летний интервал $N = 16201$.

Как известно, новая классификация вспышек была введена в 1968 г. Она несколько занижает балл вспышки по сравнению со старой классификацией (1, 1 + , . . ., 3+), чем объясняется уменьшение числа вспышек, включенных в табл. 2, для 1968 г., года максимума солнечной активности, по сравнению с 1967 г.

В соответствии с баллом вспышкам приписывались следующие веса: 1; 1,5; 2; . . .; 3,5, — для вспышек балла 1; 1+; 2; . . .; 3+ соответственно. Обработке методом наложения эпох с периодом $P_0 = 160^m$, 0101 была подвергнута функция

$$f(t) = \sum_i B_i \delta(t - t_i), \tag{5}$$

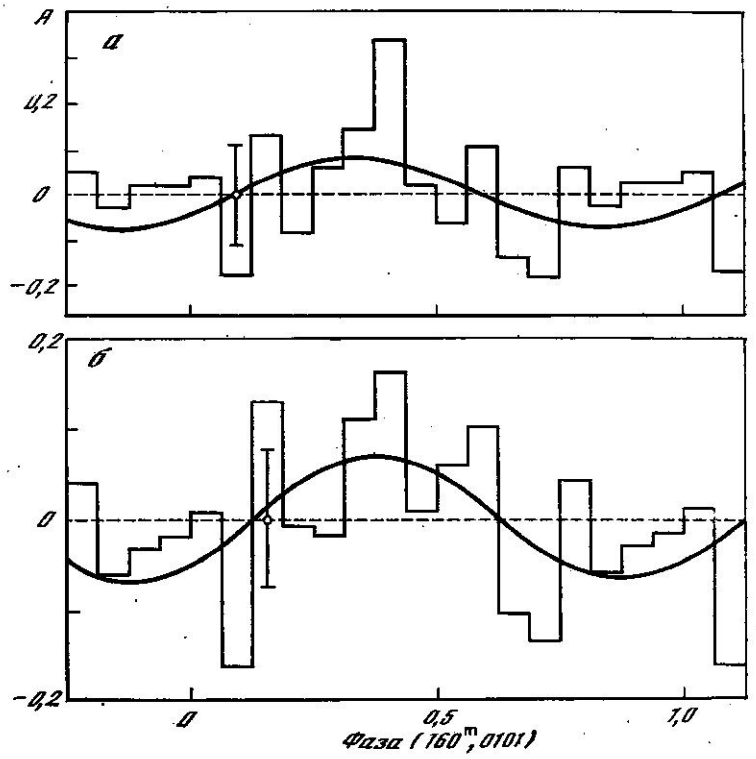


Рис. 5. Результат анализа данных спутника SMM для периода $160^m,0101$, 1980 г.

а — для 1008 всплесков, с $I > 100$ имп/с, *б* — для 990 всплесков с $\tau > 2^m$

где B_i — вес вспышки с номером i, t_i — время ее начала, δ — функция Дирака. Аналогичная свертка была сделана без учета весов, т. е. когда все B_i принимались равными единице.

Результат, показанный на рис. 6 для числа вспышек, т. е. без учета балла вспышки, говорит о наличии 160-мин периодичности с достоверностью $\mathcal{P} = 0{,}986$ ($\chi^2 = 28{,}0$). Среднеквадратичное отклонение от среднего значения $\bar{F} = N/16$ принималось равным $\bar{F}^{1/2}$, где $N = 16\,201$. На рисунке дана гистограмма отклонений $F = n - \bar{F}$, где n — фактическое число вспышек для данного фазового интервала. Максимум гармонической кривой соответствует моменту $01^h00^m \pm 14^m$ UT для эпохи 01.01 1974 г.

При учете весов (баллов вспышек) значимость эффекта существенно понизилась: $\mathcal{P} = 0{,}913$, $\chi^2 = 21{,}5$; теоретическое значение среднеквадратичного отклонения от равномерного распределения вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{1}{4}\left(\sum_k B_k^2\right)^{1/2}, \qquad (6)$$

где суммирование производится по k от 1 до 16 201.

Понижение статистической достоверности P_0-периодичности означает уменьшение «амплитуды» эффекта для сильных вспышек и увеличение «амплитуды» для слабых вспышек . Поэтому мы решили разделить вспышки на слабые ($B_k \leqslant 1{,}5$; $N = 14\,877$) и сильные ($B_k \geqslant 2$; $N = 1324$), результат для частотного распределения по 8 бинам показан на рис. 7. Если для выборки сильных вспышек распределение несущественно отличается от равномерного ($\chi^2 = 9{,}2$; $\mathcal{P} = 0{,}84$), то для слабых вспышек имеет место статистически достоверный эффект 160-мин модуляции: $\chi^2 = 22{,}8$, что при шести степенях свободы соответствует $\mathcal{P} = 0{,}999$.

В частотном распределении вспышек (рис. 6) имеется указание на воз-

Таблица 2

Год	Балл						
	1 (1n)	1+, 2− (1b, 2f)	2 (2n)	2+, 3− (2b, 3f)	3 (3n)	3+ (3b)	Всего вспышек
1955	129	50	5	4	—	—	188
1956	832	439	65	48	7	2	1 393
1957	1 659	625	75	69	7	4	2 439
1958	1 765	552	56	42	8	4	2 427
1959	1 042	487	52	42	5	3	1 631
1960	664	287	29	26	5	2	1 013
1961	289	80	9	8	3	—	389
1962	406	45	29	3	2	—	485
1963	245	30	37	1	2	—	315
1964	104	9	7	—	—	—	120
1965	209	14	12	—	—	—	235
1966	440	84	39	23	2	1	589
1967	682	146	78	30	7	5	948
1968	352	89	20	27	1	3	492
1969	380	92	30	29	2	3	536
1970	380	97	24	27	—	1	529
1971	115	35	9	4	—	—	163
1972	126	58	8	7	—	2	201
1973	81	25	6	6	—	1	119
1974	87	33	5	7	1	—	133
1975	22	12	1	—	—	—	35
1976	10	3	—	—	—	—	13
1977	76	10	5	1	—	1	93
1978	207	111	29	31	—	4	382
1979	344	177	42	35	2	3	603
1980	463	178	47	37	1	4	730
1955—1980	11 109	3768	719	507	55	43	16 201

можность половинного периода модуляции $P = P_0/2$, однако его достоверность меньше, чем 160-мин периода: $\mathcal{P} = 0{,}97$ для общего массива вспышек и $\mathcal{P} = 0{,}98$ для вспышек балла $B \leqslant 2$.

Таблица 3

Тип данных	Интервал наблюдений	N	χ^2	$\mathcal{P}$	T	χ^2_1
Скорость фотосферы [6]	1974—1982 гг.	—	—	—	$01^h36^m \pm 3^m$	—
XR-всплески с $I >$ >100 имп/с, «Хинотори»	28.02—15.12 1981 г.	331	28,3	0,987	01 30±11	19,2
XR-всплески с $\tau >$ $> 2^m$, «Хинотори»	28.02—15.12 1981 г.	182	25,5 (36,9) *	0,970 (0,9993) *	01 36±8	17,6
XR-всплески с $I >$ >100 имп/с, SMM	19.02 1980 г. — 17.02 1981 г.	1008	21,4	0,91	00 54±16	17,6
XR-всплески с $\tau >$ $> 2^m$, SMM	19.02 1980 г. — 17.02 1981 г.	990	22,3	0,93	01 02±12	17,1
Вспышки, $B \geqslant 1$	1955—1980 гг.	16 201	28,0	0,986	01 00±14	22,4
Вспышки, $B \leqslant 1{,}5$	1955—1980 гг.	14 877	22,8	0,999	(01 01±5)	—

* Для периода $160^m{,}018$, см. рис. 4.

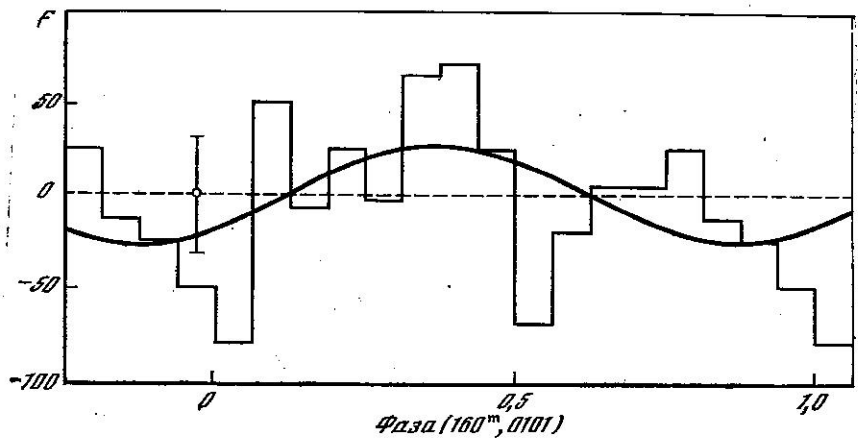


Рис. 6. Распределение по фазе периода $160^m,0101$ вспышек с баллом $B \geqslant 1$ (N=16201, χ^2 = 28,0), 1955—1980 гг.

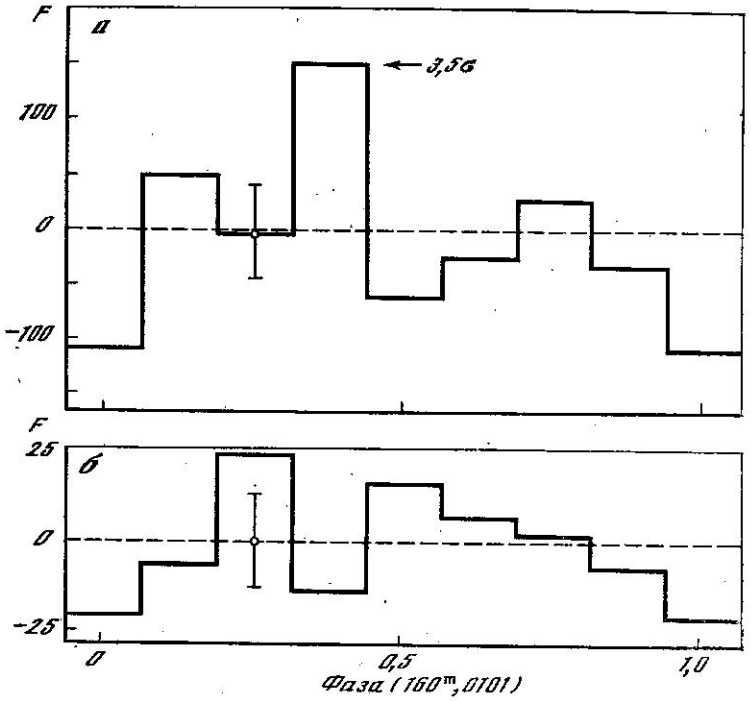


Рис. 7. Распределение по фазе периода P_0 14 877 слабых вспышек с B = 1 и 1,5 (*а*) 1324 сильных вспышек с $B \geqslant 2$ (*б*)

Значения χ^2 соответственно равны 22,8 и 9,2. Стрелкой указан уровень значимости 3,5σ

5. Заключение

Результаты статистического анализа временных последовательностей XR-всплесков и хромосферных вспышек представлены в табл. 3, где обозначено: N — число событий, $\mathcal{P}$ — достоверность 160-мин периодичности (т. е. неравномерности распределения по фазе периода $P_0 = 160^m,0101$); χ_1^2 — критерий значимости ненормального распределения отклонений от синусоиды, вычисленной в каждом случае методом наименьших квадратов ($\chi_1^2 = 15$ в случае нормального распределения), T — время UT максимума синусоиды для эпохи 01.01 1974 г. Все значения, кроме помеченных звездочкой, получены для периода $160^m,0101$. Внизу приведены результаты анализа выборки 14877 слабых вспышек (распределение по восьми фазовым интервалам, момент T соответствует главному максимуму распределения, см. рис. 7, *а*).

Проведение гармонических кривых на рис. 2, 5, 6 более или менее оправдано, поскольку согласно табл. 2 во всех случаях χ_1^2 не сильно превышает 15 (кроме распределения для вспышек, где отклонения от синусоиды значительны, см. рис. 6).

На основе данных табл. 3 можно сделать вывод, что всплески XR-излучения Солнца модулированы с периодом P_0 с достоверностью ~0,99 в случае «Хинотори» и ~0,93 в случае SMM. Вспышечная активность Солнца также имеет тенденцию к 160-мин периодичности с уровнем значимости эффекта $\sim 10^{-2}$, особенно для слабых вспышек, где эффект значим на уровне 10^{-3}. Для частоты вспышек безотносительно к баллу «пиковая» амплитуда модуляции согласно рис. 6 достигает величины $\sim (7 \pm 3)\%$.

Пока трудно в деталях обсуждать механизм такой модуляции в рамках той или иной модели вспышек. Можно предположить, что возмущения, возникающие при колебаниях фотосферы с периодом 160^m, передаются хромосфере и «стимулируют» вспышечную активность, причем преимущественно слабых вспышек.

Авторы благодарны А. Б. Северному за полезные замечания, а также признательны Д. Расту (США), М. Маките и К. Танаке (Токио, Япония) за предоставление данных измерений спутников SMM и «Хинотори» и Г. Я. Смирновой за изготовление иллюстраций.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Мелиоранский А. С., Назарова Н. И., Панков В. М., Савенко И. А.* Квазипериодические колебания в активной области.— В кн.: Внеатмосферные исследования активных областей на Солнце. М.: Наука, 1976, с. 29—35.
2. *Касинский В. В., Котов В. А.* Период 160 минут во всплесках жесткого рентгеновского излучения Солнца (анализ данных спутника SMM).— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 236—240.
3. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
4. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.* Observation of free oscillations of the Sun.— Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
5. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.* Structure of the solar oscillation with period near 160 minutes.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 37—42.
6. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* 160-minute and other longperiod oscillations of the Sun: analysis and interpretation of 9-year observations.— Mem. Soc. Astron. Italiana, 1984 vol. 55, p. 117—122.
7. *Касинский В. В.* Проявление глобальных пульсаций (160^m) во вспышках отдельных активных областей.— Астрон. цирк., 1984, № 1314, с. 3—5.
8. Preliminary data from solar hard X-ray monitor on Hinotori.Tokyo: Univ. Tokyo Press, 1982.
9. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* Колебания Солнца с периодом 160 минут и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 3.
10. *Wagner W. J.* An overview of the Solar Maximum Mission spacecraft — capabilities and operations.— В кн.: Год солнечного максимума. М.: Изд. ИЗМИРАН, 1981, т. 1, с. 57—61.
11. *Warwick C. S.* Normalized solar flare data July 1955 through June 1957.— IGY Solar Activity Rep. Ser. (World Data Center A), Boulder, High Altitude Obs., 1964, N 29.
12. *Warwick C. S.* National bureau of standards list of IGY flares with normalized values of importance and area.— IGY Solar Activity Rep. Ser. (World Data Center A), Boulder, High Altitude Obs., 1962, N 17.
13. *Warwick C. S.* Standardized solar flares data 1959 through 1961.— IGY Solar Activity Rep. Ser. (World Data Center A), Boulder, High Altitude Obs., 1966, N 33.
14. *Dodson H. W., Hedeman E. R.* McMach-Hulbert observatory working list of flares and daily flare index for 1962.—IGY Solar Activity Rep. Ser. (World Data Center A), Boulder, High Altitude Obs., 1964, N 25.
15. Quarterly Bull. on Solar Activity, 1963—1978, N 141—204.
16. Solar Geophysical Data, 420—470. Part II, 1979—1980, U. S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U. S. A. 80303).

УДК 523.98

ТРЕХМИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА СОЛНЦЕ. I

В. И. Абраменко, Л. И. Цветков

Рассматриваются 3-мин колебания поляризованного по кругу радиоизлучения локального источника группы пятен СД № 401. Наблюдения проводились на РТ-22 КАО в период 15—21.08 1980 г. на волне 2,25 см. Точность поляризационных измерений составляет 10^{-3} ед. потока (10^{-22} Вт/м^2·Гц). Глубина модуляции плотности потока поляризованного радиоизлучения меняется от нуля до нескольких процентов с периодом более 20 мин. В полной интенсивности эти колебания проявляются менее отчетливо.

Определены плотности потока, степень поляризации и угловые размеры источника. Изучается динамика спектров мощности колебаний радиоизлучения локального источника при прохождении группы пятен по диску Солнца.

Показано, что колебательные процессы как в полной интенсивности, так и в поляризованном радиоизлучении источника развиваются и затухают за время порядка 0,5—1 сут. Появление вторичной модуляции колебаний с периодами $2\overline{-6}^{m}$ объясняется прохождением пакета МГД-волн через корональную конденсацию.

3-MINUTE OSCILLATIONS OF THE POLARIZED RADIO-EMISSION OF THE LOCAL SOURCES ON THE SUN. I, by *V. I. Abramenko, L. I. Tsvetkov.*— 3-minute oscillations of the circularly polarized radio-emission of the local source associated with sunspot group SD N 401 are considered. The observations were made at 22-meter radio telescope of the Crimean observatory at the wavelength 2,25 cm. An accuracy of the polarization measurements equals to 10^{-3} sfu (1 sfu = 10^{-22} W/m^2·Hz). The oscillations with the about 3 min period are the best of all visible in a polarized emission. A percentage modulation of the polarized radio-emission of the local source is changed from zero to several per cents. The flux density, degrees of polarisation and the angular size of the source have been estimated. Dynamics of power spectra of the local source oscillation during the time of passage of the sunspot group across solar disk has been analyzed. It is shown that the oscillation processes in microwave emission are developed and faded at the time about 0.5—1.0 day. The appearance of the second modulation of oscillations with the period about 2—6 min is interpreted by the passage of the wave packet MGD-waves across the coronal condensation.

Локальные источники медленно меняющейся компоненты солнечного радиоизлучения возникают в областях с повышенной электронной плотностью и связаны с группами пятен и корональными конденсациями. Современные исследования с помощью инструментов с высоким разрешением показали, что активная область простирается на несколько минут дуги, но основная часть микроволнового излучения возникает в одном или нескольких более интенсивно излучающих и компактных ($\leqslant 15''$) источниках [1]. Затменные наблюдения в сантиметровом диапазоне волн, выполненные на РТ-22 КАО, позволили установить тесную связь радиоисточников с группами пятен и локальными магнитными полями на уровне фотосферы. Угловые размеры источников поляризованного излучения близки к размерам теней пятен [2].

Пульсации микроволнового излучения, имеющие периоды в интервале 1—500 с, обнаруживались в радиоизлучении отдельных участков солнечного диска [3] и в слабоактивных областях [4]. Исследованию колебаний микроволнового излучения Солнца в поляризованных потоках посвящено не так много работ [5—7]. Квазипериодические колебания с периодами 170—550 с были обнаружены, однако положение источников этих колебаний на диске Солнца не было установлено, по-видимому, из-за инструментальных ограничений.

Применение радиотелескопа с достаточно высоким разрешением и совершенной системой управления позволяет исключить в некоторой степени неопределенности в локализации радиоисточников. При этом слабые колеба-

ния могут быть выделены. Наблюдения локальных источников на РТ-22 КАО с помощью широкополосного радиополяриметра на волну 2,25 см [8], выполненные в отдельные периоды 1980—1983 гг., показали, что в поляризованном радиоизлучении некоторых локальных источников в явном виде проявляются колебания с периодом около 3 мин. Они имеют характерную особенность: глубина модуляции радиоизлучения изменяется в пределах от нуля до нескольких процентов с периодом повторения более 20 мин. В полной интенсивности эти колебания проявляются менее отчетливо. Практически все локальные источники, в поляризованном радиоизлучении которых имели место подобные колебания, были связаны с группами пятен со слабой вспышечной активностью.

Представляет интерес исследование квазипериодической структуры трехминутных колебаний поляризованной компоненты радиоизлучения локального источника, связанного с группой пятен СД № 401. Наблюдения проводились на РТ-22 КАО на волне 2,25 см в течение 15—21.08 1980 г. с регистрацией полной интенсивности и поляризованной по кругу компоненты излучения (каналы I и V радиополяриметра). По радиосканам определены плотности потоков, степень поляризации, верхние пределы угловых размеров радиоисточника, положение максимумов в распределении радиояркости в отдельные дни наблюдений. Рассмотрена динамика спектров мощности колебаний в полной интенсивности и в поляризованном излучении локального источника при прохождении группы пятен по диску Солнца. Проведено математическое моделирование наблюдаемых колебательных процессов представлением их в виде волновых пакетов.

1. Инструмент и методика наблюдений

Основные параметры радиотелескопа РТ-22 КАО на волне 2,25 см определялись по измерениям радиоизлучения дискретных источников. Ширина диаграммы направленности антенн по уровню половинной мощности равна $4',1 \pm 0',1$. Флуктуационная чувствительность радиометра 0,15 К при $\tau = 1$ с. Инструментальные эффекты при измерениях поляризованного по кругу радиоизлучения Солнца подробно рассмотрены в [9]. Там же исследованы флуктуации системы управления радиотелескопом, которые характеризуются дискретными периодами 5, 10 и 20 с. Точность поляризационных измерений 0,01% от уровня радиоизлучения спокойного Солнца.

Процесс наблюдений заключался в следующем. Сначала определялись положения источников на диске Солнца по сканам по α и δ с реверсами. Точность определения координат максимумов интенсивности $\leqslant 10''$. Затем проводилось слежение за локальным источником в максимуме интенсивности с вводом коррекции для учета систематических ошибок наведения радиотелескопа. Таким образом обеспечивалось непрерывное слежение за источником в течение $\geqslant 2^h$. За день наблюдались 2—3 источника.

Запись по каналам I и V велась на самописцах типа КСПП с постоянной времени 1 с. Сигнал от Солнца компенсировался сигналом от стабильного шумового генератора [8]. Калибровка каналов I и V осуществлялась от встроенного в схему поляриметра генератора шума. Значения калибровочных уровней, приведенных ко входу поляриметра, составляют 214 и 107 К по каналам I и V соответственно.

С целью подтверждения солнечного происхождения исследуемых колебаний в радиоизлучении локальных источников и для оценки дисперсии шумов на записях проводилось слежение за участками спокойного Солнца, лимбом и самим локальным источником при различных погодных условиях. В данном цикле наблюдений такие контрольные измерения были проведены 19.08 1980 г. Результаты измерений представлены в табл. 1. В таблице указаны объекты наблюдений, интервал наблюдений в UT, стандартное отклонение шумов на записях ΔT_I и ΔT_V, средняя амплитуда колебаний $\overline{2A_V}$ и средний период колебаний $\overline{P}$ в канале V поляриметра. Стандартное отклонение шумов определялось по «шумовой дорожке» реальных записей [10]. Амплитуда

и период колебаний определялись графически и усреднялись по всем значениям, полученным при измерениях в каждом интервале наблюдений.

Из таблицы следует, что точность измерений по каналу V на порядок лучше, чем по каналу I. В канале V амплитуда колебаний примерно в 15 раз превышает стандартное отклонение шумов на записи. Для полной интенсивности расчетное значение стандартного отклонения шумов при наблюдениях локального источника по уровню 0,5 $T_{A\odot}$ равно 1,3 К [10]. Таким образом, при наблюдениях в условиях облачности и ветра имеет место ухудшение чувствительности примерно в 3 и 2 раза соответственно.

Таблица 1

№	Объект наблюдения	Интервал наблюдения, UT	ΔT_I, К	ΔT_V, К	$\overline{2A_V}$, К	$\overline{P}$, с
1	Локальный источник	7^h36^m —8^h26^m	9,7	0,56	6,2	190
		8 30— 9 00	7,0	0,47	6,0	183
2	Спокойное Солнце	9 22—10 01	1,8	0,25	—	—
3	Лимб Солнца	10 05—10 56	11,3	0,25	—	—

Согласно нашим измерениям плотность потока от спокойного Солнца на волне 2,25 см равна 400 ед. потока (10^{-22} Вт/м^2·Гц [9]. Усредненная по диаграмме плотность потока спокойного Солнца 6,3 ед. потока. По данным табл. 1 можно оценить предельную точность измерений в условиях хорошей погоды. Ее значения в плотностях потока равны $2{,}4\cdot10^{-3}$ ед. потока (в канале I) и 10^{-3} ед. потока (в канале V).

Рассмотрим спектры мощности рядов наблюдений спокойного Солнца и лимба, вычисленные по программе, описанной в [11]. Оцифровка данных производилась с дискретностью $20^s{,}2$. Интервалы наблюдений указаны в табл. 1. На рис. 1 представлены упомянутые спектры мощности. Здесь по оси абсцисс отложена частота в мкГц, сверху шкала периодов в минутах. По оси ординат отложен квадрат амплитуды колебаний в ед. потока. Распределения гармонических составляющих в этих спектрах только частично захватывают диапазон исследуемых нами периодов (вблизи 3 мин). Характер спектра отражает флуктуации поглощения в облаках [12].

Отметим следующее обстоятельство. Несмотря на то что в радиоизлуче-

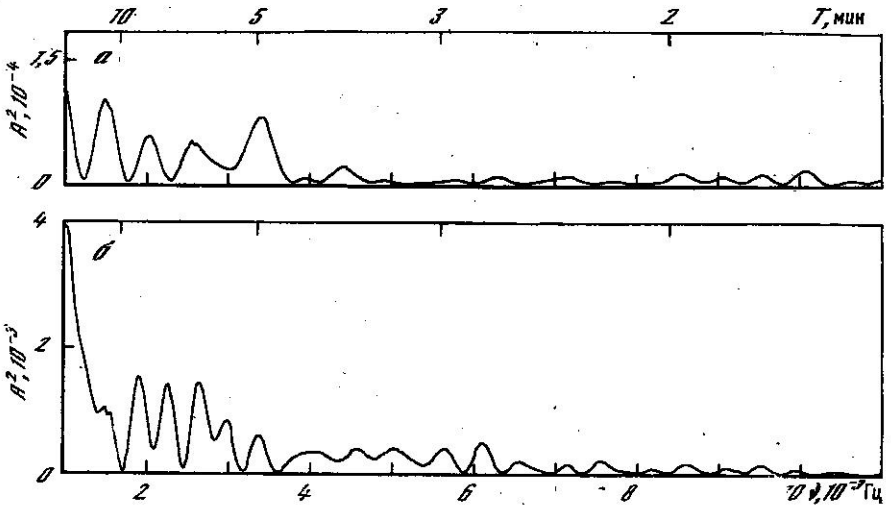


Рис. 1. Спектры мощности флуктуаций потока радиоизлучения спокойного Солнца (*а*) и лимба Солнца ( )

а — 19.08 1980 г., 09^h22^m — 10^h01^m UT, *б* — 19.08 1980 г., 10^h05^m—10^h56^m UT

нии спокойного Солнца в явном виде не проявляются колебания с периодами 3—5 мин, нельзя утверждать их отсутствие. Угловые размеры квазипериодического компонента микроволнового радиоизлучения Солнца порядка 10″ [3]. Вероятно, они не проявляются из-за недостаточного диаграммного разрешения.

2. Локальный источник группы пятен СД № 401

Группа пятен № 401 появилась на восточном краю диска (~80° E) 15.08 1980 г. Центральный меридиан она пересекала 21.08 в 00^h00^m UT. Группа была слабоактивной: отмечались редкие хромосферные вспышки мощностью Sf; Zn; Sn. Наши наблюдения охватывают период 15—21.08 1980 г. В указанный период площадь всей группы пятен Sp менялась в пределах 111—599 миллионных долей полусферы (м. д. п.), а площадь наибольшего пятна в группе Sph менялась от 60 до 456 м. д. п. Наибольшее значение площадей было 17.08 [13]. Напряженность магнитного поля в наибольшем пятне группы слабо менялась и имела S-полярность.

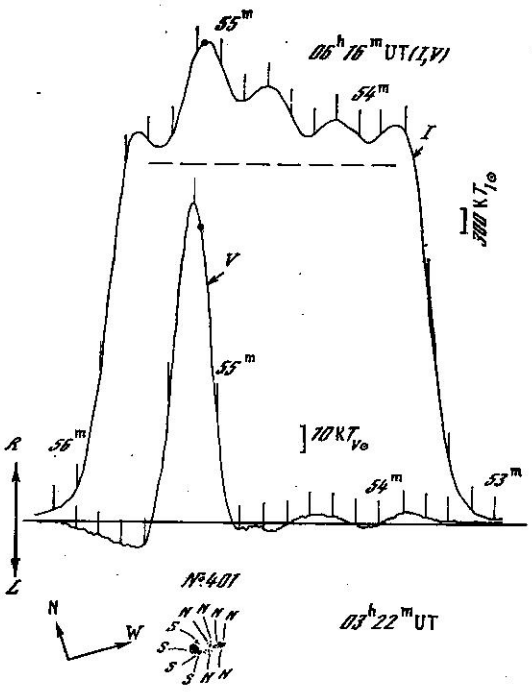
На рис. 2 представлены радиосканы по α группы пятен № 401 в полной интенсивности (I) и в поляризованном по кругу излучении (V) 19.08. Внизу показана карта магнитных полей в группе (по [13]) в масштабе радиоскана диска Солнца. На сканах отмечены координатные метки. Вертикальными отрезками показаны масштабы записи в антенных температурах. Из рис. 2 видно, что источник имел правополяризованное излучение. Это может свидетельствовать об излучении обыкновенной волны или о взаимодействии обыкновенной и необыкновенной волн [14]. Во всяком случае сравнение наших записей (λ = 2,25 см) 18.08 1980 г. с записями, полученными на Большом Пулковском радиотелескопе на волне 2,3 см, показало совпадение знака поляризации радиоизлучения этого локального источника.

Для сопоставления некоторых параметров радиоизлучения локального источника с оптическими данными нами были привлечены данные наблюдений на АФР-2 КАО, которые проводились одновременно с наблюдениями на РТ-22. Точность определения координат групп пятен на диске (вблизи центрального меридиана) ±8″.

Результаты обработки радиосканов представлены в табл. 2. Здесь указаны дата, время наблюдений в UT, отношение $r_0/R_\odot$ — расстояние центра наибольшего пятна в группе от центра видимого диска, выраженное в долях радиуса Солнца, и аналогичные отношения для максимумов распределения радиояркости источника (I, V). В следующих столбцах представлены угловые размеры источника θ_I и θ_V (по сканам δ). Далее, размеры группы пятен и наибольшего пятна в группе, определенные по фотографиям, полученным

Таблица 2

Дата, август 1980 г.	Момент скана, интервал слежения, UT	$r_0/R_\odot$	$r_I/R_\odot$	$r_V/R_\odot$	θ_I по δ	θ_V по δ	по АФР-2, $\alpha \times \delta$		S_I, ед. потока	S_V, ед. потока	ρ, %	$\bar{T}_я$, K
							$\Omega_{гр}$	$\Omega_{пятн}$				
15	6^h30^m				—	—	0′.7×0′.74	0′.4×0′.7	2,9	0,016	0,55	$1,23 \cdot 10^5$
16	6 00				1′.08	0′.4	1′.0×0′.6	0′.25×0′.34	4,8	0,064	1,33	$1,73 \cdot 10^5$
18	6 10											
	6^h27^m— 9^h48^m	0,67	0,63	0,68	1′.16	0′.64	2′.9×1′.0	0′.42×0′.34	4,41	0,43	9,89	$3,29 \cdot 10^4$
	10 14 —13 2											
19	6 00											
	6 39 —11 00	0,50	0,45	0,5	1′.48	0′.57	3′.7×1′.6	0′.42×0′.34	4,2	0,28	6,63	$1,53 \cdot 10^4$
20	9 10											
	9 31 —10 16	0,31	0,26	0,29	1′.48	0′.57	3′.8×1′.6	0′.34×0′.34	4,44	0,123	2,77	$1,59 \cdot 10^4$
21	5 40											
	7 44 — 9 45	0,21	0,20	0,19	1′.26	0′.5	3′.8×1′.5	0′.25×0′.38	5,02	0,068	1,35	$1,9 \cdot 10^4$



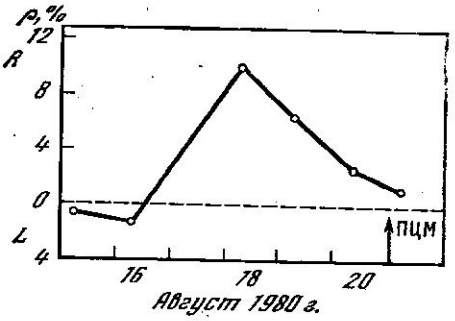


Рис. 3. Изменения степени поляризации радиоизлучения локального источника группы пятен СД № 401 при прохождении группы по диску Солнца

Рис. 2. Радиосканы локального источника группы пятен СД № 401 в полной интенсивности (I) и в поляризованном по кругу радиоизлучении (V) и карта магнитных полей в том же масштабе

Точками отмечено положение точки слежения

на АФР-2. В последних столбцах таблицы представлены плотности потоков S_I и S_V; степень поляризации радиоизлучения ρ и яркостная температура $\overline{T}_я$, усредненная по источнику. Расчет производился по методике, изложенной в [15].

Из табл. 2 следует, что плотности потоков в полной интенсивности изменялись слабо, в то время как плотность потока поляризованного радиоизлучения претерпевала значительные изменения. Сравнение с данными об изменениях Sph [13] показывает тесную связь с изменением потока S_V, что согласуется с результатами [2]. Угловые размеры источников в поляризованном радиоизлучении меньше, чем в полной интенсивности. Заметим, что здесь приведены верхние пределы угловых размеров.

Расстояние между центром наибольшего пятна в группе и максимумом в распределении радиояркости в дни наблюдений 18—21.08 1980 г. принимало значения 18″, 26″, 32″, 53″. В совокупности с данными табл. 2 ($r/R_\odot$) это свидетельствует о перемещении максимума радиояркости относительно наибольшего пятна по спирали, разворачивающейся по часовой стрелке.

На рис. 3 представлены изменения степени поляризации радиоизлучения локального источника № 401 при прохождении группы пятен по диску Солнца. Здесь по оси абсцисс — дни наблюдений, по оси ординат — степень поляризации ρ в%. Стрелка ПЦМ обозначает время пересечения группой центрального меридиана. К сожалению, 17.08 не было наблюдений, но можно предположить, что в этот день происходила перестройка структуры группы пятен. Значения площадей в группе в этот день были максимальными [13]. Согласно [16] смена знака поляризации радиоизлучения — закономерное явление. В данном случае наибольшее по площади пятно расположено в хвостовой части группы, поэтому смена знака поляризации произошла в восточной полусфере Солнца [16]. Из всего сказанного следует, что локальный источник группы пятен № 401 не имеет каких-либо особенностей, отмеченных в литературе или обнаруженных по нашим измерениям на РТ-22 КАО. Однако радиоизлучение этого локального источника, особенно его поляризованная составляющая, имеет колебательную компоненту. С целью выявления периодов колебаний нами была применена методика вычисления на ЭВМ ЕС-1033 спектров мощности рядов наблюдений.

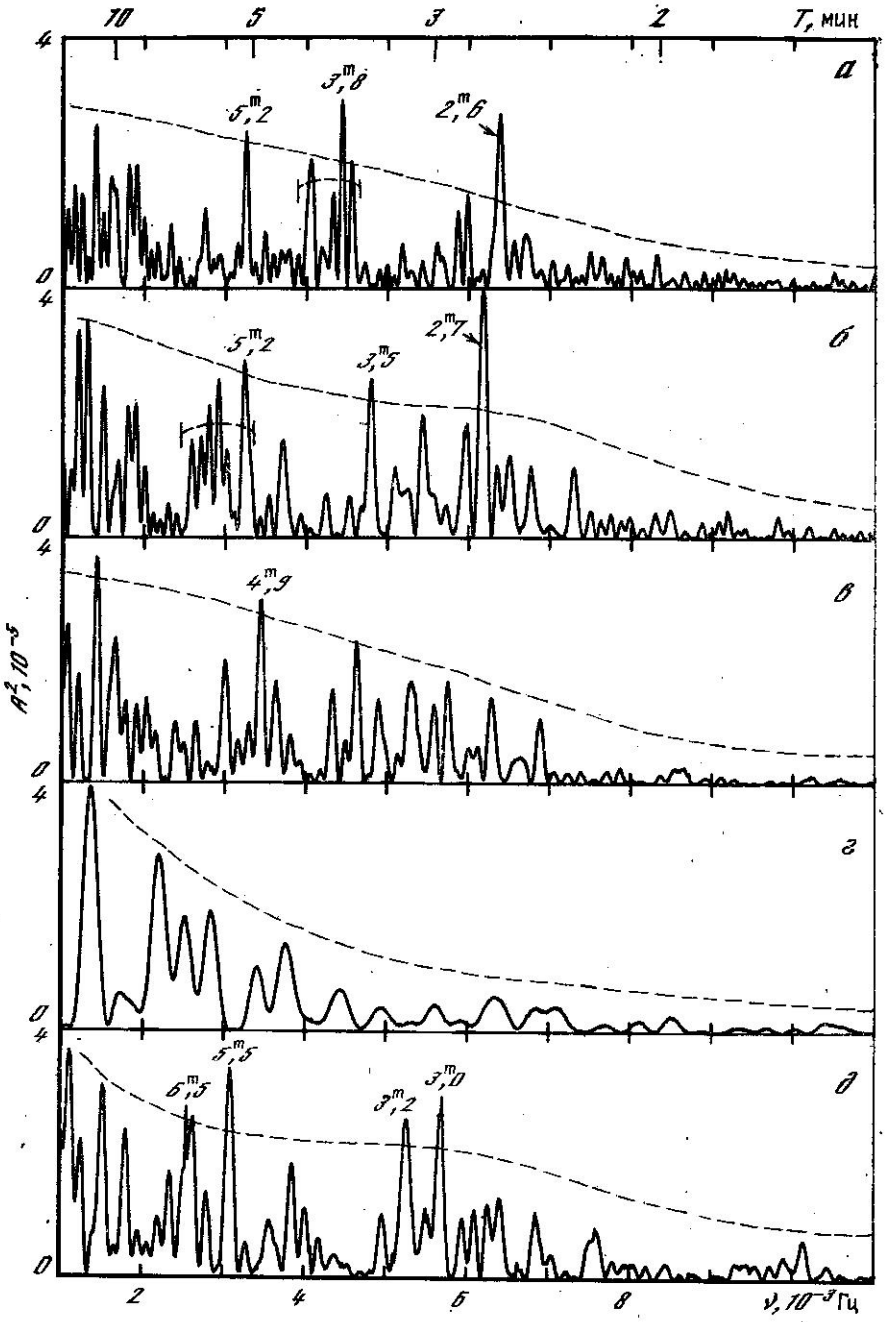


Рис. 4. Спектры мощности поляризованной составляющей V радиоизлучения локального источника

а — 18.08 1980 г., 06^h27^mUT, $N = 600$; *б* — 18.08 1980 г., 10^h14^mUT, $N = 500$; *в* — 19.08 1980 г., 06^h38^mUT, $N = 420$; *г* — 21.08 1980 г., 07^h44^mUT, $N = 180$; *д* — 21.08 1980 г., 10^h20^mUT, $N = 360$

3. Методика обработки и интерпретация спектров

Оценки спектров мощности (для краткости мы будем называть их просто спектрами) наблюденных временных рядов вычислялись по программе, реализующей метод наложения эпох, эквивалентный фурье-преобразованию данных. Вопросы эквивалентности и соответствующие выкладки приведены в [11]. Этим методом были вычислены спектры мощности правополяризованной составляющей V (рис. 4) и общей интенсивности I (рис. 5) радиоизлуче-

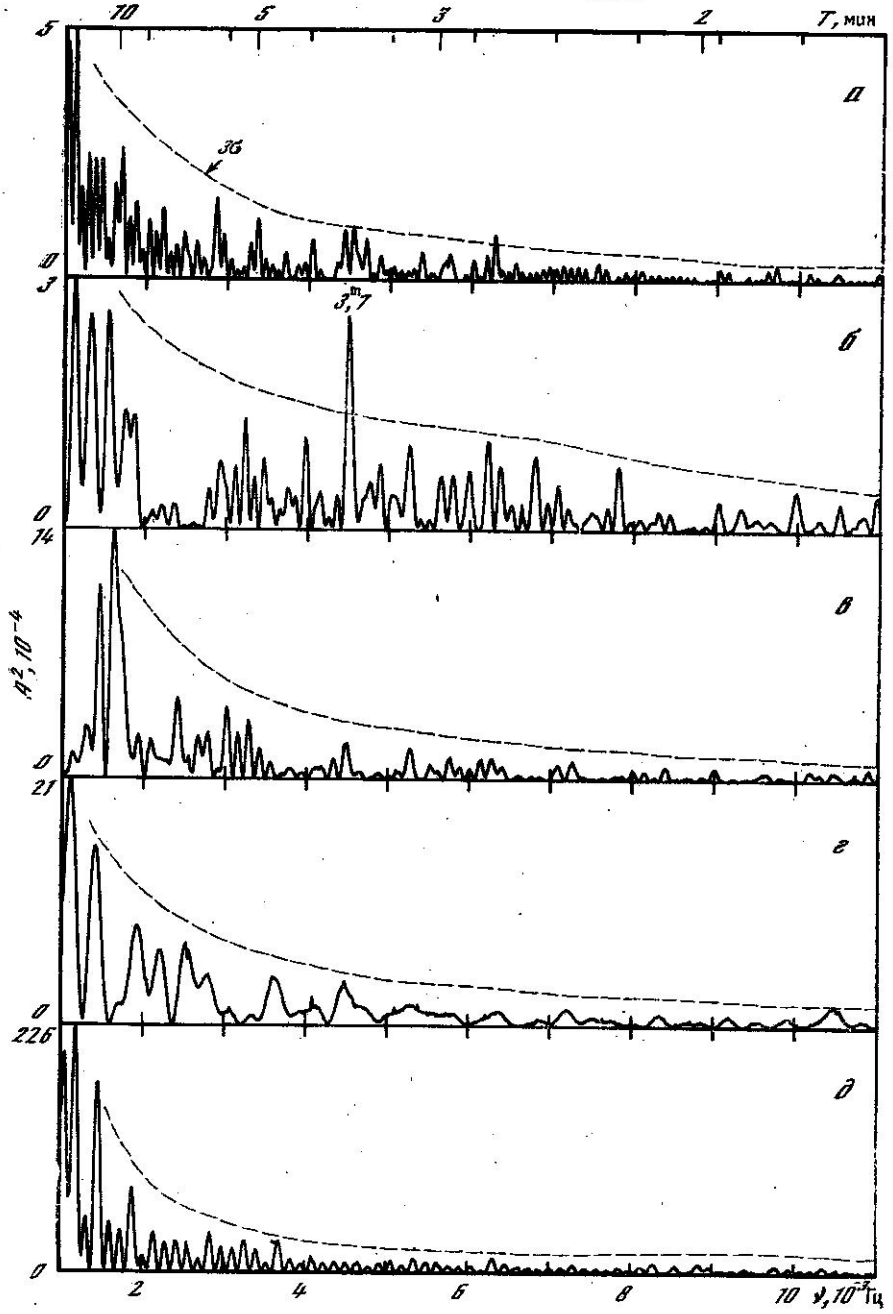


Рис. 5. Спектры мощности общей интенсивности I радиоизлучения локального источника (см. пояснения к рис. 4)

ния локального источника № 401. Длительность рядов наблюдений различна: от 180 до 600 точек. Отсчеты идут непрерывно через $\Delta t = 20^s,2$, поэтому в спектрах нет комбинационных линий, возникающих из-за скважности данных. Предполагается, что исследуемый сигнал состоит из шумовой и квазипериодической компонент. На рис. 4 и 5 штриховой линией отмечена эмпирическая оценка верхней границы уровня шумов в спектре, соответствующая трем стандартным отклонениям, вычисленным по шумовой компоненте для различных диапазонов частот.

Перейдем к обсуждению спектров. 18.08 в общей интенсивности I (рис. 5) от утра к вечеру происходит нарастание мощности колебательных процессов

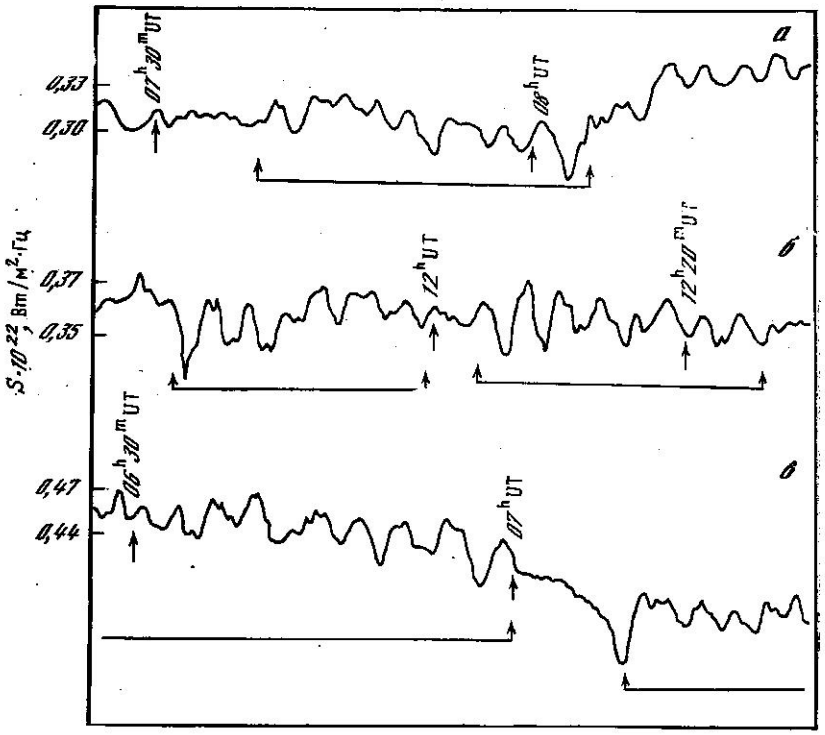


Рис. 6. Фрагменты записей поляризованной составляющей V радиоизлучения локального источника

а — 19.08 1980 г., *б* — 18.08 1980 г., *в* — 18.08 1980 г.

с периодом около 3^m,7. К утру 19.08 этот процесс уже полностью затухает, 19 и 21.08 никаких флуктуаций, по мощности превосходящих уровень шума, в районе от 2 до 6^m не происходит.

В спектрах V (рис. 4) 18.08 растет мощность колебаний гармоники 2,6—2^m,7 (~ 160 с), а к утру 19.08 волновой процесс на этих частотах уже исчез. Далее, 18.08 утром обнаруживаются колебания в районе 3^m,8, представленные на спектре тесной группой сильных линий (отмечены на рис. 4 штриховой дугой). В реализации, полученной после 10^hUT, этот процесс затухает, и параллельно развивается подобный в районе 5^m,2. 19.08 в целом квазипериодические колебания с периодом от 2 до 6^m выражены слабее, чем 18.08. 21.08 утром ряд наблюдений короткий, но даже по такому спектру видно, что от 2 до 6 мин нет заметных флуктуаций. 21.08, после 10^hUT, начинаются колебания с периодами 6,5—5^m,5 и 3,2—3^m,0.

На основании таких динамических особенностей спектров можно предположить, что время существования обнаруженных колебательных процессов порядка 0,5—1 сут.

Сравнивая спектры V и спектры I, можно сделать следующие выводы.

1. В поляризованной составляющей в большей степени проявляются колебания с периодами 2—6^m.

2. Нет общей повторяемости спектров, т. е. развитие колебательных процессов в V-компоненте идет независимо от того, что происходит в общей интенсивности.

В спектрах встречаются тесные группы сильных линий. С другой стороны, трех-пятиминутные колебания на записях идут цугами: от 4 до 15 периодов, и сбой (рис. 6). Возможно, эти два факта взаимосвязаны и обусловлены прохождением волнового пакета МГД-волн через корональную конденсацию. Последняя действует как резонатор по отношению к потоку МГД-волн и выделяет из него определенные частоты [17]. Можно предположить, что в силу

неоднородности конденсации выделена будет вблизи частоты ν_0 не одна монохроматическая гармоника, а группа волн. Процессы генерации и условия распространения приведут к тому, что фазы и амплитуды волн в группе будут разными в точке, где генерируется принимаемое нами радиоизлучение. На временной записи такого процесса появятся цуги волн [18], а оценка спектра будет выглядеть как тесная группа сильных линий, подобная тем, что отмечены на рис. 4 (Нами были выполнены соответствующие модельные расчеты.) Линейчатость оценки спектра обусловлена дискретизацией данных и конечной длиной записи.

Квазипериодические колебания поляризованной составляющей с периодами от 2 до 6^m, вероятно, связаны с общим изменением магнитных полей группы. В связи с этим интересно отметить, что появление в поляризации мощного периодического процесса 18.08 после 10^h UT с периодом $\sim$ 160 с сопровождается по данным Solar-Geophysical Data [19] интенсивным продвижением поля S-полярности в область N-полярности. За наблюдаемый промежуток времени (18—21.08) это единственная существенная особенность изменения магнитного поля в группе.

Для выяснения природы обнаруженных колебаний и уточнения сделанных выводов нужны дальнейшие наблюдения флуктуирующих локальных источников, накопление статистического материала.

Авторы благодарят И. Г. Моисеева и Д. Н. Рачковского за поддержку работы, С. И. Гопасюка и М. Б. Огирь за полезные обсуждения, В. Н. Ихсанову за предоставленную возможность ознакомиться с материалами наблюдений на БПР, Е. М. Ерюшеву за обработку материалов наблюдений на АФР-2 и оформление рисунков.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Lang K. R.* High resolution interferometry of the Sun at 3.7 cm wavelength.— Solar Phys., 1974, vol. 36, N 2, p. 351—367.
2. *Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.* О геометрии локальных радиоисточников на Солнце по наблюдениям затмения 22 сентября 1968 года.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 44, с. 112—121.
3. *Lang K. R.* The Small-scale, quasi-periodic, disc component of solar radio radiation.— Astrophys. J., 1974, vol. 192, N 3, part 1, p. 777—786.
4. *Gaizauskas V., Tapping K. F.* Long-lived microwave pulsations observed in a camplex solar active region.— Astrophys. J., 1980, vol. 241, p. 804—810.
5. *Гельфрейх Г. Б., Леденев В. Г., Нефедьев В. П.* Флуктуации поляризационного радиоизлучения Солнца на волне 3,2 см и вспышечная активность групп пятен.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1975, вып. 37, с. 19—23.
6. *Дурасова М. С., Лавринов Г. А., Чандаев А. К., Юдин О. И.* Некоторые результаты исследования флуктуаций поляризованного радиоизлучения Солнца на волне 3 см.— Солнечные данные, 1971, № 8, с. 90—96.
7. *Занданов В. Г., Уралов А. М.* Стабильные квазипериодические компоненты флуктуации солнечного микроволнового радиоизлучения.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1983, вып. 65, с. 97—107.
8. *Цветков Л. И.* Радиополяриметр для исследования эллиптической поляризации в радиоизлучении Солнца.— Астрон. цирк., 1980, № 1113, с. 1—2.
9. *Цветков Л. И.* Исследование нестационарных процессов на Солнце в диапазоне сантиметровых волн. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Крым. астрофиз. обс., 1983, с. 45—60.
10. *Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н.* Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973, с. 65—69, с. 270—281, с. 333—336.
11. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.* Аналогия метода наложения эпох и Фурье-преобразования данных.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 71.
12. *Capsoni C., Mori M., Paraboni A.* Cumulative attenuation statistics at 11.6 and 17.8 G Hz.— Alta freg., 1979, vol. 48, N 6, p. 377—383.
13. Солнечные данные. Л.: Наука, 1980, № 8.
14. *Петрова Н. Г., Ахмедов Ш. Б.* О влиянии поперечных магнитных полей на поляризованное радиоизлучение локальных источников.— Астрон. журн., 1973, т. 50, вып. 6, с. 1220—1232.
15. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.* Связь измерений радиояркости Солнца с холмами магнитного поля и флуктуации в период минимума солнечной активности.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 152—162.

16. *Рябов Б. И.* Численное моделирование квазипоперечного распространения электромагнитных волн в простейших магнитных конфигурациях.— В кн.: Исследование Солнца и красных звезд. Рига: Зинатне, 1981, № 15, с. 5—24.
17. *Жугжда Ю. Д.* Резонансные колебания в солнечных пятнах.— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, № 1, с. 51—59.
18. *Дитчберн Р.* Физическая оптика. М.: Наука. 1965.
19. Solar-Geophysical Data, N 434, part 1, National Geophysical and Solar-Terriestrial Data Center, Boulder, Colorado.

УДК 523.94

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В СУПЕРГРАНУЛАХ

Т. Т. Цап, И. С. Лаба

Изучается связь между продольными магнитными полями и лучевыми скоростями вблизи центра диска Солнца. Наблюдения магнитных полей и лучевых скоростей проводились в линиях Fe I λ4808 Å, Ca I λ6103 Å, Fe I λ5233 Å и Mg I λ5184 Å на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Найдено, что вертикальные движения как на границах сетки, так и внутри ее ячеек очень малы и, по-видимому, не превышают 10—20 м/с.

THE MAGNETIC FIELDS AND VERTICAL MOTION IN THE SUPERGRANULATION, by *T. T. Tsap*, *I. S. Laba*.— The relation between the magnetic fields and velocities at the center of the Solar disk is studied. Observations of the magnetic fields and line — of — sight velocities were made in the Fe I λ4808 Å, Ca I λ6103 Å, Fe I λ5233 Å and Mg I λ5184 Å lines with the doublemagnetograph of the Crimean astrophysical observatory. It is btained that vertical motions on the supergranular network boundaries as well as inside the network are very small and probably do not exceed 10—20 m/s.

В настоящее время нет достаточной ясности в отношении движения плазмы в супергранулах, границы которых совпадают по положению с хромосферной сеткой [1]. Это замечание относится в первую очередь к вертикальному движению газа как в центре ячеек супергранул, так и на их границе. Данные различных авторов по этому вопросу заметно расходятся, а иногда даже противоречивы. Так, на опускание газа в местах концентрации магнитного поля на границах сетки было указано в [2—7]. На основании измерения лучевых скоростей в линиях, образующихся на разных высотах в атмосфере Солнца, авторы [8] получили, что скорости опускания на границах супергранул наблюдаются только в линии Fe I λ4065 Å, которая формируется в нижней фотосфере, т. е. конвективные движения не проникают высоко в солнечную атмосферу. Вместе с тем в других исследованиях [9—11] наряду с опусканием был обнаружен подъем газа в местах сгущения магнитного поля. Дальнейшие исследования не внесли полной ясности в решение данной проблемы [12—14].

В то же время без выяснения характера вертикальных скоростей невозможно однозначно построить физическую модель супергранул. Кроме того, вертикальные скорости оказывают существенное влияние на структуру вертикальных магнитных полей и их концентрацию [15—17].

Основная трудность в измерении направленных вверх и вниз движений в супергранулах состоит в том, что они переналагаются со скоростями 5^m колебаний и грануляции, имеющими примерно на порядок более высокие амплитуды скоростей. Поэтому заслуживающие внимания результаты о вертикальных течениях в сверхгранулах можно получить лишь в итоге усреднения большого количества измерений лучевых скоростей.

Здесь мы продолжаем изучение поля скоростей и магнитного поля вне активных областей на Солнце по наблюдениям, выполненным в Крымской астрофизической обсерватории. Напомним, что в более ранних исследованиях было получено, что распределение яркости в атмосфере Солнца тесно коррелирует с распределением магнитного поля, а максимумы напряжен-

ностей в холмах магнитного поля и максимальные яркости в узлах хромосферной сетки располагаются в местах, где лучевая скорость близка к нулю [18—20].

Наблюдения магнитных полей и лучевых скоростей проводились на новом большом солнечном телескопе и двойном магнитографе обсерватории. Измерения магнитных полей и лучевых скоростей велись в линиях Fe I λ4808 Å, Fe I λ5233 Å и Mg I λ5184 Å. Сканировались участки в центре диска Солнца с разрешением $1'' \times 4''$, их размеры составляли обычно $160'' \times 180''$. Магнитные поля калибровались путем регистрации лучевых скоростей у E- и W-краев Солнца с помощью насадки, состоящей из поляроида и фазовой пластинки $^1/_4$ λ. Кроме того, мы здесь изучаем записи магнитного поля и лучевых скоростей, полученные в 1967 и 1969 г. в линии Ca I λ6103 Å с более низким разрешением $2'',7 \times 9''$.

Всего для изучения мы отобрали 15 записей в линии λ5233 Å, по две записи в линиях λ4808 Å и λ5184 Å и восемь записей в линии λ6103 Å. Все указанные измерения были выполнены в совершенно ясные дни при хороших изображениях.

Для того чтобы подавить влияние скоростей 5^m колебаний и выявить медленно меняющуюся (конвективную) составляющую скоростей, мы провели 13 и 15.11 1976 г. записи в линии λ5233 Å так, что каждый разрез регистрировался повторно через $\sim 1^m$ в течение 5 мин. Затем по этим данным измерений были построены усредненные карты распределения магнитных полей и лучевых скоростей.

На рис. 1 приведена усредненная карта магнитного поля, а на рис. 2 — лучевых скоростей, записанных 15.11 1976 г. На рис. 1 видно, что крупные холмы магнитного поля, представляющие собой скопления более мелких элементов, распределены таким способом, что не всюду показывают очевидную ячеистую структуру. Нередко магнитные холмы обеих полярностей примыкают тесно друг к другу, образуя биполярные или эфемерные активные области, над которыми согласно [21] наблюдаются яркие рентгеновские точки.

Далее, из рис. 1 видно, что в промежутках между магнитными холмами с повышенной напряженностью, которые согласно [1] очерчивают границы супергранул, наблюдаются более слабые узлы магнитного поля. По нашим измерениям напряженность магнитных элементов внутри ячеек супергранул равна 4—8 Гс, что близко к данным [22]. Таким образом, магнитные поля наблюдаются не только на границах, но и внутри ячеек супергранул и, по-видимому, различаются между собой главным образом величиной напряженности. Мы вычислили суммарный магнитный поток через холмы, очерчивающие границы супергранул (сетки) и внутренние области ячеек, и получили в итоге, что $\sim 92\%$ магнитного потока сконцентрировано на границах сетки. Несмотря на то что здесь имеется известная доля неопределенности в определении границ сетки, полученная нами величина отношения суммарных потоков хорошо совпадает с полученной ранее оценкой [23]. Напомним также, что согласно широко распространенной в настоящее время точке зрения магнитные поля на границах супергранул концентрируются в силовые трубки очень малого размера (меньше, чем разрешение лучших наземных телескопов) с напряженностью ~ 1000—2000 Гс (см. [24] и приведенные там ссылки).

Остановимся далее на сопоставлении магнитных полей и лучевых скоростей в невозмущенных областях Солнца. На рис. 2 можно видеть, что вертикальная компонента поля скоростей состоит из чередующихся крупномасштабных элементов, потоков газа, движущихся вверх и вниз, т. е. крупномасштабное поле скоростей характерно не только для горизонтальных, но также и для вертикальных течений газа.

Сопоставление усредненных карт поля скоростей и магнитного поля показало, что максимальные напряженности холмов магнитного поля чаще всего располагаются в областях смены знака лучевых скоростей. При этом оказалось, что имеется вполне определенная тенденция преобладания числа случаев, когда максимальные напряженности холмов магнитного поля рас-

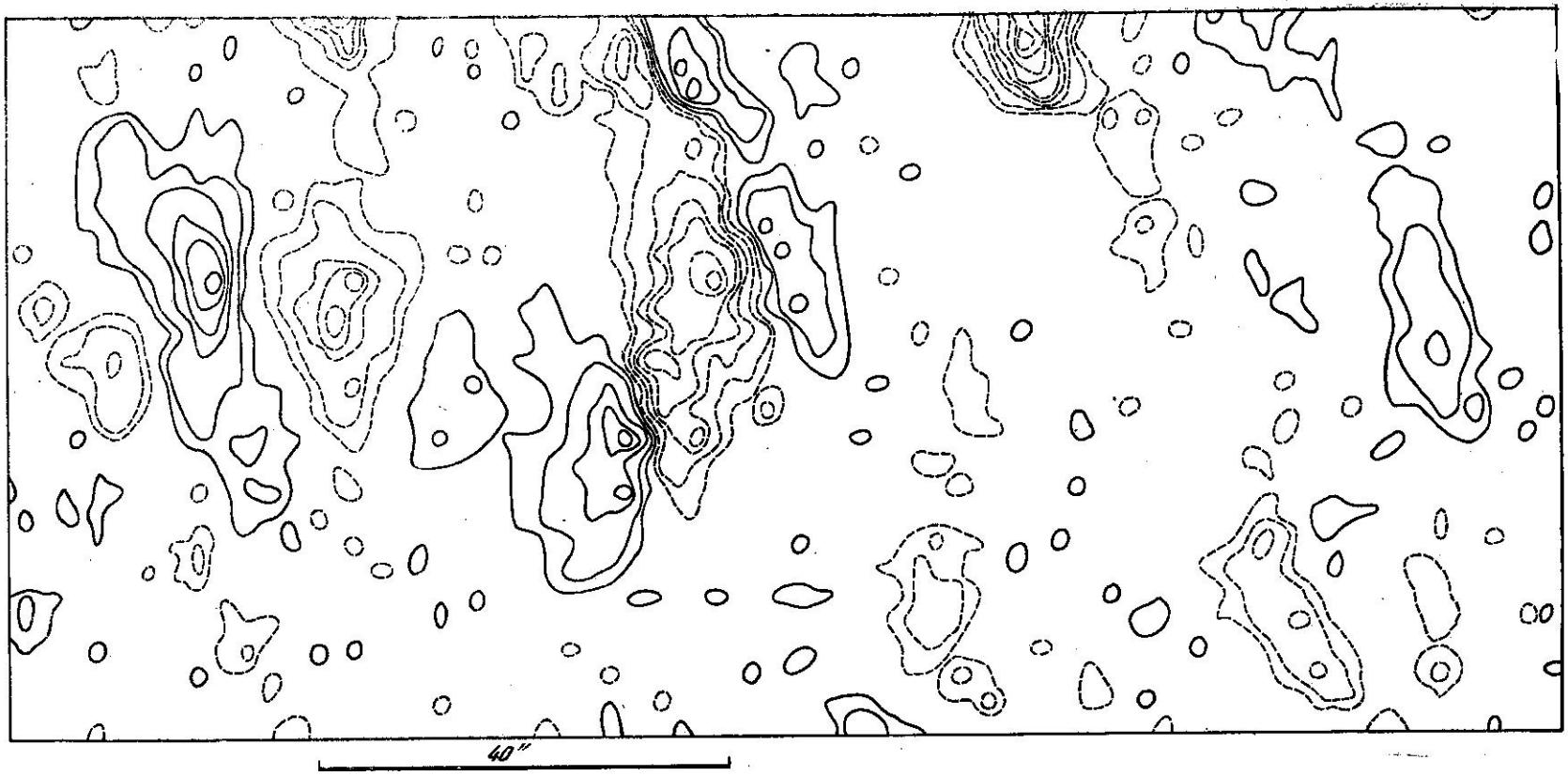


Рис. 1. Усредненная карта магнитного поля в центральной области диска Солнца в линии λ5233 А

Сплошные линии — N-полярность, штриховые — S-полярность. Изогауссы проведены через 2, 4, 10, 15, 20, 30 и т. д. [единиц, 1 ед. = 3,9 Гс]

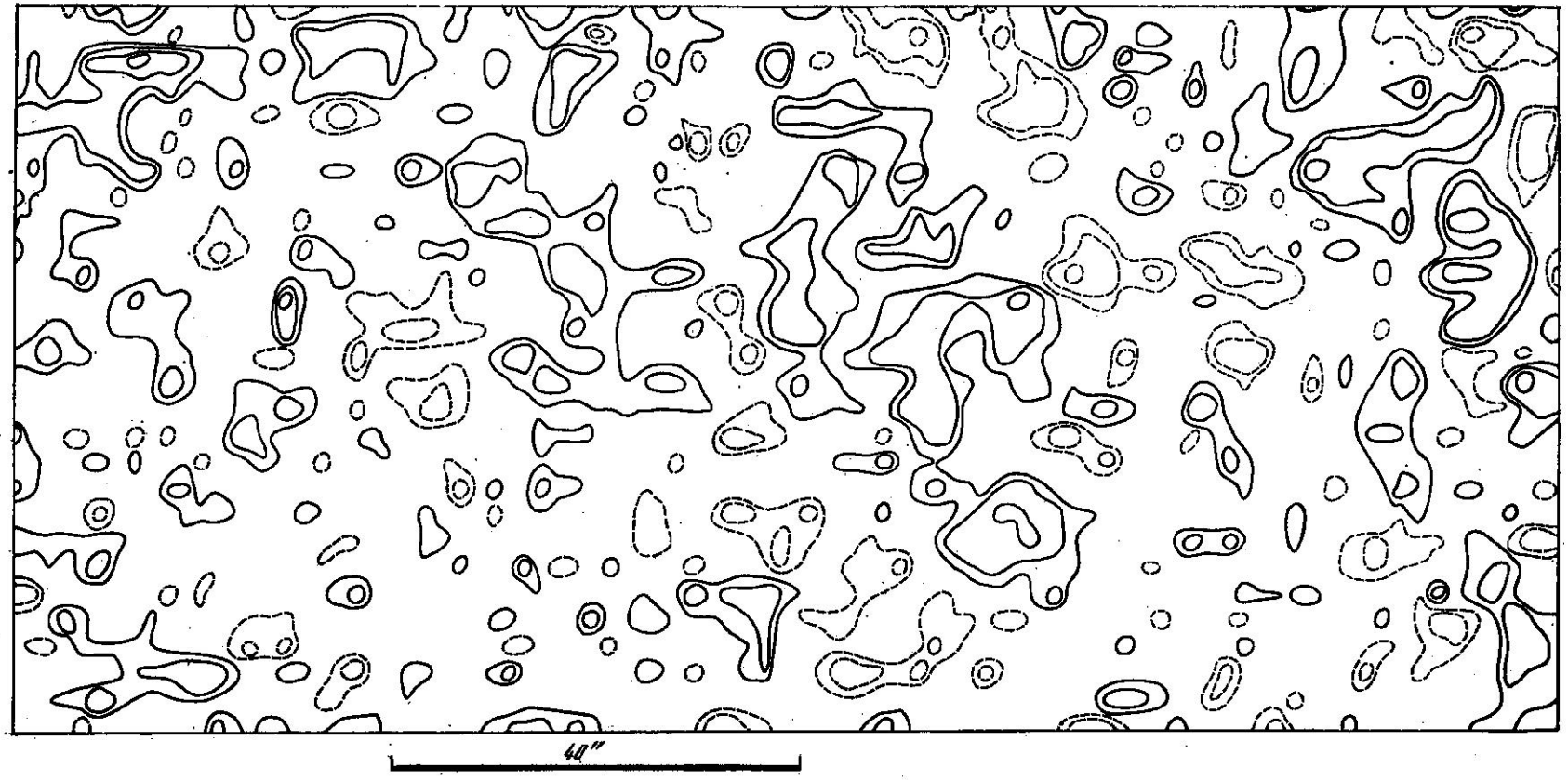


Рис. 2. Усредненная карта лучевых скоростей для той же области, что и карта магнитного поля на рис. 1

Сплошными линиями соединены места одинаковых значений лучевых скоростей восходящих течений, а штриховыми — нисходящих. Линии проведены через 3, 5, 10 и 15 единиц, 1 ед. = 35 м/с

полагаются в областях с восходящим движением газа. Однако нам представляется, что указанное преобладание подъема газа над опусканием в холмах магнитного поля вероятнее всего связано с недостаточным подавлением в наших измерениях скоростей 5^m колебаний. Поэтому в дальнейшем для изучения взаимосвязи магнитного поля и поля скоростей мы применили метод, использованный нами ранее в [18—20].

Суть данного метода состоит в том, что по одновременным измерениям магнитных полей и лучевых скоростей мы определяли для каждого разреза в местах максимальной напряженности в каждом из холмов магнитного поля величину и знак лучевой скорости. Кроме того, по наблюдениям в линиях λ5233 и λ6103 Å, для которых получено наибольшее число измерений, мы определили величину и знак лучевой скорости в местах, где напряженность магнитного поля равна нулю. Точки, в которых значение поля находилось в пределах шумов, регистрировавшихся во время каждой записи при выключенном напряжении на электрооптическом модуляторе, во внимание не принимались. Затем по всем измерениям в данной линии мы строили общую гистограмму частот появления максимальных напряженностей в холмах магнитного поля, а также в точках, где продольное поле равнялось нулю, в зависимости от знака и величины скорости.

Для того чтобы выяснить, не имеется ли зависимость между вертикальными скоростями и величиной напряженности магнитного поля, мы по измерениям в линиях λ4808 и λ5233 Å построили частотные распределения скоростей для ряда интервалов напряженности магнитного поля. Границы интервалов по напряженности выбирались таким образом, чтобы в каждом частотном распределении по скоростям было достаточное для надежной статистики число измерений.

Очевидно, что при большом числе случаев скорости пятиминутных колебаний регистрируются при нашей методике записи с одинаковой вероятностью со всевозможными фазами и амплитудами. Поэтому при достаточно большом числе измерений среднее значение скорости пятиминутных колебаний будет равно нулю.

Отметим, наконец, что при построении частотного распределения скоростей в линии λ4808 Å значения магитных полей брались по измерениям, проведенным одновременно в линии λ5233 Å, так как в λ4808 Å регистрировались уверенно только существенно большие магнитные поля.

На рис. 3—6 кружками нанесены частотные распределения скоростей, построенные по измерениям в указанных выше линиях. По оси абсцисс отложены значения скоростей в местах максимальной напряженности элементов поля, или в местах, где $H_{\parallel} = 0$, а по оси ординат — число случаев в процентах. Случаи, когда максимальная напряженность совпадала с областями опускания газа, отложены справа, а когда она совпадала с областями подъема газа,— слева. Соответствующие значения интервалов напряженности указаны на каждом рисунке.

Из рис. 3—6 видим, что распределения по скоростям симметричны, но, как правило, сдвинуты незначительно относительно нулевого значения лучевой скорости. Максимальные напряженности элементов магнитного поля совпадают наиболее часто по положению с местами, где лучевая скорость равна нулю, что подтверждает результаты [18—20].

Как и в [18—20], наблюдаемые частотные распределения скоростей хорошо описываются экспонентой

$$\varphi(v) = b \exp\left(-\frac{|v - v_1|}{v_0}\right), \qquad (1)$$

где b — нормировочный множитель, v_1 характеризует сдвиг распределения в целом по скоростям, а параметр v_0, определяющий быстроту уменьшения числа случаев с ростом скорости, является характеристикой средней скорости.

Вычисленные методом наименьших квадратов по наблюдаемым распределениям аппроксимирующие кривые нанесены на рис. 3—6 сплошными линиями, а соответствующие значения параметров распределения приведены

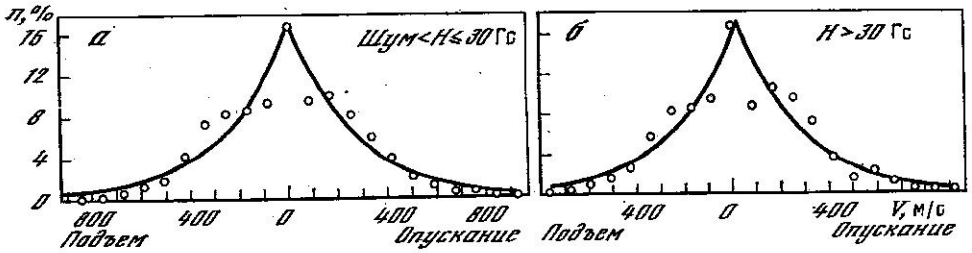


Рис. 3. Распределения скоростей, построенные по измерениям в линии λ4808 Å

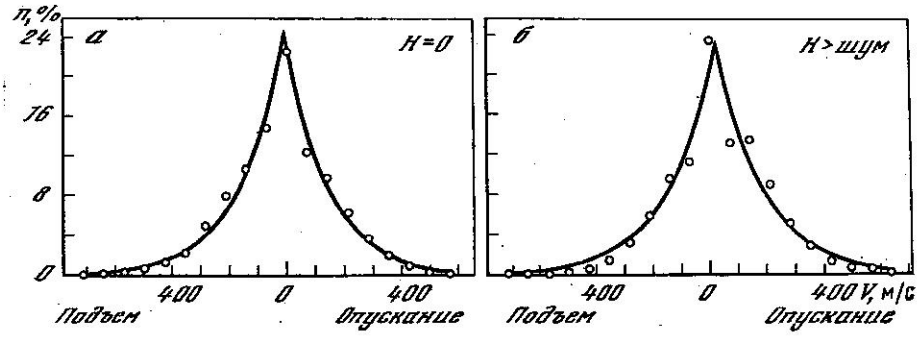


Рис. 4. То же для линии λ6103 Å

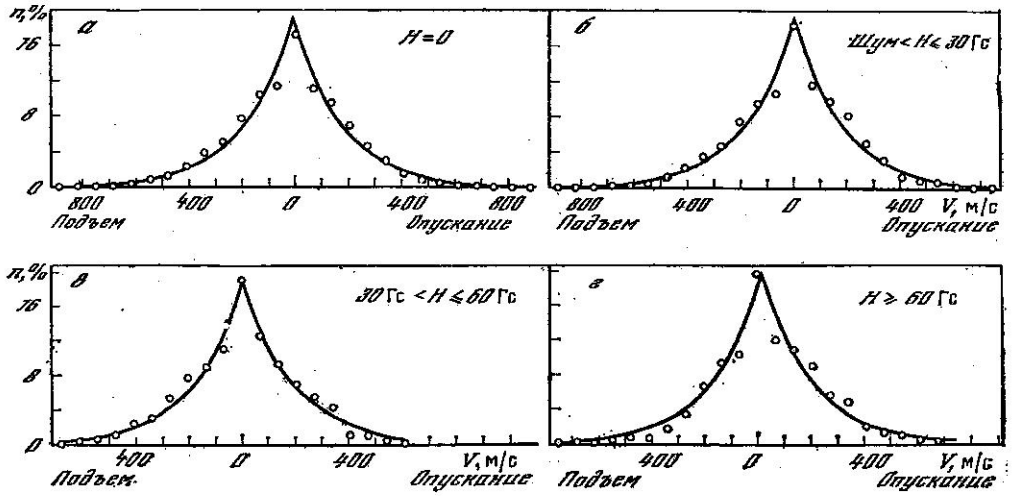
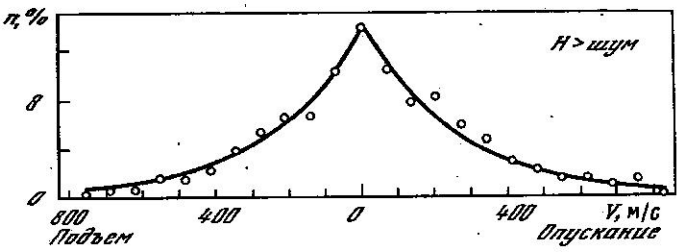


Рис. 5. То же для линий λ5233 Å

Рис. 6. То же для линии λ5184 Å



в таблице. В первом столбце таблицы указана длина волны линии, по которой проводились измерения лучевой скорости; во втором — полное число случаев, по которым построено частотное распределение скоростей; в третьем столбце даны границы интервалов напряженностей, для которых построено распределение, и в остальных трех столбцах — вычисленные параметры распределений.

Из таблицы также видим, что величины параметра v_1, характеризующие сдвиг распределения скоростей в область опускания или подъема газа, очень малы. Максимальное смещение частотного распределения в область опускания газа получено по измерениям в линии λ6103 Å, но оно составляет всего 23 м/с и менее чем в два раза превышает среднеквадратичное отклонение, не являясь статистически значимым. Величины параметра v_1 по измерениям в других линиях получились примерно такого же порядка, но все они также не являются значимыми. Однако при более внимательном рассмотрении таблицы можно заметить систематическую тенденцию появления сдвигов в область опускания газа для частотных распределений скоростей, построенных по измерениям в местах, где магнитное поле превышало шумы магнитографа, и в область подъема газа в точках с $H_{\parallel} = 0$.

Далее, из таблицы следует, что значение параметра v_0 достигает наибольшей величины по измерениям в линиях λ4808 и λ5184 Å, которые образуются соответственно в нижней фотосфере и нижней хромосфере. Вероятно, это показывает, что наблюдаемые в данных линиях скорости возрастают как по направлению в более глубокие слои фотосферы, так и вверх в хромосферу.

λ, Å	N	H, Гс	b	v_1, м/с	v_0, м/с
4808	1022	Шум $< H \leqslant 30$	17,10±0,124	+2,90±32,424	260,82±28,896
4808	920	$H > 30$	17,00±0,119	+21,00±30,408	262,50±27,636
6103	3099	0	24,76±0,067	−12,39±9,806	146,20±7,611
6103	1535	$H >$ шум	23,00±0,088	+23,01±13,191	160,91±10,514
5233	9286	0	19,17±0,062	−8,53±11,220	180,88±8,840
5233	4088	Шум $< H \leqslant 30$	19,33±0,071	+1,63±12,818	178,84±10,438
5233	792	$30 < H \leqslant 60$	18,83±0,078	+4,96±14,518	185,64±12,478
5233	638	$H > 60$	20,00±0,074	+17,00±12,852	178,95±10,200
5184	791	$H >$ шум	14,00±0,062	+10,32±15,549	254,81±13,863

Таким образом, из всего сказанного следует, что медленно меняющиеся (конвективные) вертикальные скорости как в местах максимальной напряженности в элементах магнитного поля, так и в местах, где оно равно нулю, очень малы и, по-видимому, не превышают 10—20 м/с. Наши наблюдения не исключают полностью возможности наличия нисходящих движений в местах локализации магнитного поля и направленных вверх течений в местах, где магнитное поле отсутствует.

Согласно существующим представлениям наблюдаемое на поверхности Солнца распределение магнитного поля и яркостей является результатом конвективных движений в подфотосферных слоях Солнца [1]. Известно, что при стационарной конвекции типа Бенара в центральной части конвективной ячейки газ поднимается, потом растекается к ее периферии и там опускается вниз. Благодаря вмороженности горизонтальные движения на Солнце будут выносить силовые линии магнитного поля к краям ячеек, где столкновения встречных потоков вещества приводят к увеличению напряженности поля, тогда как в центральных частях ячеек напряженность будет меньше, что в действительности наблюдается.

Создаваемое горизонтальными течениями в супергранулах динамическое давление может привести к концентрации поля на уровне фотосферы до значений, определяемых равенством

$$H^2/8\pi = \rho v^2/2. \qquad (2)$$

При значениях для фотосферы $\rho = 3 \cdot 10^{-7}$ г/см^3 и $v = 400$ м/с [1] получим величину поля 80 Гс, что заметно меньше максимальных наблюдаемых значений (см. рис.1). В то же время, как мы указывали выше, напряженности магнитных полей на границах сетки могут, вероятно, достигать величины $\sim$ 1500 Гс. Поэтому наблюдаемые горизонтальные течения на уровне фотосферы не могут обеспечить концентрацию магнитного поля до наблюдаемой величины.

Направленные от центра к границам ячеек движения должны потом замыкаться, и наблюдаемым следствием этих движений должны быть направленные вниз движения.

Приведенные в [15, 16, 25] оценки показали, что непрерывность течения в супергранулах сохраняется, если скорости опускания не превосходят $\sim$ 10 м/с. Однако, как следует из всего изложенного выше, имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные не позволяют сделать окончательный выбор в пользу той или другой из существующих моделей супергранул [1, 19, 26—28]. Здесь нужны дальнейшие исследования.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность П. П. Добронравину за ценные указания, Д. Н. Рачковскому за вычисления на ЭВМ и Н. Г. Сунице за подготовку иллюстраций.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Leighton R. B., Noes R. W., Simon G. W.* Velocity fields in the solar atmosphere. I: Preliminary report.— Astrophys. J., 1962, vol. 135, p. 474—499.
2. *Elliott I.* Power spectra of Hα Doppler shifts.— Solar Phys., 1969, vol. 6, p. 28—40.
3. *Tanenbaum A. S., Wilcox J. M., Frazier E. N., Howard R.* Solar velocity fields: 5-min oscillations and supergranulation.— Solar Phys., 1969, vol. 9, p. 328—342.
4. *Frazier E. N.* Multi-channel magnetograph observations. II: Supergranulation.— Solar Phys., 1970, vol. 14, p. 89—111.
5. *Musman S., Rust D. M.* Vertical velocities and horisontal wave propagation in the solar photosphere.— Solar Phys., 1970, vol. 13, p. 261—286.
6. *Deubner F. L.*, Some properties of velocity fields in the solar photosphere. III: Oscillatory and supergranular motions as a function of height.— Solar Phys., 1971, vol. 17, p. 6—20.
7. *Skumanich A., Smythe C., Frazier E. N.* On the statistical description of inhomogeneities in the quiet solar atmosphere. I: Linear regression analysis and absolute calibration of multichannel observations of the Ca^+ emission network.— Astrophys. J., 1975, vol. 200, p. 747—764.
8. *Worden S. P., Simon G. W.* A study of supergranulation using a diode array magnetograph.— Solar Phys., 1976, vol. 46, p. 73—91.
9. *Appenzeller I., Schröter E. H.* A statistical analysis of large-scale brightness and velocity fluctuations in the solar atmosphere.— Solar Phys., 1968, vol. 4, p. 131—141.
10. *Howard R.* The large-scale velocity fields of the solar atmosphere.— Solar Phys., 1971, vol. 16, p. 21—36.
11. *Дубов Э. Е.* Изучение спектрогелиограмм в линиях металлов и структура хромосферы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 39, с. 279—294.
12. *Giovanelli R. G.* The supergranule velocity field.— Solar Phys., 1980, vol. 67, p. 211.
13. *November L. J., Toomre J., Gebbie K. B.* The detection of mesogranulation on the Sun.— Astrophys. J., 1981, vol. 245, p. L123 — L126.
14. *Küveler G.* Velocity fields of individual aupergranules.— Solar Phys., 1983, vol. 88, p. 13—29.
15. *Clark Jr. A., Jonson H. K.* Magnetic field accumulation in supergranules.— Solar Phys., 1967, vol. 2, p. 433—440.
16. *Clark Jr. A.* Chromospheric magnetic fields associated with supergranulation.— Solar Phys., vol. 4, 386—400.
17. *Паркер Е.* Космические магнитные поля, их образование и проявление. М.: Мир, 1982, т. 1.
18. *Гопасюк С. И., Цап Т. Т.* Крупномасштабное поле скоростей, магнитные поля и яркости в атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 45, с. 3—13.
19. *Гопасюк С. И., Цап Т. Т.* О характере крупномасштабного поля скоростей в невозмущенной атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1973, т. 47, с. 26—35.
20. *Цап Т. Т.* Магнитные поля, поля скоростей и яркости в центральной области диска Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1978, т. 58, с. 13—25.
21. *Golub L., Krieger A. S., Harvey J. W., Vaiana G. S.* Magnetic properties of X-ray bright points.— Solar Phys., 1977, vol. 59, p. 111—121.
22. *Livingston W., Harvey J.* The Kitt Peak magnetograph. IV: 40 channel probe and the detection of weak photospheric fields/Ed. R. Howard.— Solar magnetic fields, 1971, IAU Symp. N 43, p. 51—61, Dordrecht—Holland.
23. *Howard R., Stenflo J. O.* On the filamentary nature of solar magnetic fields.— Solar Phys., 1972, vol. 22, p. 402—417.

24. *Рачковский Д. Н., Цап Т. Т.* Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 79.
25. *Beckers J. M., Nelson G. D.* Some comments of the limb shift of solar lines.— Solar Phys., 1978, vol. 58, p. 243—261.
26. *Пикельнер С. Б.* Образование хромосомной сетки и структура магнитного поля.— Астрон. журн., 1962, т. 39, с. 973—976.
27. *Gough D. O., Pringle J. E., Spiegel E. A.* Seiches in supergranules.— Nature, 1976, vol. 264, p. 424—426.
28. *Cloutman L. O.* The supergranulation: solar rip currents? — Astron. and Astrophys., 1979, vol. 74, p. L1—L3.

УДК 527.75/98

О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ХРОМОСФЕРЫ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Л. Г. Карташова

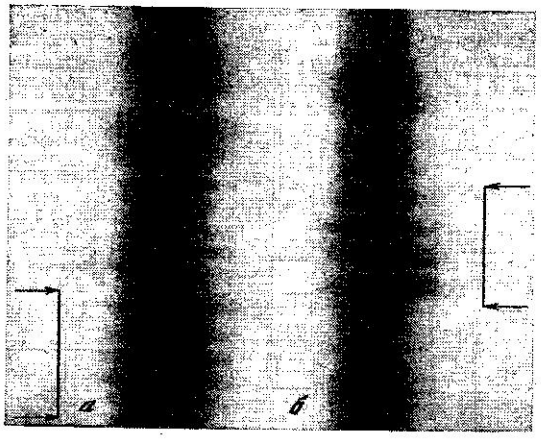
Изучались H_α-спектрограммы 40 регулярных систем волоконец и флоккульных узелков.

Показано, что исследуемые системы являются двухкомпонентными образованиями, состоящими из перемежающихся ярких и темных элементов, отличающихся центральной интенсивностью и полушириной линии H_α, а также лучевой скоростью. Средние значения центральной интенсивности и полуширины линии H_α в ярких и темных элементах систем соответственно равны: $I_{0я} = 0{,}29 \pm 0{,}01$; $\overline{\Delta\lambda}_я = 1{,}31 \pm 0{,}02$ Å и $I_{0т} = 0{,}24 \pm 0{,}01$; $\overline{\Delta\lambda}_т = 1{,}43 \pm 0{,}02$ Å. Средняя величина лучевой скорости независимо от направления движения составляет для темных элементов систем $2{,}3 \pm 0{,}2$ км/с, а для ярких $1{,}3 \pm 0{,}1$ км/с.

ON THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE CHROMOSPHERIC FINE STRUCTURE IN THE ACTIVE REGION, by *L. G. Kartashova*.— Fourty H_α-spectrograms of regular fibriles systems and flocculi mottles has been studied.

It is shown, that these systems have two — component structure, consisting of intermittent bright and dark features. These elements have different H_α-line central intensities, half — widths and line — of — sight velocities. Mean values of H_α-line central intensity and half-width in bright and dark elements equal to $I_{0b} = 0.29 \pm 0.01$; $\overline{\Delta\lambda}_b = 1.31 \pm 0.02$ Å and $I_{0d} = 0.24 \pm 0.01$; $\overline{\Delta\lambda}_d = 1.43 \pm 0.02$ Å respectively. The dark and bright elements have the avarage line-of-sight velocity (independently of direction of motion) of 2.3 ± 0.2 km/s and 1.3 ± 0.1 km/s respectively.

Спектральные наблюдения тонкой структуры хромосферы в активной области ведутся в Крымской астрофизической обсерватории около 30 лет. Основное внимание уделялось обычно наиболее нестационарным тонкоструктурным образованиям хромосферы (усам, ядрам вспышечной эмиссии) [1—4]. Обычными же элементами тонкой структуры хромосферы являются, как известно [5], яркие и темные узелки («bright fine mottles» и «dark fine mottles»). Они составляют образования невозмущенной хромосферной сетки. В [6] нами было показано, что макрообразования активной хромосферы (флоккулы и системы волоконец), составляющие усиленную хромосферную сетку активной области, складываются из ярких и темных элементов, т. е. имеют двухкомпонентную структуру, морфологически подобную тонкой структуре образований невозмущенной хромосферной сетки. Основные тонкоструктурные особенности активной хромосферы по наблюдениям в центре линии H_α сводятся к следующему. Согласно [6] системы волоконец, из которых складывается волоконная структура активной области, состоят обычно из нескольких параллельных (или радиально расходящихся) чередующихся ярких и темных волоконец приблизительно одинаковых размеров. Узлы флоккулов складываются из перемежающихся ярких и темных узелков или цепочек ярких и цепочек темных узелков. Особенно четко двухкомпонентный характер тонкой структуры хромосферы проявляется в моменты



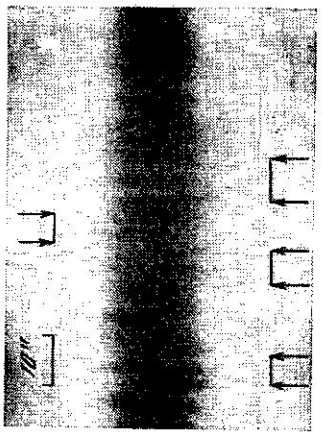


Рис. 1. Два примера вида регулярной системы волоконец в линии H_α

а — вид первой регулярной системы волоконец в линии H_α, участок системы волоконец указан стрелками; *б* — то же, что на рис. 1, *а*, для другой системы волоконец

Рис. 2. Вид участка слабого флоккула в линии H_α

Стрелками указаны регулярные системы ярких и темных штрихов

ее наибольшей регулярности. В регулярных системах волоконец или флоккульных узелков тонкоструктурные элементы распределены по поверхности Солнца равномерно. Среднее расстояние между соседними яркими и темными элементами равняется для различных участков хромосферы в основном 1″,5—3″,5, редко 4—5″. При этом интенсивности ярких элементов в каждой системе близки между собой. То же относится и к темным элементам. Интенсивности соответствующих элементов в различных системах также мало отличаются друг от друга. Накануне и во время вспышки регулярные системы тонкоструктурных образований хромосферы можно наблюдать в активной области повсеместно [6, 7].

Представляет интерес дальнейшее изучение двухкомпонентных регулярных систем элементов тонкой структуры активной хромосферы, например, с целью выявления различий в полуширинах, а также в сдвигах линии H_α в ярких и темных образованиях. Имея в виду поставленную задачу, мы построили контуры ядра линии H_α для большого числа ярких и темных элементов в регулярных системах волоконец, а также флоккульных узелков в области слабых флоккулов. Для каждого элемента определялись значения центральной остаточной интенсивности и полуширины контура линии, а также величина лучевой скорости.

1. Наблюдения и отбор данных

Наблюдения были проведены на коронографе КГ-2 Крымской астрофизической обсерватории. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа составлял 180 мм. Спектрограммы в области H_α снимались на пластинки ZP-3 с дисперсией 1,73 мм/Å при ширине и высоте входной щели спектрографа 0″,8 и 100″ соответственно. Одновременно со спектром снималось изображение Солнца на щели спектрографа через H_α ИПФ с помощью кинокамеры. Участки хромосферы, предназначенные для фотографирования, выбирались с помощью системы подсмотра. Снимались системы волоконец и слабые флоккулы в нескольких активных областях в отсутствие какой-либо вспышечной активности. Для обработки выбирались спектрограммы наиболее регулярных систем волоконец и при условии, что щель спектрографа пересекала их в направлении строго поперек длины волоконец. В этом случае регулярные системы волоконец показывают в спектре также довольно регулярную картину. Так, на рис. 1, *а*, *б*, где приведены спектрограммы двух систем волоконец, видно, что в линии H_α регулярные системы воло-

Дата, август 1983 г.	Номер по «Солнечным данным»	Координаты		Дата, август 1983 г.	Номер по «Солнечным данным»	Координаты	
		l	φ			l	φ
05	203	21W	14S	21	224	38E	10N
13	215	07E	10S	22	224	25E	10N
14	215	07W	10S	25	224	11W	08N
19	—	07W	10N				

конец имеют вид четких, приблизительно одинаковой ширины, равноудаленных друг от друга штрихов. Исследуемые регулярные системы волоконец содержали обычно от двух до восьми, редко десять темных и светлых деталей. В спектре флоккулов удалось выделить четкие системы только двух или трех ярких и темных штрихов. Пример двухкомпонентных структур в спектре слабого флоккула показан на рис. 2. Некоторые системы штрихов на спектрограмме, приведенной на этом рисунке, заметно сдвинуты от центра линии. Следует сказать, что большинство отобранных для обработки спектрограмм флоккулов и волоконец отличались сдвигами систем штрихов в ту или иную сторону от центра линии. Считалось, что при заметных скоростях можно надежнее выявить возможные различия лучевых скоростей в ярких и темных элементах. В общей сложности было отобрано 40 спектрограмм. Даты наблюдений, номера по «Солнечным данным» и гелиографические координаты (l, φ) активных областей, в которых наблюдались данные системы штрихов, приведены в таблице (время наблюдений — с 04^h до 06^h UT). Здесь l — расстояние активной области от центрального меридиана, φ — гелиографическая широта.

2. Обработка спектрограмм

2.1. Контуры линии H_α в ярких и темных элементах

Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре МФ-4. С увеличением в 22 раза записывался контур линии H_α в каждом ярком и темном штрихе, а также в соседнем с данной системой штрихов участке менее возмущенной (бесструктурной) хромосферы. При записи элементов тонкой структуры размер щели фотометра составлял (0″,6—0″,8) × 0,04 Å. Участок менее возмущенной хромосферы записывался при высокой и узкой щели (6″ × 0,02 Å). Строились контуры ядра линии H_α в единицах непрерывного спектра, соответствующего данному элементу хромосферы, с шагом примерно 0,05 Å. В общей сложности было построено 200 контуров линии H_α для тонкоструктурных элементов и близлежащих участков хромосферы. Контуры линии H_α в исследуемых образованиях оказались довольно симметричными. Пример контуров в соседних ярком (*1*) и темном (*2*) волоконцах приведен на рис. 3. Как видно из рис. 3, ядро линии в темном штрихе не только глубже, но и шире, чем в ярком. Подобное отличие контуров линии H_α в ярких и темных элементах наблюдается во всех исследуемых системах штрихов, как в области волоконец, так и на участках слабых флоккулов. Ввиду систематических отличий контуров H_α ярких и темных элементов в системе для каждой из систем штрихов определялись средние значения центральной интенсивности (I_0) и полуширины (Δλ) линии отдельно для ярких ($I_{0я}$, $\Delta\lambda_я$) и темных ($I_{0т}$, $\Delta\lambda_т$) штрихов. Величины $I_{0я}$, $I_{0т}$ и $\Delta\lambda_я$, $\Delta\lambda_т$ изменяются от системы к системе в определенных пределах, поэтому были вычислены усредненные по всем системам значения этих параметров, которые соответственно равны: $I_{0я} = 0{,}29 \pm 0{,}01$, $I_{0т} = 0{,}24 \pm 0{,}01$ и $\overline{\Delta\lambda_я} = 1{,}31 \pm 0{,}02$ Å, $\overline{\Delta\lambda_т} = 143 \pm 0{,}02$ Å. Полученные величины центральных интенсивностей и полуширин контуров H_α в ярких и темных штрихах свидетельствуют о том, что исследуемые системы волоконец и системы узелков в слабых флоккулах являются двухкомпонентными образованиями, состоящими из ярких и темных элемен-

тов, которые отличаются не только по величине интенсивности в центре линии, но и по ее полуширине. Это, по-видимому, означает, что существуют четкие различия физических условий в ярких и темных элементах двухкомпонентных регулярных систем волоконец и флоккульных узелков.

2.2. Лучевые скорости в ярких и темных элементах

Как уже отмечалось, большая часть исследуемых систем штрихов заметно сдвинута относительно центра линии в красную или синюю сторону. Мы попытались определить величину лучевой скорости в каждом ярком и темном элементе относительно близлежащей менее возмущенной хромосферы. С этой целью находилось положение центра линии в каждом штрихе, а также в соседнем участке хромосферы относительно ближайших атмосферных линий λ6564,206 Å и λ6561,097 Å или λ6560,555 Å. Середина линии определялась

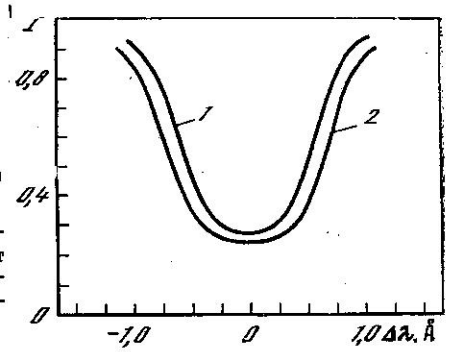
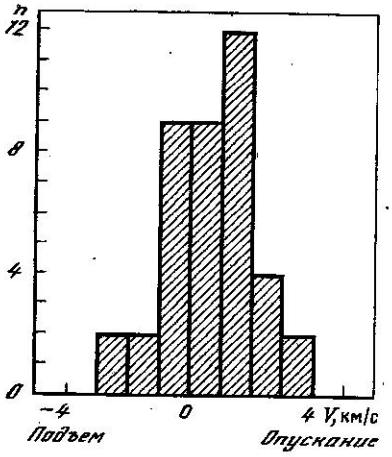


Рис. 3. Пример контуров в соседних ярком (*1*) и темном (*2*) волоконцах

По оси ординат — интенсивность в единицах непрерывного спектра (*I*). По оси абсцисс — расстояние от центра линии (Δλ) в ангстремах. Положительные значения соответствуют красному крылу линии, отрицательные — синему

по восьми-девяти точкам, расположенным с шагом примерно 0,05 по глубине контура. Точность определения скорости была обычно ± (0,06—0,2) км/с. Оказалось, что в большей части исследуемых систем штрихов контуры линии H_α ярких и темных штрихов систематически сдвинуты друг относительно друга. При этом в различных системах яркие и темные образования могут двигаться как в одном и том же, так и в противоположных направлениях относительно соседней хромосферы. Следует заметить, что в некоторых случаях наблюдаемые участки хромосферы находились на значительном расстоянии от центра диска (см. таблицу), поэтому измеренный знак скорости может не всегда соответствовать реальному направлению движения элементов относительно поверхности Солнца.

Для каждой системы штрихов определялись средние значения лучевой скорости отдельно для ярких ($V_я$) и темных ($V_т$) элементов. На рис. 4 приведено распределение систем по средним лучевым скоростям для ярких элементов, а на рис. 5 для темных. Распределение по скоростям как для ярких, так и для темных элементов несколько сдвинуто в сторону опускания. Преобладание опускающихся узелков над поднимающимися отмечалось также по большому ряду наблюдений ярких и темных узелков невозмущенной хромосферы в центре диска [8]. Двугорбости распределения темных элементов не следует придавать большого значения, так как при отборе спектрограмм (см. разд. 1) предпочтение отдавалось участкам хромосферы с заметным сдвигом штрихов от центра линии в красную или синюю сторону. Далее, согласно рис. 4 и 5 дисперсия лучевых скоростей ярких элементов заметно меньше, чем темных. Оказалось, что в 80% случаев скорость движения темных образований ($V_т$) в системе превышает по абсолютной величине скорость движения ярких ($V_я$). Усредненные по всем 40 системам без учета направления движения значения лучевых скоростей ($V_я$ и $V_т$) составляют для ярких элементов $\overline{V}_я = 1{,}3 \pm 0{,}1$ км/с и $\overline{V}_т = 2{,}3 \pm 0{,}2$ км/с для темных. Очевидно, что разность средних скоростей ярких и темных элементов системы, взятая по абсолютной величине, характеризует амплитуду лучевых скоростей тонкоструктурных элементов в данном участке хромосферы. В среднем для всех систем штрихов амплитуда скоростей равна $|\overline{V}_т - \overline{V}_я| = 2{,}1 \pm 0{,}2$ км/с.



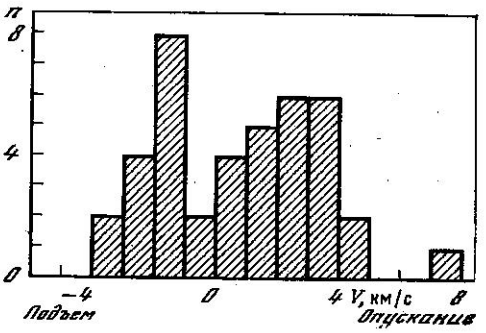


Рис. 4. Распределение систем элементов по средним для ярких элементов системы лучевым скоростям

По оси ординат — число систем элементов n. По оси абсцисс — средние значения лучевой скорости ярких элементов в системе $V_я$. Положительные значения соответствуют опусканию вещества, отрицательные — подъему. $N_{об}$ — общее число систем элементов ($N_{об} = 40$)

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для темных элементов систем

Итак, в результате измерения лучевых скоростей в ярких и темных элементах выбранных систем штрихов, соответствующих системам волоконец и флоккульных узелков в слабых флоккулах, обнаружилось еще одно отличие этих элементов друг от друга, а именно: яркие образования хромосферы двигаются в среднем с несколько меньшей скоростью, чем темные, независимо от направления движения.

3. Выводы

В результате изучения спектрограмм в области H_α 40 регулярных систем ярких и темных волоконец и ярких и темных флоккульных узелков в слабых флоккулах можно сделать следующие выводы.

1. Исследуемые системы волоконец и флоккульных узелков являются двухкомпонентными образованиями как по интенсивности в центре линии H_α, так и по ее полуширине. При этом средние значения центральных интенсивностей и полуширин линии H_α в ярких и темных элементах систем соответственно равны: $I_{0я} = 0{,}29 \pm 0{,}01$; $\overline{\Delta\lambda}_я = 1{,}31 \pm 0{,}02$ Å и $I_{0т} = 0{,}24 \pm 0{,}01$; $\overline{\Delta\lambda}_т = 1{,}43 \pm 0{,}02$ Å.

2. Двухкомпонентность данных систем тонкоструктурных образований проявляется и в лучевых скоростях ярких и темных элементов, а именно: а) наблюдается систематический сдвиг ярких и темных штрихов в линии H_α друг относительно друга; среднее значение разности лучевых скоростей ярких и темных элементов в системах независимо от ее знака составляет $2{,}1 \pm 0{,}2$ км/с; б) темные элементы двигаются в среднем с несколько большей скоростью ($2{,}3 \pm 0{,}2$ км/с), чем яркие ($1{,}3 \pm 0{,}1$ км/с).

В заключение выражаю глубокую благодарность академику А. Б. Северному, а также А. Н. Бабину и Н. Н. Степанян за ценные советы и замечания.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Северный А. Б.* Исследование тонкой структуры эмиссии активных образований и нестационарных процессов на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1957, т. 17, с. 129—161.
2. *Северный А. Б.* Некоторые результаты исследований нестационарных процессов на Солнце.— Астрон. журн., 1957, т. 34, № 5, с. 684—692.
3. *Коваль А. Н.* Сдвиги линий поглощения, связанные с явлением «усов».— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 28, с. 241—245.

4. *Коваль А. Н.* О движениях, связанных с усами.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 32, с. 32—37.
5. *Bray R. J., Loughhead R. E.* The solar chromosphere. L.: Chapman and Hall, 1974, p. 71—94.
6. *Карташова Л. Г.* О морфологии тонкой структуры активной области в свете H_α.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 68—79.
7. *Карташова Л. Г.* О характере активизации флоккулов накануне и во время вспышки.— Изв. Крым. астрофиз. обс., т. 68, с. 15—25.
8. *Grossman-Doerth U., Von Uexküll M.* Spectral inverstigation of the cromospheric fine structure.— Solar Phys., 1971, vol. 20, N 1, p. 31—46.

УДК 523.94

ПУЛЬСАЦИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ НА ВОЛНЕ 10 СМ С ПЕРИОДОМ 160 МИН

Н. С. Нестеров, Ю. Ф. Юровский

Обнаружены колебания плотности потока радиоизлучения Солнца на волне 10 см с периодом, близким к периоду пульсации фотосферы 160,01 мин, по данным Службы Солнца Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Относительная амплитуда их составляет $1{,}5\cdot10^{-3}$, максимум потока запаздывает на 26 мин относительно максимальной яркости Солнца на волне 13,5 мм. Амплитудные и фазовые соотношения 160-мин пульсации яркости на этих волнах свидетельствуют о том, что их причиной являются возмущения плотности, возбуждаемые пульсацией фотосферы и распространяющиеся в атмосфере Солнца со скоростью звука.

PULSATION OF THE RADIO EMISSION OF THE SUN OBSERVED AS A STAR AT 10 CM WAVELENGTH WITH PERIOD OF 160 MINUTES, by *N. S. Nesterov, Y. F. Yurovsky.*— The oscillation of solar flux density at 10 cm wavelength with period close to photosphere oscillation period of 160.01 min is detected using data of Crimean astrophysical observatory Solar Service. Its relative amplitude is about $1.5\cdot10^{-3}$, the flux maximum is delayed by 26 min concerning maximum brightness of the Sun at 13.5 mm wavelength. The amplitude and phase relations between 10 cm and 13.5 mm brightness pulsations evidence that they are caused by density disturbances, stimulated by photosphere oscillation and moving through the Solar atmosphere with sound velocity.

Вследствие глобальной пульсации Солнца с периодом 160,01 мин [1, 2] возникают колебания интенсивности солнечного излучения с этим же периодом на миллиметровых [3, 4] и сантиметровых [5] волнах, а также в инфракрасном [6], ультрафиолетовом [7] и рентгеновском [8] диапазонах. Согласно имеющимся данным амплитуда относительных изменений интенсивности возрастает от $\sim10^{-3}$ [3, 4] на миллиметровых волнах до $\sim10^{-2}$ в ультрафиолетовом диапазоне [7], что указывает на увеличение вариаций мощности излучения при подъеме в более высокие слои солнечной атмосферы. Однако характер возмущений (температура или плотность) и зависимость их амплитуды от высоты над фотосферой пока неизвестны. Поставленный вопрос может быть, по-видимому, решен при исследованиях в радиодиапазоне, так как, во-первых, в нем можно регистрировать излучение практически от всех слоев солнечной атмосферы — хромосферы и короны, а, во-вторых, атмосфера Земли достаточно прозрачна для широкого интервала радиоволн, что позволяет проводить наблюдения непосредственно с поверхности Земли в отличие, например, от рентгеновских и ультрафиолетовых лучей. Поэтому нами была предпринята попытка обнаружить 160-мин пульсацию интенсивности излучения Солнца на волне 10 см.

Поиск пульсации был выполнен по данным Службы Солнца Крымской астрофизической обсерватории, которая проводится при помощи антенны с размерами 7 × 3 м. Радиометр в совокупности с антенной имеет чувствительность по потоку около 0,1 солнечной единицы потока (1 сеп = 10^{-22} Вт/м^2·Гц). Размеры главного лепестка диаграммы направленности антенны на уровне половинной мощности составляют 1° × 2°, поэтому диск Солнца пол-

ностью находится в главном лепестке. Радиотелескоп имеет полярную монтировку, и слежение за Солнцем осуществляется с помощью часового механизма. Сигнал регистрируется в аналоговом виде. Более подробно аппаратура и методика наблюдений, применяющиеся для Службы Солнца, описаны в [9].

Для обработки отбирались записи в те дни, когда выполнялись все следующие условия: 1) отсутствовали помехи естественного (сильный ветер, дождь, гроза и т. д.) и искусственного происхождения; 2) отсутствовали импульсные всплески излучения с интенсивностью в максимуме более 3 сеп; 3) не было значительного роста или падения регистрируемой плотности потока, которые могли быть следствием послевсплесковых или предвсплесковых явлений в активных областях; 4) длительность записи превышала 200 мин, т. е. 1,25 периода колебаний фотосферы $P = 160{,}01$ мин; 5) регистрация Солнца осуществлялась непрерывно: не было перерывов в наблюдениях длительностью более 20 мин. Для дальнейшего анализа аналоговые записи были оцифрованы с интервалом 5 мин. Средняя дневная длительность отобранных и обработанных таким образом регистрограмм составила 6 ч в 1977 г. и 5,8 ч в 1978 г., как следует из данных табл. 1, в которой приведены сведения, характеризующие анализировавшийся массив данных. В первой колонке указаны интервалы времени; во второй — количество дней, отобранных для обработки за соответствующий интервал времени; в третьей — время, перекрытое наблюдениями; в четвертой — количество 5-мин отсчетов.

Таблица 1

Интервал времени	Число дней	Время наблюдений, ч	Количество точек
01.03—30.07 1977 г.	86	509	6110
03.05—16.07 1978 г.	37	215	2574
Всего	123	724	8684

Указанные годы (1977 и 1978) были выбраны потому, что слежение за Солнцем в это время осуществлялось с помощью кварцевого генератора, т. е. с высокой точностью, регистрация сигнала велась квазинулевым методом [9], что позволило снимать отсчеты с точностью около 10^{-3} регистрируемой мощности. Кроме того, Солнце в это время было относительно спокойным, поэтому всплески излучения активных областей, которые могли повлиять на результаты анализа, были редкими.

Просмотр средних за день значений плотностей потоков от Солнца на волне 10 см показал, что в исследуемый период времени имелись изменения потока двух видов: а) периодические, обусловленные вращением Солнца с $P = 27$ дней; б) медленное увеличение, связанное с развитием 11-летнего цикла активности. В результате последнего минимальный поток от Солнца вырос от $\sim$70 сеп в марте 1977 г. до $\sim$100 сеп в 1978 г. Наблюдавшиеся тренды сигнала в течение для были обусловлены в основном 27-дневной периодической составляющей, в то время как поглощение излучения в атмосфере Земли ($\sim 10^{-3}$) [10] и в ионосфере ($\sim 10^{-5}$) [11] вносили в них незначительный вклад. Аппаратура могла давать лишь небольшой вклад в дрейф сигнала вследствие применявшегося квазинулевого метода регистрации. Более подробно эти вопросы рассмотрены в [9, 10].

Для удаления из данных низкочастотных составляющих, возникающих вследствие вращения и развития активности Солнца, был применен метод, развитый для анализа оптических измерений лучевой скорости фотосферы [2]: непосредственно по измеренным значениям потока $F_{изм}$ методом наименьших квадратов подбирался полином второй степени (парабола), который затем вычитался из исходного ряда данных. В подавляющем большинстве случаев удаление тренда за весь день производилось с помощью одной параболы $p(t)$, и только менее чем в 5% случаев дневной массив разбивался на два подмассива, для которых эта процедура выполнялась раздельно.

Отфильтрованные и центрированные таким образом значения $\Delta F = F_{изм} - p(t)$ за весь исследуемый период анализировались в дальнейшем методом наложения эпох. Пробный период при этом делился на 16 фазовых интервалов. Конечными результатами анализа были: 1) средняя кривая колебания ΔF с пробным периодом, 2) гармоническая амплитуда, эквивалентная коэффициенту ряда Фурье с пробным периодом, 3) момент максимума колебания, отсчитываемый от эпохи, принятой за начало отсчета фазы, 4) спектр мощности колебаний, вычислявшийся методом перебора пробных периодов с заданным шагом [2]. Среднеквадратичные отклонения ΔF от параболы за отдельные дни были заключены в пределах от 0,3 до 1,5 сеп; в них входят, естественно, и реальные изменения солнечного излучения. При имеющемся количестве точек (8684, см. табл. 1) в каждом фазовом интервале усреднялось примерно 540 значений ΔF. Следовательно, имеющиеся данные позволяли обнаружить колебания с амплитудой $A \approx 1 \cdot 540^{-1/2} \approx 0{,}05$ сеп, что составляет примерно $5 \cdot 10^{-4}$ среднего значения плотности потока от Солнца за весь рассматриваемый интервал времени.

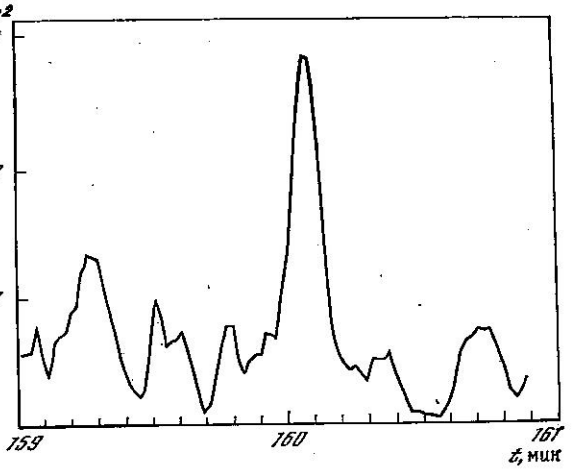
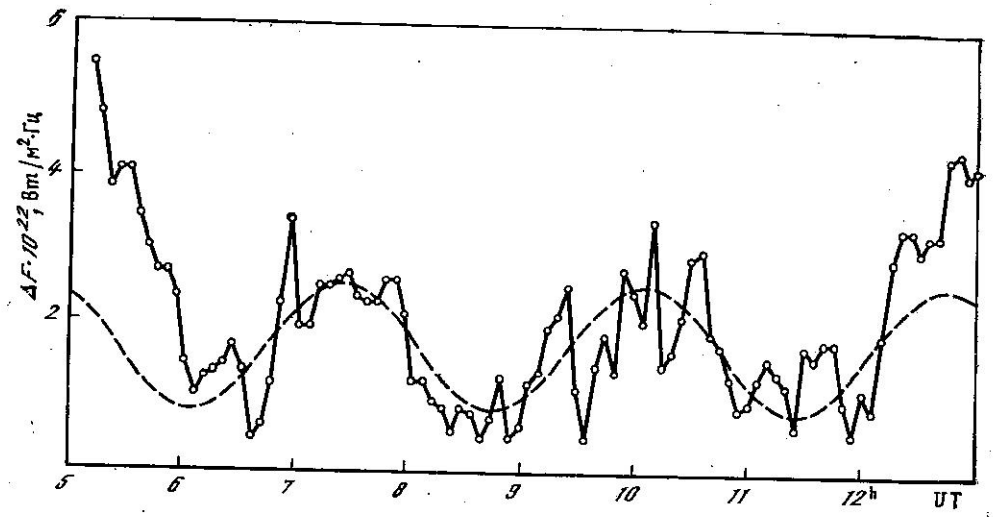
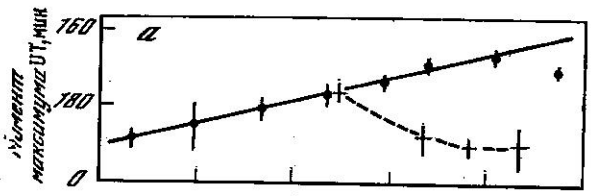


Рис. 1. Спектр мощности колебаний плотности потока излучения Солнца на волне 10 см

На рис. 1 показан когерентный спектр мощности колебаний всего ряда ΔF за 1977—1978 гг., рассчитанный через 0,02 мин и сглаженный фильтром с весами $k_{-1} = k_1 = 1/4$, $k_0 = 1/2$. В спектре на рис. 1 присутствует единственная заметная линия, свидетельствующая о преимущественных изменениях потока радиоизлучения Солнца с периодом 160,08 ± 0,03 мин. Некоторое отличие этого значения периода от 160,01 мин может быть следствием, во-первых, недостаточного разрешения по частоте, ограниченного шумами измерений и недостаточной длительностью во времени ряда данных, и, во-вторых, развития активности Солнца. Кроме того, возможно влияние излучения земной поверхности, принимаемого через боковые и задние лепестки диаграммы направленности антенны при регистрации солнечного излучения. Ширина линии 160,08 мин на уровне половинной мощности (0,07 мин) свидетельствует о том, что наблюдаемое различие не может быть следствием недостаточного разрешения по частоте. В пользу солнечного, а не искусственного происхождения этой линии свидетельствует то, что колебания с периодом, близким к $P = 160$ мин, отчетливо наблюдались в отдельные дни, в частности 26.05 1977 г. (рис. 2). Согласно [12] в этот день на Солнце не было заметных пятен. Момент максимума потока, определенный по данным за 26.05 с помощью аппроксимации их синусоидой с $P = 160$ мин (см. рис. 2), с точностью до ошибок его определения (~10 мин) соответствует моменту максимума средней кривой для всего ряда данных. Отметим также, что в спектре на рис. 1 имеются линии небольшой амплитуды, соответствующие периодам 159,3 и 160,7 мин, расположенные примерно симметрично относительно доминирующей линии 160,08 мин. Они могут формироваться вследствие модуляции 160,01-мин пульсации более медленными колебаниями с периодом ~25 дней, близким к периоду вращения Солнца. Можно предположить поэтому, что амплитуда колебаний потока излучения Солнца на волне 10 см с периодом 160,01 мин модулируется с частотой вращения Солнца вокруг оси, что наблюдается, например, в оптическом диапазоне для лучевых скоростей [2]. На возможность такой модуляции указывает наличие 27-дневной периодичности в значениях среднедневных потоков, которая отмечена нами выше. Это предположение, естественно, требует более глубокого анализа





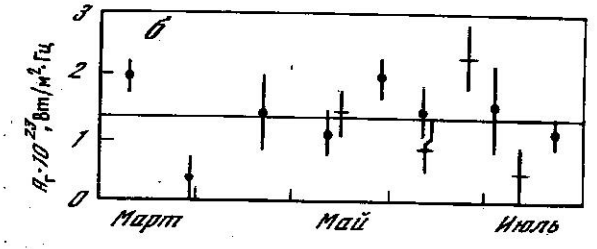


Рис. 2. Регистрограмма плотности потока излучения Солнца на волне 10 см за 26.05 1977 г.

Синусоида, проведенная штриховой линией, определена методом наименьших квадратов без учета первых 10 точек

Рис. 3. Зависимость от времени года момента максимума (*а*) и гармонической амплитуды (*б*) колебаний плотности потока излучения Солнца на волне 10 см с периодом $160^m,01$ мин

Момент максимума отсчитывается от 00^h00^mUT 01.01 1977 г. Кружки и сплошная линия — данные 1977 г., крестики и штриховая линия — данные 1978 г.

большего массива данных, позволяющего увеличить как отношение сигнал/ /шум, так и разрешение по частоте в спектре мощности.

Рассмотрим дополнительно зависимость момента максимума наблюдаемого 160-мин колебания на волне 10 см от времени года. Для получения ее проводилась свертка отдельных подмассивов данных, охватывающих 15—20 календарных дней с периодом 160,01 мин с фиксированной начальной фазой 00^h00^mUT 01.01 1977 г. Результаты этой операции нанесены на рис. 3. Он показывает, что момент максимума с марта по июль 1977 г. сместился примерно на 80 мин (рис. 3, *а*). Смещение его носило систематический характер и не может быть вызвано ошибками его определения, составлявшими обычно около 10 мин. Так как в интервале времени ~130 дней между первой и последней точкой на рис. 3, *а* укладывается 9·130 = 1170 периодов 160,01 мин, это смещение означает, что видимые колебания в 1977 г. происходили с $P = 160{,}01 + 80/1170 = 160{,}08$ мин, в хорошем согласии с данными рис. 1. С другой стороны, тренд фазы максимума в 1978 г. не совпадает с трендом 1977 г., как это видно на рис. 3, *а*. Если бы наблюдаемые изменения потока были обусловлены влиянием боковых и задних лепестков диаграммы направленности антенны, относительное положение максимумов повторялось бы каждый год. Поэтому можно сделать вывод, что наши данные не отягощены существенно влиянием этих лепестков. Отметим, что амплитуда 160,01-мин колебаний в рассматриваемый интервал при усреднении ее за 15—20 дней (рис. 3, *б*) практически постоянна, хотя минимальный (при отсутствии пятен) поток от Солнца с марта 1977 г. до июля 1978 г. увеличился в 1,5 раза.

Наиболее естественно, по-видимому, объяснить наблюдавшийся в 1977 г. тренд момента максимума, который привел к изменению номинальной часто-

ты колебания, влиянием развития активности Солнца в это время. В радиоизлучении это развитие активности выражалось в увеличении плотности потока на $\lambda = 10$ см от 70 до 95 сеп, т. е. более чем на треть, с марта по июль 1977 г. Механизм этого влияния может заключаться в следующем. Эффективная температура Солнца на волне 10 см зависит от фазы 11-летнего цикла и составляет $(3-4)\cdot 10^4$ К [13]. Ее значение соответствует тому, что излучающий слой на этой волне расположен в нижней части переходного слоя от хромосферы к короне, т. е. во всяком случае ниже 10^4 км по отношению к фотосфере. Однако в крайних точках солнечного радиодиска излучение на $\lambda = 10$ см выходит из значительно более высоких слоев, так как измерения радиорадиуса Солнца на волне 11 см дают его значения от 1,05 R_0 (полюс) до 1,15 R_0 (экватор) [14]. Здесь R_0 — радиус фотосферы. Разность высот, с которых выходит излучение на волне 10 см в центре и на лимбе радиодиска, достигает, следовательно, $\Delta h \approx 10^5$ км. Поэтому колебания радиояркости в каждой точке диска радиосолнца будут происходить с фазовым сдвигом относительно колебаний в центральной точке. Ясно, что фазовый сдвиг будет зависеть от скорости распространения возмущения, возбуждаемого пульсацией фотосферы, и от разности высот излучающих слоев в данной точке и в центре диска. Обозначая через $A_л$ локальную амплитуду колебаний радиояркости, мы можем написать для отклонений эффективной температуры dT от среднего значения в данной точке следующее соотношение:

$$dT = A_л \cos(\omega t - \psi), \tag{1}$$

где $\omega = 2\pi/P$ — круговая частота. В нашем случае, при наблюдениях Солнца как звезды, для того чтобы найти амплитуду и фазу регистрируемого колебания, необходимо выражение (1) проинтегрировать по всему диску Солнца. В настоящее время нам неизвестны распределения по телесному углу радиосолнца $A_л$ и ψ, поэтому оценим порядок значений амплитуды и фазы регистрируемого колебания для частного случая. Положим $A_л = \text{const}$, $\psi = qr^2$, где q — малый параметр, а r — видимое расстояние от центра диска; распределение яркости по Солнцу будем считать кругом с радиусом R. В этом случае интеграл от выражения (1) легко берется, и мы получаем, что результирующие колебания должны описываться соотношением

$$\Delta T = A_л \frac{\sin\psi(R)/2}{\psi(R)/2} \cos(\omega t - \psi(R)/2), \tag{2}$$

где $\psi(R)$ — значение ψ на радиолимбе. Считая, что распространение возмущения происходит со скоростью звука $v = 14$ км/с (среднее значение для интервала температур $10^4 \div 4\cdot 10^4$ К), и полагая разность высот $\Delta h = 0{,}1R_0 = 7\cdot 10^4$ км (среднее значение, следующее из приведенных выше значений радиорадиуса Солнца на $\lambda = 11$ см), находим для периода $P = 160$ мин $\approx 10^4$ с $\psi(R)/2 = 2\pi\Delta h/2Pv \approx 1{,}5 \approx \pi/2$, а коэффициент при $A_л k = \sin[\psi(R)/2]/[\psi(R)/2] \simeq 0{,}7$. Полученные оценки показывают, что сдвиг фаз колебаний в центре и на лимбе может иметь большое значение, поэтому при систематическом изменении распределения $A_л$ и ψ по диску Солнца, обусловленном, например, развитием активности, могут происходить значительные смещения фазы результирующего колебания при наблюдениях Солнца как звезды. Этот эффект наблюдался нами, по-видимому, в течение пяти месяцев 1977 г.

На рис. 4 приведены кривые изменения с периодом $P = 160{,}01$ мин лучевой скорости фотосферы [6], относительной яркости на волне 13,5 мм [3, 4] и плотности потока на $\lambda = 10$ см. Данные по радиоизлучению Солнца сглажены фильтром, аналогичным использовавшемуся для фильтрации спектра мощности. Изменения потока на волне 10 см имеют высокую статистическую значимость: отношение сигнал/шум $= 2A_п/\sigma = 5{,}1$ при размахе колебаний (максимум—минимум) $2A_п = 0{,}13$ сеп, гармоническая амплитуда $A_г = 0{,}053 \pm 0{,}008$ сеп. Заметим, что на рис. 4 как на волне 13,5 мм, так и на $\lambda = 10$ см видны изменения с периодом около 80 мин. Наличие гармоник с таким периодом отмечалось и для оптических данных [2], и в радиодиапазоне для дифференциальных (край—центр) измерений [5].

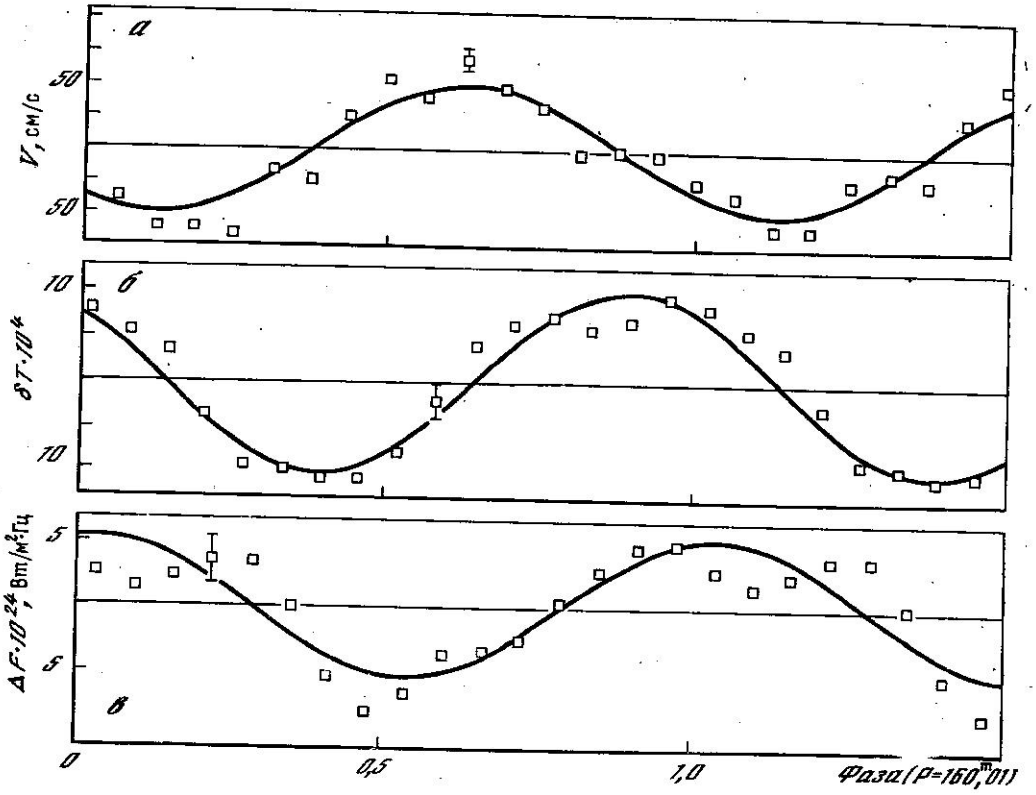


Рис. 4. Изменения лучевой скорости фотосферы (*а*), яркости на волне 13,5 мм (*б*) и плотности потока излучения Солнца на волне 10 см (*в*)

Вертикальные отрезки — среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$); сплошными линиями проведены синусоиды, рассчитанные методом наименьших квадратов. Фаза отсчитывается от 00^h00^mUT 01.01 1974 г.

Момент максимума потока на волне 10 см, отсчитываемый от 00^h00^m UT 01.01 1974 г., соответствовал 00^h06^m UT. Сравнение с аналогичными данными для лучевой скорости фотосферы [2, 6] и для радиояркости Солнца на $\lambda = 13{,}5$ мм [3, 4] показывает, что изменения потока на волне 10 см запаздывают на 70 и 26 мин относительно колебаний лучевой скорости и яркости на миллиметровых волнах соответственно. Так как разность высот излучающих слоев на 13,5 мм и 10 см в центре диска составляет согласно модели в [15] $\Delta h \approx 3\cdot10^3$ км, то при скорости звука $v = 14$ км/с ожидаемая задержка изменений яркости на 10 см относительно яркости на 13,5 мм равна $\Delta t_C = \Delta h/v \approx 4$ мин. Оценим дополнительное время задержки Δt_L, вносимое лимбовыми точками вблизи полюсов и экватора Солнца. При оценке учтем неоднородность солнечной атмосферы, состоящей из холодных и горячих областей, в которых скорости звука различаются [14, 15], а также поярчание на лимбе, достигающее 25% яркости в центре диска на волне 11 см [14]. Полученные значения Δt_L приведены в табл. 2, где в первой колонке указана локализация точки (полюс, экватор), во второй — значение принятой электронной температуры T_e отдельно для горячих и холодных областей, в третьей — средняя скорость звука для интервала T_e от $4\cdot10^4$ К до указанной во второй колонке верхней границы, в четвертой — разность высот излучающих слоев на лимбе и в центре диска Δh, в пятой — значения $\Delta t_L = \Delta h/2v$ в минутах.

Данные табл. 2 показывают, что среднее дополнительное время запаздывания Δt_L составляет 20 мин. Полный сдвиг фазы колебаний потока на волне 10 см относительно изменений яркости на $\lambda = 13{,}5$ мм в рассматриваемой модели оказывается равным $\Delta t = 4 + 20 = 24$ мин, что близко к наблюдаемому значению 26 мин.

Таблица 2

Область	T_e, 10^4 К	v, км/с	Δh, 10^3 км	Δt_L, мин
Полюс	100	54,5	35	5
	5	19	35	15
Экватор	100	54,5	105	16
	5	19	105	45
Среднее	—	—	—	20

Как показано выше, на волне 10 см следует ожидать значительной модуляции фазы колебаний яркости с периодом 160 мин. При наличии фазовой модуляции колебаний их амплитуда, определяемая на несущей частоте методом наложения эпох, будет ниже действительной. Мы определили среднее значение относительной амплитуды пульсации потока $\delta F = \Delta F/F = A_г/F$, где $A_г$ — гармонические амплитуды, получавшиеся при свертке подмассивов, перекрывающих 15—20 дней (рис. 4, *б*), а F — среднее значение потока за период свертки. Было получено, что в нашем случае $\delta F = (1{,}5 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$. На волне 13,5 мм амплитуда относительных изменений яркости составляет $\sim 10^{-3}$ [3, 4]. Как следует из данных в [15], спектральные индексы излучения Солнца на волнах 13,5 мм и 10 см составляют $\alpha\,(13{,}5) \approx 0{,}5$ и $\alpha\,(10) \approx 0{,}75$ соответственно. Здесь $\alpha\,(\lambda) = d \ln T/d \ln \lambda$. Следовательно, выполняется соотношение $\delta T(10)/\delta T(13{,}5) \simeq \alpha(10)/\alpha(13{,}5) \approx 1{,}5$. Такая взаимосвязь относительных изменений яркости и спектральных индексов на двух длинах волн соответствует тому, что 160-мин пульсация фотосферы возбуждает в атмосфере Солнца возмущения электронной плотности, так как при относительных возмущениях плотности δN_e, одинаковых на всех уровнях атмосферы, должно выполняться равенство $\delta T = \alpha\,(\lambda)\,\delta N_e$, из которого следует отмеченная выше связь между δT и $\alpha\,(\lambda)$ [3, 4]. Соответствующее изменениям яркости на волнах 13,5 мм и 10 см возмущение плотности составляет $\delta N_e = \delta T\,(\lambda)/\alpha\,(\lambda) \approx 2\cdot 10^{-3}$. Пульсация электронной температуры должна вызывать изменения яркостной температуры порядка $\delta T = (1 - 3/4\alpha)\,\delta T_e$ [3, 4]. Эта зависимость не соответствует соотношению наблюдаемых значений δT, поэтому вариации δT_e, как причина колебаний яркостной температуры Солнца с $P = 160{,}01$ мин, исключаются.

Приведенные здесь результаты анализа данных наблюдений Солнца как звезды на волне 10 см позволяют сделать следующие выводы. Интенсивность излучения Солнца на $\lambda = 10$ см изменяется под воздействием 160-мин пульсации фотосферы с относительной амплитудой около $1{,}5\cdot 10^{-3}$ и со сдвигом фазы максимума относительно момента максимальной яркости на волне 13,5 мм примерно 26 мин. Значение сдвига фаз удовлетворительно согласуется с наблюдаемым распределением яркости по солнечному радиодиску при звуковой скорости распространения возмущений в атмосфере Солнца. Соотношение амплитуд вариаций яркостной температуры на волнах 10 и 1,35 см свидетельствует о примерно одинаковой величине относительных флуктуаций электронной плотности в слоях атмосферы, эффективно излучающих на этих волнах.

Авторы признательны И. Г. Моисееву и В. А. Котову за полезное обсуждение.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 86—89.
2. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных пульсаций Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
3. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Обнаружение колебаний радиояркости

Солнца с периодом 160.01 мин по прямым измерениям.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, № 12, с. 741—744.
4. *Нестеров Н. С.* Колебания яркости Солнца на миллиметровых волнах с периодом 160 минут.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71.
5. *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.
6. *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.
7. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Ляцкая А. М.* О присутствии периодических вариаций электронной концентрации в среднеширотном E-слое ионосферы с периодом, близким к периоду пульсаций Солнца 160^m.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 46—51.
8. *Касинский В. В., Котов В. А.* Период 160 минут во всплесках жесткого рентгеновского излучения Солнца (анализ данных спутника SMM).— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 236—240.
9. *Юровский Ю. Ф.* К вопросу о точности непрерывных относительных измерений потока радиоизлучения Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 34, с. 60—68.
10. *Юровский Ю. Ф.* Влияние земной атмосферы на прием радиоизлучения Солнца в диапазоне 10 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 37, с. 162—170.
11. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, с. 58.
12. Солнечные данные. Ежегодные карты Солнца и геофизические графики, 1977, № 5, с. 3—32.
13. *Юровский Ю. Ф., Альварес О.* Результаты наблюдений Солнечного затмения 29 апреля 1976 года на волне 10 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 120—132.
14. *Fürst E., Hirth W., Lantos P.* The radius of the Sun at centimeter waves and the brightness distribution across the disk.— Solar Phys., 1979, vol. 63, p. 257—270.
15. *Дубов Э. Е., Любимков Л. С.* Распределение радиояркости по диску Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 64, с. 140—151.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Sct. III. АНАЛИЗ СПЕКТРА ЗВЕЗДЫ 28 And

Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская

Методом моделей атмосфер по спектрограммам с дисперсией 6 и 12 Å/мм исследована пульсирующая звезда 28 And. Для нее найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф} = 7900 \pm 200$ К, $\lg g = 4{,}1 \pm 0{,}2$ и $\xi_t = 5{,}5 \pm 0{,}5$ км/с. Определено содержание 21 элемента (табл. 5). Химический состав атмосферы 28 And, подобно ранее исследованным переменным того же типа [1, 2], оказался аномальным (рис. 3). Сравнением полученных значений $T_{эф}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных вычислений [17] найдены масса, радиус, светимость и возраст 28 And. Звезда уже заметно отошла от начальной главной последовательности, хотя, возможно, еще не завершила фазу горения водорода в ядре.

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. III. AN ANALYSIS OF THE 28 And SPECTRUM, by *L. S. Lyubimkov, T. M. Rachkovskaya.*— Using he spectrograms with dispersion 6 and 12 Å/mm a model atmosphere analysis of the pulsating star 28 And has been carried out. The following values of effective temperature, surface gravity and microturbulent velocity were obtained: $T_{ef} = 7900 \pm 200$ K, $\log g = 4.1 \pm 0.2$ and $\xi_t = 5.5 \pm 0.5$ km/s. The abundance of 21 elements was determined (table 5). As for earlier investigated δ Sct variables [1, 2] the chemical composition of 28 And differs from the solar one (fig. 3). Having compared the estimated values of T_{ef} and log g with the results of evolutionary calculations [17] we found the mass, the radius, the luminosity and the age of 28 And. The star has moved noticeably from the zero-age main sequence already though perhaps has not yet finished the phase of hydrogen burning in the core.

1. Некоторые сведения о 28 And

В предыдущих статьях [1, 2] методом моделей атмосфер были исследованы четыре переменные типа δ Sct — 20 CVn, δ Del, 44 Tau и V 644 Her. Было показано, что атмосферы этих звезд имеют аномальный химический состав,

причем характер анамалий у 20 CVn оказался иным, чем у остальных звезд. Здесь мы изложим результаты исследования еще одной звезды того же типа — 28 And. Некоторые данные о 28 And приведены в табл. 1. Значение скорости вращения взято из каталога [3], а значения амплитуды изменения блеска Δm_v и периода пульсаций даны согласно недавним измерениям Брегера [4] и Ибаноглу и др. [5].

Таблица 1

Некоторые сведения о звезде 28 And

Звезда	*HR*	*HD*	$v \sin i$	$\overline{m_v}$	Δm_v	Период
28 And	114	2628	30 км/с	5,20	0,035 [4] 0,02 [5]	0^d,069

Сведения о химическом составе 28 And противоречивы. С одной стороны, Кроуфорд и др. [6] и Нишимура [7] отнесли 28 And к типу «металлических» звезд. С другой стороны, Смит [8] при исследовании Am-звезд использовал 28 And как стандартную звезду. Химический состав 28 And определял также Куртц [9], который тоже не нашел заметного избытка металлов в атмосфере этой звезды. Таким образом, необходимо выяснить вопрос, действительно ли химический состав пульсирующей переменной 28 And является нормальным или, подобно исследованным в [1, 2] другим звездам того же типа, и в этом случае наблюдаются характерные аномалии.

2. Наблюдения. Эквивалентные ширины

Наблюдения 28 And, как и ранее исследованных звезд [1, 2], были выполнены нами на спектрографе фокуса куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались пластинки с эмульсиями типов 103 aO и 103 aD Kodak. Данные о спектрограммах приведены в табл. 2. Из нее видно, что изучение 28 And мы выполнили в основном по синей области спектра. Единственная спектрограмма в участке длин волн 6000—4700 Å оказалась недодержанной, поэтому из этого интервала мы смогли отобрать для анализа лишь несколько линий.

Таблица 2

Данные о наблюдениях

Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
06/07.09 1979 г.	2^h40^m	6	4900—3800	24/25.10 1983 г.	2^h	12	4900—3800
06/07.09 1979 г.	2 50	6	4900—3800	17/18.12 1983 г.	3 30	6	4900—3800
15/16.10 1981 г.	2 20	12	4900—3800	17/18.12 1983 г.	2	12	6000—4700

Измерения спектрограмм 28 And выполнены с помощью микрофотометра, регистрирующего непосредственно в интенсивностях, а также путем записи в почернениях на магнитную ленту с последующей обработкой на ЭВМ. При отождествлении линий мы опирались на таблицы Мур [10] и на список линий для звезды 20 CVn из [1]. В табл. 3 для 28 And представлен список спектральных линий с достаточно уверенными значениями эквивалентных ширин W_λ и сил осцилляторов gf.

Мы сравнили наши определения W_λ с измерениями Куртца [9]; результаты сравнения представлены на рис. 1. По рис. 1 можно оценить, что наши значения W_λ в среднем на 18% выше, чем у Куртца. В [1,2] мы уже обращали внимание на то обстоятельство, что для некоторых звезд типа δ Sct су-

Таблица 3

Список исследованных линий

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ	lg ε
C I				
4775,87	6	—2,20	12	8,09
Mg I				
5528,42	9	—0,48	154	7,06
4702,99	11	—0,58	212	7,61
Ca I				
5581,97	21	—0,54	57	6,37
4585,87	23	—0,19	83	6,32
4455,89	4	—0,51	136	6,60
4435,69	4	—0,50	94	6,29
4425,44	4	—0,38	113	6,31
4318,65	5	—0,21	143	6,39
4302,55	5	+0,27	205	6,44
4283,01	5	—0,22	100	6,07
Sc II				
5526,81	31	+0,22	101	2,85
5031,02	23	—0,34	116	3,26
4400,36	14	—0,63	172	3,45
4374,46	14	—0,50	242	3,06
4325,01	15	—0,50	164	3,29
4294,77	15	—1,40	50	3,37
4246,83	7	+0,32	221	2,77
Ti II				
5418,99	69	—2,19	71	5,29
4911,20	114	—0,75	129	5,46
4805,10	92	—1,10	94	4,79
4780,00	92	—1,37	113	5,92
4763,84	48	—2,65	44	5,32
4708,67	49	—2,63	98	5,76
4589,95	50	—1,78	131	5,16
4563,76	50	—0,90	205	
4544,01	60	—2,61	22	5,04
4533,97	50	—0,72	292	
4518,30	18	—2,80	62	5,60
4501,27	31	—0,90	265	
4493,53	18	—2,64	23	4,99
4488,33	115	—0,75	98	5,28
4470,86	40	—2,27	64	5,14
4468,49	31	—0,77	218	
4464,46	40	—2,07	139	5,46
4450,49	19	—1,59	170	
4443,80	19	—0,81	261	
4421,95	93	—1,80	72	5,37
4417,72	40	—1,38	198	
4411,94	61	—2,06	55	4,92
4411,08	115	—1,07	68	5,35
4399,77	51	—1,51	195	
4395,03	19	—0,65	250	
4394,06	51	—1,79	97	4,93
4386,86	104	—0,79	108	5,03
4316,81	94	—1,83	42	5,17
4312,86	41	—1,28	181	
4301,93	41	—1,41	208	
4287,88	20	—2,01	157	5,49
4163,64	105	—0,30	156	4,92
4025,14	11	—1,97	101	4,75
3987,63	11	—2,78	25	4,86
V I				
4379,24	22	+0,43	11	4,00
V II				
4564,59	56	—1,45	30	4,68
4183,44	37	—1,14	26	4,21
4039,57	32	—1,97	10	4,42
4036,78	9	—1,63	38	4,48
4023,39	32	—0,72	81	4,16
4002,94	9	—1,49	40	4,36
Cr II				
4634,11	44	—1,06	125	5,64
4618,83	44	—0,96	141	5,65
4558,66	44	—0,49	173	5,45
4555,02	44	—1,45	66	5,59
Mn I				
4235,29	23	—0,08	42	5,75
4055,54	5	—0,19	52	5,46
4041,36	5	+0,17	69	5,20
Fe I				
5576,10	686	—1,01	109	7,90
5569,62	686	—0,67	95	7,43
5446,92	15	—1,95	194	
5434,53	15	—2,12	146	
5429,70	15	—1,88	161	
5229,86	553	—1,10	84	7,71
5191,46	383	—0,70	88	7,18
5171,60	36	—1,79	159	
4966,10	687	—0,94	136	
4789,65	753	—1,00	49	7,55
4788,76	588	—1,83	25	7,88
4741,53	346	—2,05	30	
4733,60	38	—2,99	14	7,49
4704,96	821	—1,56	46	8,20
4643,47	820	—1,40	61	8,15
4632,92	39	—2,91	43	
4602,94	39	—2,22	136	
4592,66	39	—2,44	97	7,96
4531,16	39	—2,15	118	7,80
4528,62	68	—0,82	175	
4494,57	68	—1,14	137	
4476,02	350	—0,69	156	
4466,55	350	—0,70	148	

Таблица 3 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ	lg ε
4447,72	68	—1,34	143	
4439,88	116	—3,00	12	8,04
4404,75	41	—0,14	261	
4375,93	2	—3,03	141	
4360,81	903	—1,96	10	
4352,74	71	—1,29	90	7,29
4348,94	414	—2,23	11	
4347,85	828	—1,75	13	
4299,24	152	—0,47	255	
4298,04	520	—1,43	45	7,67
4285,45	597	—1,26	73	7,87
4282,41	71	—0,82	155	
4271,76	152	—0,35	255	
4267,83	482	—1,19	52	7,52
4266,97	273	—1,76	27	7,54
4250,79	42	—0,73	214	
4250,12	152	—0,40	147	
4247,43	693	—0,35	138	
4246,09	906	—1,18	29	7,66
4245,26	352	—1,24	68	7,52
4238,82	693	—0,37	122	7,46
4235,94	152	—0,34	205	
4233,61	152	—0,60	164	
4222,20	152	—0,97	126	7,41
4220,35	482	—1,38	67	7,85
4219,36	800	—0,03	104	7,11
4216,19	3	—3,36	79	7,66
4213,65	355	—1,33	50	7,45
4210,35	152	—0,95	123	7,39
4202,03	42	—0,71	215	
4199,10	522	+0,08	158	
4196,22	693	—0,87	72	7,57
4191,44	152	—0,70	193	
4187,80	152	—0,55	189	
4187,04	152	—0,55	150	
4181,76	354	—0,31	221	
4176,57	689	—0,76	65	7,42
4175,64	354	—0,75	96	7,26
4174,92	19	—2,97	15	
4157,79	695	—0,60	83	7,42
4154,50	355	—0,64	160	
4137,00	726	—0,67	52	7,28
4136,51	694	—1,62	12	7,46
4134,68	357	—0,60	134	
4121,81	356	—1,36	28	7,27
4078,36	217	—1,56	45	7,49
4065,39	698	—1,41	20	7,57
4062,44	359	—0,84	83	7,27
4059,73	767	—1,32	18	7,51
4016,43	560	—1,67	28	7,90
3998,05	276	—0,91	111	7,44
3997,40	278	—0,49	149	
3977,74	72	—1,10	101	7,21
3947,00	561	—1,01	47	7,40
3916,73	606	—0,64	86	7,40
3907,94	280	—1,16	43	7,26
Fe II				
5534,86	55	—3,05	98	7,46
5425,27	49	—3,49	98	7,89
5197,57	49	—2,50	137	7,21
4629,34	37	—2,44	216	
4583,83	38	—1,95	235	
4582,84	37	—3,17	98	7,38
4576,33	38	—3,00	160	
4541,52	38	—2,90	135	7,39
4522,63	38	—2,24	240	
4520,22	37	—2,63	164	
4515,34	37	—2,58	172	
4508,28	38	—2,47	190	
4491,40	37	—2,80	162	
4489,18	37	—3,00	174	
4416,82	27	—2,66	183	
4413,60	32	—4,10	46	7,83
4351,76	27	—2,36	268	
4303,17	27	—2,65	184	
4296,57	28	—3,20	130	7,58
4273,32	27	—3,38	53	7,11
Co I				
3995,31	31	—0,02	59	4,79
Ni I				
4756,52	98	—0,41	38	6,42
4715,78	98	—0,53	28	6,44
4714,42	98	+0,04	118	6,57
4605,00	98	—0,03	30	5,94
Ni II				
4362,10	9	—2,71	18	6,40
4244,80	9	—3,17	29	7,07
4192,07	10	—2,84	14	6,41
Y II				
4398,02	5	—1,00	78	2,70
4358,73	5	—1,32	33	2,60
4309,63	5	—0,75	152	3,05
Zr II				
4440,45	79	—1,41	48	4,14
4379,78	88	—0,64	33	3,45
4370,96	79	—1,15	55	3,92
4317,32	40	—1,76	26	3,84
4211,88	15	—1,49	26	3,69
4150,97	42	—1,39	32	3,68
4090,52	29	—1,40	12	3,16
4029,68	41	—1,00	83	3,68
Ba II				
5853,68	2	—1,16	128	3,11

Таблица 3 *(окончание)*

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg *gf*	W_λ, мÅ	lg ε	Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg *gf*	W_λ, мÅ	lg ε
La II					Nd II				
4333,78	24	−0,08	19	1,49	4061,09	10	+0,44	18	1,91
4322,51	25	−1,10	7	2,04	Sm II				
4123,23	41	+0,06	18	1,46	4434,32	36	−0,75	28	2,80:
4086,72	10	−0,06	31	1,75	Eu II				
Ce II					4129,74	1	+0,31	19	0,90
4486,91	57	−0,38	21	2,91	Gd II				
4460,21	2	+0,31	50	2,75	4251,73	15	+0,07	6	1,37:
4364,66	135	−0,06	16	2,61					
4248,68	1	+0,16	7	2,15					
4186,60	1	+0,82	33	2,42					
Pr II									
4189,52	8	+0,48	35	1,89					

ществуют систематические различия в эквивалентных ширинах W_λ по определениям разных авторов. Отчасти они могут быть вызваны разницей в дисперсиях спектрограмм. Однако в случае 28 And такое объяснение вряд ли подходит, так как у нас и у Куртца [9] дисперсии сравнимы (6 и 12 Å/мм в наших наблюдениях, 8 Å/мм в [9]). Следует отметить, что анализ Куртца основывался лишь на одной спектрограмме 28 And.

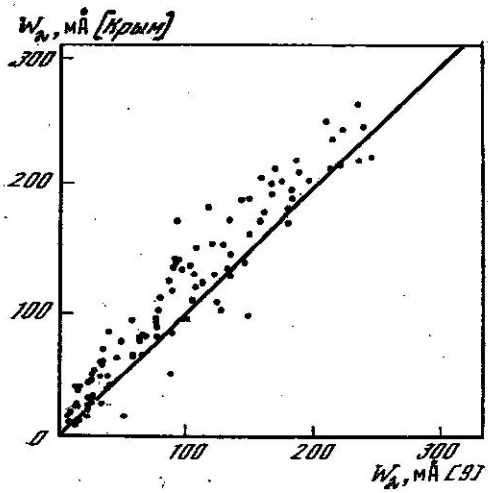
3. Определение $T_{эф}$, lg *g* и ξ_t

Как и в [1, 2], наш анализ был выполнен на основе моделей атмосфер Куруца [11]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 2 приведена диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести *g*. При ее построении мы сравнили данные наблюдений и вычислений по следующим характеристикам: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_γ и H_δ; 2) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе *uvby*; 3) ионизационное равновесие по линиям Fe I и Fe II. Хорошо известно, что индекс $[c_1]$ свободен от влияния межзвездного покраснения. Менее известно другое достоинство этого индекса — в рассматриваемой области $T_{эф}$ он почти не зависит от содержания металлов в атмосфере (это можно установить с помощью показателей цвета, вычисленных в [11]). Такое свойство $[c_1]$ выгодно при рассмотрении звезд с аномалиями химического состава, например, Am-звезд или переменных типа δ Sct. Отметим, что наблюдаемое значение $[c_1] = c_1 - 0{,}2\cdot(b - y) = 0^m{,}835$ для 28 And найдено по каталогу [12].

На основании рис. 2 мы приняли для 28 And следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 7900 \pm 200$ К и $\lg g = 4{,}1 \pm 0{,}2$. Смит [8] и Куртц [9] получили более низкие значения $T_{эф}$ и lg *g*: соответственно 7700 К и 3,5; 7500 К и 3,5. Из рис. 2 видно, что бальмеровские линии H_γ и H_δ задают довольно узкий «коридор» возможных значений $T_{эф}$, из которого не удается получить столь низкую эффективную температуру, как в [8] и [9]. По-видимому, занижение $T_{эф}$ и lg *g* Смитом [8] и Куртцем [9] способствовало тому, что для 28 And эти авторы вместо повышенного содержания тяжелых элементов нашли нормальное содержание. Определенную роль здесь могли сыграть также несколько заниженные по сравнению с нашими значения эквивалентных ширин (см. рис. 1).

Скорость микротурбулентности ξ_t в атмосфере 28 And определялась независимо по линиям Fe I, Fe II и Ti II. Как видно из табл. 4, во всех трех



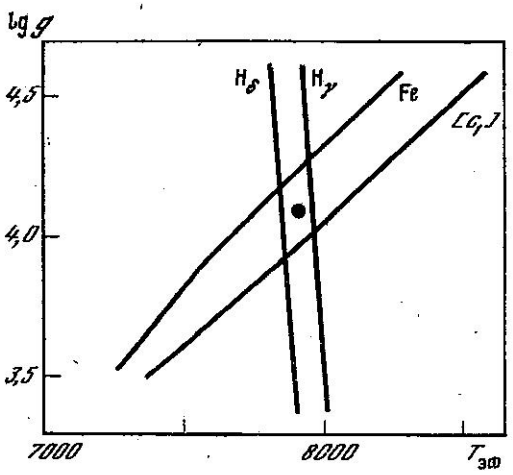


Рис. 1. Сравнение наших значений эквивалентных ширин для 28 And с измерениями Куртца [9]

Рис. 2. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести Точка соответствует модели атмосферы, принятой для 28 And

случаях результаты оказались очень близкими, хотя для ионов Fe II и Ti II значения ξ_t получились несколько выше, чем для нейтральных атомов Fe I. Последнее обстоятельство, как указано в [13], может быть связано с отклонениями от локального термодинамического равновесия (ЛТР) в степени ионизации. Мы приняли для 28 And скорость микротурбулентности $\xi_t = 5{,}5 \pm 0{,}5$ км/с, что практически совпадает со значениями $\xi_t = 5{,}0$ км/с и $\xi_t = 5{,}5$ км/с, найденными соответственно Смитом [8] и Куртцем [9].

4. Химический состав

Основываясь на модели атмосферы с параметрами $T = 7900$ К, $\lg g = 4{,}1$ и $\xi_t = 5{,}5$ км/с, мы нашли содержание 21 элемента в атмосфере 28 And. Как и в [1, 2], при анализе химического состава мы рассматривали по возможности относительно слабые линии, так как они менее чувствительны к ошибкам в затухании и в микротурбулентности. По этой причине, например, при определении содержания железа и титана мы использовали меньшее количество линий Fe I, Fe II и Ti II, чем при анализе микротурбулентности. Индивидуальные оценки содержания $\lg \varepsilon$ по отдельным линиям приведены в табл. 3, а усредненные значения — в табл. 5. Здесь, как обычно, $\lg \varepsilon\,(\mathrm{El}) = \lg\,[N\,(\mathrm{El})/N\,(\mathrm{H})] + 12$, так что для водорода в этой шкале $\lg \varepsilon\,(\mathrm{H}) = 12{,}00$. Принята та же система сил осцилляторов, что и в [1, 2]. В табл. 5 для каждого элемента указано его содержание в солнечной атмосфере $\lg \varepsilon_\odot$, соответствующее нашей системе сил осцилляторов.

На рис. 3 внизу представлена разница в химическом составе между 28 And и Солнцем, т. е. величина $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_* - \lg \varepsilon_\odot$. Видим, что для исследованной звезды характерен ряд аномалий химического состава. Для углерода найден недостаток содержания (правда, этот результат получен лишь по одной линии C I). Содержание элементов группы железа оказалось близким к солнечному. Но для более тяжелых элементов найден избыток $\Delta \lg \varepsilon$, достигающий $+1{,}0$. Интересно, что в среднем величина $\Delta \lg \varepsilon$ растет с увеличением атомного номера. Аналогичные тренды в поведении $\Delta \lg \varepsilon$ были обнаружены и для других переменных типа δ Sct (см. [1, 2]). Для сравнения на рис. 3 приведены также значения $\Delta \lg \varepsilon$ для четырех звезд, исследованных нами ранее. Видим, что для δ Del, V 644 Her и 44 Tau, как и для 28 And, величина $\Delta \lg \varepsilon$ показывает относительно плавный ход с ростом атомного номера, характерный также для классических Am-звезд (см., например, [14]).

Таблица 4

Определение скорости микротурбулентности

Ион	Число линий	ξ_t, км/с
Fe I	75	5,1
Fe II	20	5,7
Ti II	34	5,5
Принятое значение		5,5

Иная картина наблюдается для 20 CVn. В [1] для этой звезды в группе элементов C, N и O, интересной с эволюционной точки зрения, мы нашли лишь содержание C, так как в видимой области спектра нет достаточно сильных линий N и O. Такие линии есть в ближней инфракрасной области, и их эквивалентные ширины для 20 CVn были измерены Ишикавой [15]. Основываясь на этих измерениях и на найденной в [1] модели атмосферы 20 CVn, мы определили по трем линиям N I содержание азота; оказалось, что у 20 CVn оно в точности совпадает с солнечным значением lg ε (N) = 7,99 (отметим, что содержание углерода согласно [1] тоже является нормальным). Что касается инфракрасных линий O I, то по ним у Ишикавы [15] получился избыток кислорода более чем на порядок величины. Однако, как показали

Таблица 5

Химический состав атмосфер 28 And и Солнца

Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{28\ And}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{28\ And}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$
C I	1	8,09	8,61	Ni I	4	6,34	6,08
Mg I	2	7,33	7,36	Ni II	3	6,63	6,21
Ca I	8	6,34	6,36	Y II	3	2,78	2,24
Sc II	7	3,15	3,00	Zr II	8	3,70	2,96
Ti II	23	5,21	4,82	Ba II	1	3,11	2,40
V I	1	4,00	4,04	La II	4	1,61	1,13
V II	6	4,38	4,21	Ce II	5	2,57	1,59
Cr II	4	5,58	5,50	Pr II	1	1,89	0,83
Mn I	3	5,47	5,35	Nd II	1	1,91	1,26
Fe I	45	7,55	7,55	Sm II	1	2,80:	1,06
Fe II	8	7,48	7,56	Eu II	1	0,90	0,35
Co I	1	4,79	4,55	Gd II	1	1,37:	1,12

Таблица 6

Основные параметры пяти переменных типа δ Sct

Параметр	Звезда					Параметр	Звезда				
	20 CVn	28 And	δ Del	V 644 Her	44 Tau		20 CVn	28 And	δ Del	V 644 Her	44 Tau
$T_{эф}$, K	7650	7900	7400	7050	7100	[R.E.] [1]	1,34	0,82	0,67	0,51	0,33 [2]
$\lg g$	3,7	4,1	3,7	3,8	3,8	$M/M_{\odot}$	2,0	1,7	1,9	1,6	1,6
ξ_t, км/с	4,0	5,5	5,5	5,4	5,2	$R/R_{\odot}$	3,3	1,9	3,2	2,6	2,6
[Fe]	0,54	−0,04	−0,17	−0,29	−0,28	t, 10^6 лет	800	900	900	1500	1500

Примечания. [1] [R.E.] — средний избыток в содержании редких земель. [2] Это значение найдено по эквивалентным ширинам Куртца [9] (см. [2]).

впоследствии Башек и др. [16], на расчеты этих линий сильно влияют отклонения от ЛТР. В [15] и [16] есть три общие линии O I: 7771,96; 7774,18 и 7775,40 Å. С помощью [16] мы нашли поправочные множители в вычисленных эквивалентных ширинах этих линий, чтобы учесть отклонения от ЛТР, и

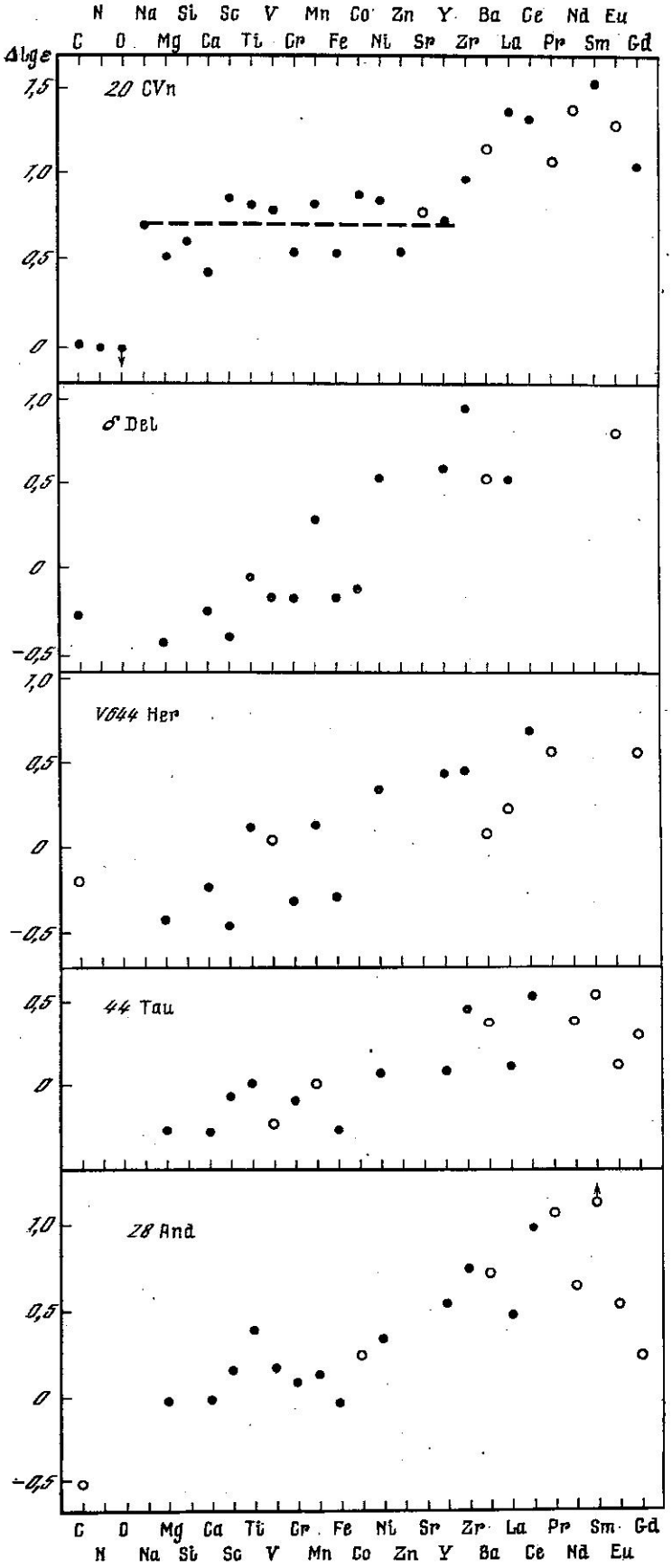


Рис. 3. [Сравнение содержания элементов в атмосферах пяти переменных типа δ Sct, исследованных нами, с их содержанием в атмосфере Солнца

Светлые кружки — определения, выполненные по одной спектральной линии

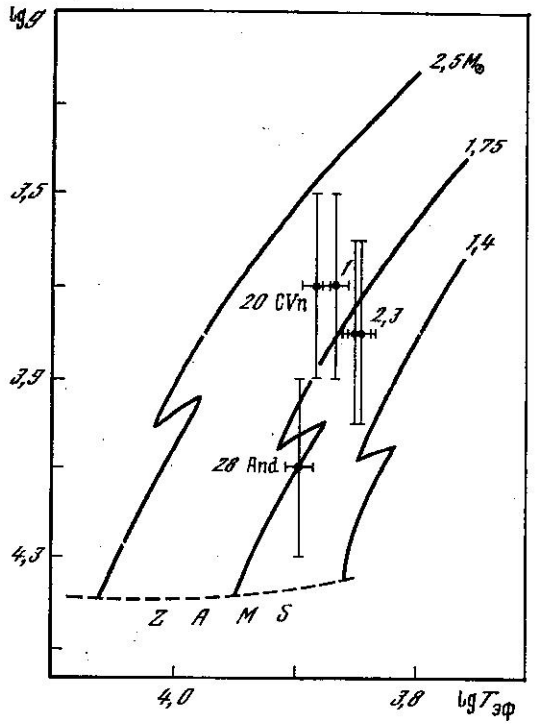


Рис. 4. Эволюционная диаграмма для пяти переменных типа δ Sct, исследованных нами

Приведены треки для звезд с массами 1,4; 1,75 и 2,5 $M_\odot$ (согласно расчетам [17]); *1* — δ Del, *2* — 44 Tau, *3* — V 644 Her; Y = 0,265, Z = 0,025

затем по наблюдаемым эквивалентным ширинам из [15] определили содержание кислорода. В среднем по трем линиям получилось lg ε (O) = 8,45, что ненамного ниже солнечного значения 8,6 (см [16]).

Основываясь на этих результатах, мы приходим к выводу, что звезда 20 CVn имеет нормальное содержание C, N и O. Однако в содержании более тяжелых элементов у 20 CVn, как видно из рис. 3, обнаруживается существенный избыток. Для 15 элементов от Na до Y величина Δlgε в среднем равна 0,7 (штриховая линия на рис. 3), а для редкоземельных элементов она составляет около 1,3. Здесь уже нет такого плавного изменения Δlgε с ростом атомного номера, которое было отмечено у других звезд; действительно, при переходе от C, N и O к более тяжелым элементам у 20 CVn наблюдается скачок в значениях Δlgε (см. рис. 3).

В табл. 6 приведены основные параметры всех пяти исследованных переменных типа δ Sct. Наряду с $T_{эф}$, lg g и ξ_t здесь указана также разница в содержании железа между звездой и Солнцем, т. е. величина

$$[\mathrm{Fe}] = \lg \varepsilon\,(\mathrm{Fe})_* - \lg \varepsilon\,(\mathrm{Fe})_\odot.$$

Из табл. 6 следует, что 20 CVn имеет избыток Fe более чем в 3 раза, в то время как для остальных четырех звезд обнаружен небольшой дефицит Fe. Мы определили также средний избыток [R. E.] по редкоземельным элементам. Он вновь оказался наибольшим у 20 CVn (см. табл. 6). Таким образом, в группе исследованных переменных типа δ Sct звезда 20 CVn по химическому составу действительно занимает особое положение.

5. Сравнение с эволюционными расчетами

Сопоставив найденные значения $T_{эф}$ и lg g с результатами эволюционных вычислений Менгела и др. [17], мы нашли массу M, радиус R, светимость L и возраст t звезды 28 And. Получены следующие значения:

$$M/M_\odot = 1{,}7 \pm 0{,}2; \quad \lg (R/R_\odot) = 0{,}28 \pm 0{,}13 \quad (R = 1{,}9\ R_\odot);$$

$$\lg (L/L_\odot) = 1{,}10 \pm 0{,}30 \quad (L = 13 L_\odot); \quad t = (900 \pm 400)\cdot 10^6 \text{ лет}.$$

Приведенные оценки M, R, L и t, как и в [1, 2], соответствуют начальному содержанию гелия по массе Y = 0,265 и начальному содержанию металлов Z = 0,025, что считается исходным химическим составом Солнца.

В табл. 6 представлены параметры M, R и t для всех пяти исследованных звезд. Видим, что их массы M попадают в интервал от 1,6 до 2,0 $M_\odot$, а радиусы R — в интервал от 1,9 до 3,3 $R_\odot$. Их возраст достаточно велик ($t \sim 10^9$ лет), т. е. они уже заметно отошли от начальной главной последовательности. Последнее заключение следует также из рассмотрения рис. 4, где приведены три эволюционных трека на плоскости $T_{эф}$ — lg g и показаны положения пяти исследованных переменных вместе с ошибками определения

величин lg $T_{эф}$ и lg g. Видим, что лишь звезда 28 And, возможно, еще не завершила стадию горения водорода в ядре, в то время как остальные четыре звезды уже прошли эту фазу и начали переход в область красных гигантов.

Интересно, что на эволюционной диаграмме переменная 20 CVn, отличающаяся своим химическим составом, не занимает какого-то особого положения (рис. 4). Рядом лежит звезда δ Del, весьма сходная с 20 CVn по эволюционным параметрам (табл. 6). По-видимому, феномен 20 CVn требует дополнительного исследования.

6. Основные результаты

1. По шести спектрограммам с дисперсией 6 и 12 Å/мм измерены эквивалентные ширины линий в спектре пульсирующей переменной 28 And. Эти данные проанализированы на основе метода моделей атмосфер.

2. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф} = 7900 \pm 200$ K, lg $g = 4{,}1 \pm 0{,}2$ и $\xi_t = 5{,}5 \pm 0{,}5$ км/с.

3. Определено содержание 21 элемента в атмосфере 28 And. Химический состав 28 And оказался аномальным, причем характер аномалий такой же, как у ранее исследованных переменных δ Del [1], 44 Tau и V 644 Her [2]. Вывод Смита [8] и Куртца [9] о нормальном содержании металлов у 28 And, по-видимому, связан с занижением $T_{эф}$ и lg g этими авторами.

4. В дополнение к результатам, полученным для 20 CVn в [1], по инфракрасным линиям N I и O I, измеренным Ишикавой [15], найдено содержание азота и кислорода в атмосфере этой звезды. Вновь отмечен особый характер аномалий химического состава у 20 CVn.

5. Сопоставлением $T_{эф}$ и lg g с результатами эволюционных вычислений найдены масса, радиус, светимость и возраст 28 And. Как и ранее исследованные переменные типа δ Sct, эта звезда уже заметно отошла от начальной главной последовательности, хотя, возможно, еще и не завершила фазу горения водорода в ядре.

Авторы благодарят Е. И. Жигалкину за помощь в обработке спектрограмм.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.* Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. I. Анализ спектров звезд 20 CVn и δ Del.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 127—144.
2. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.* Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. II. Анализ спектров звезд 44 Tau и V 644 Her.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 89—99.
3. *Uesugi A., Fukuda J.* Revised catalogue of stellar rotational velocities.— Department of Astronomy, Kyoto Univ., Kyoto, Japan, 1982.
4. *Breger M.* Delta Scuti and related stars.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 5—26.
5. *Ibanoğlu C., Ertan A. Y., Tunca Z.* et al. The intermediate and narrow band photoelectric studies of some Delta Scuti stars.— Rev. mex. astron. y astrofis., 1983, vol. 5, N 4, p. 261—269.
6. *Crawford D. L., Barnes J. V., Faure B. Q.* et al. Photoelectric H_β Photometry for 1217 Stars Brighter than V = 6.5 mag.— Astron. J., 1966, vol. 71, p. 709—718.
7. *Nishimura S.* Variability of the metallic-line star 28 Andromedae.— Astrophys. Space Sci., 1969, vol. 3, p. 77—79.
8. *Smith M. A.* Microturbulence and Abundances in Am Stars: Inferences Concerning Metallicism.— Astron. and Astrophys., 1971, vol. 11, p. 325—344.
9. *Kurtz D. W.* Metallicism and pulsation: an analysis of the Delta Delphini stars.— Astrophys. J. Suppl., 1976, vol. 32, p. 651—680.
10. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest.— Contrib. Princ. Univ. Obs., 1945, № 20, p. 1—96.
11. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
12. *Hauck B., Mermilliod M.* $uvby\beta$ Photoelectric photometric catalogue.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 40, p. 1—32.
13. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Влияние отклонений от ЛТР на определение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов класса F.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 683—696.

14. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am-звезд.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—511.
15. *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.
16. *Baschek B., Scholz M., Sedlmayr E.* Non-LTE analysis of neutral oxygen lines in A-type stars.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 55, p. 375—386.
17. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G.* Stellar Evolution from the Zero — Age Main Sequence.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 733—791.

УДК 523.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА А МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

И. С. Саванов

На основе моделей атмосфер Куруца [5] по высокодисперсионным спектрограммам проведен анализ звезд η Oph, ε Ser и θ Leo. Найденные значения $T_{эф}$, lg g и ξ_t приведены в табл. 3.

Все три исследуемые звезды имеют химический состав (табл. 4, рис. 6), сходный с наблюдаемым у металлических звезд. Путем сравнения с результатами эволюционных расчетов [8] найдены массы, радиусы, светимости и возрасты η Oph, ε Ser и θ Leo (табл. 5).

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF THREE A-TYPE STARS, by *I. S. Savanov.*— Using model atmospheres of Kurucz [5] the analysis of high dispersion spectrograms of η Oph, ε Ser and θ Leo was carried out. The obtained values of T_{ef}, lg g and ξ_t are presented in table 3.

All stars have chemical composition similar to that of the metallic-line stars (table 4, fig. 6). Masses, radii, luminosities and ages of the stars were found using evolutionary calculations [8] (table 5).

В данной статье ставится задача определения параметров атмосферы и химического состава атмосфер трех звезд спектрального класса А: η Oph, ε Ser и θ Leo.

1. Наблюдательный материал

Наблюдения звезды η Oph были выполнены на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом в фокусе куде. Спектрограммы прокалиброваны впечатыванием девятиступенчатого ослабителя на ту же пластинку, на которую снимался спектр звезды, одновременно с экспозицией. Фотоматериалы проявлялись в проявителе Д-19 в стандартном режиме. Данные о наблюдениях приводятся в табл. 1.

Фотометрические измерения полученных спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях.

Процедура отождествления линий и определения их эквивалентных ширин была описана ранее в [1]. Результаты измерения эквивалентных ширин линий в спектре η Oph приведены в пятом столбце табл. 2. Оценка

Таблица 1

Дата наблюдений, июнь 1979 г.	Фотоматериал	Время экспозиции	Дисперсия, Å/мм	λ, Å	Дата наблюдений, июнь 1979 г.	Фотоматериал	Время экспозиции	Дисперсия, Å/мм	λ, Å
12	103aO	1^h08^m	6	3800—5000	10	103aO	1^h10^m	4	3850—4750
13	103aO	1 13	6	3800—5000	10	103aD	1	6	4730—6150
14	103aO	1 32	6	3800—5000	12	103aD	57	6	4730—6150
10	103aO	1 10	4	3850—4750	13	103aF	30	12	5700—6800

Таблица 2

Элемент; λ, Å	n	χ, эВ	lg g	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$	lg ε
C I					
5052,12	12	7,65	—1,49	0,68	8,14
Mg I					
4167,27	15	4,35	—1,19	0,95:	7,70:
Si II					
4128,05	3	9,79	+0,57	1,29	6,89
4130,88	3	9,80	+0,75	1,25	6,65
5056,02	5	10,03	+0,54	1,02	6,92
6347,09	2	8,09	+0,26	1,36	7,29
6371,36	2	8,09	—0,05	1,11	6,98
Ca I					
4302,53	5	1,89	+0,27	0,58	5,61
4434,96	4	1,88	—0,03	0,63	6,00
4454,78	4	1,89	+0,25	0,88	6,04
Sc II					
5031,02	23	1,35	—0,34	0,37	2,71
5239,82	26	1,45	—0,77	0,20:	3,00:
Ti II					
4163,64	105	2,58	—0,40	1,27	5,01
4287,89	20	1,08	—1,96	0,92	5,09
4290,24	41	1,16	—0,97	1,38	4,99
4300,05	41	1,18	—0,81	1,40	4,91
4301,93	41	1,16	—1,41	1,21	5,04
4386,86	104	2,60	—0,79	0,76	4,67
4394,06	51	1,22	—1,71	0,80	4,79
4395,03	19	1,08	—0,65	1,40	4,70
4395,85	61	1,24	—2,15	0,88	5,35
4399,77	51	1,23	—1,51	1,05	4,93
4411,08	115	3,10	—1,07	0,72	5,21
4417,73	40	1,16	—1,37	1,13	4,88
4421,95	83	2,06	—1,80	0,58	5,12
4443,80	19	1,08	—0,81	1,33	4,67
4444,56	31	1,11	—2,24	0,50	4,90
4450,49	19	1,08	—1,59	0,92	4,75
4468,49	31	1,13	—0,77	1,33	4,67
4488,32	115	3,11	—0,75	0,80	5,00
4501,27	31	1,11	—0,90	1,25	4,60
4529,47	82	1,57	—2,03	0,76	5,28
4563,76	50	1,22	—0,90	1,21	4,60
4571,97	89	1,56	—0,65	1,29	4,74
5185,90	86	1,88	—1,56	0,90	5,25
5188,70	70	1,57	—1,15	1,21	5,17
V II					
4023,39	32	1,80	—0,72	1,25	4,73
4183,44	37	2,04	—1,14	0,35	4,13
4564,59	56	2,26	—1,36	0,15:	4,29:
Cr II					
4145,77	182	5,30	—0,79	0,58	5,30
4179,43	26	3,81	—1,76	0,95:	5,84:

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент; λ, Å	n	χ, эВ	lg g	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$	lg ε
4242,38	31	3,85	—1,56	1,02	5,76
4252,68	31	3,84	—2,10	0,72	5,91
4261,91	31	3,85	—1,73	1,02	5,94
4275,57	31	3,84	—1,85	0,84	5,81
4284,21	31	3,84	—1,91	0,50	5,44
4555,02	44	4,05	—1,45	0,92	5,66
4558,66	44	4,06	—0,49	1,21	5,18
4588,22	44	4,05	—0,66	1,25	5,43
4592,04	44	4,06	—1,35	0,88	5,51
4616,64	44	4,05	—1,35	0,80	5,41
4618,83	44	4,06	—0,96	1,13	5,50
4634,11	44	4,05	—1,06	1,02	5,42
5237,34	43	4,06	—1,08	1,24	5,97
5274,99	43	4,05	—1,40	1,13	6,05
5279,92	43	4,06	—1,89	0,45	5,60
Mn I					
4030,76	2	0,00	—0,60	1,27	5,81
4033,07	2	0,00	—0,75	1,31	6,06
4034,49	2	0,00	—0,93	0,84	5,50
4235,14	23	2,91	—0,02	0,35	5,79
4451,59	22	2,88	+0,08	0,68	6,10
Fe I					
4045,82	43	1,48	+0,28	1,61	7,50
4062,45	359	2,83	—0,84	0,80	7,54
4063,60	43	1,15	+0,06	1,50	7,00
4067,98	559	3,20	—0,55	0,76	7,44
4071,74	43	1,60	—0,02	1,42	7,08
4132,06	43	1,60	—0,63	1,29	7,35
4134,68	357	2,82	—0,60	1,17:	7,84:
4143,42	523	3,03	—0,17	1,20:	7,58:
4143,87	43	1,55	—0,51	1,23	7,07
4154,50	355	2,82	—0,64	0,76	7,30
4175,64	354	2,83	—0,75	0,72	7,37
4181,76	354	2,82	—0,31	1,11	7,44
4184,90	355	2,82	—0,90	0,68	7,47
4187,04	152	2,44	—0,55	1,05	7,37
4187,80	152	2,41	—0,55	1,17	7,53
4191,44	152	2,46	—0,70	0,88	7,30
4195,34	693	3,32	—0,60	0,84	7,66
4198,31	152	2,39	—0,71	1,31	7,98
4199,10	522	3,03	+0,08	1,20	7,34
4202,03	42	1,48	—0,70	1,29	7,36
4203,99	355	2,83	—0,93	0,88	7,76
4210,35	152	2,47	—0,92	0,76	7,38
4217,55	693	3,42	—0,62	0,58	7,44
4219,36	800	3,56	—0,03	0,72	7,08
4225,46	693	3,40	—0,63	0,76	7,64
4227,42	689	3,32	+0,18	1,27	7,57
4233,61	152	2,47	—0,60	0,95	7,31
4235,94	152	2,41	—0,34	1,17	7,33
4238,82	693	3,38	—0,37	0,88	7,52
4247,43	693	3,35	—0,35	0,88	7,48

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент; λ, Å	n	χ, эВ	lg g	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$	lg ε
4260,48	152	2,39	+0,03	1,21	7,03
4271,16	152	2,44	—0,34	1,20	7,41
4282,41	71	2,17	—0,82	0,88	7,25
4404,75	41	1,55	—0,14	1,42	7,25
4415,13	41	1,60	—0,61	1,17	7,12
4447,72	68	2,17	—1,34	0,50	7,31
4459,12	68	2,17	—1,27	0,80	7,59
4466,55	350	2,82	—0,70	0,80	7,44
4469,38	830	3,54	—0,52	0,63	7,54
4476,02	350	2,83	—0,69	0,92	7,58
4494,57	68	2,19	—1,13	0,92	7,63
4528,62	68	2,17	—0,82	1,15	7,67
4531,15	39	1,48	—2,16	0,35	7,52
4890,76	318	2,86	—0,53	0,90	7,46
4891,50	318	2,84	—0,22	1,08	7,41
4919,00	318	2,85	—0,47	0,98	7,51
4920,51	318	2,82	—0,05	1,18	7,42
5014,95	965	3,93	—0,38	0,34	7,30
5049,83	114	2,27	—1,46	0,45	7,48
5229,86	553	3,27	—1,10	0,54	7,87
5232,95	383	2,93	—0,23	1,21	7,80
5281,80	383	3,03	—1,04	0,22:	7,30:
Fe II					
4173,45	27	2,57	—2,69	1,50	7,83
4178,86	28	2,57	—2,80	1,44	7,73
4233,17	27	2,57	—2,08	1,56	7,45
4273,32	27	2,70	—3,38	0,92	7,39
4296,57	28	2,69	—3,20	1,13	7,50
4413,60	32	2,66	—4,10	0,44	7,49
4416,82	27	2,77	—2,68	1,40	7,67
4472,92	37	2,83	—3,54	0,68	7,34
4489,19	37	2,82	—3,02	1,13	7,43
4491,40	37	2,84	—2,89	1,25	7,54
4508,28	38	2,84	—2,42	1,25	7,08
4515,34	37	2,83	—2,58	1,25	7,23
4520,23	37	2,79	—2,65	1,17	7,12
4522,63	38	2,83	—2,25	1,33	7,10
4541,53	38	2,84	—2,90	0,92	7,01
4555,99	37	2,82	—2,42	1,27	7,12
4576,33	38	2,83	—3,09	1,02	7,35
4582,84	37	2,83	—3,19	1,02	7,44
4583,83	38	2,79	—1,95	1,46	7,21
4620,51	38	2,82	—3,29	0,92	7,40
4629,34	27	2,79	—2,45	1,27	7,15
4923,92	42	2,88	—1,55	1,49	7,09
4993,36	36	2,82	—3,54	0,82	7,55
5018,43	42	2,88	—1,49	1,55	7,25
5132,67	35	2,79	—4,09	0,54	7,76
5169,03	42	2,88	—1,19	1,64	7,27
5197,57	49	3,22	—2,48	1,35	7,81
5254,91	49	3,22	—3,23	0,60	7,26
5264,80	48	3,22	—3,00	1,21	7,96

Таблица 2 *(окончание)*

Элемент; λ, Å	n	χ, эВ	lg g	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$	lg ε
5276,00	49	3,19	—2,20	1,41	7,75
5284,09	41	2,88	—3,07	1,02	7,45
6416,91	74	3,87	—2,86	0,67	7,50
Ni I					
5017,59	111	3,52	—0,06	0,82	6,89
5081,11	194	3,83	+0,40	0,73	6,52
5084,08	162	3,66	+0,12	0,73	6,69
Ni II					
4192,10	10	4,01	—2,84	0,65	6,71
4244,80	9	4.01	—3,17	0,35:	6,71:
Sr II					
4305,65	3	3,03	—0,14	0,80	3,43
Y II					
4309,62	5	0,18	—0,75	0,98	3,05
4374,95	13	0,41	+0,16	1,33	2,95
4398,02	5	0,13	—1,00	0,78	3,01
4900,13	22	1,08	—0,09	1,15	3,30
5087,42	20	1,08	—0,16	1,21	3,52
Zr II					
4029,68	41	0,71	—0,66	1,13	3,85
4048,68	43	0,80	—0,39	1,25	3,86
4149,22	41	0,80	—0,03	1,25	3,51
4156,21	29	0,71	—0,85	0,98	3,83
4161,21	42	0,71	—0,72	1,02	3,75
4208,99	41	0,71	—0,46	0,95	3,41
4211,88	15	0,52	—1,21	0,80	3,83
4258,05	15	0,56	—1,13	0,95:	3,99:
4443,00	89	1,49	—0,33	0,88:	3,67:
4496,96	40	0,71	—0,81	0,76	3,51
Ba II					
4130,65	4	2,71	+0,55	1,25:	3,79:
4554,03	1	0,00	+0,19	1,44	3,14
4934,08	1	0,00	—0,13	1,41	3,44
5853,68	2	0,60	—1,16	0,82	3,66
6496,90	2	0,60	—0,46	0,98:	3,28:
La II					
3949,10	41	0,40	+0,49	1,13	2,65
4031,68	40	0,32	—0,10	0,58	2,44
Ce II					
4186,60	1	0,38	+0,80	0,58:	2,37:
Eu II					
4205,05	1	0,00	+0,47	0,76	1,68
Gd II					
4251,73	15	0,38	+0,07	0,10:	1,99:

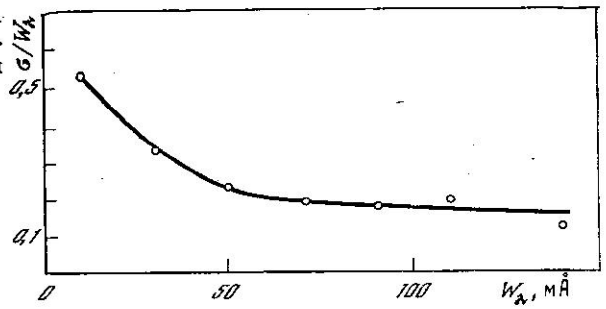


Рис. 1. Зависимость относительной ошибки произвольного измерения эквивалентной ширины линии σ_0/W_λ от W_λ

внутренней точности результатов, полученных по наблюдательному материалу с дисперсией 4 и 6 Å/мм, представлена на рис. 1 в виде зависимости относительной ошибки произвольного измерения эквивалентной ширины от ее величины.

Наблюдательный материал для ε Ser был описан в [1], где было проведено предварительное исследование этой звезды методом кривых роста. Обратная дисперсия спектрограмм составляла 6, 8 и 12 Å/мм.

Таблица 3

Параметр	η Oph	ε Ser	θ Leo
$T_{эф}$	9300±150	8400±150	9400±150
lg g	4,20±0,15	4,40±0,20	3,60±0,15
ξ_t, км/с	3,0±0,5	5,0±0,5	2,5±0,5

Таблица 4

Элемент	η Oph		ε Ser		θ Leo		Солнце
	lg ε	Число линий	lg ε	Число линий	lg ε	Число линий	lg ε
C I	8,14	1			8,47	3	8,70
Na I			6,46	2			6,28
Mg I	7,70	1	7,51	1			7,60
Si II	6,95	5	7,20	4	7,13	2	7,55
Ca I	5,88	3	5,35	4	6,35	7	6,36
Sc II	2,85	2	2,71	2	2,85	7	3,05
Ti II	4,93	24	4,84	10	5,16	18	4,85
V II	4,38	3	4,01	3	4,39	10	4,00
Cr I			5,71	3			5,50
Cr II	5,63	17	5,69	11	6,05	7	5,60
Mn I	5,85	5	5,79:	2	6,10	6	5,50
Fe I	7,46	48	7,56	31	7,52	32	7,55
Fe II	7,41	32	7,56	10	7,60	11	7,56
Co I			5,06	1	5,62	1	4,60
Ni I	6,70	3	6,65	7	6,93	6	6,08
Ni II	6,71	2	6,34:	2	6,65	4	6,21
Sr II	3,43	1					2,90
Y II	3,17	5	2,98	6	2,80	5	2,24
Zr II	3,72	10	3,11	4	3,37	8	2,56
Ba II	3,46	5			3,50	1	2,40
La II	2,55	2	2,45	2	2,12	2	1,13
Ce II	2,37	1	2,84	5	2,97	2	1,55
Nd II			2,21	1	2,38	1	1,23
Eu II	1,68	1	1,53	1	1,55	1	0,70
Gd II	1,99	1			2,16	1	1,10

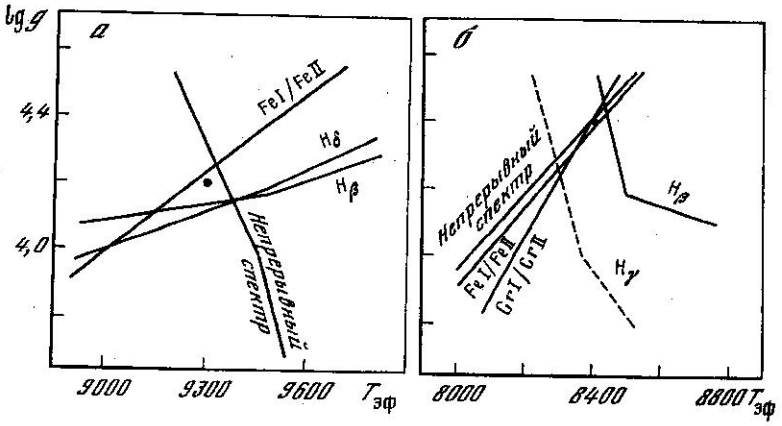


Рис. 2. Диаграммы для определения $T_{эф}$ и lg g для η Oph (*а*), ε Ser (*б*), θ Leo (*в*)

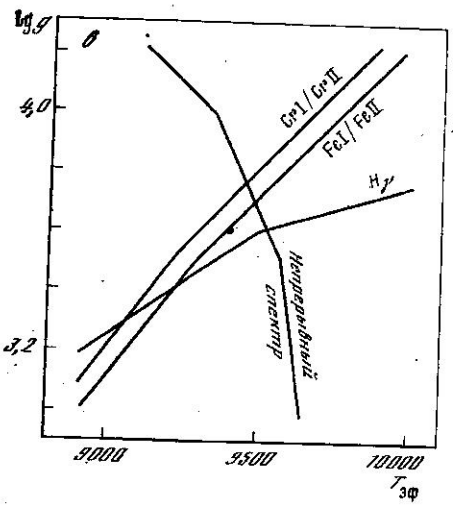
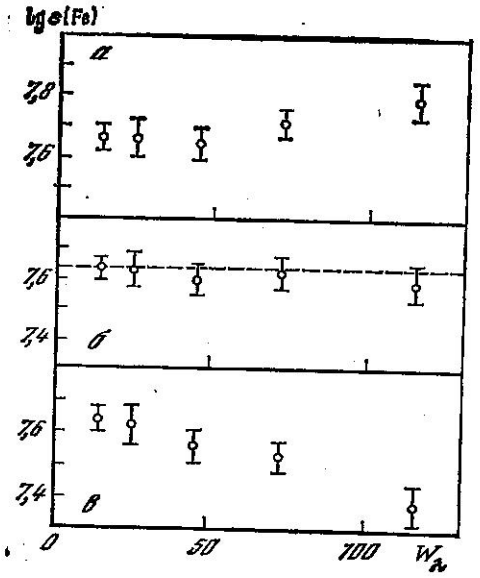


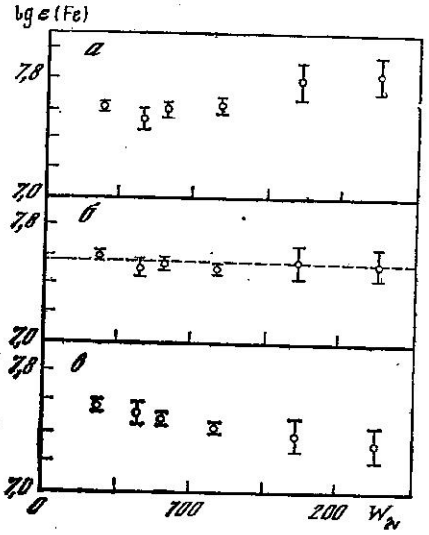
Рис. 3. Среднее содержание железа в атмосфере η Oph и средняя ошибка, определенные по группам линий Fe I с различными эквивалентными ширинами для трех значений микротурбулентной скорости

а — 2,0; *б* — 3,0; *в* — 4,0 км/с

Рис. 4. То же, что на рис. 3, для ε Ser

а — 4,0; *б* — 5,0; *в* — 6,0 км/с





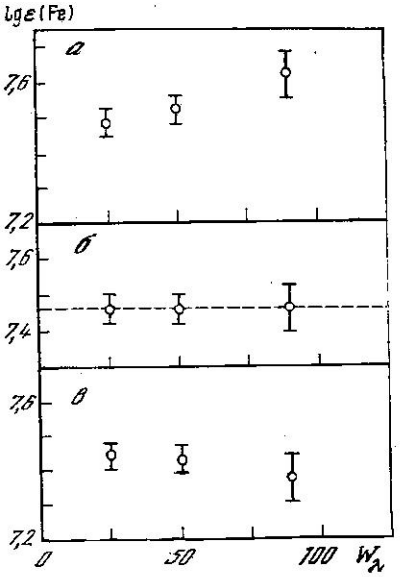


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для θ Leo
а — 2,0; *б* — 2,5; *в* — 3,0 км/с

Наконец, для третьей звезды, θ Leo, данные об эквивалентных ширинах линии были взяты преимущественно из [2] и в отдельных случаях из [3]. Опубликованные в [2] наблюдения проводились с дисперсией 3,4; 4,5 и 7,5 Å/мм, а в [3] — с дисперсией 8 и 16 Å/мм.

2. Определение эффективной температуры, ускорения силы тяжести и микротурбулентности

Все расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории. Методика расчетов была описана в [4]. Вычисления основывались на моделях атмосфер Куруца [5].

На рис. 2, *а* — *в* представлены диаграммы для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g. Как и ранее [4], для этой цели использовались три критерия: сравнение наблюдаемых и теоретических профилей водородных линий; сравнение наблюдаемого и теоретических отношений потоков излучения в двух участках непрерывного спектра на длинах волн λ4625 и λ3625 Å; расчет ионизационного равновесия.

Ограничимся лишь следующими дополнительными замечаниями.

Профили водородных линий для ε Ser и η Oph были построены по нашему наблюдательному материалу. Профиль линии H_γ для θ Leo приведен в [2].

Для всех исследуемых звезд использовались наблюдательные данные о распределении энергии в спектре, опубликованные в каталоге [6] и исправленные за поглощение линиями.

Расчеты ионизационного равновесия были выполнены дважды — при предварительном и уточненном значениях микротурбулентности.

Скорость микротурбулентности ξ_t определялась по линиям Fe I, поскольку для них достаточно хорошо известны силы осцилляторов. Для каждой звезды все линии Fe I были разбиты на несколько групп в зависимости от величины эквивалентной ширины W_λ. Например, для ε Ser таких групп получилось шесть, для θ Leo — пять и всего три для η Oph. Искомое значение ξ_t определялось исходя из требования, чтобы содержание железа lg ε (Fe), вычисленное по разным группам, не показывало систематического хода с увеличением W_λ (рис. 3—5). Найденные значения $T_{эф}$, lg g и ξ_t приведены в табл. 3.

Таблица 5

Параметр	η Oph	ε Ser	θ Leo
$M/M_\odot$	2,0±0,2	1,64±0,08	2,8±0,4
lg $(R/R_\odot)$	0,28±0,08	0,13±0,10	0,65±0,20
$R/R_\odot$	1,9	1,3	4,4
lg $(L/L_\odot)$	1,38±0,16	0,91±0,20	2,13±0,35
$L/L_\odot$	24	8	135
t, млн. лет	360^{+75}_{-230}	0—390	290^{+140}_{-60}

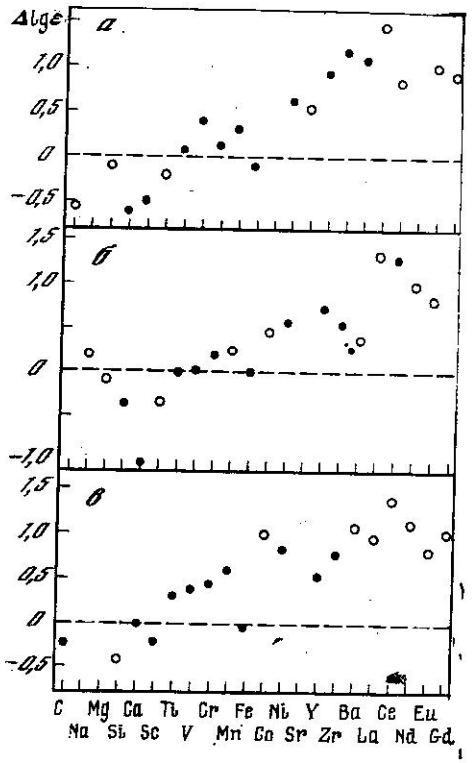


Рис. 6. Сравнение содержания элементов в атмосферах η Oph и Солнца (*а*), ε Ser и Солнца (*б*), θ Leo и Солнца (*в*)

3. Химический состав

Химический состав атмосфер исследуемых звезд был определен при перечисленных в табл. 3 параметрах атмосфер. Расчет содержаний элементов был выполнен на основе системы сил осцилляторов, применяемой ранее [7]. При определении химического состава рассматривались преимущественно слабые линии, чтобы уменьшить влияние неточностей в постоянной затухания и микротурбулентности. Полученные содержания приведены в табл. 4 вместе с химическим составом атмосферы Солнца, определенным в той же системе сил осцилляторов. На рис. 6, *а* — *в* представлена величина $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_* - \lg \varepsilon_\odot$ для η Oph, ε Ser и θ Leo. Светлые кружки соответствуют менее уверенным определениям, а также тем случаям, когда величина $\lg \varepsilon_*$ была найдена менее чем по трем линиям. Из рис. 6 и табл. 4 следует, что всем трем исследуемым звездам присущи характерные особенности, которые были отмечены нами ранее в [7] на основе анализа Am-звезд 68 Tau, 81 Tau, 16 Ori и 15 Vul. Избыток элементов в среднем растет с увеличением атомного веса. Наблюдаются аномалии в содержании легких элементов — недостаток углерода, кремния, кальция и скандия. Значительный дефицит кальция получен в случае ε Ser. Поскольку эта звезда холоднее η Oph и θ Leo на ~1000 К, данный факт находится в соответствии с температурной зависимостью аномалий Ca и Sc, отмеченной в [4].

Имеются основания заподозрить увеличение содержания Na в атмосфере ε Ser, подобно тому как это наблюдалось у 68 Tau, 15 Vul и 16 Ori. В то время как содержания всех или большей части элементов группы железа увеличены по отношению к Солнцу, у всех трех исследуемых звезд содержание самого железа близко к солнечному значению.

4. Сравнение с эволюционными расчетами

Массы M, радиусы R, светимости L и возрасты исследуемых звезд (табл. 5) были найдены по результатам эволюционных расчетов [8], которые были интерполированы для исходного содержания гелия Y = 0,265 и тяжелых элементов Z = 0,025, соответствующих первоначальному химическому составу Солнца.

Согласно эволюционным трекам η Oph оказалась звездой с массой порядка двух солнечных масс, сравнительно мало проэволюционировавшей от главной последовательности. ε Ser имеет меньшую массу (~1,6 $M_\odot$) и расположена еще ближе к главной последовательности. Обе эти звезды находятся на фазе горения водорода в ядре. На этой стадии их эволюция протекает медленно, их возраст может быть определен с большой ошибкой.

Третья звезда, θ Leo, более массивная, с большей светимостью и заметно отошедшая от главной последовательности. Она уже завершила стадию горения водорода в ядре и начинает переход в область гигантов.

Литература

1. *Саванов И. С.* Количественный анализ атмосфер двух «металлических» звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 139—149.
2. *Wright K. O., Lee E. K., Jakobson 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.
3. *Smith M. A.* Metallicism in border regions of the Am domain. III. Analysis of the hot stars alpha Geminorum A and B and theta Leonis.— Astrophys. J., 1974, vol. 189, p. 101—111.
4. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Исследование Am-звезды 68 Tau методом моделей атмосфер.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 3—12.
5. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 40, p. 1—130.
6. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
7. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am-звезд.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—512.
8. *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.

УДК 523.942.841

СПЕКТР СИМБИОТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ CH ЛЕБЕДЯ В 1982 Г.

Т. С. Галкина

Наблюдения симбиотической звезды CH Лебедя, выполненные на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дифракционным спектрографом с дисперсией 36 Å/мм в видимой области спектра, показали, что в линейчатом спектре звезды в сентябре—ноябре 1982 г. замечены изменения по сравнению с наблюдениями 1980—1981 гг., а именно: наряду с наблюдавшимися ранее эмиссионными линиями (Fe II, [Fe II], [O I]) и полосами окиси титана появились многочисленные резкие линии поглощения, принадлежащие в основном ионам Ti II, Sc II и нейтральным атомам Fe I, Ca I, Mg I, Ti I и некоторым другим элементам. Проведено отождествление абсорбционного и эмиссионного спектров, определены эквивалентные ширины всех уверенно отождествленных линий поглощения и интенсивности эмиссионных линий в единицах местного континуума. Эти данные приведены в таблицах.

По комбинации эмиссионного и абсорбционного спектров CH Лебедя в 1982 г. напоминает спектр повторной Новой RS Змееносца, наблюдавшийся в фазе между взрывами.

THE SPECTRUM OF THE SYMBIOTIC STAR CH CYGNI IN 1982, by *T. S. Galkina*. The results of the spectroscopic observations of the symbiotic star CH Cygni obtained from September to December 1982 with 122-cm reflector and grating spectrograph in the region λ3600—5000 Å are discussed.

In the spectrum of CH Cygni in 1982 many sharp absorption lines of Ti II, Ca I, Fe I, Ti I, Sc II and others are appeared. The identification and the measurings of the equivalent widths of the all absorption lines as well as of the emission lines were made.

The spectrum CH Cygni 1982 shows similarities to one of the repeating nova RS Ophiuchi between outburst.

Начатые в 1980 г. спектральные и электроспектрофотометрические наблюдения симбиотической звезды CH Cyg, анализ которых дан в [1, 2], показали, что спектр звезды, богатый разрешенными Fe II и запрещенными линиями [Fe II], к концу 1981 г. начал изменяться. Наряду с эмиссионными линиями в видимой области спектра стали появляться резкие линии поглощения.

В 1982 г. были вновь проведены спектральные и электрофотометрические наблюдения CH Cyg. Предварительная обработка последних показала, что звезда по фотометрическим данным продолжает оставаться в фазе максимального блеска и временами становится ярче.

Спектральные наблюдения проводились на 1220-мм рефлекторе КАО с дифракционным спектрографом с дисперсией 36 Å/мм в областях спектра

Таблица 1

Линии поглощения в спектре CH Cyg в 1982 г.

λ, Å	Отождествление	W, Å, 1982 г.																	1981 г.	
		09.09	13.09	16.09	19.09	21.09	27.09	01.10	04.10	14.10	20.10	22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11	05.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
3628*	Co I, Fe I	1,02	0,54	0,82		—	0,81*			0,79	0,75	1,38*	0,86	0,39	0,97	—	1,13	0,71	—	—
3641,3*	Ti II (52)	1,08	1,53	0,82	—	—	0,89*			0,90	0,78	1,05*	0,72	0,90	0,46	—	1,11	0,73	—	—
3658,6	Cr II], Ti I (19)	0,88	0,34	0,53:	—	2,50:	0,43	1,00	—	0,55	0,37	0,69	—	0,33	0,14:	—	0,43	0,20	—	—
3659,5	Ti II (75)			0,38:	—				—	0,51	0,30		—	0,33	0,45:	—	0,49	0,20	—	—
3682,8 3685,2	H 20	0,54	0,71	0,87	0,88	1,76	0,93	0,90	—	1,05	1 27	0,89	0,81	1,15	0,91	—	0,88	1,14	0,37	—
3691	H 18 эм	1,08										1,15	1,12			—	1,05	1,22	—	—
3691	H 18 абс	0,07	0,29	0,23	0,47	0,65	—	0,08		0,14	0,21	0,22	0,10	0,33	1,29	—	0,13	0,20	—	—
3697	H 17 эм	1,10										1,13	1,18	1,10			1,07	1,28	—	—
3697	H 17 абс	0,24	0,31	0,30	0,37	0,45	—	0,12		0,22	0,58	0,55	0,33	0,50	0,42	—	0,20	0,45	—	—
3704	H 16 + He I эм	1,21								1,20	1,10	1,13	1,21	1,11	—		1,13	1,27	—	—
3704	H 16 + He I абс	0,23	0,26	0,36	0,29	0,44	0,16	0,27		0,27	0,30	0,65	0,31	0,67	0,52		0,05	0,72	—	0,65
3712	H 15 эм	1,09										1,10	1,07	1,12	—	—	1,14	1,16	—	—
3712	H 15 абс	0,29	0,30	0,12	0,23	0,93	0,19	0,17	0,43	0,15	0,33	0,36	0,36	0,33	0,36	—	0,18	0,40	—	0,26
3715,45	Cr II	0,15	0,22	0,22			0,22	0,11	—	0,18	0,23	0,20	0,27	0,25	0,15	—	0,05	0,37	—	—
3722	H 14 эм	1,10						1,15				1,08		1,08				1,09		
3722	H 14 абс	0,32	0,58	0,43	0,55	0,62	0,46	0,59	0,27	0,54	0,72	0,60	0,83	0,71	1,23	0,38	0,29	1,01	0,41	0,84
3727		0,08			0,10	0,54	0,21	0,09	—	—	0,26	0,37	0,32	0,27	0,20	—	—	0,27		
3734	H 13 эм	—	—									1,05						1,07		
3734	H 13 абс	0,38	0,43	0,42	0,38	1,21	0,35	0,37	0,43	0,54	0,67	0,39	0,53	0,91	1,14	0,38	0,34	0,98	0,69	0,58
3737,15	Fe I (5)	—	0,30	0,30															0,55	
3741,06	Ti I (17) Ti II (72)	0,37	0,30	0,27	0,29	0,72	0,56	0,34	0,30	0,48	0,36	0,36	0,34	0,42	0,59	—	0,25	0,40		

Таблица 1 *(продолжение)*

λ, Å	Отождествление	W_λ, Å, 1982 г.																	1981 г.	
		09.09	13.09	16.09	19.09	21.09	27.09	01.10	04.10	14.10	20.10	22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11	05.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
3750,12	H 12	0,60	1,03	0,86	0,97	1,59	0,91	0,84	1,06	1,01	0,94	0,86	1,02	0,80	1,29	0,94	0,66	0,97	0,84	1,30
3757—3761	Ti II (72) Ti II (13)	2,24	2,06	1,71	2,25	1,94	2,18	2,21	2,20	1,98	1,71	2,00	2,22	2,00	1,82	1,82	1,70	2,43	2,14	1,56
3770,63	H II эм	1,09	0,75	0,89	0,65	1,12	0,80	0,82	0,99	1,11	1,11	1,08	1,08	1,12	—	1,10	1,09	1,14	—	—
	H II абс	0,84								1,15	0,80	1,10	0,85	0,70	0,97	1,01	0,50	0,78	1,32	1,12
3776	Ti II (72), Ni (33)	0,20	0,14	0,36	0,13	0,80	0,55	0,31	—	0,28	0,43	0,28	0,45	0,50	0,37	—	0,57	0,55	1,07	0,36
3788	Mn I (6), Fe I (21)	0,13	0,20	0,23	0,22	0,55	1,34	0,25	—	0,38	0,43	0,32	0,25	0,41	0,30	—	0,37	0,49	—	0,32
3797,90	H 10 эм									1,07	1,04	1,10	1,16	1,13		1,10	1,08	1,15	—	—
	H 10 абс	0,81	0,97	0,90	0,92	1,51	1,35	0,89	1,01	0,82	0,71	0,89	0,78	0,76	1,28	0,70	0,50	0,96	0,96	1,40
3804—06	Fe I (608), Mn I (6)	0,31	0,19	0,46	0,43	0,50	0,57	0,31		0,33	0,59	0,32	0,40	0,25	0,90	—	0,42	—	0,96	0,60
3808		0,42	—	0,40	0,17	0,63	0,53	0,28	0,46	0,28	0,43	0,47	0,51	0,27	0,69	—	0,35	—	0,80	0,31
3815	Cr I (7), Fe I (45)	0,65	0,54	0,60	0,47	0,63	0,87	0,46	0,50	0,55	0,53	0,54	0,71	0,57	0,77	0,74	0,20	0,85	0,25	0,09
3820	Fe I (20), He I	0,67	0,57	0,38	0,46	0,67	0,58	0,40	0,52	0,54	0,54	0,54	0,52	0,58	0,73	0,64	0,25	0,60	0,16	0,21
3829,35	Mg I (3)	0,40	0,31	0,14	0,10	0,48	0,35	0,05	—	0,26	0,22	0,47	0,17	0,20	0,38	—	—	0,25	—	—
3832,30	Mg I (3)	0,18	0,18	0,12	0,22	0,16	0,12	0,14	—	0,23	0,14		0,29	0,18	0,16	—	—	0,16	—	—
3835,39	H 9 эм	—					1,10		1,20		1,05	1,12		1,06		1,10	1,11	1,12		
	H 9 абс	0,72	0,69	0,66	0,83	1,75	0,70	0,72	0,64	1,17	0,49	0,57	0,66	0,50	0,90	0,54	0,57	0,60	2,60?	0,86
3838,29	Mg I (3)	0,30	0,32	0,33	0,34		0,34	0,39	0,59	0,77	0,50	0,36	0,36	0,38	0,53	0,36	0,45	0,63		
3840,45	Fe I (20, 45)											0,34	0,46	0,21	0,19					
3856,37	Fe I (4)	—	0,16	0,12			—	0,23	—	0,36	—	0,11	0,14	0,29		—	—	0,16	—	—
3859,91	Fe I (4)	—	0,25	0,12			0,41	0,23	—		—	0,19	0,21			—	—	0,17	—	—
3865,53	Fe I (20)	0,57	0,26	0,44			0,46	0,36	—	0,30	0,33	0,66	0,40	0,19	0,14	—	—	0,33	—	—
3872,50	Fe I (20)	—	0,22	0,14			—	—	—	0,27	0,24	0,29		0,24	0,15	—	—	0,23	—	—

Таблица 1 (*продолжение*)

λ, Å	Отождествление	W_λ, A, 1982 г.																	1981 г.	
		09.09	13.09	16.09	19.09	21.09	27.09	01.10	04.10	14.10	20.10	22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11	05.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
3878,57	Fe I (20,4)	—	0,29	0,10			—	—	—	0,37	0,21	0,12		0,21	0,33	—	—	0,19	—	—
3889,05	H8 + He I эм	1,15	1,28	1,31	1,21		1,21	1,19	1,10	1,20	1,33	1,43	1,43	1,40	1,26	1,38	1,24	1,43	1,37	1,30
	H8 + He I абс	0,68	0,67	0,67	0,61		0,70	0,86	0,48	0,69	0,74	0,72	0,71	0,45	0,98	0,43	0,32	0,60	0,85	0,92
3900,55	Ti II (34)	0,70	0,40	0,44	0,94	0,74	0,45	0,58	1,10	0,48	0,37	0,46	0,72	0,61	0,59	0,70	0,39	0,72	0,36:	0,24
3913,46	Ti II (34,41)	0,44	0,43	0,45	0,64	0,62	0,43	0,46	0,72	0,48	0,39	0,39	0,60	0,51	0,49	0,37	0,35	0,54	—	0,20
3933,66	K Ca II эм	—	1,07	1,05	—	1,04		1,08	1,05	1,05	—	—	1,04	—	—	—	—	—	1,05	1,08
	K Ca II абс	1,94	1,53	1,29	1,83	1,63		1,25	1,44	1,32	1,37	2,00	1,73	1,55	1,76	1,03	1,53	1,58	1,96	1,63
3941,75	Co I (17)	0,21	0,12	0,23	0,29	0,11		0,05	—	0,20	0,18	0,53	—	0,16	0,55	0,48	0,55	0,18	0,27	0,17
3948,90	Ca I (6), Ti I (13)	0,29	0,15	0,22	0,32	0,24		0,13	0,33	0,20	0,19	0,24	—	0,22	0,73	0,30	0,54	0,42	—	0,29
3956,3	Ti I (13)	0,18	0,10	0,21	—	0,11		0,14	0,20	0,36	0,14	0,56	—		0,32	0,34	?	0,40	—	—
3958,2	Ti I (13)										0,18				0,61					
3968,47	H Ca II	1,54	1,49	1,50	2,08	1,57		1,69	1,19	1,55	1,12	1,53	1,23	1,55	1,24	1,70	1,30	1,26	—	1,13
3970,05	H 7																			1,77(?)
3979,52	Co I (3)	0,10	—	—	—	—	—	—	—	0,21	—	0,45	—	0,22	—	—		0,26	—	—
3994,57	Co I (17)	0,13		0,15	0,06	0,05		0,15	0,19	0,21		0,49		0,39	0,28	0,22	0,15	0,26	—	—
3995,31	Co I (31)																			
4005,26	Fe I (43)	0,14		0,12	0,08	0,16		0,10	0,15	0,37	0,44	0,21		0,27	0,11	0,18	0,11	0,16	—	—
4012,37	Ti II (11)	0,24		0,05	0,04	0,03		0,08	—	0,16	0,20	0,23		0,17	0,06	0,07	0,30	0,28	—	—
4027,03	Co I (3)	0,05		0,07		0,03		0,04	0,06	0,09	0,27	0,33		0,15	0,10	0,29		0,13	—	0,16
4045,5	Co I (31) Fe I (43)	0,29		0,25		0,26			0,11	0,27	0,14	0,26		0,25	0,30	0,32	0,25	0,43	0,12	
4063,60	Fe I (43)	0,11		0,20		0,04			0,22	0,20	эм	0,11		0,17	0,16	0,20		0,17		
4071,75	Fe I (43)	0,18		0,13		—			0,14	0,17	0,06	0,12		0,13	0,20	0,23		0,22		
4076,37	Fe I (9)	0,16		0,27		0,23			0,67	0,38	0,07	0,32		0,33	0,15	0,36		0,25		

Таблица 1 *(продолжение)*

λ, Å	Отождествление	W_λ, Å, 1982 г.																	1981 г.	
		09.09	13.09	16.09	19.09	21.09	27.09	01.10	04.10	14.10	20.10	22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11	05.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
4101,74	H_δ эм	1,36		1,83		1,72			1,66	>1,50	>1,46	>1,51		1,62	1,76	1,77		>1,53	1,45	1,27
	H_δ абс	0,05		0,28		0,17			0,37	0,13	—	0,24		0,11	0,17	0,20		0,08	0,29	0,60
4132,06	Fe I (43)	0,16		0,37		0,18			0,47	0,29	0,48	0,08		0,25	0,21	0,09		0,15	0,12	—
4163,64	Ti II (105) эм			1,10		1,11			1,09	1,09		1,13		1,14	1,09	1,07		1,11		
4163,64	Ti II (105) абс	0,31		0,26		0,16			0,24	0,13	—	0,31		0,19	0,20	0,17		0,28	0,29	0,10
4210,37	Fe I (152)	0,40		0,13						0,27	0,29	0,20		0,21	0,09	0,16		0,15	—	0,16
4215,53	Fe I (152)	1,70		0,56		1,50			1,29	0,82	0,97	0,22		0,42	0,20	0,30		0,35	—	0,21
4219,36												0,48		0,35	0,28	0,29		0,25	—	—
4226,67	Ca I (2)	0,71:		0,58		0,35			0,60	0,75:	0,51	0,40		0,46	0,38	0,23		0,50	0,32	0,34
4246,82	Sc II (7)	0,64		0,56		0,64			0,94	0,56	0,56	0,65		0,45	0,46	0,48		0,84	0,09	—
4252,30	Ca I (1)	0,39		0,60		0,38			0,53	0,22	0,18	0,27		0,25	0,29	0,20		0,18	0,19	0,18
4254,35	Cr I (1)																			
4290,22	Ti II (41)	0,29		0,30		0,26			0,20	0,30	0,39	0,34		0,29	0,38	0,32		0,40	0,14	—
4294,10	Ti II (20)	0,23		0,28		0,22			0,42	0,27	0,20	0,32		0,34	0,30	0,31:		0,24	0,48	—
4300,05	Ti II (41)	0,36		0,38		0,28			0,39	0,26	0,27	0,35		0,33	0,34	0,32		0,40	—	0,10
4307,9	Ti II (41), Fe I эм	—		—		—			—	—	—	—		—	1,04	—		1,09	—	—
	абс	0,29		0,31		0,18			0,23	0,29	0,27	0,39		0,27	0,34	0,30		0,36	—	—
4312,86	Ti II (41) эм	0,63		0,63		0,74			0,64	0,62	0,60	0,48		0,73	1,14	0,68		1,10	0,27	—
4314,98	Ti II (4) абс														0,50			0,90		
4320,75	Sc II (15)	0,29		0,30		0,58			0,45	0,38	0,41	0,40		0,37	1,11	0,29		1,09	—	0,12
															0,33			0,41		
4325,01	Sc II (15)	0,18		0,25		0,27			0,33	0,32	0,23	0,28		0,39	0,30	0,22		0,40	—	—
4325,76	Fe I (42)																			
	Cr I (104)																			
4340,47	H_γ эм			>1,70					3,21 V	2,04 V				>1,34	1,94 V	2,84 V			2,58	1,80
	H_γ абс			0,18		0,03			1,49 R	1,33 R	0,15	0,15		0,11	1,27 R	1,51 R		0,10	0,43	0,12
4362,95	Cr I (82)			0,16		0,09			0,14	0,06	0,15	0,17		0,13	0,22	0,22			0,19	0,09
4463,13	Cr I (103)																			

Таблица 1 *(окончание)*

λ, Å	Отождествление	W_λ, Å, 1982 г.																	1981 г.	
		09.09	13.09	16.09	19.09	21.09	27.09	01.10	04.10	14.10	20.10	22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11	05.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
4367,66	Ti II (104)	0,08		0,09		—			—	0,06	0,17	0,11		0,15	0,22	0,18		0,08	0,16	—
4374,95	Sc II (14)	0,26		0,19		0,26			0,19	0,20	0,15	0,10		0,21	0,23	0,14		0,23	0,08	—
4383,55	Fe I (41)	0,06		0,07		0,04			0,07	0,15	0,05	0,07		—	—	—		—	—	0,18
4395,03	Ti II (19) эм			1,10		—			—	1,18		1,14		1,20	—	1,11		1,20		
	абс	0,59		0,49		0,62			0,45	0,45	0,46	0,49		0,55	0,55	0,46		0,69	0,11	0,16
4399,77	Ti II (51) эм			—		—			—	—	—	—		—	1,18	1,09		1,11	—	—
	абс	0,21		0,30		0,19			0,35	0,28	0,23	0,24		0,35	0,33	0,20		0,35	—	0,18
4404,75	Fe I (41)	0,05:		0,42:		0,19			0,05	0,12	0,03	0,10		0,20	0,11	0,08		0,24	—	—
4411,8		0,08:		0,10:		0,04			0,09	0,09	0,08	0,05		0,10		—				
4417,72		0,23		0,19		0,22			0,16	0,24	0,17	0,15		0,20	0,20	0,10		0,27	0,13	—
4443,80	Ti II (19)	0,43		0,34		0,29			0,45	0,42	0,39	0,45		0,38	0,51	0,40		0,64	0,23	—
4450,49	Ti II (19)	0,12		0,09		0,17			0,06	0,12	0,15	0,04		—	0,08	0,10		0,07	—	—
4454,78	Ca I (4)	0,10		0,08		0,12			0,08	0,17	0,18	0,15		—	—	0,08		0,08	—	—
4464,46	Ti II (40)	0,03		0,23		0,17			0,12	0,24	0,13	0,15		0,15	0,32	0,24		0,24	—	0,45
4468,49	Ti II (31)	0,36		0,45		0,36														
4472	He I + Fe II								0,20	0,40	0,29	0,36		0,34	0,40	0,34		0,54	—	—
	эм			1,17		1,17			1,07	1,11	>1,14	1,23		1,29	1,08	1,23		1,28	1,21	—
	абс	0,08		0,06		0,06			—	0,12	0,22	0,16		—	0,14	0,09		—	0,22	0,46
4476,	Fe I	0,10		0,29		0,09			0,11	0,18	0,15	0,15		0,09	0,18	0,09		0,05	0,28	
4481,33	Mg II (4) эм	1,05		1,09		—			1,06	1,07	—	1,10		1,24	1,10	1,06		1,21	1,09	
	абс	0,41		0,61		0,46			0,37	0,47	0,94	0,73		0,55	0,48	0,17		0,59	0,57	
4501,27	Ti II (31) эм			1,08		1,08			1,06	1,08	—	—		—	—	—		1,14	1,07	
	абс	0,52		0,48		0,36			0,45	0,58	0,54	0,57		0,40	0,50	0,36		0,51	0,33	
4512,7	Ti I (42)	—		0,12		0,13			0,06	0,21	—	0,20		0,07	0,34	0,10				
4529,46	Ti II (82)	—		0,09		0,03			0,10	0,10:	0,10	0,11		0,23	0,06	0,12				
4533,96	Ti II (52)																			
4534,78	Ti I (42)	0,38		0,45		0,53			0,41	0,46	0,45	0,50		0,45	0,51	0,39		0,59		
4549,62	Ti II (82)	0,10		0,15		0,13			0,11	0,17	0,19	0,12		0,15	0,30	0,17				
4559,92	Ti II (82)	0,15		0,32		0,14			0,16	0,16	0,23	0,18		0,16	0,31	0,15		0,24		
4563,76	Ti II (50)	0,42		0,43		0,40			0,55	0,47	0,31	0,48		0,25	0,50	0,41		0,48		
4571,97 эм		—		—		—			—	1,11	—	1,10		—	1,16	1,06		1,18		
4571,97 абс	Ti II (82)	0,38		0,45		0,34			0,47	0,50	0,50	0,49		0,40	0,58	0,31		0,54		

λ3600—5000 и λ5400—6800 Å. Здесь будут рассмотрены только наблюдения, выполненные в видимой области спектра. С начала сентября по конец ноября за 19 ночей получена 31 спектрограмма, время экспозиции в среднем составляло 45 мин. В каждую ночь в видимой области спектра получалась одна или две спектрограммы и две-три спектрограммы для H_α. Спектрограммы были измерены на микрофотометре, дающем записи в интенсивностях.

Уже первые спектрограммы и их записи обратили на себя внимание наличием в спектре многочисленных резких линий поглощения, которых не было видно в спектрах предыдущих лет. Было проведено отождествление всех абсорбционных и эмиссионных деталей по каждому спектру. При отождествлении был взят список линий в спектре β Пегаса, SP — M2 в системе MK [3]. В области спектра λ3600—5000 Å отождествлено свыше 100 линий поглощения, а также полосы окиси титана TiO и ряд полос поглощения SiH (0, 0) наряду с эмиссионными разрешенными и запрещенными линиями Fe II, [Fe II] и некоторых других элементов. Для всех уверенно отождествленных и повторяющихся от одного спектра к другому абсорбционных линий оценены эквивалентные ширины. Эти данные приведены в табл. 1. Здесь первый столбец — длина волны в ангстремах, второй — отождествление и номер мультиплета (в скобках) каждого элемента, в последующих столбцах — эквивалентная ширина линии для разных ночей наблюдений. В двух последних столбцах приведены для сравнения соответствующие значения для двух наблюдений в 1981г., когда начали появляться резкие линии поглощения в спектре CH Лебедя. Как видно из таблицы, эти линии в 1981 г. были еще очень слабы или отсутствовали вовсе. В качестве примера на рис. 1 и 2 показаны два участка спектра CH Cyg, соответственно от H8 до H7 и от λ4226 до λ4360 Å, по наблюдениям в 1980, 1981 и 1982 гг. (пояснения даны на рисунках). Здесь легко видеть, что в 1982 г. в видимой области спектра появились довольно сильные резкие линии поглощения ионов Ti II. Тщательное рассмотрение всего спектрального диапазона от λ3600 до λ5000 Å позволило выявить резкие линии поглощения других элементов наряду с линиями ионов Ti II. Это в основном линии нейтральных металлов: Mg I, Ca I, Ti I, Co I, Fe I, Cr I, а также ранее наблюдавшиеся Ca II, D_1, D_2Na I и He I.

Как и прежде, в видимой области спектра хорошо заметны четыре полосы окиси титана, TiO: у λ4954, λ4761, λ4669 и λ4584 Å. Измеренные величины наблюденных скачков у полос поглощения окиси титана, т. е. отношение I_+/I_-, где I_+ — интенсивность спектра с длинноволновой стороны от канта

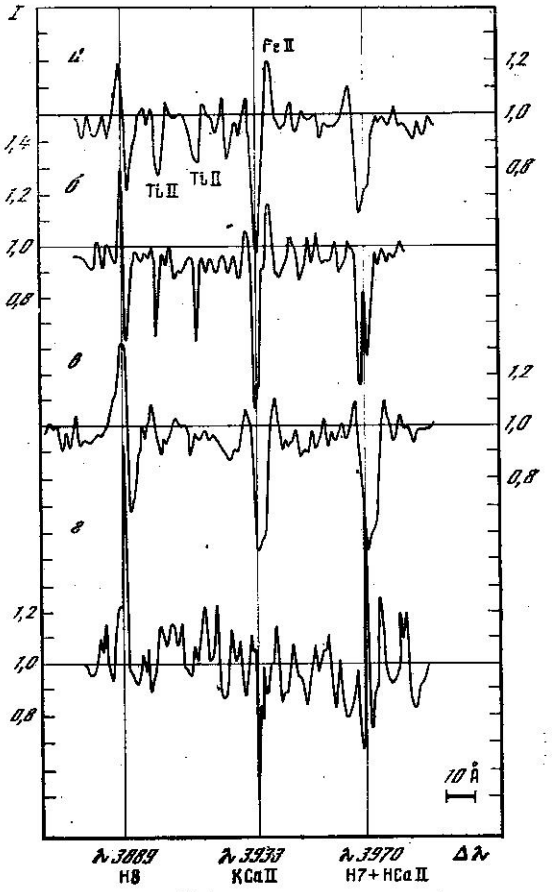


Рис. 1. Участок спектра между λ3889 и λ3970 Å (в единицах континуума) для разных моментов наблюдений в 1981 и 1982 гг.

а — 14.10 1982 г., *б* — 16.09 1982 г., *в* — 29.11 1981 г., *г* — 20.08 1980 г.

полосы, а I_- — то же с коротковолновой стороны от канта полосы поглощения, приведены в табл. 2 для всех ночей наблюдений. Здесь в первом столбце — длина волны, во втором — идентификация, в скобках указаны квантовые числа верхнего и нижнего колебательных уровней.

Кроме этих полос поглощения, в области спектра между λ4090 Å и λ4160 отождествлены несколько полос, в частности SiH (0, 0) и SiH (1,1).

Эмиссионный спектр в 1982 г., как и ранее, представлен линиями Fe II, [Fe II] и [O I]. Линии водорода от H_α до H_δ имеют двухкомпонентную структуру, асимметричны, с преобладанием интенсивности фиолетового ком-

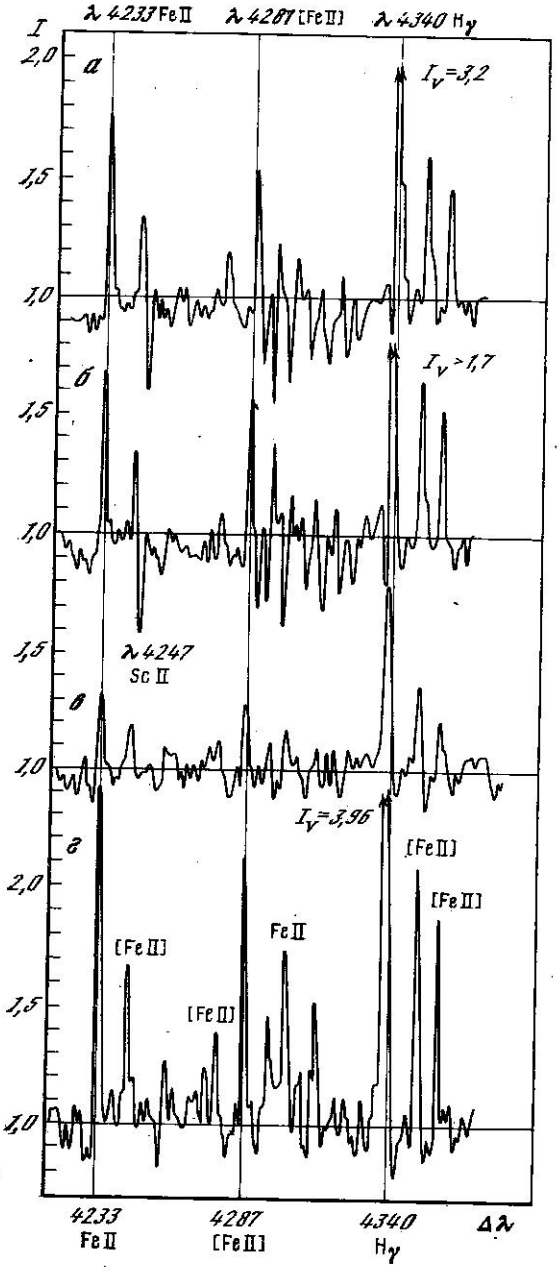


Рис. 2. Участок спектра между λ4230 и λ4360 Å (в единицах континуума) для разных моментов наблюдений в 1980, 1981 и 1982 гг.

а — 03.11 1982 г., б — 16.09 1982 г., в — 29.11 1981 г., г — 26.07 1980 г.

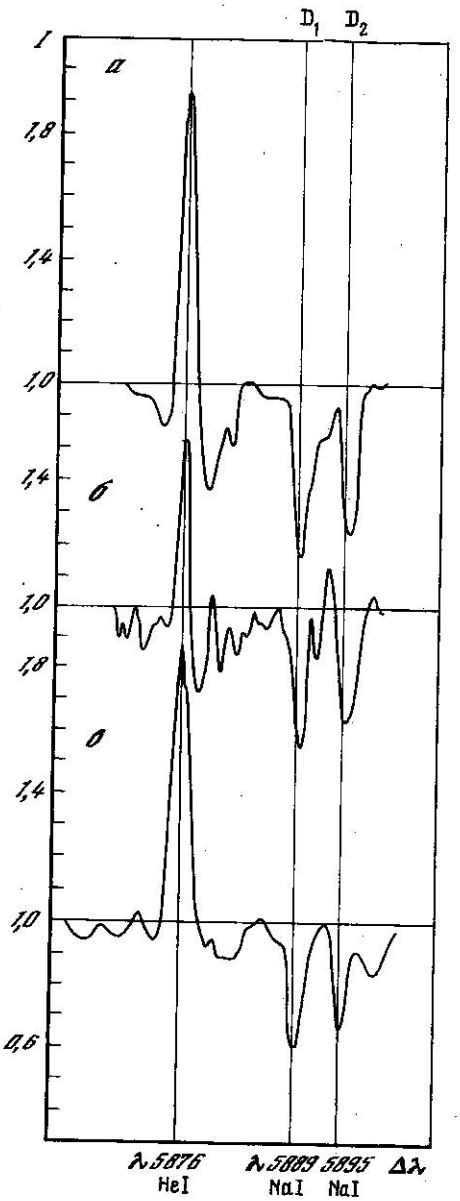


Рис. 3. Профили линии He I λ5876 Å и D_1, D_2 Na I

а — 27.10 1981 г., б — 25.11 1981 г., в — 27.10 1982 г.

Таблица 2

Полосы окиси титана (TiO) в спектре CH Cyg в 1982 г.

λ, Å	Полоса	I_+/I_-							
		09.09	13.09	16.09	19.09	01.10	04.10	14.10	20.10
4954	TiO (1,0)	0,79	0,75	0,72	0,64	0,71	—	0,75	0,87
4761	TiO (2,0)	0,93	0,91	0,89	0,87	0,83	0,86	0,88	0,89
4669	TiO (5,2)	0,93	—	0,92	0,93		0,92	0,95	0,92
4584	TiO (3,0)	0,89	—	0,84	—	—	0,86	0,87	0,71

λ, Å	Полоса	I_+/I_-						
		22.10	24.10	27.10	01.11	03.11	10.11	28.11
4954	TiO (1,0)	0,76	0,74	0,65	0,71	0,64	0,64	0,88
4761	TiO (2,0)	0,86	0,74	0,89	0,82	0,80	0,85	0,85
4669	TiO (5,2)	0,93	—	0,89	0,94	0,89	0,91	0,92
4584	TiO (3,0)	0,86	—	0,90	0,87	0,83	0,87	0,71

понента. Красноволновые компоненты линий H_γ и H_δ иногда переходят в абсорбцию. Линия H 7 блендируется с HCa II λ3968, а H 8 показывает профиль типа «обратный P Cyg», возможно, здесь сказывается блендирование с метастабильной линией He I. Более высокие линии бальмеровской серии наблюдаются в абсорбции и уверенно отождествляются до H 20. Эмиссия с коротковолновой стороны иногда наблюдается у линии H 9 λ3835 Å. Для всех эмиссионных линий оценены интенсивности по отношению к уровню местного континуума. Эти данные приведены в табл. 3. Здесь первый столбец — длина волны, второй — идентификация и номер мультиплета и в последующих столбцах — относительная интенсивность $I_л/I_0$ для каждого наблюдения.

Линии He I показывают профили типа «обратный P Cyg.» Это хорошо видно на линиях в красной области спектра λ5876 и λ6678 Å. В видимой области спектра λ4471 Å He I блендируется с абсорбционной линией λ4468, 5 Å Ti II и λ4026 Å He I является блендой эмиссионной линии Fe II, но все же и в этих блендах можно увидеть эмиссионный компонент с коротковолновой стороны и поглощение с длинноволновой. На рис. 3 приведен профиль линии He I λ5876 Å и соседних с ней линий D_1 и D_2 Na I.

Таким образом, наблюдения CH Cyg осенью 1982 г. показали, что в структуре и динамике оболочки, окружающей ее, происходят изменения в интервале нескольких месяцев.

Наблюденный нами спектр представляет следующую совокупность элементов и линий: а) линии водорода, б) линии нейтрального гелия, в) разрешенные эмиссионные линии ионизованных металлов (в основном Fe II), г) запрещенные эмиссионные линии ионизованных металлов —[Fe II] и линии [O I], д) абсорбционные линии ионов металлов — Shell-линии, Ti II, C II, Mg II, Ca II, возникающие в оболочке, е) абсорбционные линии нейтральных металлов Ca I, Fe I, Mg I, Co I, Ti I и некоторые другие. Последние принадлежат фотосфере красного M-компонента.

Ранее было замечено [2], что линии разных элементов в спектре CH Cyg дают разные значения лучевой скорости. Исследование M. Хак и др. [4] также показывает, что лучевые скорости, найденные по линиям поглощения ионов и нейтральных элементов, отличаются от скоростей, найденных по эмиссионным линиям и линиям Ca II, что указывает на стратификацию элементов в оболочке звезды.

Таблица 3

λ, Å	Отождествление	$I_л/I_0$										
		9.9	16.9	21.9	4.10	14.10	20.10	22.10	27.10	1.11	3.11	28.11
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
5017	Fe II	1,93	2,20	2,16	—	1,80	1,93	2,22	2,80	1,97		2,02
4924	Fe II	1,82	1,98	1,95	1,84	1,66	1,93	1,78	2,04	1,81	1,95	2,06
4813		1,16	1,20	1,19	—	1,23	—	—	1,28			1,25
4731	Fe II (43)	1,25	1,26	1,19	1,24	1,18	1,18	1,28	1,32	1,16	1,19	1,25
4725				1,12	—	—	1,12	—	1,14	1,08	—	1,15
4666	Fe II (37)	1,10	1,30	1,18	1,20	1,18	1,28	1,27	1,35	1,16	1,23	1,23
4657	Fe II (43)	1,04	1,08	1,02	1,12	1,12	1,12	1,15	1,13	1,08	1,11	1,07
4629	Fe II (37)	1,37	1,57	1,92	1,82	1,56	>1,35	1,65	>1,56	1,72	1,71	1,60
4620	Fe II (38)	1,19	1,24	1,25	1,30	1,25	1,33	1,29	1,46	1,16	1,18	1,30
4618		1,12	1,22	1,19	1,26	1,24	1,25	1,26	1,23	1,25	1,18	1,31
4583	Fe II (37, 38)	—	1,75	1,65	1,73	1,81		>1,35	>1,30	1,85	1,60	
4576	Fe II (38)	—	1,15	1,30	1,18	1,15		>1,30	>1,30	1,16	1,10	
4559		—	1,22	1,34	1,27	1,32		1,26	1,30	1,27	1,22	
4555	Fe II (37)	—	1,44	1,52	1,33	1,39		>1,32	>1,32	1,34	1,34	
4549	Fe II (38)	—	1,72	1,52	1,54	1,47		>1,32	>1,32	1,69	1,51	
4541	He II?	—	1,15	1,11	1,12	1,06		1,17	1,17	1,18	1,13	
4534	Fe II (37)	—	1,09	—	1,05	—		1,05	1,18	1,06	—	
4523	Fe II (38)	—	1,66	1,63	—	1,68		>1,32	>1,32	1,56	1,44	>1,30
4520	Fe II (37)	—	1,53	1,42	1,46	1,42		>1,32	>1,32	1,43	1,35	>1,30
4515	Fe II (37)	—	1,71	1,53	1,45	1,46		>1,32	>1,32	1,57	1,46	>1,32
4509	[Fe II] (6)	—	1,67	1,51		1,42		>1,30	>1,32	1,50	1,37	>1,32
4492	[Fe II] (6)	—	1,53	1,63	1,57	1,41		1,30	1,32	1,43	1,56	>1,32
4490	Fe II (37)	—	1,24	1,07	—			1,30	1,30	1,17	1,25	>1,28
4458		—	1,14	1,11	1,10	1,37		1,12	1,14	1,13	1,08	1,08
4452		—	1,18	1,13	1,07	1,14		1,17	1,23	1,14	1,18	1,10
4416	[Fe II] (6)	—	1,69	1,61	1,57	1,61		>1,31	>1,31	1,54	1,49	>1,30
4413	[Fe II] (7)	—	1,46	1,42	1,44	1,15		1,30	1,30	1,37	1,31	>1,08
4385	Fe II (27)	—	1,47	1,48	1,28	1,38		>1,31	>1,31	1,46	1,32	>1,28
4358	[Fe II] (21,7)	—	1,47	1,48	1,35	1,41		>1,30	>1,33	1,41	1,30	>1,28
4351	[Fe II] (21)	—	1,68	1,60	1,58	1,49		>1,31	>1,33	1,83	1,54	>1,32
4303	Fe II (27)	—	1,16	1,21	1,09	1,22	1,15	1,23	1,29	1,12	1,17	1,42
4296	Fe II (28)	—			1,21	1,25	1,05	1,28	1,34	1,26	1,22	1,27
4287	[Fe II] (7)	—	1,56	1,36	1,34	1,53	>1,20	>1,34	>1,36	1,56	1,46	>1,30
4276	[Fe II] (21)	—	1,09	1,17	1,10	1,17	1,19	1,21	1,20	1,14	1,14	1,13
4244	[Fe II] (21)	—	1,34	1,28	1,18	1,32	1,21	1,34	1,33	1,35	1,29	1,30
4233	Fe II (27)	—	1,68	1,66	1,61	1,55	>1,24	>1,38	>1,40	1,91	1,60	>1,34
4178	Fe II (28)	1,24	1,57	1,48	1,44	1,21	1,32	1,40	1,45	1,47	1,40	>1,38
4173	Fe II (27)	1,15	1,30	1,07	1,26	1,17	1,25	1,28	1,42	1,25	1,20	1,19
4162		—	1,11	1,11	1,09	1,09	—	1,13	1,14	1,09	1,07	1,11
4128	Fe II (27)	1,05	—	—	—	—	—	1,06	1,20	1,11		1,14
4122	Fe II (28)	1,08	1,11	1,09	1,04	1,09	1,07	1,09	1,10	—		1,15
4067	[S II] (1)	1,09	1,11	1,11	1,07	1,17	1,16	1,11	1,14	1,08		1,09
4065		1,09	1,12	1,13	1,12	1,18	1,20	1,13	1,16	1,11	1,18	1,16
4051			1,08	1,13	1,10	1,09	1,09	1,09	1,07	1,07		1,06
4024	Fe II	1,10	1,14	1,06	1,24	1,08	1,12	1,15	1,22	1,07	1,18	1,16
3999		—	—		1,15	1,04	—	—	—	1,05	1,20	1,03
3938	Fe II (3)	1,10	1,17	1,13	1,15	1,20	1,15	1,12	1,17	1,19	1,19	1,18
3862		—	1,08		—	—	1,07	1,05	1,11	1,10	1,11	1,13
3854			1,09	1,07	—	—	1,10	1,11	1,22	1,13	1,25	1,18
3849					—	—	1,05	—	1,09	1,04	1,10	1,14

Обращает на себя внимание следующий факт. В эмиссии мы наблюдаем только линии ионов железа, и нет среди них линий ионов титана, а в абсорбции, наоборот, нет ионов железа, а только в основном ионы титана. Такое соединение в одном спектре абсорбционных и эмиссионных, нейтральных и ионизованных разрешенных и запрещенных линий не позволяет однозначно ответить на вопрос: какова же модель CH Cyg? Двойная ли это звезда или просто активная одиночная? Валерстейн [5] отметил, что присутствие Fe II в эмиссии и Ti II в абсорбции было характерно для спектра RS Змееносца в фазе между выбросами. Мы провели сопоставление наблюденного нами спектра CH Cyg в 1982 г. со спектром повторной Новой RS Oph, описанного Валерстейном [6], и нашли удивительное их подобие. Не исключено, что CH Лебедя также является представителем этого класса объектов.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Галкина Т. С.* Спектральные наблюдения пекулярной звезды CH Cyg в июле — октябре 1980 г.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 33.
2. *Галкина Т. С., Шаховская Н. И., Бондарь Н. И.* Спектральные и электрофотометрические наблюдения пекулярной звезды CH Лебедя в 1980—1981 гг.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 19—30.
3. *Dorothy N., Davis D. N.* The spectrum of β Pegasi.— Astrophys. J., 1947, vol. 106, N 1.
4. *Hack M., Rusconi L., Sedmak G.* et al. Radial velocities of CH Cygni during the outburst started in 1977.— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 113, p. 250—260.
5. *Wallerstein G.* CH Cygni 1981—82: Now a shell star.— PASP, 1983, vol. 95, p. 135.
6. *Wollerstein G., Cassineli J. P.* Pre-outburst spectra of Nova RS Ophiuchi 1967.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, vol. 80, N 476.

УДК 523.942.841

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ 112 ГЕРКУЛЕСА (HD 174933)

Т. С. Галкина, Н. Х. Миникулов

Проведен анализ спектров спектрально-двойной звезды 112 Her, полученных в июне—августе 1975 г. на 1220-мм рефлекторе с дифракционным спектрографом с дисперсией 36 Å/мм в области спектра λ3600—4950 Å.

Найдено различие амплитуд изменения лучевой скорости, определенной по линиям водорода H_γ, H_δ, H9 и ионизованного магния λ4481 Å соответственно: K (H I) = ± 24, γ_0 = —15 км/с и K (Mg II) = ± 13, γ_0 = —36 км/с.

Обнаружены изменения эквивалентных ширин линий водорода, а также Mg II, Fe II, Fe I и He I с фазой. Оценки спектрального класса главного компонента показывают изменение его с фазой в среднем от B8,5 до A0,5.

Spectroscopic observations of the 112 herculis (HD 174933), by *T. S. Galkina, N. H. Minikulov.*— The spectroscopic observations of the spectroscopic binary 112 Her were analysed on the basis of 44 spectrograms with the dispersion 36 Å/mm in the region λ3650—4950 Å obtained from June to September 1975.

The radial velocity measurements from Balmer absorption lines and Mg II λ4481 show differences in the amplitude of the variation v_r and γ_0-velocity, respectively: K (H I) = = ± 24, γ_0 = —15 km/s and K (Mg II) = ± 13, γ_0 = —36 km/s.

It were found the variations of the equivalent widths of H I, Mg II, Fe II, He I-lines with phase as well as the variations of spectral type of the primary component. The latter varies from B 8,5 to A0, 5.

The most difference of the equivalent widths were discovered in the phases of the opposite conjunctions. It is proposed that these variations were due to the heating of the atmosphere of primary from secondary in the one of conjunctions.

112 Геркулеса включена Тримблом [1] в список возможных кандидатов в рентгеновские источники. В этом списке помещены тесные двойные звезды, похожие на известные двойные системы с рентгеновскими источниками:

Таблица 1

Дата, 1975 г.	Фаза (доли периода)	Число спектров	Дата, 1975 г.	Фаза (доли периода)	Число спектров	Дата, 1975 г.	Фаза (доли периода)	Число спектров
09/10.06	0,650	2	05/06.07	0,730	4	24/25.08	0,586	1
13/14.06	0,280	4	06/07.07	0,890	4	25/26.08	0,743	1
14/15.06	0,435	4	07/08.07	0,036	3	26/27.08	0,898	1
20/21.06	0,378	4	08/09.07	0,198	3	28/29.08	0,198	1
21/22.06	0,525	3	22/23.08	0,264	2			
27/28.06	0,475	4	23/24.08	0,418	3			

в спектре видны линии только одного компонента раннего спектрального класса, орбитальный период системы короче 20 дней, отношение масс компонентов меньше 0,3. Для 112 Геркулеса известны следующие параметры: спектральный класс главного компонента B9 II—III, орбитальный период 6,3 дня, отношение масс компонентов $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 = 0{,}081$, масса главного компонента $\mathfrak{M} = 12\,\mathfrak{M}_\odot$, функция масс $f(\mathfrak{M}) = 0{,}0036$.

Первые наблюдения этой звезды были выполнены Мейером [2] в 1926—1927 гг. Им было установлено, что 112 Her является спектрально-двойной звездой с периодом 6,3624 дня. Средняя лучевая скорость главного компонента была найдена равной 19,63 км/с. Спектральные наблюдения этой звезды в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были начаты в июне 1975 г. на 1220-мм рефлекторе с дифракционным спектрографом с дисперсией 36 Å/мм в области спектра λ3650—4950 Å на пластинках Kodak 103 a — 0. За период с 09.06 по 28.08 1975 г. получено 44 спектрограммы. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь первый столбец — дата, второй — фаза в долях периода, третий — количество спектрограмм. Фазы подсчитаны по элементам из каталога Баттена [3], $T_\Omega = 2424589{,}683 + 6^d{,}3624\ E$.

1. Лучевые скорости

Прежде чем приступить к отождествлению всего спектра, было выбрано несколько достаточно сильных, свободных от бленд линий в спектре, по которым получены оценки лучевой скорости для каждой фазы наблюдений. Были измерены три линии водорода: H_γ, H_δ и H9 (λ3835 Å), линия ионизованного магния Mg II λ4481 Å и линия межзвездного кальция K Ca II λ3933 Å. Результаты измерений в зависимости от фазы периода представлены на рис. 1. Здесь в верхней части рисунка нанесены значения лучевой скорости, полученные по линиям водорода: H_γ — светлые кружки, H_δ — крестики, H9 — точки. В средней и нижней частях рисунка даны значения v_r по измерениям линий Mg II λ4481 Å и K Ca II. Точность измерений линий Mg II λ4481 и K Ca II λ3933 Å составляет $\pm(3 \div 5)$ км/с, линий водорода несколько ниже, $\pm(7 \div 9)$ км/с.

Как видно из рисунка, найденные значения лучевой скорости и по линиям водорода, и по линии Mg II неплохо распределяются по фазам периода, найденного Мейером [2] равным $6^d{,}3624$. Но значения амплитуд по линиям водорода (K(H I) = ± 24 км/с) и по линии Mg II λ4481 Å (K = ±13 км/с) оказываются различными. Различаются также и средние лучевые γ_0-скорости; по линиям водорода $\gamma_0 = -15$ км/с, по линии Mg II $\gamma_0 = -36$ км/с. Следует заметить, что средняя лучевая скорость главного компонента была найдена Мейером равной −19,63 км/с. Эта величина попадает в интервал между соответствующими значениями, найденными нами по линиям водорода и по линии Mg II λ4481 Å.

Полученные кривые изменения лучевой скорости главного компонента 112 Her дали возможность установить, что моментам соединений соответ-

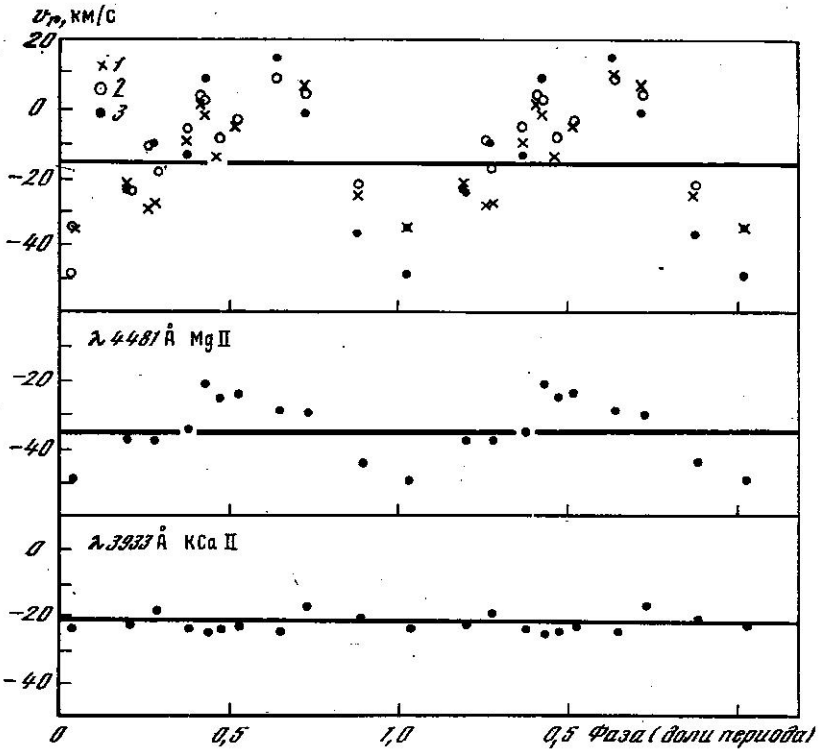


Рис. 1. Изменения лучевой скорости главного компонента 112 Her с фазой
1 — H_δ, *2* — H_γ, *3* — H_β

ствуют фазы 0,20—0^P,30 и 0,70—0^P,80 и моментам элонгаций — фазы 0,45—0^P,55 и 0,95—0^P,05 в долях периода.

Средняя лучевая скорость по линии K Ca II найдена равной —21 км/с.

2. Линии поглощения

Линии бальмеровской серии водорода являются самыми сильными в спектре 112 Her. Кроме них в спектре звезды наблюдается большое число линий He I, Fe II, Ti II, Cr II, Mg II, Ca II, Fe I и некоторые другие. В большинстве эти линии слабы. Наиболее сильными из них являются линии Mg II, Fe II, а также линии триплетной серии He I λ4471 и λ4026 Å, эквивалентные ширины которых составляют 0,2—0,4 Å, а остальные слабее. Для каждой фазы наблюдений были оценены эквивалентные ширины всех линий. Эти данные приведены в табл. 2—4 соответственно для линий H I, He I и прочих. Линии водорода (H_γ и H_δ), Mg II λ4481 Å, He I λ4471 Å и наиболее сильные линии некоторых других элементов были проанализированы в отношении поведения их с фазой. На рис. 2 показан ход с фазой изменения эквивалентных ширин линий водорода H_γ и H_δ. Здесь можно видеть, что W_λ рассматриваемых линий заметно различаются в моменты противоположных соединений. Эти моменты отмечены на рисунке вертикальными штрихами. Они соответствуют фазам 0,20—0^P,30, в первом соединении главный компонент проходит впереди вторичного, во втором 0,70—0^P,80 (главный позади вторичного). В первом соединении эквивалентные ширины H_γ и H_δ на 2—3 Å больше, чем в противоположном. Далее было проведено сопоставление эквивалентных ширин всех линий водорода, наблюдаемых в спектре звезды, в моменты противоположных соединений (рис. 3, *а*) и в моменты элонгации (рис. 3, *б*). На рис. 2 эти моменты показаны горизонтальными штрихами, они соответствуют фазам 0,45—0^P,55 и 0,95—1^P,05. И для моментов соединений, и для элонгаций сравниваются усредненные значения наблюдаемых эк-

Таблица 2. Эквивалентные ширины линий водорода W_λ, А

№ п/п	H I	Дата (1975 г.) и фаза															
		09.06 0^P,650	13.06 0,280	14.06 0,435	20.06 0,378	21.06 0,525	27.06 0,475	05.07. 0,730	06.07 0,890	07.07 0,036	08.07 0,198	22.08 0,264	23.08 0,418	24.08 0,586	25.08 0,743	26.08 0,898	28.08 0,198
1	H_β	12,04	9,84	8,20	8,98	7,41	6,80	6,46	8,20	8,45	9,80	12,12	8,35	10,70	8,97	6,56	9,35
2	H_γ	8,60	9,87	9,20	9,03	7,55	8,70	7,91	8,82	9,07	10,22	8,58	7,82	9,02	9,35	7,86	9,13
3	H_δ	8,90	8,48	10,19	8,48	8,68	8,56	7,65	7,89	9,96	9,82	9,38	8,51	8,32	8,65	7,52	8,87
4	H_ε + HCa II	9,40	8,91	9,06	8,29	8,55	8,81	7,72	8,34	9,34	9,57	8,54	7,80	8,23	9,27	7,36	8,31
5	H 8	8,80	7,92	8,10	7,92	7,86	8,42	7,64	8,26	9,14	9,81	8,67	7,52	7,24	8,59	6,96	6,83
6	H 9	8,11	6,97	7,04	7,30	7,48	7,90	6,52	7,53	7,90	8,40	7,06	6,85	6,21	7,48	6,83	7,23
7	H 10	6,85	5,84	6,08	5,95	6,09	6,51	5,87	6,67	6,74	8,24	5,75	5,40	5,11	6,55	5,40	6,50
8	H 11	5,40	4,90	5,17	4,82	5,24	5,13	4,72	5,56	4,37	5,86	4,80	4,30	4,14	5,03	4,34	4,78
9	H 12	4,21	3,34	3,59	3,47	3,86	4,22	3,62	4,33	4,56	4,71	2,72	3,09	2,80	3,43	2,74	3,72
10	H 13	3,11	2,58	2,58	2,87	2,94	3,36	2,64	3,00	2,83	3,09	2,01	1,91	1,74	2,98	1,85	2,73
11	H 14	1,81	1,66	1,56	1,65	1,96	2,05	1,56	2,12	1,62	2,12	1,33	1,22	1,12	1,60	1,18	1,20
12	H 15	1,88	1,10	1,22	1,54	1,20	1,61	1,15	1,21	0,55		1,29	0,82		1,09	1,21	0,90
13	H 16	1,19	0,66	0,91	0,76	0,89		0,84				0,62	0,35			0,77	

Таблица 3. Эквивалентные ширины линий гелия W_λ, А

№ п/п	H I	Дата (1975 г.) и фаза															
		09.06 0^P,650	13.06 0,280	14.06 0,435	20.06 0,378	21.06 0,525	27.06 0,475	05.07 0,730	06.07 0,890	07.07 0,036	08.07 0,198	22.08 0,264	23.08 0,418	24.08 0,586	25.08 0,743	26.08 0,898	28.08 0,198
	$2^3p^0 - n^3D$																
1	4471,5	0,19	0,25	0,15	0,23	0,13	0,21	0,16	0,18	0,30	0,34	0,25	0,11	0,12	0,24	0,15	0,25
2	4026,2	0,14	0,17	0,22	0,17	0,11	0,19	0,10	0,11	0,25	0,25	0,09	0,14	0,09	0,27	0,15	0,11
3	3819,7	0,10	0,11	0,10	0,07	0,08	0,09	0,05	0,12	0,08	0,09	0,03	0,09	0,06		0,05	0,06
	$2^3p^0 - n^3S$																
4	4120,8	0,10	0,06	0,09	0,08	0,07	0,07	0,09	0,07	0,08	0,05	0,14	0,06	0,05	0,09	0,02	0,09
5	4387,9		0,13	0,12	0,13	0,10	0,15	0,05	0,08	0,06	0,13	0,08	0,07	0,14	0,05	0,09	0,09
6	4143,8	0,15	0,05	0,17	0,08	0,07	0,11	0,08	0,15	0,26	0,12	0,19	0,04	0,09	0,08	0,02	0,07
	$2^1p^0 - n^1D$																
7	4009,3	0,07	0,04	0,07	0,07	0,04	0,09	0,03	0,05	0,18		0,07	0,07	0,04	0,06		0,04
8	3926,5	0,08	0,06	0,06	0,06	0,05	0,06	0,04	0,07	0,11	0,07	0,07	0,06		0,16	0,02	
9	3871,8	0,12	0,13	0,12	0,09	0,08	0,11	0,06	0,08	0,12	0,11	0,07	0,10	0,02	0,18	0,10	0,14
	$2^1p^0 - n^1S$																
10	4437,5	0,03	0,05	0,06	0,06	0,04	0,06	0,03	0,07	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04		0,08	0,03
11	4169,0	0,03	0,04	0,06	0,09	0,03	0,02				0,07	0,04	0,03		0,07		0,03
12	3935,9		0,06	0,06	0,04	0,07	0,08	0,04	0,07	0,09	0,06	0,12	0,05	0,11	0,12	0,07	0,12
13	3878,2	0,05	0,07	0,06	0,04	0,06	0,05	0,03	0,05	0,09	0,07	0,08	0,08	0,08	0,13	0,06	0,06

Таблица 4

Эквивалентные ширины линий прочих элементов W_λ, Å

№ п/п	λ, Å	Элемент	Мультиплет	Дата (1975 г.) и фаза															
				09.06 0^P,650	13.06 0,280	14.06 0,435	20.06 0,378	21.06 0,525	27.06 0,475	05.07 0,730	06.07 0,890	07.07 0,036	08.07 0,198	22.08 0,264	23.08 0,418	24.08 0,586	25.08 0,743	26.08 0,898	28.08 0,198
1	4923,9	Fe II	42				0,37	0,20	0,19	0,21	0,22								
2	4836,2	Cr II	30		0,19	0,27	0,22	0,30	0,28	0,10	0,17	0,22	0,41	0,36	0,20	0,15			0,13
3	4824,1	Cr II	30	0,30	0,13	0,16	0,23	0,17	0,19	0,06	0,10	0,24	0,36	0,26	0,18	0,17	0,27		0,08
4	4805,1	Ti II	92	0,38	0,21	0,12	0,28	0,12	0,22	0,15	0,08	0,12	0,19	0,21	0,12	0,13			
5	4780,0	Ti II (Fe II)	92	0,10	0,10	0,10	0,12	0,10	0,19	0,18	0,13	0,22	0,18	0,15	0,10	0,08	0,14	0,14	0,06
6	4755,9	Mn II	5	0,14	0,10	0,12	0,10	0,20	0,10	0,13	0,16	0,15	0,14	0,16	0,11		0,17	0,10	0,23
7	4731,4	Fe II	43	0,26	0,09	0,12	0,16	0,14	0,13	0,08	0,06	0,20	0,24	0,24	0,10	0,09	0,17	0,06	
8	4666,7	Fe II	37	0,06	0,07	0,07	0,13	0,12	0,08	0,05	0,10	0,10	0,20	0,09	0,07	0,10		0,04	
9	4657,0	Fe II (Ti II)	43	0,08	0,12	0,06	0,10	0,08	0,11	0,12	0,04	0,13	0,07	0,06	0,07		0,09	0,05	0,12
10	4635,3	Fe II	186	0,22	0,14	0,07	0,13	0,09	0,13	0,04	0,07	0,13	0,07	0,09	0,07	0,16	0,05	0,09	0,08
11	4629,3	Fe II	37	0,20	0,17	0,17	0,09	0,16	0,13	0,08	0,10	0,13	0,28	0,07	0,07	0,07	0,05	0,07	
12	4620,5	Fe II	38	0,12	0,12	0,10	0,15	0,15	0,10	0,10	0,07	0,08	0,23	0,04	0,09		0,04	0,05	0,06
13	4596,0	Fe II (Fe I)	38	0,07	0,12	0,07	0,11	0,08	0,06	0,04	0,08	0,09	0,17	0,08	0,06	0,12			0,07
14	4583,9	Fe II	38	0,23	0,16	0,13	0,19	0,11	0,22	0,12	0,12	0,18	0,12	0,12	0,13	0,15	0,19	0,16	0,14
15	4579,5	Fe II (Cr I)	26	0,05	0,07	0,06	0,14	0,06	0,10	0,08	0,04	0,11	0,09	0,07	0,05	0,05	0,06	0,05	0,05
16	4576,3	Fe II	38	0,13	0,11	0,07	0,12	0,07	0,07	0,10	0,09	0,07	0,14	0,04	0,06			0,14	
17	4572,0	Ti II	82	0,09	0,13	0,06	0,21	0,05	0,07	0,05	0,05	0,13	0,09	0,03	0,06		0,18		
18	4555,9	Fe II	37	0,08	0,14	0,09	0,18	0,04	0,14	0,10	0,14	0,15	0,18	0,16	0,14	0,11	0,15	0,11	
19	4549,5	Fe II (Ti II)	38	0,30	0,30	0,20	0,23	0,19	0,26	0,18	0,19	0,22	0,33	0,23	0,20	0,19	0,33	0,17	0,15
20	4541,5	Fe II	38	0,15	0,12	0,06	0,11	0,05	0,11	0,05	0,06	0,06	0,13	0,10	0,09	0,03		0,10	0,05
21	4534,0	Ti II	50	0,15	0,17	0,09	0,12	0,13	0,13	0,05	0,07	0,08	0,11	0,06	0,07	0,05		0,08	0,09
22	4522,6	Fe II	38	0,15	0,11	0,09	0,14	0,12	0,08	0,06	0,11	0,09	0,08	0,05	0,07	0,09	0,14	0,04	
23	4519,8	Fe II (Cr I)	37	0,14	0,09	0,07	0,08	0,03	0,07	0,04	0,08	0,08	0,08	0,07	0,05	0,05	0,08	0,08	0,11
24	4515,3	Fe II	37	0,21	0,10	0,05	0,12	0,07	0,18	0,05	0,08	0,10	0,10	0,07	0,07	0,08	0,16	0,02	0,17
25	4508,3	Fe II	38	0,17	0,11	0,09	0,09	0,08	0,11	0,09	0,07	0,06	0,12	0,09	0,11	0,08	0,24	0,03	0,14
26	4501,3	Ti II	31	0,20	0,10	0,09	0,05	0,11	0,08	0,07	0,06	0,06	0,14	0,10	0,06	0,17	0,14		0,03
27	4493,5	Ti II	18	0,11	0,05	0,07	0,08	0,06	0,06	0,02	0,07		0,08	0,05	0,07	0,08	0,06		0,07

Таблица 4 *(продолжение)*

№ п/п	λ, Å	Элемент	Мультиплет	Дата (1975 г.) и фаза															
				09.06 0^P,650	13.06 0,280	14.06 0,435	20.06 0,378	21.06 0,525	27.06 0,475	05.07 0,730	06.07 0,890	07.07 0,036	08.07 0,198	22.08 0,264	23.08 0,418	24.08 0,586	25.08 0,743	26.08 0,898	28.08 0,198
28	4488,4 4487,3	Ti II Fe I (Y I)	115 824	0,08	0,17	0,07	0,05	0,06	0,07	0,05	0,06	0,15	0,18	0,11	0,06	0,12	0,13		0,09
29	4481,3	Mg II	4	0,34	0,26	0,20	0,30	0,23	0,32	0,19	0,36	0,31	0,42	0,26	0,15	0,21	0,39	0,17	0,48
30	4468,5	Ti II	31	0,18	0,12	0,11	0,12	0,11	0,08	0,06	0,09	0,08	0,21	0,13	0,08	0,10	0,11	0,04	0,05
31	4455,9 4454,7	Ca I Ca I (Sc II)	4	0,13	0,06	0,11	0,07	0,02	0,06	0,03	0,04	0,12	0,13	0,09	0,09			0,05	0,15
32	4450,5	Ti II	19	0,16	0,14	0,07	0,10	0,09	0,09	0,07	0,11	0,10	0,12	0,09	0,06	0,09	0,15		0,12
33	4443,8	Ti II	19	0,04	0,08	0,12	0,11	0,07	0,08	0,06	0,10	0,09	0,16	0,07	0,04	0,07	0,15	0,06	0,09
34	4430,6	Fe I	68	0,12	0,03	0,06	0,13	0,05	0,07	0,07	0,06	0,07	0,10	0,06	0,05		0,14	0,04	
35	4428,0	Mg II	9	0,08	0,03	0,06	0,07	0,06	0,08	0,03	0,05	0,10	0,11	0,04	0,04		0,09		
36	4419,8	Fe I	644	0,08	0,13	0,09	0,07	0,06	0,08	0,06	0,09	0,20	0,13	0,02	0,07			0,04	0,11
37	4416,8	Fe II	27	0,11	0,11	0,13	0,08	0,10	0,15	0,08	0,12	0,14	0,15	0,09	0,11	0,06	0,17	0,03	0,17
38	4402,9	Fe II (S II)	(43)		0,07	0,13	0,11	0,07	0,09	0,07	0,12	0,10	0,14	0,13	0,06	0,10	0,06	0,05	
39	4395,0	Ti II	19	0,06	0,09	0,11	0,06	0,06	0,11	0,07	0,09	0,16	0,18	0,13	0,05	0,13	0,13	0,07	0,07
40	4384,6	Mg II (Fe I)	10	0,20	0,23	0,23	0,15	0,21	0,17	0,15	0,12	0,20	0,17	0,22	0,12	0,27	0,36	0,15	0,27
41	4357,6	Fe II (Fe I)	(994)	0,09	0,09	0,11	0,08	0,10	0.09	0,07	0,06	0,13	0,10	0,04	0,06	0,04	0,16	0,07	0,16
42	4351,8	Fe II	27	0,21	0,19	0,12	0,12	0,12	0,10	0,10	0,08	0,12	0,10	0,13	0,11	0,09	0,22	0,09	
43	4347,2	Fe I	2	0,09	0,13	0,07	0,07	0,07	0,05	0,06	0,06	0,10	0,11	0,08	0,07	0,14	0,18	0,02	0,06
44	4325,7	Fe I	42	0,14	0,24	0,19	0,19	0,16	0,17	0,12	0,10	0,18	0,20	0,16	0,12	0,08	0,11	0,15	0,04
45	4303,2	Fe II	27	0,14	0,09	0,17	0,12	0,12	0,11	0,09	0,10	0,15	0,13	0,11	0,05	0,07	0,07	0,06	0,07
46	4300,0	Ti II	41	0,11	0,05	0,14	0,07		0,07	0,07	0,06	0,13	0,15	0,04	0,04	0,09	0,07	0,05	0,05
47	4296,5	Fe II	28	0,08	0,09	0,08	0,04	0,06	0,05	0,02	0,04	0,12	0,16	0,04	0,04		0,08	0,05	0,03
48	4290,2	Ti II	41	0,06	0,03	0,09	0,05		0,05	0,03	0,02	0,07	0,09	0,05	0,03		0,04		0,07
49	4271,8	Fe I	42	0,10	0,07	0,12	0,07	0,03	0,06	0,03	0,06	0,10	0,16	0,10	0,05		0,10	0,04	
50	4258,2	Fe II	28	0,05	0,07	0,29	0,09	0,14	0,08	0,07	0,09	0,06	0,21	0,08	0,07	0,09	0,07	0,08	0,06
51	4242,4	Cr II	31	0,06	0,14	0,06	0,10	0,04	0,07	0,04	0,07	0,14	0,13	0,05	0,12		0,07	0,10	
52	4235,9	Fe I (Cr I)	152	0,11	0,04	0,08	0,09	0,06	0,07	0,11	0,04	0,12	0,09	0,14	0,04			0,07	0,10
53	4233,2	Fe II	27	0,09	0,11	0,14	0,09	0,010	0,10	0,07	0,10	0,12	0,13	0,11	0,10	0,06	0,05	0,06	0,08

Таблица 4 *(окончание)*

№ п/п	λ, Å	Элемент	Мультиплет	Дата (1975 г.) и фаза															
				09.06 0^P,650	13.06 0,280	14.06 0,435	20.06 0,378	21.06 0,525	27.06 0,475	05.07 0,730	06.07 0,890	07.07 0,036	08.07 0,198	22.08 0,264	23.08 0,418	24.08 0,586	25.08 0,743	26.08 0,898	28.08 0,198
54	4226,8	Ca I	2	0,12	0,17	0,12	0,07	0,05	0,05	0,02	0,04	0,06	0,16	0,06	0,05	0,05	0,15	0,05	
55	4206,5	Mn II	7	0,10	0,09	0,05	0,11	0,10	0,10	0,05	0,06	0,17	0,12	0,09	0,07			0,11	
56	4202,0	Fe I	42	0,05	0,05	0,07	0,08	0,15	0,07	0,04	0,04	0,13	0,11	0,14	0,07		0,05	0,05	0,04
57	4187,8	Fe I	152	0,05	0,03	0,03	0,07	0,03	0,04	0,04	0,04	0,05	0,06	0,05	0,07			0,09	
58	4179,1	Fe II (Cr II?)	28	0,16	0,23	0,26	0,23	0,12	0,17	0,09	0,13	0,17	0,16	0,08	0,07	0,09	0,11	0,16	0,19
59	4171,9	Ti II	105	0,07	0,10	0,13	0,06	0,06	0,07	0,07	0,05	0,13	0,13	0,08	0,08		0,04	0,05	
60	4130,9	Si II	3	0,26	0,13	0,26	0,12	0,06	0,13	0,06	0,11	0,25	0,12	0,11	0,15	0,05	0,15	0,14	0,18
61	4128,0	Si II	3	0,27	0,23	0,17	0,21	0,16	0,13	0,14	0,15	0,27	0,18	0,16	0,11	0,08	0,20	0,16	0,17
62	4122,6	Fe II	28	0,12	0,13	0,09	0,06	0,10	0,08	0,08	0,09	0,08	0,08	0,18	0,05	0,09	0,08	0,08	0,17
63	4083,6	Mn I	5	0,05	0,10	0,16	0,06	0,14	0,11	0,06	0,04	0,13	0,14	0,12	0,06		0,11	0,06	0,09
64	4048,8	Fe II	172	0,04	0,04	0,04	0,06	0,08	0,06	0,05	0,04	0,07	0,05	0,07	0,05			0,09	
65	4044,0	Fe II	172	0,07	0,19	0,11	0,08	0,11	0,07	0,10	0,11	0,17	0,17	0,04	0,12	0,04		0,07	
66	4038,0	Cr II	194	0,04	0,04	0,09	0,05	0,11	0,10	0,04	0,03	0,11	0,06	0,04		0,04			
67	4033,2	Fe I (O II)	218		0,14	0,09	0,14	0,06	0,10	0,04	0,04	0,22	0,09	0,06	0,05	0,10		0,04	
68	4012,4	Ti II	11	0,04	0,12	0,13	0,06	0,04	0,07	0,06	0,03	0,07	0,05	0,05	0,07	0,05	0,07	0,03	0,09
69	4002,1	Fe II	29	0,07	0,07	0,14	0,05	0,05	0,04	0,03	0,06	0,11	0,12	0,07	0,11	0,07	0,10	0,06	
70	3997,1	V II	9	0,06	0,07	0,10	0,05	0,05	0,12	0,07	0,07	0,10	0,13	0,11	0,12	0,04	0,06		0,11
71	3968,5	Ca II	1																
72	3961,5	Al I	1	0,11	0,10	0,07	0,06	0,05	0,09	0,03	0,04	0,09	0,11	0,07	0,10	0,15	0,09	0,05	0,13
73	3933,6	Ca II	1	0,27	0,25	0,25	0,17	0,25	0,26	0,19	0,18	0,23	0,31	0,29	0,19	0,28	0,37	0,18	0,31
74	3920,7	C II	4	0,10	0,08	0,07	0,07	0,12	0,17	0,09	0,11	0,17	0,16	0,16	0,11	0,06	0,11	0,06	
	3919,3	C II	4																
75	3905,6	Cr II	167	0,17	0,12	0,09	0,13	0,11	0,11	0,16	0,14	0,14	0,09	0,06	0,08	0,19	0,05	0,06	0,22
76	3900,5	Ti II	34	0,08	0,07	0,09	0,08	0,12	0,10	0,12	0,07	0,08	0,05	0,02	0,08	0,07	0,15	0,10	0,12
77	3862,6	Si II	1	0,14	0,07	0,08	0,06	0,07	0,07	0,08	0,09	0,14	0,11	0,07	0,08	0,07	0,08	0,03	0,09
78	3856,0	Si II	1	0,17	0,06	0,06	0,06	0,12	0,09	0,06	0,08	0,15	0,10	0,08	0,08	0,05		0,08	0,03
79	3853,8	Si II	1	0,07	0,04	0,05	0,05	0,09	0,04	0,05	0,06	0,11	0,05	0,07	0,04			0,02	0,12
80	3820,4	Fe I (He I)	20	0,10	0,11	0,10	0,07	0,08	0,09	0,05	0,12	0,13	0,18	0,03	0,09	0,06		0,05	0,06

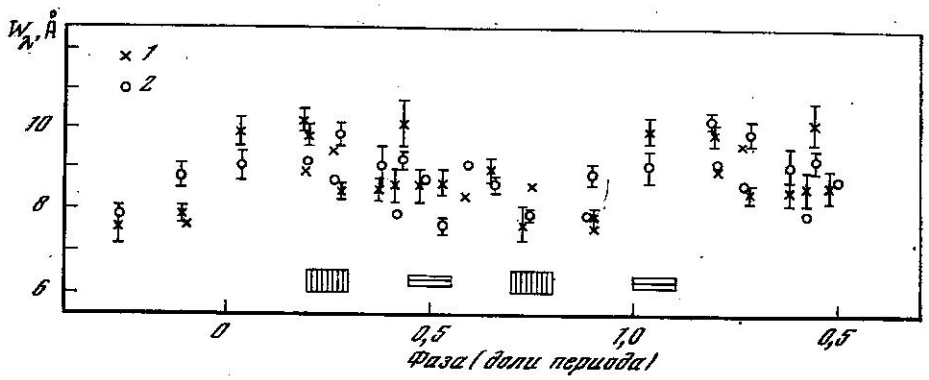


Рис. 2. Изменение эквивалентных ширин линий водорода H_δ и H_γ с фазой

Вертикальной штриховкой показаны моменты соединений, а горизонтальной — моменты элонгаций; *1* — H_δ, *2* — H_γ

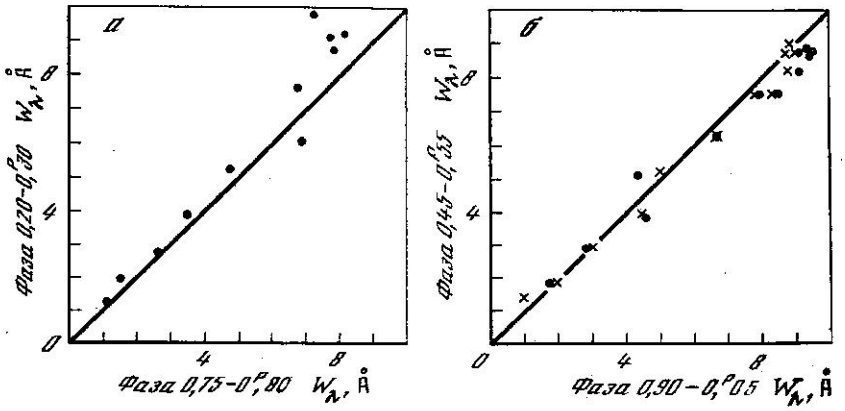


Рис. 3. Сопоставление эквивалентных ширин линий водорода W_λ

а — в фазах противоположных соединений, *б* — в фазах двух элонгаций

вивалентных ширин. Так, для первого соединения усреднены W_λ для двух фаз: 0,280 и 0^P,198 и в противоположном соединении для двух фаз: 0,730 и 0^P,743. Для моментов элонгаций в фазах 0,45—0^P,55 усреднены значения для моментов 0^P,435, 0^P,525, 0^P,475 (даты 14.06, 21.06 и 27.06 1975 г.). Для второй элонгации взяты наблюдения 07.07 1975 г. (точки) и средние значения W_λ из наблюдений 06.07 и 07.07 1975 г. (крестики). Как видно из рис. 3, *а*, практически все линии водорода в первом соединении имеют бо́льшие значения эквивалентных ширин, чем во втором, причем это различие больше у первых пяти членов серии, от H_β до H8.

Проанализируем аналогично линии других элементов. На рис. 4 показаны измерения W_λ для линий Mg II λ4481 Å; Fe II, Ti II λ 4303—4300 Å; Fe II, Ti II, Cr II + Fe II λ4173 + 4179 Å и He I λ 4471 Å в зависимости от фазы. Здесь, так же как и у линий водорода, заметен ход изменения эквивалентных ширин выбранных линий с фазой, а именно: в соединении, соответствующем фазам 0,20—0^P,30, эквивалентные ширины рассмотренных линий больше, чем в противоположном соединении. Обнаруженные изменения могут быть обусловлены либо эффектом светимости, либо переменностью спектрального класса главного компонента, либо влиянием вторичного компонента на спектр главного. Чтобы сделать выбор между возможными причинами, был оценен спектральный класс главного компонента для каждой фазы. Для оценки спектрального класса были выбраны следующие критерии из [4]: комбинации линий λ (4303 + 4300) Fe II, Ti II и λ(4179 + 4173) Fe II, Ti II, Cr II + Fe II, а также λ 4471 He I. Полученные оценки спектрального класса главного компонента по первой группе критериев и по линии He I показаны на рис. 5. Здесь легко видеть, что спектральный класс главного

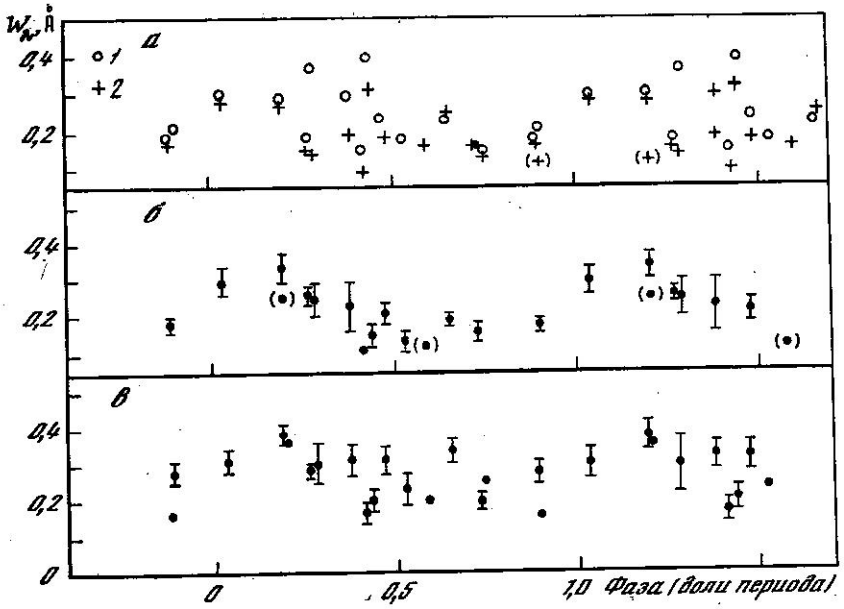


Рис. 4. Изменения эквивалентных ширин линий

а — Fe II, Ti II λ4179 + λ4173 Å (*1*) и λ4303—4300 Å (*2*); *б* — He I λ4471 Å; *в* — Mg II λ4481 Å с фазой

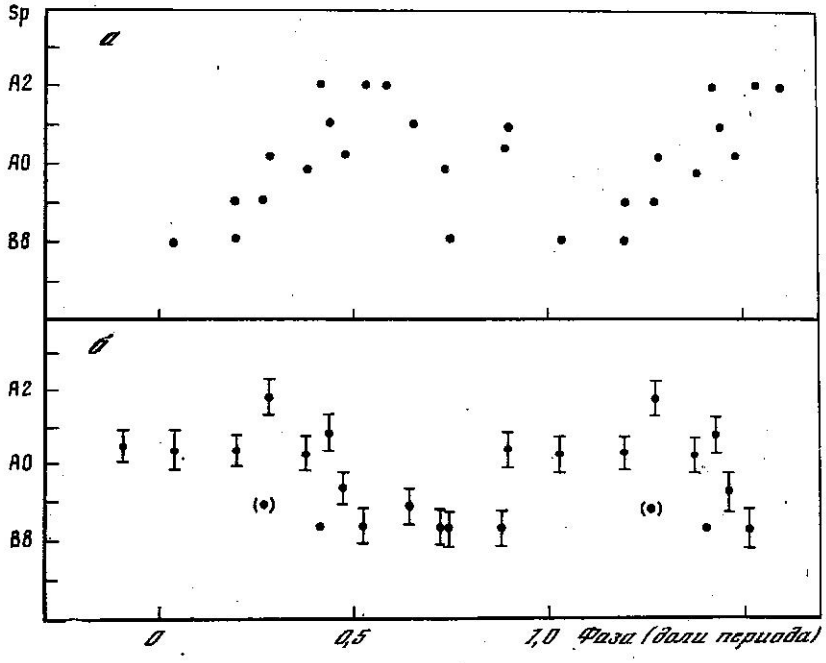


Рис. 5. Изменения спектрального класса главного компонента, найденного по линиям He I (*а*) и Fe II, Ti (II) (*б*) с фазой

компонента 112 Геркулеса изменяется с фазой от A1,5 до B8,5. Спектральный класс, определенный по первой группе критериев (нижняя половина рисунка), в интервале фаз около первого соединения (0,20—0^P,30), оказывается более поздним, чем в противоположном соединении. Точность определения спектрального класса составляет ±0,5 спектрального подкласса. Кривая изменения спектрального класса главного компонента, определенного по линии He I λ4471 Å, смещена на четверть периода по отношению к первой.

Таким образом, можно полагать, что обнаруженное изменение эквивалентных ширин линий водорода и линий группы железа обусловлено изменением спектрального класса главного компонента. В связи с тем, что наибольшее

различие в полученных оценках спектрального класса выявлено в фазы противоположных соединений, можно предположить, что вторичный компонент более горячий, имеет более ранний, чем главный, спектральный класс. В моменты одного из соединений (фаза $0^P,750$) вторичный компонент, проходя впереди главного компонента, нагревает атмосферу последнего, и в результате мы наблюдаем спектр главного компонента более ранним, чем в противоположном соединении (фазы $0,2—0^P,3$). Что касается линий He I, то изменение их эквивалентных ширин может быть обусловлено либо изменением светимости, либо содержанием. Однако здесь нужно помнить, что линии He I, так же как и крылья водородных линий, являются чувствительными к штарк-эффекту, делать заключение по одной линии He I λ4471 Å при оценке спектрального класса нужно с осторожностью.

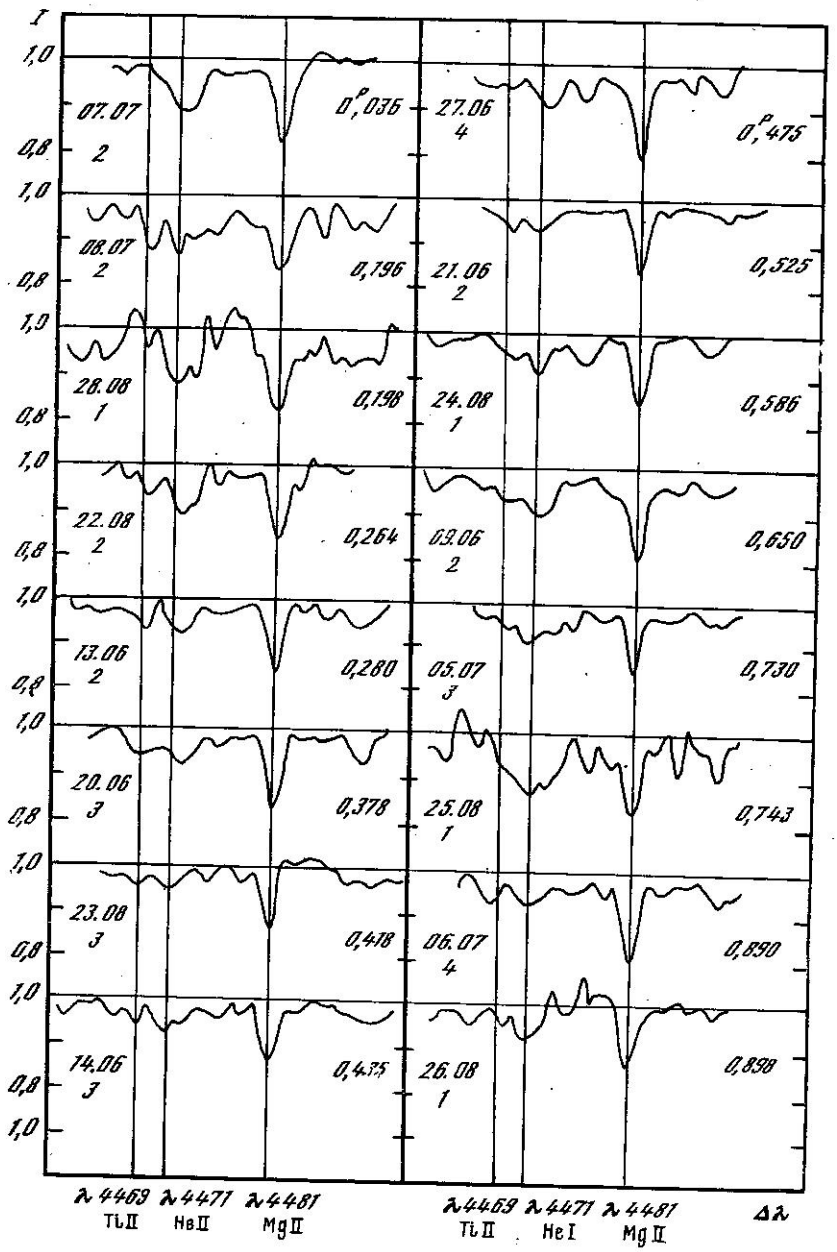


Рис. 6. Записи участка спектра от λ4465 до λ4485 Å в единицах континуума для разных фаз

В рассматриваемом спектре линия He I λ4471, а также λ4026 Å имеет довольно сложный профиль. Эта картина усложняется и тем, что с коротковолновой стороны к ней примыкает линия λ4468,5 Å Ti II.

На рис. 6 приведены участки спектра в области линий He I λ4471 Å и Mg II λ4481 Å для каждой фазы наблюдений (фаза указана справа, дата и количество спектрограмм, по которым получена усредненная запись, приведены слева). Здесь легко видеть, что линия He I λ4471 Å в сравнении с Mg II λ4481 Å всегда более размыта, профиль ее часто раздвоенный и имеет дифференциальное смещение по отношению к линии Mg II λ4481 Å. Пока трудно однозначно указать причину такого изменения в линии He I λ4471 Å, нужны дополнительные исследования и других линий He I в красной области спектра. Одной из причин таких изменений профиля линии λ4471 Å может быть и влияние вторичного компонента.

По интенсивностям водородных линий, используя критерии И. М. Копылова [4], абсолютная величина звезды M_V была найдена равной —0,26. По линиям водорода для некоторых фаз оценены полное число атомов водорода на втором уровне $\lg NH_{02}$(H I) и электронная концентрация в атмосфере главного компонента. Электронная концентрация определялась двумя методами. По номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии из соотношения Д. Инглиса и Э. Теллера [5], связывающего номер последней наблюдаемой линии спектральной серии водорода (n_m) с эффективной электронной плотностью среды (n_e), в которой эта линия возникает. Значение $\lg (n_e)_{n_m}$ оказалось равным 13,5.

Второй способ определения $\lg n_e$ основан на предположении, что бальмеровские линии расширены межатомными электрическими полями. В этом предположении n_e определяется из соотношения, связывающего эквивалентную ширину водородных линий с эффективной электронной плотностью n_e и полным числом атомов в слое атмосферы, где возникают водородные линии, $\lg N_{02}H$ (H I). Среднее значение $\lg n_e$ в этом случае найдено равным 14,69.

3. Заключение

1. Проведен анализ 44 спектров 112 Геркулеса, наблюденных в июне—августе 1975 г. Измерены лучевые скорости по трем линиям водорода H_γ, H_δ, H9 и наиболее сильным линиям других элементов, Mg II λ4481 Å и K Ca II. Найдено различие полуамплитуд изменения лучевой скорости по линиям водорода и по линии Mg II λ4481 Å и средних γ_0-скоростей.

2. Обнаружена переменность эквивалентных ширин линий водорода, а также Mg II, Fe II, Ti II, He I λ 4471 Å с фазой. Причем наибольшее различие в W_λ выявлено в моменты противоположных соединений.

3. Обнаружена переменность спектрального класса главного компонента.

4. Высказывается предположение, что обнаруженные изменения эквивалентных ширин линий группы Fe II, Ti II, Cr II, Mg II и как их следствие изменение спектрального класса главного компонента обусловлены нагревом атмосферы главного компонента вторичным в фазы соединения, когда он проходит впереди главного. Вторичный компонент, таким образом, является более горячим.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Trimble V. L.* Spectroscopic binaries and collapsed stars. II. Systems with small mass functions.— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 34, p. 461.
2. *Meyer W. F.* Note on the orbit of the spectroscopic binary 112 Herculis.— Lick Obs. Bull., 1927, vol. 13, p. 49.
3. *Batten A. H.* Sixth catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems.— Publ. Dom. Astrophys. Obs., 1967, vol. 13, N 8, p. 119.
4. *Копылов И. М.* Двумерная количественная спектральная классификация звезд спектральных классов B8—F2.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1960, т. 23, с. 148.
5. *Inglis D., Teller E.* Ionic depression of series limits in one electron spectra.— Astrophys. J., 1939, vol. 90, p. 439.

УДК 524.31

СЛАБЫЕ ВТОРИЧНЫЕ СТАНДАРТЫ В ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ *R* В РАССЕЯННОМ СКОПЛЕНИИ NGC 188

В. Г. Медведев, Е. П. Павленко, В. В. Прокофьева

В цветовой системе, близкой к системе R ($\lambda_{эф}$ = 0,7 мкм), определены звездные величины 149 слабых звезд с блеском от $13^m,2$ до $15^m,6$ (R), расположенных в центральной части галактического скопления NGC 188. Блеск звезд определялся по телевизионным снимкам, полученным в течение семи серий наблюдений осенью 1981 и весной 1982 гг. Внутренняя точность каталожного значения звездной величины в инструментальной системе r в среднем составляет $\pm 0^m,05$, внешняя может достигать $\pm 0^m,2$.

FAINT SECOND PHOTOMETRIC STANDARDS IN THE COLOUR SYSTEM R IN THE CLUSTER NGC 188, by *V. G. Medvedev, E. P. Pavlenko, V. V. Prokof'eva.*— The 149 stellar magnitudes of faint stars ($13^m,2 < R < 15^m,6$) were measured in the central zone of the cluster NGC 188. The stellar brightness were defined by measuring the television stellar images obtained during seven sets of observation in the autumn of 1981 and spring of 1982. The internal accuracy of the cataloque stellar magnitude in the instrumental system is equal to $\pm 0^m,05$ and the external accuracy may be up to $\pm 0^m,2$.

1. Введение

Расширение спектрального диапазона фотометрических измерений блеска звезд в длинноволновую область спектра по сравнению с широко используемыми цветовыми системами U, B, V имеет большое значение для астрофизических исследований. Современные фотоприемники позволяют проводить наблюдения в полосах R и I цветовой системы Джонсона и дают при этом достаточно высокую проницающую способность. Однако широкое использование таких возможностей сдерживается малым количеством фотометрических стандартов в этой области спектра [1—6]. В настоящее время на северном небе нет последовательностей звездных величин с $R > 12^m,5$, пригодных для фотометрических привязок [7—15].

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР для исследований слабых звезд в полосах U, B, V более 15 лет применяется телевизионная техника [16]. Телевизионные трубки типа изокон с мультищелочным фотокатодом имеют чувствительность в длинноволновой области спектра, аналогичную чувствительности фотокатода $S20$. Так, в области 0,8 мкм чувствительность фотокатода изокона составляет около 5% от чувствительности в максимуме. Это позволило получить цветовую систему, близкую к R, использованием красного светофильтра, с одной стороны, и границы спектральной чувствительности — с другой. Красный светофильтр был выбран так, чтобы эффективная длина волны полученной кривой реакции была близка к эффективной длине волны полосы R системы Джонсона. Фотометрическая привязка при телевизионных наблюдениях наиболее часто производится к стандартным звездам в скоплении NGC 188, расположенном в 5° от Северного полюса. Однако там имеются звездные величины лишь в системе U, B, V. Поэтому нами была поставлена задача определения вторичных стандартов в цветовой системе R в этом скоплении.

2. Аппаратура, наблюдения

Наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на полуметровом телескопе МТМ-500 с помощью телевизионной системы [16—19]. В качестве передающей телевизионной трубки использовался суперизокон ЛИ 804. Телевизионное изображение поля звезд с экрана кинескопа фотографировалось на фотоэмульсию КН-2. Размеры рабочего

Рис. 1. Телевизионный снимок звезд в центральной части скопления NGC 188, сделанный с экспозицией 2 мин в цветовой системе R

Двумя рядами расположена последовательность изображений искусственных звезд

поля фотокатода были ограничены диафрагмой диаметром 22 мм и составляли около 12′. При регистрации звездных изображений накопление информации производилось как на мишени изокона, так и на фотоэмульсии. Во время наблюдений суперизокон охлаждался до 0° С.

Фотометрическая калибровка телевизионных снимков звезд в течение нескольких последних лет делается в КАО АН СССР с помощью специаль-

Таблица 1

Данные наблюдений

Дата	Серия наблюдений	Объект	Время наблюдений	Экспозиция, с	Время наблюдений	Экспозиция, с
1	2	3	4	5	6	7
			Система r		Система v	
23.10 1981 г.	I	χ Per	20^h55^m	16	20^h48^m	4
		NGC 188	22 12	120	21 51	120
	II	χ Per	23 05	16	22 53	4
		NGC 188	25 40	120	25 20	120
24.10 1981 г.	III	NGC 188	20 30	120	20 02	120
		χ Per	21 00	16	20 53	4
	IV	NGC 188	21 36	120	21 21	120
		χ Per	22 00	16	21 55	4
27.10 1981 г.	V	NGC 188	20 18	120	20 04	120
		χ Per	21 10	16	21 03	4
25.04 1982 г.	VI	M67	21 24	32	21 18	32
		NGC 188	22 13	120	22 04	120
	VII	M67	22 42	32	22 36	32
		NGC 188	23 18	12	23 05	120

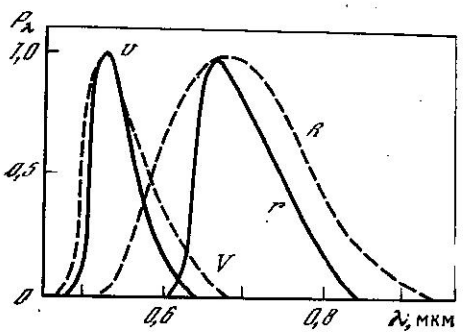


Рис. 2. Кривые реакции телевизионной аппаратуры (сплошные линии) и цветовой системы Джонсона (штриховые)

ного устройства, проектирующего изображения искусственных звезд на входной фотокатод системы во время наблюдений [20]. Благодаря этому каждый телевизионный снимок имеет изображения 14 звездообразных марок яркости, расположенных в поле звезд (рис. 1). Отношения яркостей этих марок прокалиброваны в звездных величинах. Общая яркость марок одновременно может быть изменена оператором в широких пределах установкой соответствующего тока через светодиоды, используемые в осветителе устройства [21]. Зависимость яркости искусственных звезд от величины тока была измерена в лабораторных условиях и проверена по наблюдениям стандартных звезд. Измерение отношений тока через светодиоды с точностью 1% позволяет определять разности блеска соответствующих искусственных звезд с точностью $\pm 0^m,02$.

Применение такого устройства для калибровки телевизионных наблюдений позволяет фотометрически связывать снимки звезд, полученные с существенно разными временами экспозиции, когда диапазоны звездных величин, определенные для каждого из них, не перекрываются между собой. Возможность достаточно точной относительной фотометрической калибровки телевизионных снимков в широких пределах позволяет решать задачу продолжения шкалы звездных величин в сторону слабых звезд.

Наблюдения скопления NGC 188 были проведены осенью 1981 г. и весной 1982 г. Поскольку методика определения звездных величин слабых звезд при фотометрической привязке к ярким ранее нами не применялась, в программу наблюдений были включены контрольные наблюдения NGC 188 и областей стандартов в цветовой системе V, выполнявшиеся при тех же условиях, что и наблюдения в системе R.

Сводка наблюдений, полученных в цветовых системах, близких к V и R, приведена в табл. 1. В первом столбце указана дата наблюдений, во втором номер серии, причем каждая серия состоит из ряда снимков скопления NGC 188 и скопления, к которому производилась фотометрическая привязка. Оба скопления в одной серии наблюдались примерно на одной и той же воздушной массе. Дифференцированность наблюдений позволила уменьшить влияние экстинкции земной атмосферы. В третьем столбце табл. 1 приведены названия скоплений, в четвертом и шестом — средние моменты московского зимнего времени для рядов снимков каждого скопления в цветовых системах r и v соответственно, в пятом и седьмом — длительность экспозиций в секундах.

Таблица 2

Эффективные длины волн и полуширины кривых реакции инструментальных цветовых систем

Цветные стекла	Система	λ, мкм	Δλ, мкм
СЗС-21 ЖС-18	v	0,54(0,55)	0,06(0,08)
КС-14	r	0,70(0,70)	0,12(0,23)

Инструментальные цветовые системы были получены с помощью набора цветовых стекол СЗС-21 плюс ЖС-18 (каждое толщиной около 4 мм) для системы v и светофильтра КС-14 толщиной 4,7 мм для системы r. В последнем случае для уравнения оптических толщин светофильтров применялось стекло ЖС-11, благодаря чему смена светофильтра перед фотокатодом не требовала дополнительной фокусировки телескопа. Кривые реакции инструментальной цветовой системы v и r приведены на рис. 2 для источника света спектрального типа G2. Для сравнения штриховой линией показаны кривые реакции системы Джонсона V и R согласно [1]. Эффективные длины волн

и полуширины кривых реакции приведены в табл. 2. Около каждого числа в скобках для сравнения даны те же параметры цветовых систем Джонсона. Сравнение данных показывает, что эффективные длины волн инструментальных систем и систем Джонсона практически совпадают, полуширина кривой реакции системы v на 25% меньше соответствующего параметра системы V, а полуширина кривой реакции системы r почти на 50% меньше полуширины системы Джонсона R.

Блеск звезд r в NGC 188 определялся в диапазоне $13{,}2-15^m{,}6$, а привязка осуществлялась осенью к звездам $R = 9{,}6 \div 11^m{,}2$ (пять звезд), а весной — к звездам $R = 10{,}8 \div 12^m{,}5$ (16 звезд). Звездные величины v были определены в NGC 188 в диапазоне $14{,}0 \div 16^m{,}5$, причем привязка осенью проводилась к звездам V $10{,}0 \div 11^m{,}5$ (пять звезд), а весной — к звездам $V = 10{,}0 \div 12^m{,}5$ (60 звезд).

3. Обработка телевизионных наблюдений

Обработка наблюдений звезд скопления NGC 188 проводилась в два этапа: определялись величины v и r звезд в инструментальной системе; находились величины V и R этих же звезд в системе Джонсона путем приведения инструментальной системы к стандартной.

а) **Определение звездных величин в инструментальной системе.** Определение внеатмосферного блеска звезд в инструментальной системе включает в себя несколько операций: 1) фотометрирование изображений исследуемых и стандартных звезд и определение их блеска по калибровочным кривым, построенным для каждого телевизионного снимка $m_r^{\text{н}}$, $m_v^{\text{н}}$; 2) определение поправок за счет ошибки поля телевизионной аппаратуры в каждой цветовой полосе $\Delta m_r(x, y)$ и $\Delta m_v(x, y)$, где x, y — координаты звезд в поле; 3) определение поправок за разную величину экстинкции в направление на скопление NGC 188 и область, к которой производилась фотометрическая привязка, Δm_r^{τ} и Δm_v^{τ}.

В принятых нами обозначениях внеатмосферный блеск звезд r и v в инструментальной системе определяется выражениями

$$r = m_r^{\text{н}} + \Delta m_r(x, y) + \Delta m_r^{\tau}, \tag{1}$$

$$v = m_v^{\text{н}} + \Delta m_v(x, y) + \Delta m_v^{\tau}. \tag{2}$$

Рассмотрим подробнее каждую из этих операций. Фотометрирование негативов производилось на автоматизированном микрофотометре МФ-4 в ГАО АН УССР. Использовалась постоянная по размеру диафрагма. Вычисление плотностей почернений изображений звезд было выполнено по формуле

$$D = \lg\left(\frac{n_{\text{ф}}}{n_*} - 1\right)[22], \tag{3}$$

где n_* — отсчет микрофотометра при наведении диафрагмы на изображение звезды, $n_{\text{ф}}$ — на фон около нее.

Калибровочные кривые телевизионных снимков областей привязки строились в координатах $\{m^0, D\}$, где m^0 — внеатмосферный блеск стандартных звезд в избранных скоплениях [23—26], D_i — плотность почернения изображений этих звезд на снимках. При малом числе звезд для улучшения точности определения наклонов калибровочных кривых использовались также измерения D изображений искусственных звезд. Параметры калибровочных кривых (наклоны b и нуль-пункты m^0) определялись методом наименьших квадратов.

Наблюденный блеск звезд скопления NGC 188 определялся по формулам

$$m_r^{\text{н}} = m_r^0 + b_r D_r + \Delta m_r^{\text{н}}, \tag{4}$$

$$m_v^{\text{н}} = m_v^0 + b_v D_v + \Delta m_v^{\text{н}}, \tag{5}$$

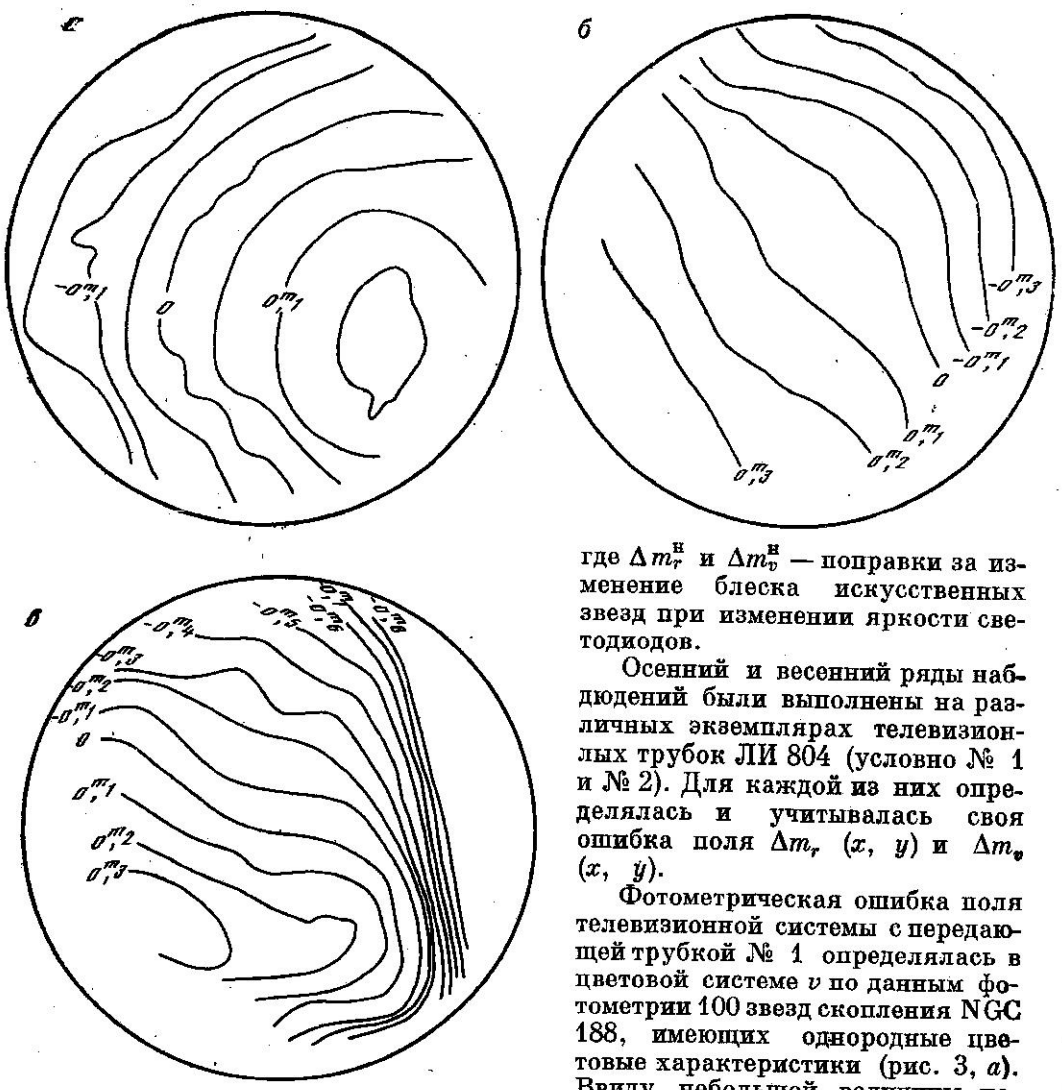


Рис. 3. Ошибка поля

а — трубки № 1 в цветовой системе *V*, *б* — трубки № 2 в цветовой системе *V*, *в* — трубки № 2 в цветовой системе *R*. Изолинии — ошибки поля в звездных величинах

где $\Delta m_r^{н}$ и $\Delta m_v^{н}$ — поправки за изменение блеска искусственных звезд при изменении яркости светодиодов.

Осенний и весенний ряды наблюдений были выполнены на различных экземплярах телевизионных трубок ЛИ 804 (условно № 1 и № 2). Для каждой из них определялась и учитывалась своя ошибка поля Δm_r (x, y) и Δm_v (x, y).

Фотометрическая ошибка поля телевизионной системы с передающей трубкой № 1 определялась в цветовой системе v по данным фотометрии 100 звезд скопления NGC 188, имеющих однородные цветовые характеристики (рис. 3, *а*). Ввиду небольшой величины поправок Δm_v (x, y) для этого экземпляра трубки было принято, что в системе r ошибка поля та же, что и в v. Неравномерность чувствительности трубки № 2 оказалась гораздо большей. В этом случае ошибка поля определялась в системах v и r по данным фотометрии звезд M67 (рис. 3, *б*, *в*).

В основу метода определения ошибки поля было положено предположение, что данные для звезд, проектирующихся на участки поля с иной чувствительностью, чем средняя, для которой построена калибровочная кривая, будут отклоняться от нее на величину ошибки поля Δm (x, y), выраженную в звездных величинах [22]. Непрерывное распределение ошибки по рабочему полю фотокатода определялось способом, предложенным В. А. Кучеровым (ГАО АН УССР). В основе его лежит поиск функции, аппроксимирующей сглаженную ошибку поля.

Поправки $\Delta m_r^{т}$ и $\Delta m_v^{т}$ определялись по формуле

$$\Delta m_r^{т} = \Delta M\,(Z)\,\alpha_r, \qquad \Delta m_v^{т} = \Delta M\,(Z)\,\alpha_v,$$

где α_r и α_v — средние коэффициенты экстинкции для Крыма [27] в фотометрической системе R и V соответственно, ΔM (Z) — разница воздушных масс, на которых наблюдались скопления.

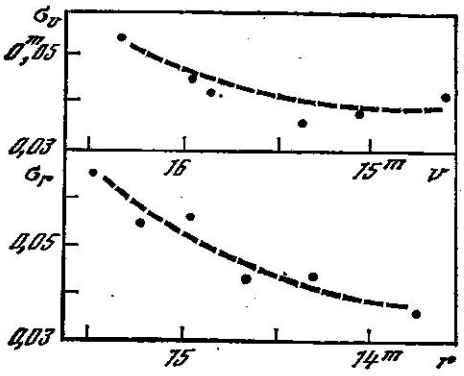


Рис. 4. Зависимость точности определения внеатмосферного блеска звезд скопления NGC 188 σ_v и σ_r от блеска звезд в инструментальных системах v и r

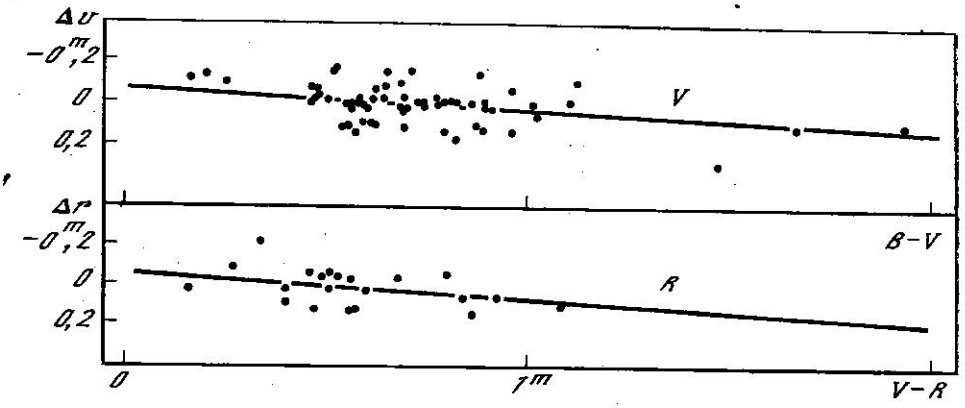


Рис. 5. Цветовые зависимости данных, полученных в инструментальных системах

По горизонтальной оси отложен цвет звезды: $B - V$ (вверху) и $V - R$ (внизу), по вертикальной — $\Delta v = v - v_0$, где v — блеск звезды с цветом $(B - V)$, v_0 — блеск звезды с цветом $(B - V)_0$ (вверху), $\Delta r = r - r_0$, где r — блеск звезды с цветом $(V - R)$, r_0 — с цветом $(V - R)_0$ (внизу)

Вычисления величин r и v (выражения (1), (2)) были выполнены для всех семи серий наблюдений, и результаты усреднены. Оценка точности определения среднего значения внеатмосферного блеска звезд в инструментальных системах v и r приведена на рис. 4.

б) Переход от инструментальной системы к стандартной. Сравнение данных, полученных в инструментальной системе v, с их каталожным значением выявило наличие цветового уравнения вида

$$V = 1^m,08v - 0^m,10\ (B - V) + C_1, \tag{6}$$

где C_1 — константа.

Для уточнения величины цветового коэффициента C_v при $(B - V)$ и определения цветового коэффициента C_r при $(V - R)$ для перехода к системе R были проведены специальные наблюдения скоплений NGC 6708 [28] и M67, охватывающих диапазон $0^m,2 < (B - V) < 1^m,9$ и $0^m,16 < (V - R) < 1^m,10$. На рис. 5 приводится полученный график зависимости систематических отклонений от калибровочной кривой для звезд с разными показателями цвета $B - V$ и $V - R$. Метод наименьших квадратов дал значения $C_v = 0,10 \pm 0^m,06$ и $C_r = 0,06 \pm 0^m,07$.

В предположении, что в системе r в уравнении перехода к системе R, аналогичном (6), зависимость звездной величины та же, что и в системе V, формула перехода от инструментальной системы к системе Джонсона будет иметь вид

$$R = 1^m,08\,r - 0^m,06\ (V - R) + C_2, \tag{7}$$

где C_2 — константа. Выражение (7) было использовано для перехода от инструментальной системы к системе R.

Таблица 3

Каталог звездных величин R в скоплении NGC 188

№	R, σ_R	n	№	R, σ_R	n
	Зона 1		84	$15{,}46\pm0^m{,}06$	5
8	$15{,}64\pm0^m{,}08$	6	85	13,80±0,04	7
9	14,78±0,03	7	86	14,97±0,08	7
10	14,26±0,02	7	87	15,47±0,07	6
11	15,01±0,03	7	88	14,27±0,02	7
12	14,38±0,07	7	90	15,08±0,04	7
15	14,25±0,02	7	91	14,29±0,04	7
16	15,30±0,03	6	92	14,73±0,03	7
17	14,50±0,03	6	93	13,98±0,04	7
20	13,47±0,03	7	94	15,56±0,07	6
21	15,22±0,04	6	95	15,34±0,04	6
22	15,70±0,09	5	96	15,64±0,09	6
23	15,83±0,16	4	97	14,18±0,02	7
24	14,34±0,03	7	98	15,51±0,04	5
25	14,77±0,04	7	99	14,27±0,03	7
27	14,46±0,01	7	100	14,56±0,05	7
28	15,20±0,04	6	101	14,45±0,02	7
31	15,58±0,06	7	102	13,78±0,08	4
32	13,92±0,03	7	103	14,40±0,05	6
33	13,98±0,02	7	104	14,77±0,05	5
34	15,15±0,05	4	107	14,50±0,09	7
35	15,32±0,07	6	108	14,50±0,04	7
37	14,67±0,03	7	109	15,29±0,06	2
38	14,66±0,04	5	111	14,53±0,00	7
39	15,37±0,06	7	112	13,78±0,03	7
40	14,62±0,03	7	113	15,28±0,04	7
41	14,59±0,08	7	117	16,29±0,13	2
42	14,33±0,06	7	118	16,09±0,00	2
43	14,40±0,06	7	119	16,02±0,00	2
44	15,59±0,06	6	135	16,14±0,08	2
45	14,45±0,04	7		Зона 2	
46	15,88±0,09	2	8	14,44±0,07	5
48	14,31±0,06	7	9	14,68±0,04	6
49	15,07±0,06	5	10	14,89±0,04	6
50	13,23±0,05	5	11	15,62±0,08	4
52	14,27±0,06	4	12	15,35±0,11	6
56	15,61±0,08	6	13	14,67±0,08	6
58	15,90±0,17	4	15	14,39±0,01	2
60	14,62±0,04	7	34	15,05±0,07	4
61	13,23±0,03	7	35	15,46±0,08	4
62	14,20±0,04	7	39	14,47±0,13	4
65	14,70±0,07	7	102	15,67±0,14	2
70	14,30±0,08	7	103	14,39±0,13	2
71	14,46±0,04	7	105	14,50±0,07	4
74	14,96±0,04	7	106	15,01±0,05	4
75	12,78±0,04	5	107	14,34±0,06	7
76	14,25±0,05	3	108	14,40±0,05	7
79	15,22±0,06	5	109	15,51±0,07	6
80	14,92±0,03	6	110	15,33±0,06	6
81	15,24±0,05	7	111	14,11±0,03	7
82	16,04±0,06	3	119	12,71±0,03	4
83	15,86±0,03	3			

Таблица 3 *(окончание)*

№	R, σ_R	n	№	R, σ_R	n
120	$15{,}65\pm0^m{,}01$	2	163	$15{,}02\pm0^m{,}07$	4
121	$15{,}45\pm0{,}04$	6	164	$15{,}70\pm0{,}09$	3
122	$13{,}32\pm0{,}04$	7	166	$15{,}55\pm0{,}11$	3
124	$15{,}22\pm0{,}06$	5	167	$15{,}06\pm0{,}08$	3
125	$15{,}32\pm0{,}08$	4	169	$15{,}09\pm0{,}13$	3
126	$13{,}69\pm0{,}09$	5	170	$14{,}93\pm0{,}10$	4
127	$14{,}93\pm0{,}08$	5	171	$15{,}21\pm0{,}06$	5
128	$15{,}61\pm0{,}12$	2	172	$15{,}63\pm0{,}09$	3
129	$14{,}31\pm0{,}06$	7	173	$14{,}95\pm0{,}01$	4
130	$15{,}83\pm0{,}06$	5	174	$15{,}00\pm0{,}03$	4
131	$15{,}50\pm0{,}12$	3	175	$15{,}66\pm0{,}06$	4
132	$14{,}83\pm0{,}01$	3	176	$15{,}94\pm0{,}13$	3
137	$14{,}68\pm0{,}06$	3	177	$15{,}22\pm0{,}03$	6
144	$15{,}55\pm0{,}05$	6	180	$15{,}36\pm0{,}01$	4
145	$14{,}99\pm0{,}05$	6	183	$15{,}48\pm0{,}07$	6
146	$15{,}38\pm0{,}03$	4	184	$15{,}09\pm0{,}08$	5
150	$12{,}45\pm0{,}11$	3	185	$14{,}69\pm0{,}05$	6
151	$14{,}18\pm0{,}03$	4	186	$15{,}13\pm0{,}07$	6
153	$14{,}33\pm0{,}04$	7	187	$13{,}05\pm0{,}04$	7
154	$15{,}47\pm0{,}06$	4	190	$15{,}35\pm0{,}03$	7
155	$15{,}26\pm0{,}03$	3	191	$14{,}75\pm0{,}02$	6
156	$15{,}12\pm0{,}06$	3	194	$14{,}06\pm0{,}03$	6
157	$15{,}07\pm0{,}13$	3	197	$14{,}29\pm0{,}06$	4
160	$15{,}88\pm0{,}06$	2	198	$14{,}51\pm0{,}08$	6

Каталог звездных величин 149 звезд скопления NGC 188 в фотометрической системе Джонсона R приводится в табл. 3. В первом столбце таблицы дан номер звезды по Эггену и Сендейджу [26], во втором — среднее значение блеска в системе R и точность его определения σ_R, в третьем — количество измерений n.

Среднеквадратичная ошибка одного измерения r в инструментальной системе, как было указано выше, составила $\sigma_r = \pm 0^m{,}05$ (см. рис. 4). Приведение полученных наблюдений к системе Джонсона внесло дополнительные ошибки, которые можно оценить как $\sigma_s = \pm 0^m{,}1$. Поэтому суммарная ошибка каталожных значений звездных величин, приведенных в табл. 3 в системе R, составляет $\sigma_\Sigma = \pm 0^m{,}15$. В связи с тем, что точность определения этой величины составляет несколько сотых звездной величины, можно округлить ее до $\sigma_\Sigma = \pm 0^m{,}2$. Такая точность определения звездных величин для слабых звезд является приемлемой, она соответствует точностям, получаемым при фотографических наблюдениях слабых звезд.

Отметим в то же время, что внутренняя точность приведенного в табл. 3 каталога, составляющая $\sigma_r = \pm 0^m{,}05$, позволяет применять найденные нами звездные величины для калибровки телевизионных снимков звезд в инструментальной системе r. Благодаря этому диапазон исследований слабых нестационарных и быстропеременных объектов расширяется в длинноволновую область спектра.

В заключение авторы благодарят ведущего инженера А. Н. Абраменко за ценные советы и помощь в постановке и решении данной задачи на телевизионной аппаратуре и Л. И. Филатову за проведение некоторых вычислений и оформление рисунков.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Johnson H. L., Mitchel R. I.* A completely digitized multi-colour photometer.— Comm• Lunar and Planet. Lab., 1962, vol. 1, p. 73—81.
2. *Шаров А. С., Якимова Н. Н.* Фотометрические каталоги и стандарты.— Тр. ГАИШ, 1970, т. 40, с. 106—161.
3. *Argue A. N., Bok B. J.*— A catalogue of photometric sequences. Arizona Univ., 1973. 30 p.
4. *Argue A. N., Bok B. J.* Supplement 1: A catalogue of photometric sequences. Arizona Univ., 1973. 13 p.
5. *Argue A. N., Miller E. W.* Supplement 2: A catalogue of photometric sequences. Cambridge Univ., 1976. 25 p.
6. *Argue A. N., Miller E. W., Warren W. H.* Supplement 3: A catalogue of photometric sequences. Ricks College Press, 1983. 58 p.
7. *Sandage J. D., Smith L. L.* A four-color photometric system applied to the line blanketline.— Astrophys. J., 1963, vol. 137, p. 1057—1070.
8. *Bingham R. G., Cousins A. W. J.* Colour measurements in R—I and the use of the extended S—20 photocathode.— Mon. Not. Astron. Soc. Southern Africa, 1974, vol. 33, p. 15—20.
9. *Ferni J. D.* On use at a single photomultiplier for UBVRI photometry.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, vol. 86, p. 837; Astrophys. J. Suppl. Ser., 1983, vol. 52, N 1, p. 7—22.
10. *Upgren A. R., Weis E. W., De Luca E. E.* A photometry of Preasepe in BVRI colors.— Astron. J., 1979, vol. 84, p. 1586—1590.
11. *Weis E. W., De Luca E. E., Upgren A. R.* Photometry of possible members of the Hyades Cluster, III.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 776—781.
12. *Weis E. W.* Photometry of Praesepe in BVRI colors II.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1981, vol. 93, p. 437—440.
13. *Weistrop D.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1975, vol. 87, p. 367—368.
14. *Kron G. E., White H. S., Gascoighe S. C. B.*— Red and infrared magnitudes for 138 stars observed as photometric standards.— Astrophys. J., 1953, vol. 118, p. 502—510.
15. *Landolt A. U.* UBVRI photometric standard stars around the celestial equator.—Astron. J., 1983, vol. 88, p. 439—460.
16. *Абраменко А. Н., Агапов Е. С., Анисимов В. Ф.* и др. Телевизионная астрономия/ Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1984. 272 с.
17. *Абраменко А. Н., Павленко Е. П.* Телевизионные наблюдения Новой Лебедя 1975 (V500 Cyg) квазиодновременно в нескольких участках спектра.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 183—191.
18. *Абраменко А. Н., Аврамчук В. В., Кучеров В. А.* и др. Отражательные свойства поверхности Плутона.— В кн.: Физика планетных атмосфер/Сб. науч. трудов. Киев: Наук. думка, 1981, с. 148—158.
19. *Прокофьева В. В.* Исследование слабых астрономических объектов методом телевизионной электроники.— УФН, 1979, т. 127, с. 503—526.
20. *Абраменко А. Н., Медведев В. Г., Павленко Е. П., Прокофьева В. В.* Фотометрическая калибровка телевизионных снимков.— В кн.: Новая техника в астрономии, 1984, вып. 7, с. 54—58.
21. *Абраменко А. Н.* Устройство для равномерного освещения фоточувствительной поверхности используемых в астрономии приемников изображения.— Астрон. цирк., 1981, № 1153, с. 4—6.
22. *Миронов А. В., Петров П. П.* О фотометрической калибровке телевизионных снимков звезд.— В кн.: Новая техника в астрономии, 1975, вып. 5, с. 84—90.
23. *Mendoza E. E.* Multicolor photometry of stellar aggregates.— TTB, 1967, vol. 4, N29, p. 149—196.
24. *Sandage A. B.* Photometric data for the old galactic cluster NGC 188.— Astrophys. J., 1962, 135, p. 333—348.
25. *Eggen O. F., Sandage A. B.* New photometric data for the old galactic cluster NGC 188: The presence of a gap, chemical composition and distance modulus.— Astrophys., J., 1969, vol. 158, p. 669—684.
26. *Eggen O. J., Sandage A. B.* New photometric observations of stars in the old galactic cluster M67.— Astrophys. J., 1964, vol. 140, p. 130—143.
27. *Зайцева Г. В., Лютый В. М.* Атмосферная экстинкция в Крыму.— Астрон. цирк., 1973, № 775, с. 1—2.
28. *Hoag A. A., Johnson H. L., Jriarte B.* et al. Photometry of stars in galactic cluster fields.— Publ. Naval obs., 1961, vol. 17, Pt. 7, p. 344—542.

УДК 523.84

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА В РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ И В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА ПО ЭНЕРГИЯМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. А. Коротин, В. И. Краснобабцев

Статистический анализ вспышек звезд типа UV Кита в четырех рассеянных скоплениях показал, что распределение вспышек этих звезд по энергиям оптического излучения хорошо описывается степенной зависимостью, за исключением самых слабых вспышек, для которых сильно сказывается наблюдательная селекция. Сравнение энергетических спектров вспышек звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца подтвердило, что эти спектры сходны. Обнаружено четкое свидетельство эволюции вспышечной активности звезд типа UV Кита: с возрастом спектральный индекс распределения вспышек по энергиям уменьшается (энергетический спектр вспышек становится более пологим), т. е. вспышечная активность изменяется таким образом, что уменьшается относительный вклад слабых вспышек в общем вспышечном энерговыделении.

DISTRIBUTION OF THE UV Cet-TYPE STARS FLARES IN OPEN CLUSTERS AND IN THE SOLAR VICINITY OVER OPTICAL RADIATION ENERGIES, by *S. A. Korotin*, *V. I. Krasnobabtsev*.— A statistical analysis of the UV Cet-type star flares in four open clusters shown that the distribution of flares over optical radiation energies has the power character excepting the weakest flares which are strongly affected by the observational selection. The comparison of the flare energy spectra of stars in clusters and in the solar vicinity confirm their similarity. The clear evidence of the evolution effect in the flare activity is found: the spectral index of the flare energy spectra decreases with age (energy spectra of the flares become sloper) and it means that relative portion of weak flares decreases in the total flare energy.

Как известно, вспыхивающие звезды (в.з.) типа UV Кита обнаружены в окрестностях Солнца и в рассеянных скоплениях, причем нет сомнений в общности физической природы вспышек всех этих звезд [1—4]. Десять лет назад [5] было обнаружено сходство в распределении вспышек звезд типа UV Кита в окрестностях Солнца и в рассеянных скоплениях по энергиям оптического излучения. Сравнивались энергетические спектры вспышек в.з. в Плеядах и района Большой туманности Ориона и четырех в.з. окрестностей Солнца. Этим фактом была подтверждена полная аналогия активности в.з. в окрестностях Солнца и в рассеянных скоплениях. Следует подчеркнуть, что исследование характера распределения вспышек в.з. по энергиям имеет отношение не только к выяснению общности в.з. в скоплениях и в окрестностях Солнца, но и к природе вспышечной активности вообще. Известно, что физическая природа вспышек звезд типа UV Кита представляет собой аналог солнечной активности [6]. Что же касается статистической теории вспышечной активности звезд типа UV Кита, то ее пока нет. За последние годы значительно увеличилось количество данных о вспышках звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца. Поэтому использование всех современных данных о вспышках позволит значительно надежнее исследовать характер распределения вспышек звезд в скоплениях по энергиям и сравнить с в.з. в окрестностях Солнца. Это и было основной нашей целью.

1. Методика построения энергетического спектра вспышек звезд типа UV Кита в скоплениях

Вспышки звезд в окрестностях Солнца регистрируются фотоэлектрически с хорошим временным разрешением порядка 1 с. Этот способ дает полную энергию, излученную во время вспышки. Для ряда в.з. уже наблюдались десятки и сотни вспышек, что позволяет строить энергетический спектр вспышек для каждой такой звезды в отдельности. Для этого подсчитывает-

ся накопленная частота $\tilde{\nu}$ (E), равная частоте появления вспышек с энергией $E > E_0$ [7, 8]. Выражение для $\tilde{\nu}$ можно записать в виде

$$\tilde{\nu} = \int_{E_0}^{\infty} \nu(E)\, dE,$$

где ν (E) — частота вспышек с энергией E. Функция $\tilde{\nu}$ (E) и есть энергетический спектр вспышек.

Вспышки звезд в скоплениях регистрируются фотографически, с помощью широкоугольных камер, охватывающих весь данный звездный агрегат. Экспозиции составляют обычно 3—5 мин в фотографических лучах и 10—15 мин в ультрафиолетовых. Очевидно, что указанные экспозиции могут дать временно́е разрешение этого способа регистрации вспышек, которое не позволяет получить столь же детальные кривые блеска вспышек подобно в.з. в окрестностях Солнца. Чаще всего подобные фотографические наблюдения дают относительно надежно лишь амплитуду вспышки.

Другая трудность анализа вспышек звезд в скоплениях возникает из-за низкой частоты вспышек у индивидуальных звезд. На каждой из в.з. в скоплениях зарегистрировано, как правило, лишь несколько, а чаще только одна-две вспышки. Поэтому невозможно построить энергетический спектр вспышек отдельно взятой в.з. в скоплении. И приходится использовать статистический подход. Исследование в.з. в окрестностях Солнца обнаружило, что звезды близкой светимости обладают сходным энергетическим спектром вспышек [9]. Естественно считать, что такое же сходство имеет место тем более у в.з. в скоплениях, где нет дисперсии возраста, как у в.з. в окрестностях Солнца. Тогда, объединяя вспышки звезд близкой светимости, можно получить достаточное их количество для надежной статистики. Понятно, что, чем ближе звезды отобранной выборки по светимости, тем надежнее такая процедура. Опыт показал, что можно принять близкими по светимости звезды внутри интервала по абсолютной величине $\Delta m = 2^m$.

Анализ вспышек мы проводили по схеме, описанной в [5]. Наблюдатели обычно приводят амплитуду вспышки, измеренную по негативу. Это позволяет вычислить светимость вспышечного излучения вблизи максимума блеска:

$$\bar{L}_{\max} = L_0 (10^{0,4\Delta m} - 1)[\text{эрг/с}]. \qquad (1)$$

Здесь $\bar{L}_{\max}$ — светимость вспышки вблизи максимума, усредненная по времени экспозиции, L_0 — светимость звезды в спокойном состоянии. Величины L_0 вычислялись для каждой в.з. по ее видимой величине m:

$$L_0 = 4\pi r^2 \Pi_{\Delta\lambda} \cdot 10^{-0,4m}.$$

Здесь r — расстояние до данного скопления, а $\Pi_{\Delta\lambda}$ — плотность потока излучения, приходящего на 1 см^2 границы земной атмосферы от звезды нулевой величины в соответствующей фотометрической полосе. Для вычислений мы взяли плотности потоков Π_U и Π_B, приведенные в [10]. Использование Π_B вместо Π_{pg} обусловлено тем, что неизвестны точные кривые реакции инструментов, на которых велись наблюдения в.з. Как было показано в [5], такая замена вносит ошибку в калибровке не более 15—20%. Зарегистрированные в каждом скоплении в.з. разбивались на группы с интервалом $\Delta m = 2^m$, и затем в каждой такой группе подсчитывалось накопление числа вспышек N $(\bar{L}_{\max})$, которые связаны со средним числом вспышек n $(\bar{L}_{\max})$ соотношением

$$N(\bar{L}_{\max}) = \int_{\bar{L}_{\max}}^{\infty} n(\bar{L}_{\max})\, d\bar{L}_{\max}. \qquad (2)$$

Эти подсчеты дают зависимость N $(\bar{L}_{\max})$, т. е. спектр максимальных светимостей вспышек. Нашей же целью является построение энергетического спектра, поэтому нужно перейти от этой зависимости к функции $\tilde{\nu}$ (E). Полную энергию вспышки звезды в скоплении можно представить как

$$E = \bar{L}_{\max} \mu \Delta \bar{t}, \qquad (3)$$

№ п/п (см. рис. 1—3)	Диапазон видимости величин	Средние абсолютные величины	n_1	n_2	k	β	σ
			Плеяды				
1	$14^m,5 \leqslant m_U \leqslant 16^m,5$	^{m} 7,4	21	4		0,67	±0,03
2	$15,5 \leqslant m_U \leqslant 17,5$	8,4	41	13	122	0,86	0,03
3	$16,5 \leqslant m_U \leqslant 18,5$	9,4	50	30	139	0,90	0,06
4	$17,5 \leqslant m_U \leqslant 19,5$	10,4	47	32	135	0,85	0,03
5	$18,5 \leqslant m_U \leqslant 20,5$	11,4	58	23	162	0,97	0,04
6	$19,5 \leqslant m_U \leqslant 21,5$	12,4	52	14	166	0,92	0,12
7	$20,5 \leqslant m_U \leqslant 22,5$	13,4	29	6	106	0,8	0,14
8	$13,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 15,5$	7,6	17	5		0,96	0,16
9	$14,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 16,5$	8,6	40	9	140	1,01	0,08
10	$15,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 17,5$	9,6	81	20	269	1,02	0,07
11	$16,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 18,5$	10,6	101	25	335	0,91	0,08
12	$17,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 19,5$	11,6	77	22	239	0,91	0,11
13	$18,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 20,5$	12,6	52	8	230	1,11	0,25
14	$19,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 21,5$	13,6	23	3		0,94	0,14
			Орион				
15	$13,5 \leqslant m_U \leqslant 15,5$	4,2				1,06	0,10
16	$14,5 \leqslant m_U \leqslant 16,5$	5,2	33	6	131	1,22	0,09
17	$15,5 \leqslant m_U \leqslant 17,5$	6,2	61	7	335	1,22	0,11
18	$16,5 \leqslant m_U \leqslant 18,5$	7,2	94	15	406	1,17	0,10
19	$17,5 \leqslant m_U \leqslant 19,5$	8,2	72	16	253	1,20	0,20
20	$18,5 \leqslant m_U \leqslant 20,5$	9,2	29	7	981	1,00	0,10
21	$14,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 16,5$	5,9	50	4		1,11	0,21
22	$15,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 17,5$	6,9	115	8		1,17	0,14
23	$16,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 18,5$	7,9	135	6	950	1,22	0,13
24	$17,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 19,5$	8,9	76	4	1660	1,16	0,23
25	$18,5 \leqslant m_{pg} \leqslant 20,5$	9,9	31	3		1,31	0,22
			Ясли				
26	$15,0 \leqslant m_U \leqslant 17,0$	7,8				0,55	0,04
27	$16,0 \leqslant m_U \leqslant 18,0$	8,8				0,54	0,04
28	$17,0 \leqslant m_U \leqslant 19,0$	9,8				0,57	0,05
29	$18,0 \leqslant m_U \leqslant 20,0$	10,8				0,60	0,06
			NGC 7000				
30	$14,5 \leqslant m_U \leqslant 16,5$	4,2	4	1		0,94	0,11
31	$15,5 \leqslant m_U \leqslant 17,5$	5,2	5	2		1,11	0,13
32	$16,5 \leqslant m_U \leqslant 18,5$	6,2	15	3		0,94	0,17
33	$17,5 \leqslant m_U \leqslant 19,5$	7,2	22	2		0,93	0,05
34	$18,5 \leqslant m_U \leqslant 20,5$	8,2	17	—		0,87	0,02
35	$19,5 \leqslant m_U \leqslant 21,5$	9,2	5	—		0,79	0,01
36	$20,5 \leqslant m_U \leqslant 22,5$	10,2	9	—		0,69	0,10

где $\Delta\bar{t}$ — среднее значение экспозиции ($\Delta\bar{t}_U = 11$ мин, $\Delta\bar{t}_{pg} = 4$ мин), а μ — коэффициент, определяемый формой кривой блеска и вычисленный по вспышкам, для которых имеются полные кривые блеска. Для них определялись полные энергии и по имеющимся $\bar{L}_{max}$ и $\Delta\bar{t}$ вычислялись величины $\mu = E/\bar{L}_{max}\overline{\Delta t}$. Среднее значение μ было вычислено нами по опубликованным кривым блеска 75 «фотографических» и 42 «ультрафиолетовых» вспышек. В итоге получилось $\mu_{pg} = 2,29 \pm 0,08$ и $\mu_U = 2,31 \pm 0,12$, т. е. эти коэффициенты одинаковы.

Для перехода от накопленного числа вспышек N к накопленной частоте $\tilde{\nu}$ нужно знать время патрулирования и полное число в. з. в данном интервале

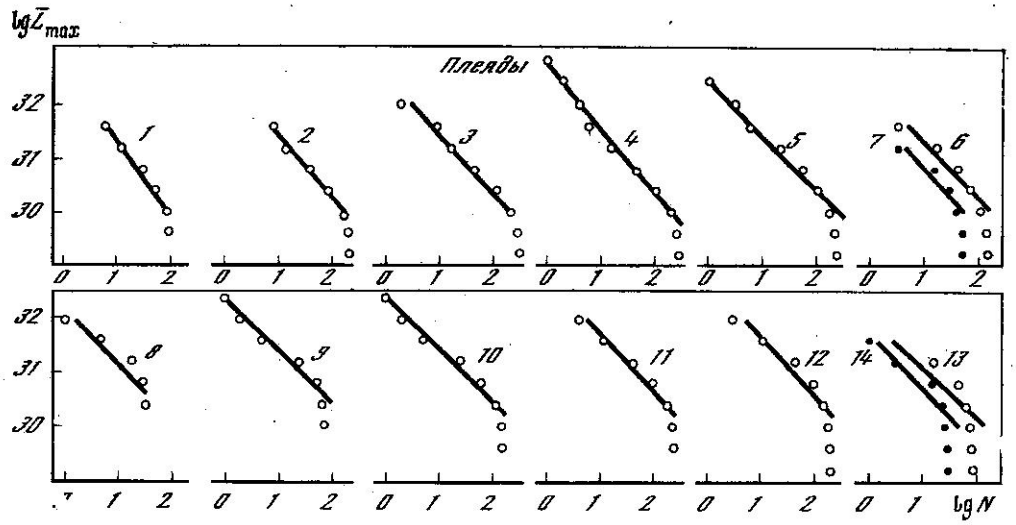


Рис. 1. Статистика вспышек звезд в Плеядах

По оси абсцисс отложены логарифмы накопленного числа вспышек, по оси ординат — логарифм светимости вспышек. Значения β, m_U и m_{pg} для кривых см. в таблице (цифры на рис. соответствуют номерам строк в таблице)

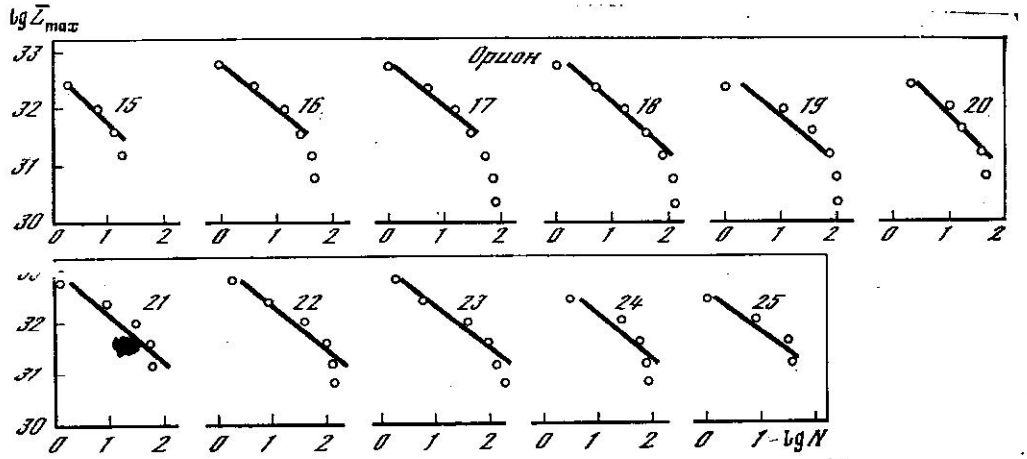


Рис. 2. Статистика вспышек в Орионе

Обозначения те же, что на рис. 1

Δm. Тогда

$$\nu = N/Tk, \tag{4}$$

где T — время патрулирования скопления, а k — полное число в. з., включая и те, которые за время патрулирования скопления не показали ни одной вспышки. Это полное число в. з. оценивалось методом Амбарцумяна [11] по числу звезд, показавших одну (n_1) и две (n_2) вспышки. Точность вычисления k сильно зависит от чисел n_1 и n_2: чем они больше, тем точнее оценка k. Поэтому для повышения надежности выводов расчеты величины k делались только в тех случаях, когда n_2 больше пяти. В таблице представлены результаты вычислений числа k. Для некоторых интервалов Δm звезды с повторными вспышками отсутствовали (NGC 7000, Ясли), что также не позволило вычислить величину k.

Рассмотрим приложение этих общих соотношений к отдельным звездным скоплениям.

2. Анализ вспышек звезд в Плеядах

В этом скоплении зарегистрировано наибольшее количество в. з. и вспышек. Согласно последним данным [12] в Плеядах насчитывается более 500 в. з. (в 1973 г. около 400), на которых обнаружено свыше 1500 вспышек (в 1973 г. около 500 вспышек). К сожалению, не все вспышки оказалось возможным включить в анализ, так как для ряда вспышек в публикациях не указано время патрулирования, в течение которого эти вспышки были зарегистрированы. По этой причине из рассмотрения были исключены около 200 «ультрафиолетовых» и около 30 «фотографических» вспышек. Кроме того, из рассмотрения были исключены вспышки 65 звезд, не являющихся согласно [13, 14] членами скопления. В итоге для анализа было отобрано 690 вспышек, зарегистрированных в ультрафиолетовых лучах у 298 звезд, и 416 вспышек, обнаруженных в фотографических лучах у 269 звезд, с временем патрулирования 1884 и 1397 ч соответственно. Данные о вспышках были взяты из [3, 15—33] и публикаций, уже перечисленных в [5]. Расстояние до Плеяд принималось равным 125 пс [34]. Результаты подсчетов накопленного числа вспышек по формуле (2) представлены в логарифмическом масштабе на рис. 1. Четко видно, что зависимость линейная до некоторого уровня энергии, где наблюдается излом. Этот излом находится у предела обнаружения вспышек и объясняется селекцией наблюдений. Отрезки прямых линий на графиках представляют наиболее вероятную линейную зависимость $\lg N$ ($\lg \bar{L}_{max}$), найденную методом наименьших квадратов. Линейная зависимость получается весьма четкая. Спектральные индексы (угловые коэффициенты прямых) вычислены по формуле $\beta = -d \lg N/d \lg \bar{L}_{max}$. При расчетах уравнений регрессий точки, соответствующие самым малым энергиям, обычно не учитывались. Выбор первой точки, которая исключалась, осуществлялся простым способом. Точка отбрасывалась, если ее наличие обусловлено явно малым количеством вспышек (не более нескольких вспышек). Включение этой точки резко меняло угловой коэффициент прямой. Ясно, что наибольший вклад в ошибку определения β вносит некоторая неопределенность в выборе отбрасываемой точки, соответствующей слабым вспышкам. Когда такая точка не выделялась, уравнение регрессии вычислялось по всем точкам.

Итак, распределение светимостей вспышек звезд в Плеядах в максимуме блеска хорошо описывается степенной зависимостью. Сравнение величин β с полученными в [5] показывает, что различий практически нет. Следует подчеркнуть, что для всех в. з. в Плеядах, абсолютная светимость которых различается на 8^m, спектральные индексы весьма близки: от 0,7 до 1,0.

3. Статистика вспышек звезд в Орионе

Звездное скопление в районе Большой туманности Ориона (ассоциация Ori OB 1c) — второе по количеству обнаруженных в. з. и вспышек. Для этого скопления оказалось возможным отобрать для анализа 212 «ультрафиолетовых» вспышек у 176 звезд (в [5] 130 вспышек у 117 в. з.) и 238 вспышек, зарегистрированных в фотографических лучах у 219 в. з. (в [5] 63 вспышки у 62 звезд), за эффективное время 608 и 475 ч соответственно. Видно, что количество в. з. и вспышек за 10 лет увеличилось весьма значительно. Данные о вспышках, обнаруженных за время, прошедшее после выполнения работы [5], взяты из [35—44]. При вычислении светимостей вспышек расстояние до в. з. принималось равным расстоянию до туманности Ориона, 460 пс [34]. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Принцип построения спектра светимостей вспышек такой же, как и для Плеяд. Вполне четкие линейные зависимости удалось построить для всех интервалов видимых величин. Интересно, что спектральные индексы имеют заметно бо́льшие значения, чем в Плеядах. Да и уровень энергий (светимостей вспышек) в целом определенно выше, чем в Плеядах, хотя время патрулирования в. з. в Орионе примерно в три раза меньше, чем в Плеядах.

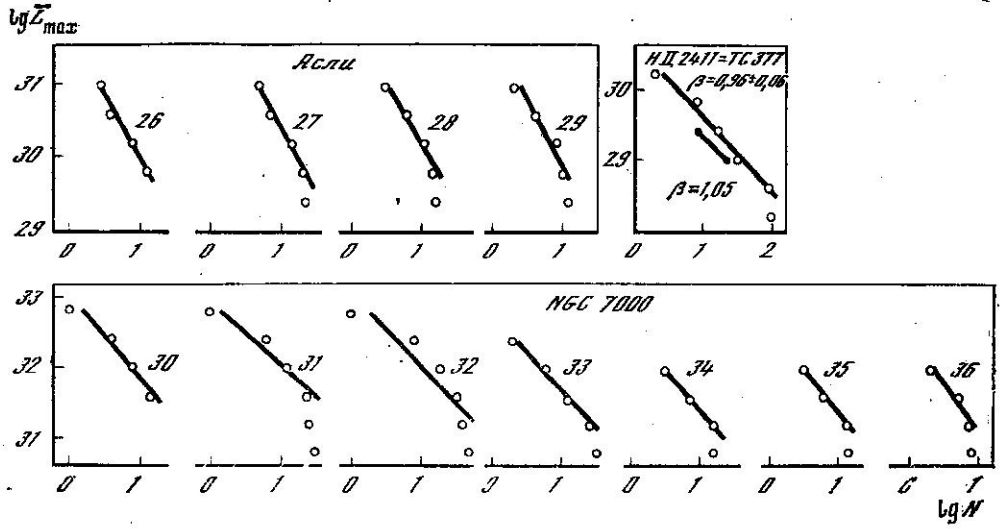


Рис. 3. Статистика вспышек звезд в скоплениях Ясли, NGC 7000 и члена Гиад — звезды HII 2411 (Δ — *pg*)

Обозначения те же, что на рис. 1

4. Статистика вспышек звезд в скоплениях Ясли и NGC 7000

Наблюдения вспышек звезд в этих скоплениях гораздо малочисленнее, чем в Плеядах и в Орионе. В скоплении NGC 7000 было собрано для обработки 69 «ультрафиолетовых» вспышек у 46 звезд за время патрулирования 607 ч [45—53]. Расстояние принималось равным 700 пс [34].

В скоплении Ясли было собрано 27 «ультрафиолетовых» вспышек у 20 звезд за 405 ч патрулирования [54—57]. Расстояние до Яслей принималось равным 159 пс [34]. Результаты подсчета спектра светимостей вспышек в этих скоплениях представлены на рис. 3. Видно, что и здесь распределение светимостей очень хорошо описывается линейной зависимостью до некоторого значения $\bar{L}_{max}$ в областях малых энергий, где наблюдается излом, обусловленный наблюдательной селекцией. Интересно отметить, что спектральный индекс для NGC 7000 практически такой же, как для Плеяд, а для Яслей самый меньший. Интересно также, что уровень максимальных светимостей вспышек звезд в Яслях почти на два порядка меньше, чем у в. з. в NGC 7000.

В правой верхней части этого же рисунка приведено распределение светимостей вспышек звезды HII 2411 = TC377 — члена Гиад [12]. Расстояние для вычисления светимости звезды в спокойном состоянии, равное 38 пс, было взято из [58]. Линейная зависимость на графике прослеживается вплоть до значения $\lg \bar{L}_{max} = 29{,}6$. Диапазон светимостей вспышек для этой звезды минимальный по сравнению со звездами остальных рассмотренных скоплений. Разумеется, одна звезда вряд ли описывает свойства всего скопления.

5. Обсуждение результатов. Сравнение со вспыхивающими звездами в окрестностях Солнца

Проведенный анализ показал, что интегральное распределение светимостей вспышек звезд в максимуме блеска хорошо описывается степенной зависимостью: $N \propto \bar{L}_{max}^{-\beta}$. Однако бо́льший интерес представляет распределение вспышек по энергиям, так как именно такое распределение имеется для в. з. окрестностей Солнца, что позволит сравнить их. Переход от светимостей $\bar{L}_{max}$ к полной энергии вспышки E осуществлялся по формуле (3) простым прибавлением к соответствующим значениям $\lg \bar{L}_{max}$ величины $\lg \mu\Delta\bar{t}$, численно равной 3,18 и 2,84 для «ультрафиолетовых» и «фотографических» вспышек соответственно (здесь $\bar{L}_{max}$ измерено в эрг/с, а Δt — в с). Переход от накопленного числа вспышек N к наклонной частоте $\tilde{\nu}$ был сделан из соотно-

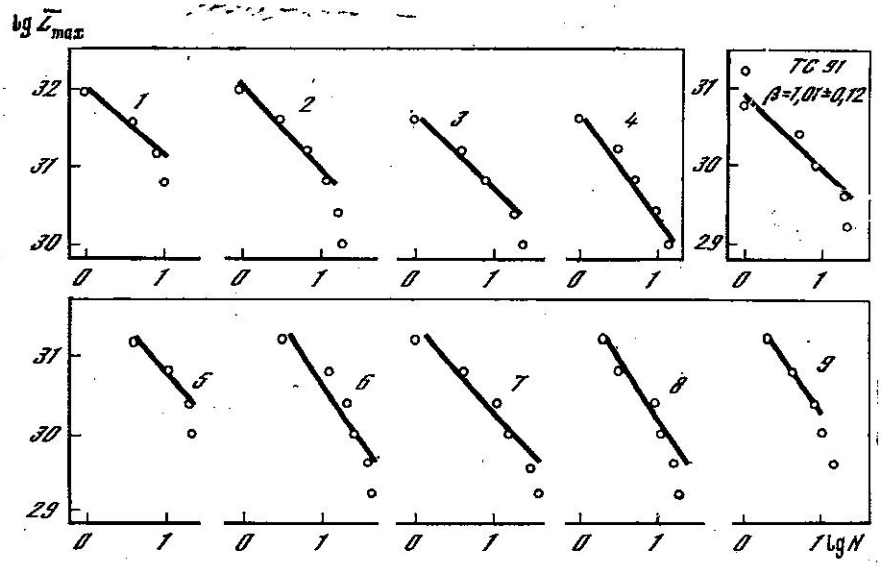
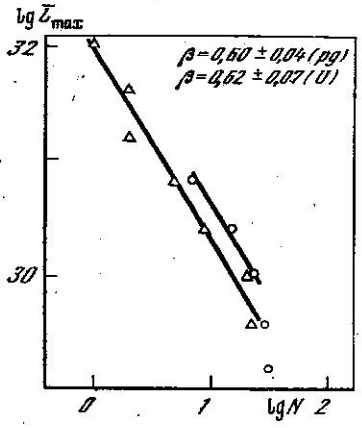


Рис. 4. Статистика вспышек звезд, не являющихся членами Плеяд (звезды переднего фона)

1 — $\beta = 1{,}13 \pm 0{,}13$; $13^m{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 15^m{,}5$;
2 — $\beta = 0{,}90 \pm 0{,}07$; $14{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 16{,}5$;
3 — $\beta = 1{,}02 \pm 0{,}08$; $15{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 17{,}5$;
4 — $\beta = 0{,}69 \pm 0{,}06$; $16{,}5 \leqslant m_{pg} \leqslant 18{,}5$;
5 — $\beta = 0{,}87 \pm 0{,}07$; $14{,}5 \leqslant m_U \leqslant 16{,}5$;
6 — $\beta = 0{,}64 \pm 0{,}11$; $15{,}5 \leqslant m_U \leqslant 17{,}5$;
7 — $\beta = 0{,}90 \pm 0{,}09$; $16{,}5 \leqslant m_U \leqslant 18{,}5$;
8 — $\beta = 0{,}59 \pm 0{,}07$; $17{,}5 \leqslant m_U \leqslant 19{,}5$;
9 — $\beta = 0{,}75$; $18{,}5 \leqslant m_U \leqslant 20{,}5$



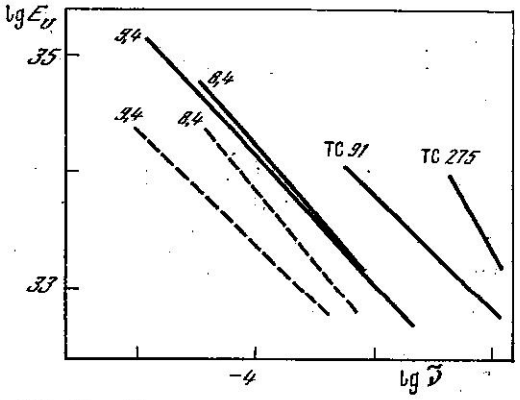


Рис. 5. Статистика вспышек звезды TC 275=Ton 18

Рис. 6. Сравнение энергетических спектров вспышек в. з.— членов Плеяд и нечленов этого скопления (пояснения в тексте)

шения (4) вычитанием из lg N величины lg Tk. В результате этих простых преобразований мы получаем интегральное распределение вспышек по энергиям, которое можно будет сопоставить с аналогичным распределением для в. з. окрестностей Солнца. Напомним, что получаемое распределение относится к одной некоей средней звезде, находящейся внутри данного интервала $\Delta m = 2^m$. Величина Tk имеет в этом случае смысл «эффективного времени патрулирования» такой средней звезды.

Точность локализации функций распределения в плоскости (lg E, lg $\tilde{\nu}$) будет ограничена, по-видимому, двумя эффектами. Во-первых, вычисляемые энергии вспышек в принципе могут быть несколько завышены вследствие отнесения звезд поля (переднего фона) на расстояние скоплений. И, во-вторых, возможная ошибка вычисления k (полного числа в. з. внутри данной

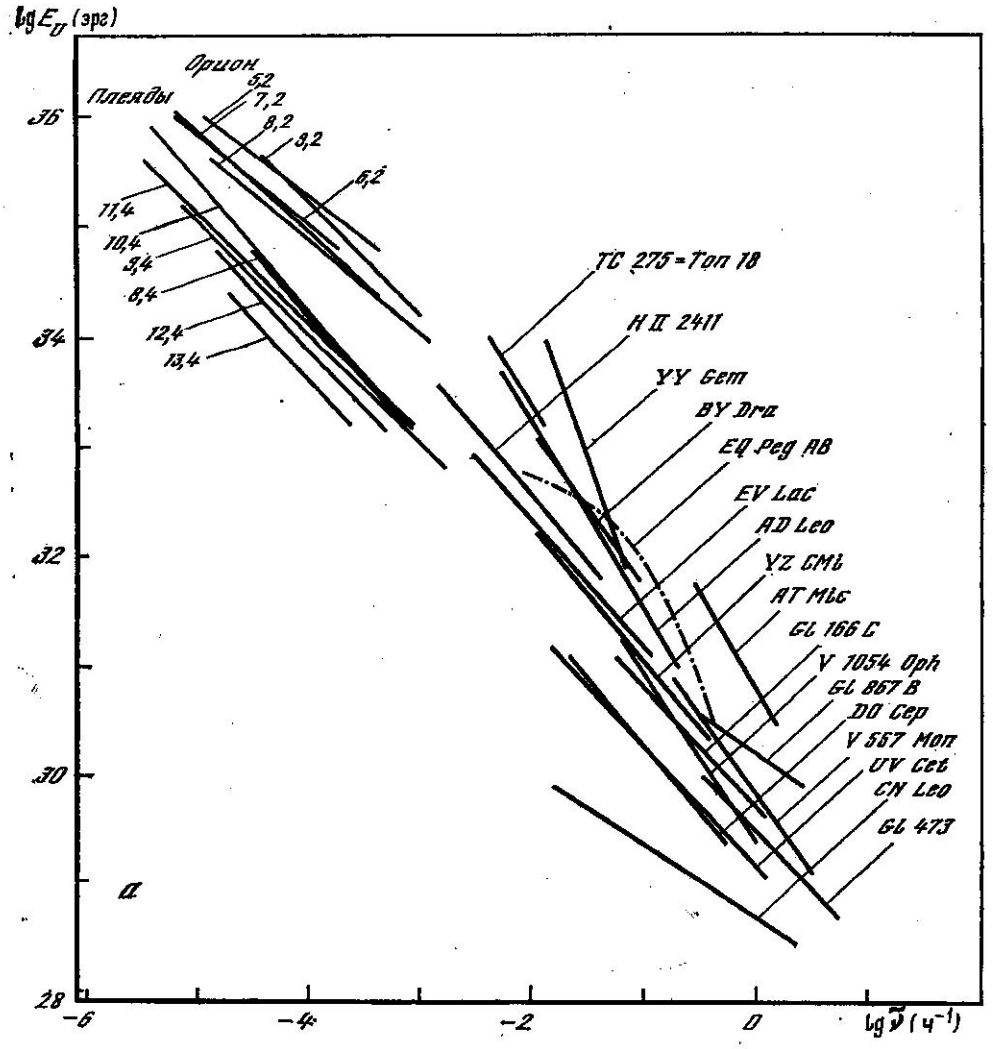
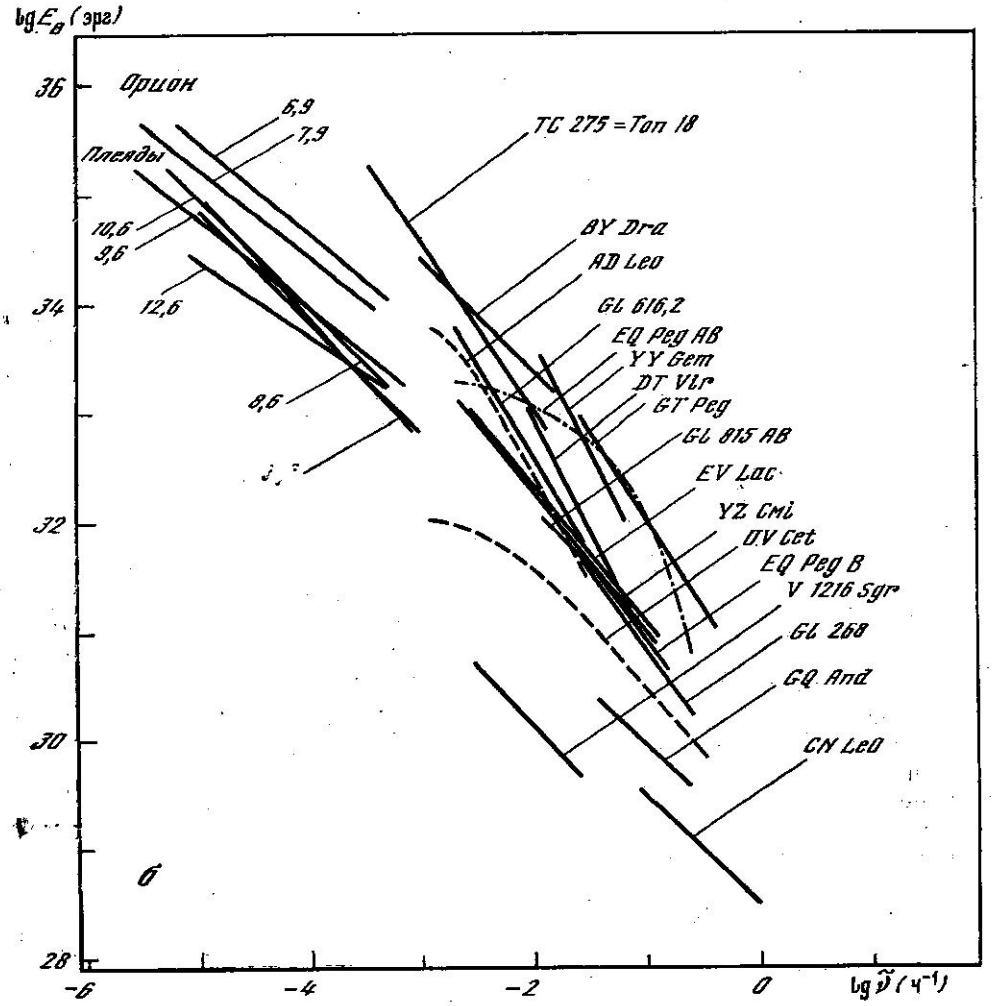


Рис. 7. Энергетические спектры вспышек в. з. в скоплениях и в окрестностях Солнца, зарегистрированных в фотометрических полосах U (*а*) и B (*б*)

группы звезд) может привести к смещению функции распределения вдоль оси частот в сторону завышения или занижения частоты. Рассмотрим влияния этих двух факторов на примере в. з. поля Плеяд, не являющихся согласно [13, 14] членами скопления. Для этого построим сначала распределение вспышек по максимальным светимостям, подобно тому как это делалось для уже рассмотренных скоплений. Для анализа оказались пригодными 82 вспышки, зарегистрированные в ультрафиолетовых лучах у 35 звезд, и 35 вспышек, зарегистрированных в фотографических лучах у 26 звезд. Результаты построения спектра светимостей вспышек представлены на рис. 4. Видно, что распределение довольно хорошо представляется линейной зависимостью до излома, обусловленного наблюдательной селекцией. Особенностью этих спектров является значительный разброс спектральных индексов: от 0,6 до 1,1. Как будет ясно из дальнейшего, такой результат, вероятно, можно объяснить дисперсией возрастов рассматриваемых звезд. В верхней правой части рис. 4 представлена зависимость lg N (lg $\bar{L}_{max}$) для отдельной звезды TC 91, также не являющейся членом Плеяд. На рис. 5 представлена статистика вспышек звезды TC 275, также не являющейся членом скопления [12].

Преобразуем теперь спектры светимостей вспышек звезд TC 91 и TC 275 в энергетические спектры описанным выше способом. Из остальных уравнений регрессий на рис. 4 ограничимся «средними» в. з. с абсолютными вели-



чинами 8,4 и $9^m,4$ (т. е. звездами с блеском в интервалах $15^m,5 \leqslant m_U \leqslant 17^m,5$ и $16^m,5 \leqslant m_U \leqslant 18^m,5$), чтобы не загромождать рисунок, и также перенесем в плоскость (lg E, lg $\tilde{\nu}$). Были выбраны именно эти интервалы, так как для них зарегистрировано наибольшее количество в. з. и вспышек в ультрафиолетовых лучах. Вспышки для TC 91 и TC 275 наблюдались тоже в ультрафиолетовых лучах. Результат такого переноса представлен на рис. 6. Видно, что прямые, относящиеся к членам и нечленам Плеяд, смещены друг относительно друга. Штриховые линии относятся к звездам фона. На первый взгляд звезды TC 91 и TC 275 могли бы дать величину возможного эффекта завышения энергии вспышек за счет отнесения их на расстояние Плеяд. Но это не так. Если они не являются членами Плеяд, то эти звезды типа в. з. в окрестностях Солнца, для которых наблюдается большое разнообразие в расположении функций распределения в плоскости (lg E, lg $\tilde{\nu}$). С эффектом величины k ситуация иная. Естественно считать, что эффект завышения энергии у в. з. фона примерно одинаков, так что относительное расположение прямых, относящихся к TC 91 и TC 275, и штриховых прямых дает эффект вычисления k. Причем вряд ли относительное расположение этих прямых именно дает величину эффекта, так как неизвестен масштаб завышения энергии. Но определенно можно утверждать о наличии эффекта занижения частоты.

Рассмотрим теперь распределение вспышек в. з. в скоплениях по энергиям, для чего перейдем от числа вспышек N к их частоте $\tilde{\nu}$ и от светимостей L_{max} к полным энергиям вспышек. На рис. 7, *а* и *б* представлены такие распределения для «ультрафиолетовых» и «фотографических» вспышек со-

ответственно для двух скоплений и в. з. окрестностей Солнца. Прямые для в. з. окрестностей Солнца нанесены согласно [9]. Рис. 7 четко указывает на общность энергетических спектров вспышек в. з. в скоплениях и в окрестностях Солнца: энергетические спектры вспышек звезд в скоплениях как бы продолжают зависимости для в. з. в окрестностях Солнца на область больших энергий. Если бы мы могли понизить порог обнаружения вспышек на звездах в скоплениях, то, очевидно, были бы зарегистрированы вспышки с энергиями, характерными для в. з. в окрестностях Солнца. С другой стороны, эффективное время патрулирования в. з. окрестностей Солнца еще недостаточно для регистрации столь мощных, но редких вспышек, как в скоплениях. Это наглядно видно на рис. 7: для обнаружения вспышки с энергией, характерной для вспышек звезд в скоплениях, необходимо наблюдать 10^4—10^5 ч. Следующее, что видно из рис. 7,— смещение вдоль оси частот прямых, относящихся к Ориону, относительно соответствующих прямых для Плеяд. Как уже отмечалось, это может быть обусловлено как завышением энергий вспышек за счет отнесения звезд переднего фона на расстояние скопления, так и ошибками определения полного числа в. з. Относительно завышения энергии ясности пока нет, но ошибка определения k как будто приводит к занижению частоты. В таком случае систематическое смещение прямых, относящихся к разным скоплениям, реально (несмотря на занижения частоты, различие все же остается). Поскольку Плеяды старше по возрасту, чем рассмотренное скопление в Орионе ($5\cdot10^7$ и $6\cdot10^6$ лет соответственно), заманчиво интерпретировать это смещение как эффект эволюции: с возрастом вспышечная активность снижается, и это приводит к смещению энергетического спектра в сторону уменьшения частоты.

Кроме частоты вспышек данной энергии или положения энергетического спектра на диаграмме $\lg E \sim \lg \tilde{\nu}$, другим параметром, характеризующим вспышечную активность, является спектральный индекс. Это действительно так, потому что конкретная величина спектрального индекса дает соотношение мощных и слабых вспышек в общем вспышечном энерговыделении. Проанализируем характер этого параметра у в. з. в скоплениях и в окрестностях Солнца.

Выше отмечалось, что в. з. в каждом из скоплений охватывают довольно большой диапазон абсолютных величин (например, в случае Плеяд $\Delta M_V \approx \approx 8^m$). С другой стороны, рассмотренные скопления имеют разный возраст: Орион $6\cdot10^6$ лет [59], Плеяды $5\cdot10^7$ лет, Ясли $4\cdot10^8$ лет [34]. Следовательно, мы имеем возможность рассмотреть зависимость параметра вспышечной активности — спектрального индекса от абсолютной величины (анализируя в. з. в пределах данного скопления) и от возраста (сравнивая скопления разного возраста). Такое рассмотрение представлено на рис. 8. На этом рисунке нанесены спектральные индексы энергетических спектров вспышек звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца. Спектральные индексы для в. з. в окрестностях Солнца взяты из [9], причем нанесены средние значения β для вспышек, зарегистрированных в U и B лучах. Отлично видно, что величины β для в. з. скопления Ясли (самое старое из рассмотренных скоплений) имеют минимальные значения, а для скопления в Орионе (самое молодое из рассмотренных скоплений) — максимальные. Величины β для Плеяд и NGC 7000 имеют промежуточные значения (как и возраст). Итак, рис. 8 четко указывает на наличие связи между возрастом в. з. и величиной спектрального индекса: с возрастом спектральный индекс уменьшается, т. е. энергетический спектр становится более пологим.

Сопоставим теперь зависимость β (M_V) для в. з. в скоплениях и в окрестностях Солнца. Сразу же необходимо отметить несколько важных моментов. Значения β для в. з. и в скоплениях, и в окрестностях Солнца заключены в одном и том же диапазоне. В случае в. з. в окрестностях Солнца наблюдается четкая зависимость β от M_V, особенно для нижней огибающей точек. Для в. з. в пределах данного скопления подобная зависимость отсутствует: спектральные индексы практически постоянны и не зависят от абсолютной величины в. з. Некоторое исключение из этого показывают в. з. в скоплении NGC 7000, для которого наблюдается значительный разброс величин β. Поскольку

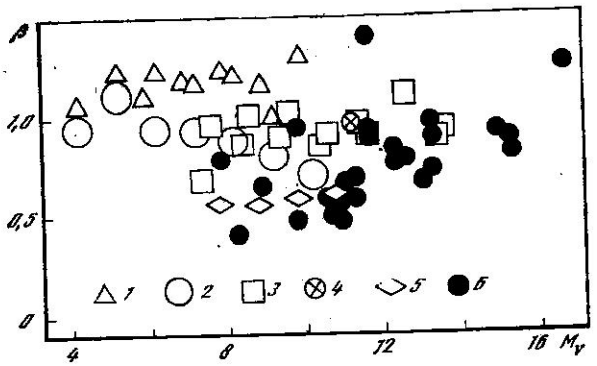


Рис. 8. Сравнение спектральных индексов энергетических спектров вспышек звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца

1 — Орион, $6 \cdot 10^6$ лет,
2 — NGC 7000,
3 — Плеяды, $5 \cdot 10^7$ лет,
4 — H II 2411,
5 — Ясли, $4 \cdot 10^8$ лет,
6 — звезды окрестностей Солнца, 10^9—10^{11} лет

расстояние до этого скопления значительно больше, чем для всех остальных рассмотренных нами скоплений, естественно ожидать значительный вклад звезд фона в общее количество в. з., видимых в направлении NGC 7000. В этом случае наблюдаемый разброс значений β для энергетических спектров вспышек в. з. в поле NGC 7000 легко объясняется дисперсией возрастов звезд фона. Таким образом, рассмотрение вспышек звезд в этом скоплении не дает серьезных аргументов против вывода о постоянстве значений β в скоплениях. В таком случае получается, что изменение спектрального индекса обусловлено только фактором эволюции (возрастом). Из всего сказанного можно сделать следующий интересный вывод. С возрастом энергетический спектр становится более пологим. Но меньшее значение спектрального индекса в соотношении $\tilde{\nu} \sim E^{-\beta}$ означает уменьшение относительной доли слабых вспышек в общем вспышечном энерговыделении. Этим выводом получено четкое свидетельство эволюции вспышечной активности звезд типа UV Кита.

Статистический анализ вспышек звезд типа UV Кита в четырех рассеянных скоплениях позволил построить интегральное распределение вспышек по энергиям и показать, что энергетические спектры хорошо описываются степенной зависимостью: $\tilde{\nu} \sim E^{-\beta}$. Показано, что распределение вспышек звезд в скоплениях и в окрестностях Солнца по энергиям обладает большим сходством: оно характеризуется как бы единым энергетическим спектром. Получено четкое свидетельство эволюции вспышечной активности звезд типа UV Кита: с возрастом вспышечная активность изменяется таким образом, что уменьшается относительный вклад слабых вспышек в общем вспышечном энерговыделении этих звезд.

Авторы благодарны Р. Е. Гершбергу за постановку задачи, постоянное внимание и ценные советы, Р. Ш. Нацвлишвили за присланные данные о времени патрулирования в. з. в Орионе и П. П. Добронравину за ценные замечания.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Гершберг Р. Е.* Вспышечная активность звезд типа UV Кита.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 553—589.
2. *Rodono M.* High-speed photometry of cluster flare stars.— In: Variable Stars and Stellar Evolution/Eds. V. Sherwood, L. Paut: D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 69—73.
3. *Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Меликян Н. Д.* и др. Фотографическая колориметрия звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион.— Астрофизика, 1981, т. 17, с. 197—213.
4. *Tovmassian H. M., Haro G., Webber J. C.* et al. Simultaneous oprical and radio observations of flare stars in the Pleiades.— Астрофизика, 1974, т. 10, p. 337—345.
5. *Краснобабцев В. И., Гершберг Р. Е.* Распределение вспышек красных карликовых звезд по энергиям оптического излучения.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1975, т. 53, с. 154—164.
6. *Gershberg R. E.* Flares of red dwarf stars and solar activity.— In: Variable Stars and Stellar Evolution/Eds. V. Sherwood, L. Plaut: D. Reidel Publ. Co. Holland, 1975, p. 47—64.
7. *Gershberg R. E.* Some results of the cooperative photometric observations of the UV Cet-type flare stars in the years 1967—71.— Astrophys. and Space Sci., 1972, vol. 19, p. 75—92.

8. *Шаховская Н. И.* Статистические свойства вспышечной активности звезд типа UV Кита.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 14—31.
9. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.* Characteristics of activity energetics of the UV Cet-type flare stars.— Astrophys. and Space Sci., 1983, vol. 95, p. 235—253.
10. *Гершберг Р. Е., Чугайнов П. Ф.* Статистические характеристики вспышек звезд типа UV Кита.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 40, с. 7—25.
11. *Амбарцумян В. А.* К статистике вспыхивающих объектов.— В кн.: Звезды, туманности, галактики. Ереван, 1969, с. 283—291.
12. *Haro G.* A Catalog and identification charts of the Pleiades flare stars.— Bol. Inst. Ton., 1982, vol. 3, p. 3—68.
13. *Hertzsprung E.* Catalogue Pleiades.— Ann. Leiden. Obs., 1947, vol. 19, N 1A.
14. *Jones B. F.* Proper-motion membership probabilities for Pleiades flare stars.— Astron. J., 1981, vol. 86, p. 290—297.
15. *Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Ерастова Л. К.* и др. Вспыхивающие звезды в Плеядах. V.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 205—223.
16. *Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Оганян Г. Б.* и др. Вспыхивающие звезды в Плеядах. VI.— Астрофизика, 1981, т. 17, с. 71—86.
17. *Pigatto L., Rosino L.* New results of the flare survey in the Pleiades region.— Contr. Asiago Obs., 1974, N 296, p. 3—22.
18. *Rosino L., Szécsényi-Nagy G.* New flare stars in Pleiades.— IBVS, 1978, N 1528, p. 1—3.
19. *Szécsényi-Nagy G.* Some new flares in the Pleiades region.— IBVS, 1974, N 898, p. 1.
20. *Szécsényi-Nagy G.* Flare-ups in stars of the Pleiades field.— IBVS, 1975, N 996, p. 1—4.
21. *Jankovics J., Ohanian G. B.* Flare star observations in the Pleiades region.— IBVS, 1978, N 1455, p. 1—2.
22. *Jankovics J., Tsvetkov M. K., Tsvetkova K. P.* Flare star observations in the Pleiades region.— IBVS, 1978, N 1456, p. 1—2.
23. *Chavuchian H. S., Jankovics J.* Flare star observations in the Pleiades region.— IBVS, 1979, N 1626, p. 1—2.
24. *Kelemen J., Jankovics J.* Flare stars observations in the Pleiades region.— IBVS, 1979, N 1696, p. 1—2.
25. *Tsvetkov M. K., Tsvetkov S. A., Tsvetkova A. G.* Flare stars in the Pleiades region.— IBVS, 1980, N 1749, p. 1—2.
26. *Jankovics J., Kelemen J., Tsvetkov M. K.* Flare star observations in the Pleiades-region in 1979.— IBVS, 1980, N 1780, p. 1—2.
27. *Tsvetkov M. K., Tsvetkova A. G., Tsvetkov S. A.* Flare stars in the Pleiades.— IBVS, 1980, N 1888, p. 1—2.
28. *Melikian N. D., Jankovics J., Kelemen J.* Flare stars in the Pleiades region.— IBVS, 1981, N 2019, p. 1—2.
29. *Tsvetkov M. K., Chavushian H. S.* Flare stars in the Pleiades.— IBVS, 1982, N 2067, p. 1—2.
30. *Tsvetkov M. K., Tsvetkova K. P., Tsvetkova A. G., Tsvetkov S. A.* Flare stars in the Pleiades.— IBVS, 1982, N 2224, p. 1—2.
31. *Tsvetkov M. K., Tsvetkova K. P., Tsvetkova A. G.* Flare stars in Pleiades.— IBVS, 1983, N 2338, p. 1—2.
32. *Haro G., Chavira E., Gonzalez G.* Flare stars in the Pleiades region (1972—1973). IV.— Bol. Inst. Ton., 1973, vol. 1, p. 3—16.
33. *Haro G.* An observational approach to stellar evolution (Flare stars and related objects).— Bol. Inst. Ton., 1976, vol. 2, p. 3—54.
34. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
35. *Киладзе Р. И., Нацелишвили Р. Ш.* Наблюдения вспыхивающих звезд в Орионе.— Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 1972, т. 55, с. 123—132.
36. *Natsvlishvili P. Sh., Melikian N. D.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1980, N 1726, p. 1—2.
37. *Natsvlishvili R. Sh.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1981, N 1926, p. 1—3.
38. *Natsvlishvili R. Sh.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1982, N 2062, p. 1—3.
39. *Natsvlishvili R. Sh.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1982, N 2231, p. 1—4.
40. *Chavushian H. S., Melikian N. D., Mirzoyan L. V., Jankovics I.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1979, N 1628, p. 1—3.
41. *Melikian N. D.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1981, N 2018, p. 1.
42. *Tsvetkov M. K., Tsvetkov S. A., Tsvetkova A. G.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1980, N 1889, p. 1—2.
43. *Tsvetkov M. K., Tsvetkova A. G.* Flare stars in Orion.— IBVS, 1982, N 2132, p. 1—2.
44. *Parsamian E., Chavira E., Gonzalez G.* Flare stars in the Orion Nebula region.— Bol. Inst. Ton., 1978, vol. 2, p. 341—343.
45. *Haro G., Chavira E.* A note on some flare stars in Cygnus.— Bol. Inst. Ton., 1973, vol. 1, p. 17—21.
46. *Erastova L. K., Tsvetkov M. K.* Flare stars in the region of NGC 7000.— IBVS, 1974, N 909, p. 1—3.
47. *Tsvetkov M. K., Chavushian H. S., Tsvetkova K. P.* Flare stars in NGC 7000 region. II.— IBVS, 1974, N 938, p. 1—2.
48. *Цветков М. К.* Вспыхивающие звезды в области туманности NGC 7000, IC 5068—70.— В кн.: Вспыхивающие звезды/Под ред. Л. В. Мирзояна. Ереван, 1977, с. 78—85.
49. *Tsvetkov M. K., Erastova L. K., Tsvetkova K. P.* Flare stars in the region of NGC 7000. III.— IBVS, 1975, N 1002, p. 1—4.
50. *Melikian N. D., Chavushian H. S., Tsvetkov M. K.* New flare stars in the NGC 7000 — region.— IBVS, 1978, N 1470, p. 1—2.

51. *Chavushian H. S., Melikian N. D., Jankovics I.* New flare stars in the NGC 7000 region.— IBVS, 1979, N 1629, p. 1—2.
52. *Jankovics J., Kelemen J., Tsvetkov M. K., Tsvetkova K. P.* Flare star observations in the NGC 7000 and IC 5070 region in 1977—1979.— IBVS, 1980, N 1746, p. 1—2.
53. *Melikian N. D.* New flare stars in the NGC 7000 region.— IBVS, 1983, N 2352, p. 1—2.
54. *Rosino L.* Flare stars observed at Asiago in the Pleiades and Praesepe clusters.— Contr. Asiago Obs., 1966, N 189, p. 3—10.
55. *Haro G., Chavira E., Gonzalez G.* Flare stars in the Praesepe field.— Bol. Inst. Ton., 1976, vol. 2, p. 95—100.
56. *Jankovics I., Chavushian H. S., Melikian N. D.* Flare stars observations in the Praesepe region.— IBVS, 1979, N 1627, p. 1—2.
57. *Oganian G., Jankovics J., Kelemen J.* Flare stars in the Praesepe region.— IBVS, 1982, N 2149, p. 1—2.
58. *Murray C. A., Lowne C. M., Clements E. D.* Proper motions in the region of the Hyades.— Roy. Obs. Bull., 1966, N 108, p. 155—181.
59. *Blaaw A.* The O associations in the solar neighborhood.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1964, vol. 2, p. 213—246.

УДК 524.7

АНАЛИЗ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА ОБЪЕКТА OJ 287

В. Т. Дорошенко *, Ю. С. Ефимов, В. Ю. Теребиж *, Н. М. Шаховской

В период с декабря 1982 г. по апрель 1983 г. выполнена фотоэлектрическая *UBVRI*-фотометрия объекта OJ 287, для которого в [1, 2, 4] было сообщено об обнаружении периодических изменений блеска. Приведены данные, характеризующие изменения блеска и показателей цвета объекта в указанный период времени. Для анализа возможных короткопериодических составляющих использованы наблюдения общей продолжительностью 24 ч. С уровнем] значимости ~0,1% не найдено свидетельств существования периодических компонент в диапазоне от 5 до 60 мин.

A LIGHT VARIATION ANALUSIS OF THE OBJECT OJ 287, by *V. T. Doroshenko, Yu. S. Efimov, V. Yu. Terebizh, N. M. Shakhovskoy.*— *UBVRI* photoelectric photometry of the object OJ 287 was performed during the interval December 1982 — April 1983. The data on light color indices variations with time are presented. The observations of 24 hours duration were used in search for short—time periodic variations of optical flux claimed in [1, 2, 4]. No evidence for presence of such variations in 5^m to 60^m period range was found at about 0.1% confidence level.

1. Введение

OJ 287 является одним из наиболее активных объектов типа BL Lac. В оптическом диапазоне изменения его блеска происходят с характерными временами от нескольких лет до минут. Короткопериодические колебания яркости OJ 287 в пределах часа рассматривались в серии статей [1—3], появившихся около 10 лет назад. Результаты этих работ оказались противоречивыми: найденный в [1, 2] 40-мин период не был подтвержден Киплингером [3]. Недавно группа финских астрономов [4] сообщила о наличии синхронных колебаний с периодом 15,7 мин радиопотока (на частотах 22 и 37 ГГц) и оптической яркости объекта в полосе B. Следует, однако, отметить, что видимая величина OJ 287 во время последних наблюдений была вблизи предела возможностей примененных в [4] 60-см телескопов.

Поскольку механизм излучения объектов типа BL Lac остается невыясненным даже в основных чертах, доказательство реальности короткопериодических колебаний блеска одного из объектов этой группы представило бы, несомненно, значительный интерес. По этой причине мы исследовали характер переменности блеска OJ 287 с использованием более мощных телескопов и в более широком спектральном диапазоне, чем это делалось ранее. Ниже приведены результаты фотометрических наблюдений, выполненных в период с декабря 1982 г. по апрель 1983 г. на 125-см телескопе ЗТЭ Крымской лабо-

* Крымская лаборатория ГАИШ.

ратории ГАИШ и на 125-см (АЗТ-11) и 260-см (ЗТШ) телескопах Крымской астрофизической обсерватории.

Результаты наших наблюдений, касающиеся возможной периодичности изменений блеска OJ 287, оказались отрицательными: свидетельств существования периодической компоненты в интервале времени от 5 мин до 1 ч с амплитудой, превосходящей $0^m,02$, не найдено. Как показано в разд. 5, приведенные ограничения характеризуются высоким уровнем значимости.

2. Наблюдения

Наблюдения на АЗТ-11 проводились с пятицветным модуляционным фотометром-поляриметром конструкции В. Пииролы [5] в режиме фотометра. Прибор обеспечивает работу одновременно в полосах *UBVRI* с эффективными длинами волн 0,36; 0,44; 0,53; 0,69 и 0,83 мкм соответственно. Важной особенностью этого прибора является возможность измерения фона неба вблизи объекта одновременно с наблюдением объекта. Измерения проводились в режиме счета фотонов. Переключение световых потоков, идущих на систему ФЭУ по «звездному» и «фоновому» каналам, делается быстровращающимся (~100 Гц) модулятором, синхронизованным с системой регистрации импульсов фототока. Результаты измерений объекта с фоном и фона возле объекта во всех пяти фильтрах выводятся после окончания каждого измерения на перфоленту вместе с данными о времени интегрирования, моменте наблюдения и величине диафрагмы. Одновременно выдается распечатка наблюдений, освобожденных от фона, служащая для оперативного контроля наблюдений. Управление процессом наблюдений и экспресс-обработку выполняет специализированная настольная ЭВМ с жесткой программой. Гидирование осуществлялось автоматической системой офсетного фотогида телескопа АЗТ-11, при этом обеспечивалось удержание объекта в диафрагме с ошибкой не более 1—2″. В качестве звезды сравнения наблюдалась звезда f на карте [6].

Наблюдения на ЗТЭ и ЗТШ проводились сканирующим фотометром [7] в полосах *U* и *B* и велись без перерывов. Привязка к звездам сравнения (e и f [6]) делалась в начале и в конце каждого временнбго ряда. Положение объекта в диафрагме контролировалось визуально с помощью офсетного подсмотра фотометра.

Необходимые сведения о наблюдениях даны в табл. 1, в последовательных столбцах которой указаны: календарная дата наблюдений, спектральная полоса, размер диафрагмы в угловых секундах, момент начала измерений по всемирному времени UT, продолжительность измерений Δt, количество отс-

Таблица 1

Дата	Фильтр	*A*	UT_H	Δt	*N*	τ^s	Δt^s	Телескоп
17/18.12 1982 г.	*U*	25″	$00^h54^m42^s$	$01^h06^m20^s$	738	3	5,4	ЗТШ
	U	25	02 09 25	01 29 49	1377	3	3,9	ЗТШ
19/20.12 1982 г.	*U*	25	01 07 18	00 39 12	437	3	5,4	ЗТШ
	U	25	01 46 35	00 25 29	393	3	3,9	ЗТШ
22/23.12 1982 г.	*U*	25	22 20 48	04 54 16	1341	10	13,2	ЗТЭ
23/24.12 1982 г.	*U*	25	23 55 38	03 21 06	919	10	13,1	ЗТЭ
10/11.02 1983 г.	*UBVRI*	10	19 43 32	01 55 55	233	10	22,8	АЗТ-11
13/14.03 1983 г.	*B*	25	18 28 03	00 16 46	540	1	1,9	ЗТЭ
	U	25	18 50 55	02 51 48	2608	3	3,9	ЗТЭ
14/15.03 1983 г.	*UBVRI*	10	18 07 47	02 52 03	327	10	22,8	АЗТ-11
17/18.03 1983 г.	*B*	25	18 07 11	01 27 04	1328	3	3,9	ЗТЭ
18/19.03 1983 г.	*UBVRI*	10	18 11 02	01 59 14	210	10	22,8	АЗТ-11
12/13.04 1983 г.	*UBVRI*	10	20 11 20	01 30 52	180	10	21,7	АЗТ-11

Таблица 2

Звезда	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$	$V-I$	Звезда	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$	$V-I$
e	^{m} 14,23 ±0,02	^{m} 0,86 ±0,02	^{m} 0,50 ±0,03	^{m} 0,76 ±0,01	^{m} 1,19 ±0,03	f	^{m} 14,61 ±0,02	^{m} 0,47 ±0,02	^{m} —0,14 ±0,01	^{m} 0,59 ±0,02	^{m} 0,75 ±0,01

четов во временном ряду N, время интегрирования τ, временнóе разрешение Δt в секундах и наименование телескопа.

Для поиска короткопериодической переменности были использованы наблюдения общей продолжительностью 24 ч за 9 ночей. Наблюдения 19.12 1982 г. ввиду малой продолжительности (всего 64 мин) из анализа были исключены.

Фотоэлектрические оценки блеска выбранных нами звезд сравнения были получены привязкой к *UBVRI* фотометрическим стандартам из списков [8—10]. Результаты фотометрии звезд сравнения даны в табл. 2.

3. Оценки блеска и цвета OJ 287

В качестве первого шага при обработке полученного фотометрического материала в каждом временнóм ряду были сделаны оценки среднего блеска OJ 287, редуцированные к стандартной системе *UBVRI*. Для снижения

Таблица 3

Дата	UT	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$	$V-I$	Звезда сравнения
15/16.12 1982 г.	22^h53^m	^{m} 14,08	^{m} 0,39	^{m} —0,61	^{m} 0,67	—	e
17/18.12 1982 г.	03 39	14,21:	—	—0,65:	0,67:	—	f
22/23.12 1982 г.	03 40	14,10	0,40	—0,64	0,72	—	f
23/24.12 1982 г.	23 51	14,18	0,41	—0,48	0,70	—	e
23/24.12 1982 г.	03 17	14,11	0,38	—0,63	0,66	—	e
10/11.02 1983 г.	19 46	13,73	0,41	—0,59	0,82	1^m28	f
10/11.02 1983 г.	20 58	13,72	0,45	—0,70	0,81	1,25	f
10/11.02 1983 г.	21 28	13,64	0,43	—0,69	0,81	1,27	f
13/14.03 1983 г.	21 48	13,50	0,39	—0,51	0,70	—	e
14/15.03 1983 г.	18 10	13,48	0,47	—0,60	0,80	1,23	f
14/15.03 1983 г.	18 42	13,52	0,41	—0,58	0,79	1,22	f
14/15.03 1983 г.	19 05	13,52	0,39	—0,59	0,81	1,22	f
14/15.03 1983 г.	19 37	13,50	0,43	—0,62	0,79	1,26	f
14/15.03 1983 г.	19 58	13,50	0,44	—0,62	0,81	1,28	f
14/15.03 1983 г.	20 30	13,48	0,47	—0,65	0,79	1,15	f
14/15.03 1983 г.	20 52	13,51	0,46	—0,64	0,80	1,16	f
14/15.03 1983 г.	21 23	13,50	0,38	—0,60	0,79	1,19	f
14/15.03 1983 г.	21 44	13,49	0,41	—0,59	0,79	1,18	f
14/15.03 1983 г.	22 16	13,47	0,47	—0,58	0,74	1,23	f
16/17.03 1983 г.	19 52	13,37	0,45	—0,59	0,68	—	e
17/18.03 1983 г.	17 52	13,75	0,41	—0,52	0,76	—	e
18/19.03 1983 г.	18 12	13,66	0,46	—0,58	0,75	1,13	f
18/19.03 1983 г.	18 36	13,71	0,46	—0,65	0,84	1,18	f
18/19.03 1983 г.	19 12	13,66	0,43	—0,60	0,84	1,19	f
18/19.03 1983 г.	19 32	13,70	0,40	—0,59	0,84	1,20	f
18/19.03 1983 г.	20 08	13,69	0,41	—0,62	0,83	1,15	f
12/13.04 1983 г.	20 12	13,65	0,37	—0,60	0,84	1,23	f
12/13.04 1983 г.	20 47	13,71	0,44	—0,69	0,82	1,17	f
12/13.04 1983 г.	21 03	13,62	0,44	—0,70	0,81	1,14	f
12/13.04 1983 г.	21 39	13,63	0,45	—0,58	0,78	1,15	f
02/03.04 1983 г.	18 56	14,54	0,45	—0,58	0,72	1,11	f

влияния случайных флуктуаций блеска проводилось усреднение измерений объекта по 3—5-мин интервалу времени, ближайшему к наблюдениям звезды сравнения. Результаты фотометрии OJ 287 даны в табл. 3, где указаны: календарная дата наблюдений, середина интервала интегрирования по всемирному времени, величины V, $B-V$, $U-B$, $V-R$, $V-I$ и номер звезды сравнения. Средние стандартные отклонения для оценок блеска и цветов составляют: $\sigma_V = 0^m,02$; $\sigma_{B-V} = 0^m,02$, $\sigma_{U-B} = 0^m,03$; $\sigma_{V-R} = 0^m,03$ и $\sigma_{V-I} = 0^m,04$, причем ввиду того, что обе звезды сравнения в период наблюдений

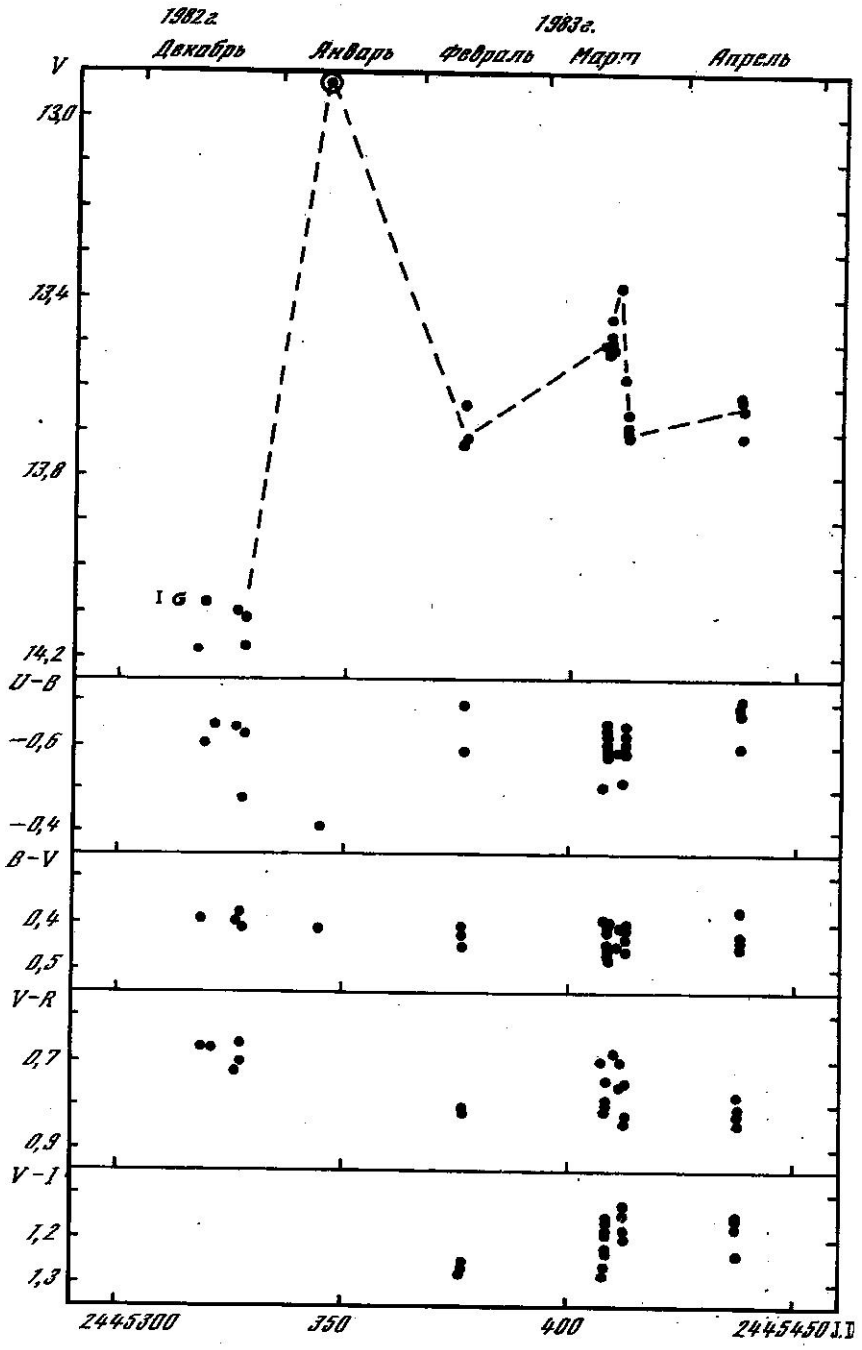


Рис. 1. Поведение блеска V и показателей цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$ и $V-I$ для OJ 287 с декабря 1982 г. по апрель 1983 г.

Черточка слева — стандартное уклонение σ

были существенно слабее объекта, основной вклад в ошибки дают именно звезды сравнения.

В период наших наблюдений блеск OJ 287 испытывал значительные изменения от $V = 14^m,2$ в декабре 1982 г. до $V = 13^m,4$ в середине марта 1983 г. Согласно [11] максимум блеска ($V = 12^m,92$, $B - V = 0^m,41$, $U - B = -0^m,41$) наблюдался 10.01 1983 г. На рис. 1 представлены кривые блеска и цвета OJ 287 по нашим данным с указанием максимального блеска согласно [11]. Как видно из рис. 1, наблюдался довольно быстрый подъем и затем ступенчатый спад блеска. Вспышка OJ 287 в 1982—1983 гг. в общих чертах похожа на вспышки 1912 и 1971 гг., что было также отмечено в [12]. Характерно, что при таком значительном изменении блеска ($\Delta V \geqslant 1^m,5$) показатели цвета менялись существенно меньше (всего на $\simeq 0^m,2$); однако эти изменения гораздо больше ошибок наблюдений. Следует отметить, что в UBV-области не заметно корреляции в изменении показателей цвета $U - B$, $B - V$ с изменением яркости в V. Хотя наибольшие хаотические изменения наблюдались в ультрафиолетовой области спектра (например, показателя $U - B$), здесь возможны неучтенные систематические ошибки, связанные как с выбором разных звезд сравнения, которые в ультрафиолетовой области очень слабы, так и с отклонением инструментальных систем от стандартной. Последнее замечание можно отнести и к остальным показателям цвета.

Помимо постепенного изменения блеска в течение пяти месяцев наблюдений, можно отметить нерегулярные изменения блеска и цвета в течение ночи, также превышающие ошибки измерений. Так, например, 14.03 1983 г. амплитуда изменений и ошибки в разных цветовых полосах по десяти оценкам составляли:

	V	$B-V$	$V-B$	$V-R$	$V-I$
Размах	$0^m,050$	$0^m,091$	$0^m,058$	$0^m,068$	$0^m,120$
Статистическое отклонение σ	$0^m,015$	$0^m,020$	$0^m,034$	$0^m,018$	$0^m,030$

4. Поиск короткопериодической переменности

Для поиска короткопериодических колебаний блеска применялась стандартная техника корреляционного и спектрального анализа [13]. Подготовка массивов данных определялась спецификой наблюдений на разных фотометрах и поэтому была несколько разной. При наблюдениях на ЗТЭ и ЗТШ фон неба обычно измерялся в начале и в конце наблюдений, так что обеспечивалась их непрерывность. Измерения на АЗТ-11 сопровождались одновременными измерениями фона, и обработка велась с исключением фоновых отсчетов. Во всех случаях для обработки отбирались наблюдения, продолжавшиеся более часа в условиях стабильной прозрачности. Чтобы сохранить возможность выделения низкочастотных колебаний яркости OJ 287, наблюдения обрабатывались с аппроксимацией изменения атмосферной экстинкции полиномом второго порядка, коэффициенты которого определялись методом наименьших квадратов. Спектральному анализу подвергались временные ряды, полученные из исходных после вычитания из них средних значений и исключения тренда. Для оценки влияния тренда на вид спектров мощности анализ проводился и для исходных рядов (с предварительным вычитанием соответствующих средних) в интервале периодов от 5 мин до 1 ч. В двух случаях (22 и 23.12 1982 г.) тренд не исключался.

Спектры мощности вычислялись по формулам

$$I(\nu) = \frac{1}{N^2} |F_N(\nu)|^2, \tag{1}$$

$$F_N(\nu) = \sum_{k=1}^{N} f_k e^{-i2\pi\nu\Delta t k}, \tag{2}$$

где ν — частота в циклах в день, N — полное число измерений в данном ряду, k — номер измерения, Δt — временно́е разрешение и f_k — средняя скорость счета за экспозицию. Для снижения влияния шумов на обнаруже-

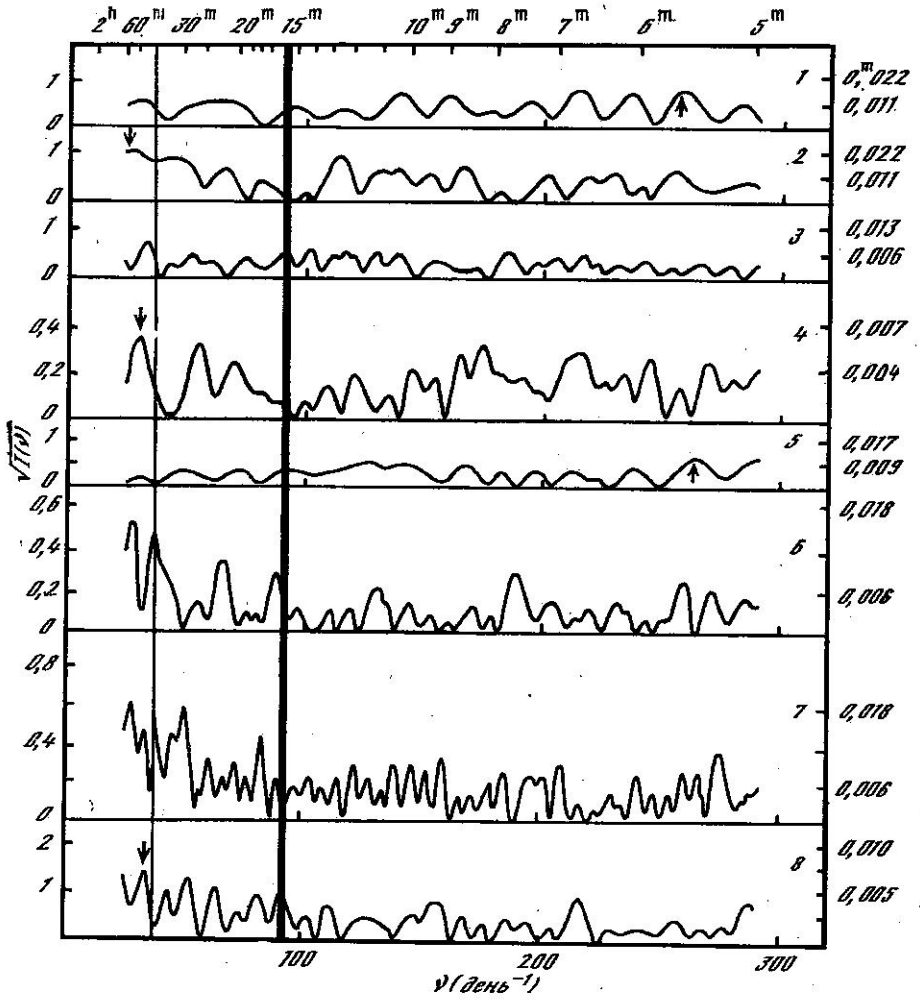


Рис. 2. Периодограммы кривой блеска OJ 287 в фильтре *U*

По оси абсцисс отложена частота в циклах/день. По оси ординат слева — амплитудное значение $\sqrt{I(\nu)}$ спектра мощности. Справа дана шкала в звездных величинах по отношению к среднему уровню яркости объекта в соответствующую ночь. Вертикальные линии — положение периодов 39,5 и 15,7 мин согласно [1, 2, 4]. На верхней шкале указаны периоды в минутах. Стрелками указаны максимальные пики; *1* — 12.04 1983 г.; *2* — 18.03 1983 г., *3* — 14.03 1983 г., *4* — 13.03. 1983 г., *5* — 10.02 1983 г., *6* — 23.12 1982 г., *7* — 22.12 1982 г., *8* — 17.12 1982 г.

ние возможной малоамплитудной (по сравнению со статистическими флуктуациями) периодической составляющей выгодно было бы объединить наблюдения, выполненные в одних и тех же спектральных полосах, в один временной ряд. Однако это потребовало бы перевода всех наблюдений в единую систему, что не было возможным из-за различия методики наблюдений на разных телескопах. Давая выигрыш в спектральном разрешении, такое объединение внесло бы дополнительные трудности из-за пробелов между ночами. В то же время длина рядов (от полутора до пяти часов, за исключением 19.12 1982 г.) была вполне достаточна для поиска короткопериодической переменности. Поэтому было решено проводить анализ независимо по каждому отобранному ряду и затем сравнить результаты отдельно между ночами и по каждому фильтру.

Шаг по частоте был выбран равным 1 дню$^{-1}$, что обеспечивало покрытие интервала спектрального разрешения не менее чем 5—10 точками спектра. Все спектры мощности были приведены в единую форму зависимости амп-

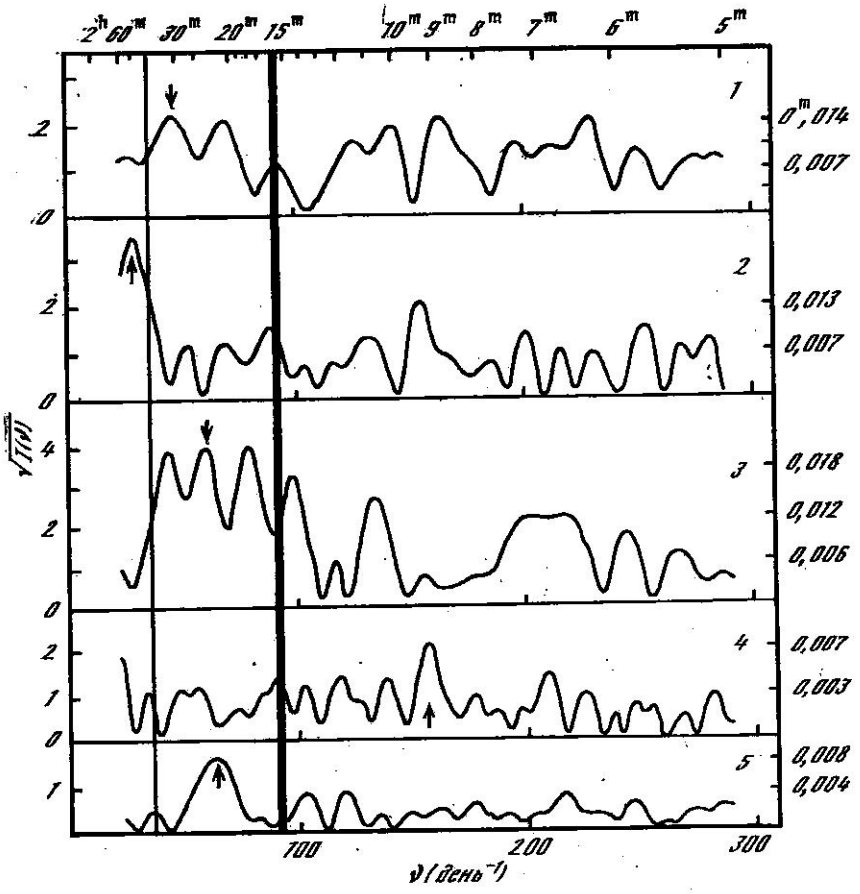


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но в фильтре *B*, 1983 г.
1 — 12.04, *2* — 18.03, *3* — 17.03, *4* — 14.03, *5* — 10.02

литуды спектра $\sqrt{I(\nu)}$ в имп/с от частоты ν (день$^{-1}$). (В дальнейшем для сокращения записей размерность спектра опускается.) Построенные таким образом периодограммы сгруппированы по фильтрам и показаны на рис. 2—4.

5. Обсуждение результатов

Наши наблюдения разнесены по довольно большому интервалу времени, охватывающему около пяти месяцев. Имеются также наблюдения, выполненные в близкие или соседние ночи. Можно ожидать, что искомое устойчивое колебание должно присутствовать по крайней мере в соседние даты и в соседних участках оптического спектра. Две темные вертикальные полосы на рис. 2—4 указывают области, соответствующие найденным в [1, 2, 4] колебаниям с периодами 39,5 и 15,7 мин. Между тем из сравнения рисунков видно, что ни в районах темных полос, ни в других участках периодограмм нет повторяющихся пиков.

Оценим статистическую значимость пиков на периодограммах. Поскольку вопрос о статистическом анализе периодограмм освещен в астрономической литературе недостаточно, остановимся на нем несколько подробнее.

Последующее обсуждение основано главным образом на работах [13—16].

Рассмотрим некоторую полученную из наблюдений периодограмму, скажем, периодограмму временнóго ряда за 14.03 1983 г. в фильтре *B*, представленную на рис. 3. На частоте $\nu_0 = 157$ день$^{-1}$ в ней имеется максимум, отмеченный на рис. 3 стрелкой. Амплитуда этого максимума $\sqrt{I(\nu_0)} = 2{,}1$, т. е. спектральная плотность $I(\nu_0) = 4{,}4$. Основной вопрос заключается в следующем: достаточна ли высота этого максимума для того, чтобы вывести

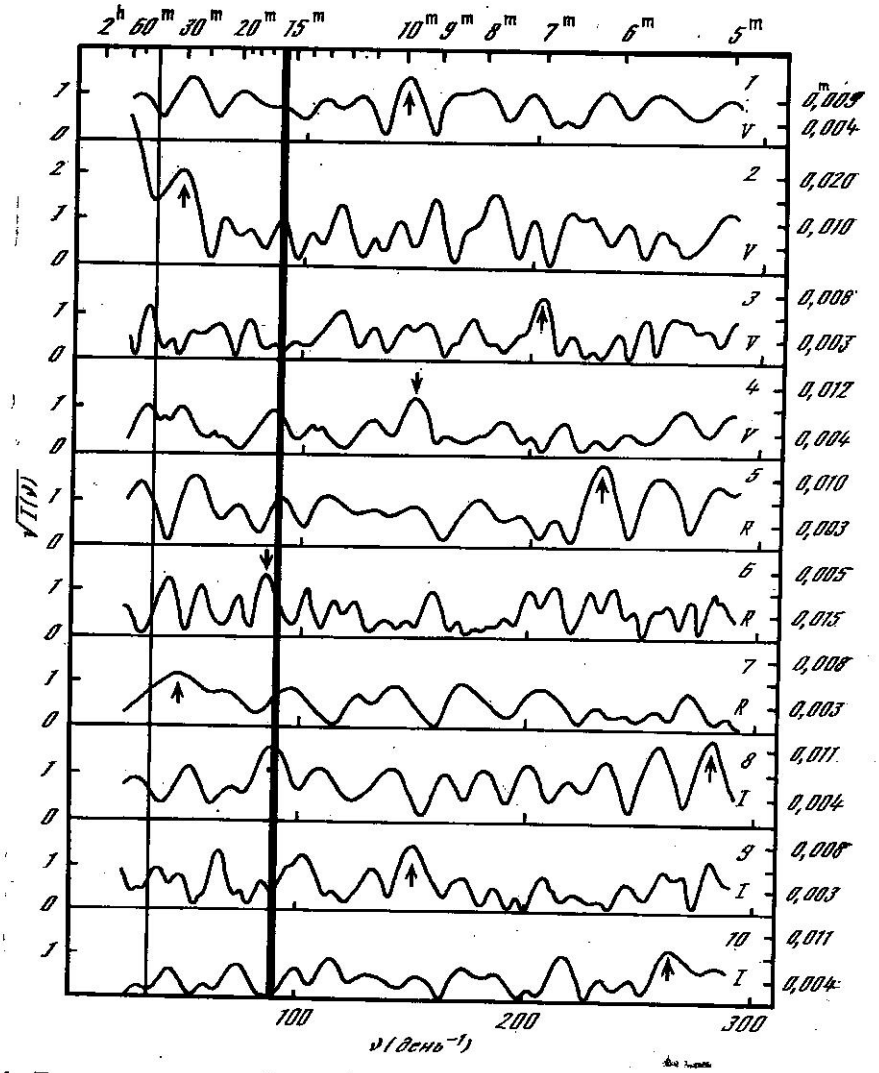


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но в фильтрах V, R, I; 1983 г.

1 — 12.04, *2* — 18.03, *3* — 14.03, *4* — 10.02, *5* — 12.04, *6* — 14.03, *7* — 10.02, *8* — 12.04, *9* — 14,03, *10* — 10.02

заключение о наличии гармонической составляющей с частотой ν_0, или этот максимум просто одна из случайных флуктуаций периодограммы?

Среднее значение спектральной плотности на рассматриваемой периодограмме равно $\langle I(\nu)\rangle \simeq 0{,}80$; ее стандартное отклонение от среднего $\sigma_I \simeq \simeq 0{,}81$, так что высота упомянутого максимума, выраженная в единицах стандартного отклонения, составляет $I(\nu_0)/\sigma_I \simeq 5{,}43$. Очевидно, при оценке значимости максимума нельзя использовать широко распространенное «правило 3σ». Прежде всего рассматриваемый максимум — лишь один из многих максимумов, имеющихся на периодограмме. Поскольку $I(\nu)$ меняется хаотическим образом (ординаты, разделенные небольшим интервалом частот $\delta\nu$, можно считать независимыми), высота наибольшим из максимумов зависит от длины периодограммы: при достаточно большой длине случайно реализуются даже весьма маловероятные выбросы, значительно превосходящие уровень 3σ. Вторая причина заключается в том, что распределение $I(\nu)$, т. е. квадратов амплитуд на периодограмме, даже приблизительно нельзя описать гауссовским распределением.

При оценке значимости $I(\nu_0)$ мы должны исходить из 0-гипотезы, предполагающей, что в рассматриваемом временно́м ряду $\{f_k\}$ нет периодической

составляющей, т. е. $\{f_k\}$ — стационарный случайный процесс. Для широкого класса таких процессов доказаны следующие положения.

1. Среднее значение спектральной плотности $\langle I(\nu)\rangle$ приблизительно равно дисперсии исходного временнóго ряда, деленной на его длину: $\langle I(\nu)\rangle \simeq \simeq \sigma_f^2/N$ (в рассматриваемом нами примере $\langle I(\nu)\rangle = 0{,}80$; $\sigma_f^2 = 289$, $N = 327$, так что $\sigma_f^2/N \approx 0{,}88$). Другими словами, $I(\nu)$ N является несмещенной оценкой спектра мощности временнóго ряда.

2. Значения $I(\nu)$, разделенные интервалом частот

$$\delta\nu = \frac{1}{N\Delta t}, \tag{3}$$

с хорошим приближением можно считать независимым. Здесь Δt — шаг временнóго ряда $\{f_k\}$, N — число измерений. Вновь возвращаясь к примеру, мы имеем: $\Delta t = 22{,}9$ с $= 2{,}65\cdot 10^{-4}$ дня, $N = 327$ и $\delta\nu = 11{,}54$ день$^{-1}$. Поскольку общая ширина интервала частот, на котором рассматривается $I(\nu)$, равна $\Delta\nu \simeq 278$ день$^{-1}$, мы имеем

$$m \simeq \Delta\nu/\delta\nu \tag{4}$$

независимых ординат в реализации периодограммы, в данном случае $m \simeq \simeq 24$.

3. Стандартное отклонение $\sigma_{I(\nu)}$ приблизительно равно среднему значению спектральной плотности: $\sigma_{I(\nu)} \simeq \langle I(\nu)\rangle$. Поскольку это соотношение не зависит от длины временнóго ряда N, величина σ_I не стремится к 0 при $N \to \infty$, т. е. $I(\nu)$ N не является состоятельной оценкой спектра мощности временного ряда. Последние два результата указывают на причину «изрезанности» периодограмм, не уменьшающейся при увеличении длины временного ряда. Мы уже отмечали выше, что для рассматриваемого примера $\sigma_I \simeq \simeq 0{,}81$, а среднее значение $\langle I\rangle \simeq 0{,}80$.

4. Распределение случайной величины

$$\eta = I(\nu)/\langle I(\nu)\rangle \simeq I(\nu)/\sigma_I, \tag{5}$$

т. е. ординаты периодограммы, выраженной в единицах ее среднего значения $\langle I\rangle$ или стандартного отклонения σ_I, является при $N \gg 1$ экспоненциальным распределением

$$\Pr[x < \eta \leqslant x + dx] \equiv \varphi(x)\,dx = e^{-x}dx. \tag{6}$$

Поскольку $\varphi(x) = e^{-x}$ убывает с ростом x значительно медленнее гауссовского распределения $(2\pi)^{-1/2}e^{-x^2/2}$, то «правилу 3σ» для последнего, соответствующего, как известно, вероятности $w = 0{,}00135$, отвечает для экспоненциального распределения уровень $\ln w = 6{,}6$, т. е. «правило $6{,}6\sigma$».

Таким образом, одно произвольно взятое значение ординаты периодограммы $I(\nu)$ для случайного процесса $\{f_k\}$, выраженное в единицах $\langle I\rangle$, с вероятностью

$$G_1(X) = \int_X^\infty \varphi(x)\,dx = e^{-X} \tag{7}$$

превзойдет уровень X. Однако мы выяснили выше, что на периодограмме m значений $I(\nu)$ могут приближенно рассматриваться как независимые величины; вероятность того, что хотя бы одно из них превзойдет уровень X, равна, очевидно,

$$G_m(X) = 1 - (1 - e^{-X})^m. \tag{8}$$

Вернемся вновь к рассматриваемому примеру. Мы имели для него $m \simeq \simeq 24$, $I(\nu_0)/\langle I\rangle \simeq 5{,}5$, $I(\nu_0)/\sigma_I \simeq 5{,}4$. Примем последнее значение в качестве наблюдаемой реализации η согласно (5), т. е. $\eta_0 = 5{,}4$. Находим далее $G_{24}(\eta_0) \simeq 0{,}11$. Это означает, что в 11% случаев для реализации чисто случайного процесса $\{f_k\}$ мы нашли бы на периодограмме той же длины, что и наблюдаемая периодограмма, максимумы более высокие, чем $I(\nu_0) \simeq 4{,}4$. Другими словами, уровень значимости наблюдаемого максимума $I(\nu_0)$ сос-

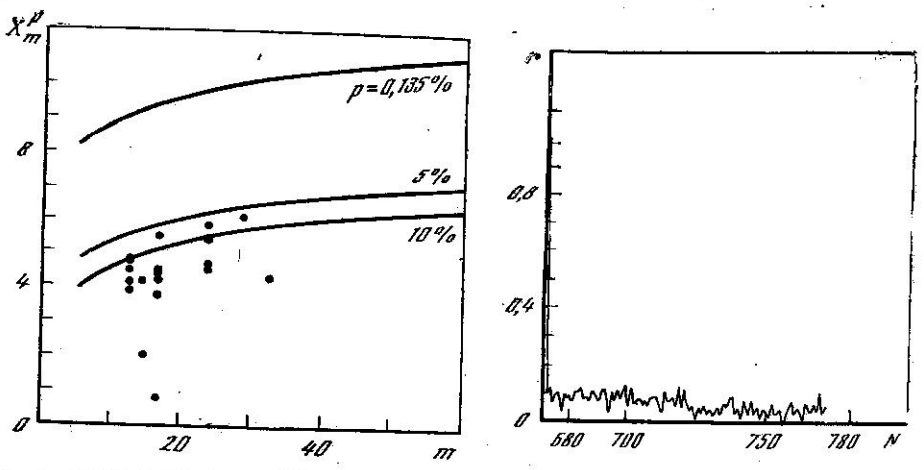


Рис. 5. График функции X_m^p для уровней значимости $p = 0{,}135\%$ (уровень 3σ), 5% и 10% (сплошные линии)

Точки — оценки $\eta = I_{\max}(\nu)/\sigma_{I(\nu)}$ для максимальных пиков на полученных нами периодограммах. Положение этих пиков на периодограммах рис. 2—4 указано стрелками. По оси абсцисс отложено число независимых частот m, по оси ординат — значения функции X_m^p, вычисленные по формуле (9)

Рис. 6. Автокорреляционная функция для временного ряда в фильтре U за 22.12 1982 г. По оси абсцисс отложен номер шага

тавляет 11%, и его нельзя рассматривать как значимый ни с точки зрения обычно принимаемых 5%-ных или 1%-ных уровней значимости, ни тем более с точки зрения «правила 3σ», которому соответствует уровень значимости $w = 0{,}135\%$.

В общем случае уровню значимости p отвечает значение X, являющееся решением уравнения $G_m(X) = p$. Из (8) следует, что это решение есть

$$X_p^m = -\ln[1-(1-p)^{1/m}]. \tag{9}$$

При $p \ll 1$ величина $X_p^m \simeq \ln\frac{m}{p}$. В частности, при $m \simeq 10^2$ вероятности $p \simeq w = 0{,}00135$ («правило 3σ») соответствует $X_w^{100} \simeq 11$, а при $m = 10^3$ получаем $X_w^{1000} \simeq 13{,}6$. Это означает, что при 100 независимых ординатах периодограммы значимый максимум $I(\nu_0)$ должен по крайней мере в 11 раз превосходить стандартное отклонение $\sigma_{I(\nu)}$ (или средний уровень $\langle I(\nu)\rangle$).

Заметим, что в случае сравнительно коротких временных рядов следует применять более общую теорию, развитую Фишером [17].

Сопоставление эмпирических значений $\eta_{\max}$ для максимальных пиков на полученных нами бестрендовых периодограммах с теоретическими значениями X_m^p, рассчитанными по формуле (9), при нескольких уровнях значимости показано на рис. 5. Видно, что ни в одном случае нет превышения уровня значимости 5% и тем более уровня 3σ.

Таким образом, анализ наших наблюдательных данных, проведенный по описанной методике, показал, что в интервале времени от 5 мин до 1 ч изменения блеска OJ 287 не содержат значимых на уровне $w = 5\%$ периодических составляющих. Этот вывод подтверждается дельтаобразным видом автокорреляционных функций для рассмотренных временных рядов. Одна из них приведена в качестве примера на рис. 6.

Принятая в (1) нормировка периодограммы на N^{-2} удобна тем, что для синусоидальной составляющей $f_k = a\sin(2\pi\nu_0 k)$ с амплитудой a и частотой ν_0 периодограмма содержит максимум, равный при $N \gg 1$

$$I(\nu_0) \simeq (a/2)^2. \tag{10}$$

Таким образом, по наблюдаемым периодограммам $I(\nu)$ можно оценить максимальную амплитуду возможной гармонической компоненты. Согласно

данным наших наблюдений эта амплитуда для OJ 287 не превышает $a_{max} \simeq \simeq 0^m,02$.

Как известно, OJ 287 является весьма активным в оптическом диапазоне объектом. Периоды пониженной яркости на уровне $V \approx 15^m,5$ сменяются быстрым ростом (вспышкой) яркости до $V \approx 13^m$. Положительные результаты поиска периодичности [4] были получены при пониженной яркости. Во время повышенной яркости OJ 287 в 1971—1972 гг. были получены противоречивые результаты [1—3]. Наши наблюдения и наблюдения [12] пришлись на время очередной вспышки OJ 287. Авторы [12] не нашли по радиоданным объявленного в [4] периода 15,7 мин. Таким образом, можно сделать вывод, что, по крайней мере во время повышенной яркости OJ 287, в его излучении отсутствует короткопериодическая гармоническая составляющая, которая может, вообще говоря, появляться во время пониженной яркости OJ 287. Для проверки такого предположения необходимы обстоятельные наблюдения OJ 287 во время его минимумов.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. Н. Петровой, М. Н. Ловкой и Н. И. Меркуловой за помощь в наблюдениях, Н. Н. Петровой и Л. М. Кривошеиной за подготовку массивов для обработки, В. И. Абраменко, Г. А. Козловой и Н. Н. Петровой за помощь в обработке наблюдений на ЭВМ, А. С. Мицкевичу за содействие в реализации программы обработки на М-6000, Л. М. Кривошеиной, Н. Н. Петровой и В. Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций к статье.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Visvanathan N., Elliott J. L.* Variations of the radio source OJ 287 at optical wavelengths.— Astrophys. J., 1973, vol. 179, N 3, pt. 1, p. 721—730.
2. *Frohlich A., Goldsmith S., Weistrop D.* Further studies of the optical variability of OJ 287.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 168, N 2, p. 417—425.
3. *Kiplinger A. J.* On the short-timescale variability of OJ 287.— Astrophys. J. Lett., 1974, vol. 191, N 3, pt. 2, L109 —L110.
4. *Valtaoja E., Lehto H., Teerikorpi P.* et al. A 15.7 min periodicity in OJ 287.— Turku Univ. obs., 1983, Informo N 62.
5. *Piirola V.* The double beam chopping photometer-polarimeter.— Ann. Acad. Sci. Fennicae, 1975, AVI, N 418.
6. *Лютый В. М.* Оптическая переменность OJ 287.— Переменные звезды, 1976, т. 20, с. 243—249.
7. *Теребиж В. Ю.* Сканирующий фотометр.— Астрон. цирк., 1981, № 1188, с. 3—6.
8. *Neckel Th., Chini R.* Sixty faint *UBVRI* standards.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1980, vol. 39, N 3, p. 411—414.
9. *Barnes Th. G.* III, Moffett Th. J. A *UBVRI* equatorial extinction star network.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, N 541, p. 289—298.
10. *Landolt A. U.* *UBVRI* photometric standards.— Astron. J., 1983, vol. 88, N 3, p. 439—460.
11. *Haarala S., Korhonen T., Sillanpää A., Salonen A.*— IAU Circ., 1983, N 3764.
12. *Kikuchi S., Inoue M.* An outburst of OJ 287.— Nobeyama Radio obs., 1983, Rep. N 19.
13. *Deeming T. J.* Fourier analysis with unequally-spaced data.— Astron. Space Sci., 1975, vol. 36, N 1, p. 137—158.
14. *Бриллинджер Д.* Временные ряды. Обработка данных и теория. М.: Мир, 1980.
15. *Кендалл М. Дж., Стьюарт А.* Многомерный статистический анализ и временные ряды. М.: Наука, 1976.
16. *Уилкс С.* Математическая статистика. М.: Наука, 1967.
17. *Fisher R. A.* Tests of significance in harmonic analysis.— Proc. Roy. Soc., 1929, A, vol. 125, p. 54.

УДК 520.27.+520.874

КАЛИБРОВОЧНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Приведены результаты наблюдений за 1973—1983 гг. на частотах 22,2 и 36,7 ГГц калибровочных радиоисточников миллиметрового диапазона волн. Уточнены параметры РТ-22 КАО АН СССР на этих частотах. Показано, что у Юпитера, Сатурна и 3С 274 в течение 10 лет не было изменений мощности излучения, превышающих несколько процентов. Пересмотрены имеющиеся в литературе результаты измерений на других частотах потоков излучения DR 21, 3С 274, NGC 7027, Юпитера, Сатурна и Марса. Для этих источников получены аналитические зависимости плотностей потоков от частоты, определяющие их спектры в интервале 20—150 ГГц с точностью около 3%.

CALIBRATION RADIO SOURCES IN MILLIMETER WAVE RANGE, by *I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.*— The results of millimetr wave calibration radio sources observations, made in 1973—1983 at the frequencies 22,2 and 36,7 GHz, are presented. The parameters of the Crimean astrophysical observatory 22-m radio telescope are defined more precisely. It is shown that no variations exceeding several per cents of mean flux density have been in the emission of Jupiter, Saturn and 3C 274. The published flux measurements of DR 21, 3C 274, NGC 7027 , Jupiter, Saturn and Mars are reconsidered and analitical approximations of their spectra are given. These approximations determine the spectra of the sources mainly in frequency range 20—150 GHz with precision about 3%.

В течение 1973—1984 гг. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проводились систематические наблюдения ряда дискретных радиоисточников на частотах 22,2 и 36,7 ГГц при помощи 22-м радиотелескопа с целью исследования их переменности и спектров излучения [1—3]. Регистрировавшиеся антенные температуры от исследовавшихся объектов пересчитывались в плотности потоков по данным наблюдений ряда источников, для которых в литературе имелись абсолютные измерения на близких частотах — калибровочных источников (КИ). Вследствие разброса результатов абсолютных измерений потоков КИ на высоких частотах разные авторы выбирают для калибровок на одних и тех же частотах отличающиеся друг от друга значения параметров КИ, что затрудняет сравнение между собой данных разных наблюдателей. Кроме того, в последнее время в литературе появились сообщения о переменности сантиметрового излучения некоторых источников, принятых нами в качестве стандартных [4, 5]. Полученные в ходе десятилетних наблюдений в КАО данные на частотах 22,2 и 36,7 ГГц позволяют проверить стабильность излучения КИ во времени, что важно для исследования переменности внегалактических объектов. В сочетании с данными других авторов они позволяют уточнить спектры излучения КИ в миллиметровом диапазоне длин волн: получить аналитическую зависимость плотностей потоков от частоты, что уменьшает влияние систематических ошибок отдельных измерений при определении абсолютных потоков КИ на произвольной частоте.

1. Методика измерений и параметры антенны

Наблюдения источников на обеих частотах проводились при помощи модуляционных радиометров в двух вариантах: с мазером в качестве усилителя высокой частоты, когда чувствительность составляла 0,1 К, и широкополосных с полосами пропускания частот $\Delta f = 700$ МГц (прямой и зеркальный каналы вместе) с чувствительностью около 0,2 К при постоянной времени выхода 1 с. Измерения выполнялись в двух взаимно ортогональных плоскостях поляризации для определения полного потока при возможном наличии линейно-поляризованной составляющей излучения. Применялась модуляция диаграммы направленности антенны для уменьшения влияния флуктуаций излучения атмосферы. Поглощение в атмосфере Земли определялось методом разрезов или по метеопараметрам, измерявшимся в процессе

наблюдений каждые 2—3 ч, и учитывалось при обработке. Более подробно методика обработки результатов наблюдений описана в [1].

Точность измерений плотностей потоков излучения исследуемых объектов в значительной степени зависит от стабильности параметров приемной антенны, в частности от поведения эффективной площади $A_{эф}$ при изменении ее ориентации, а для протяженных источников и от стабильности размеров главного лепестка. На рис. 1 размеры главного лепестка в плоскостях векторов электрического (E) и магнитного (H) полей, а также эффективная площадь антенны на частоте 22,2 ГГц нанесены в зависимости от зенитного расстояния. Для составления рис. 1 проведено около 100 измерений размеров главного лепестка при сканировании источников малых угловых размеров, а рис. 1, *б* — результат усреднения примерно через 5° по высоте около 200 измерений эффективной площади по наблюдениям источников 3C 274, DR 21 и планет Юпитера и Сатурна. Рис. 1 показывает, что размеры главного лепестка и эффективная площадь радиотелескопа на $f = 22{,}2$ ГГц не зависят от ориентации антенны с точностью до ошибок измерений ($\sim 0',05$ для $\theta_{0,5}$ и $\sim 1{,}5\%$ для $A_{эф}$). Для частоты 36,7 ГГц верхние пределы изменения размеров главного лепестка ($\sim 0',1$) и эффективной площади ($\sim 5\%$) несколько выше, чем для 22 ГГц.

В табл. 1 приведены средние значения эффективных площадей и размеров главного лепестка диаграммы направленности РТ-22 на частотах 22,2 и 36,7 ГГц. При расчете $A_{эф}$ использовались значения плотностей потоков источников DR 21 и 3C 274 и яркостных температур планет Юпитер и Сатурн, полученных на соответствующих частотах в результате анализа их спектров (см. разд. 2).

Таблица 1

Частота, ГГц	Эффективная площадь, м²	Размеры главного лепестка, угловые минуты	
		в плоскости E	в плоскости H
22,235	166,5±0,7	2,63±0,016	2,52±0,017
36,7	155,0±5,0	1,82±0,06	1,67±0,03

На рис. 2 приведены зависимости от длины волны $A_{эф}$ и $\theta_{0,5}$ РТ-22 в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн, которые получены по данным, приведенным в табл. 1 и в [6—10] для других волн. Из рис. 2 видно, что размеры главного лепестка антенны удовлетворяют линейной зависимости от длины волны вплоть до $\lambda = 4$ мм (75 ГГц), а эффективная площадь начинает заметно уменьшаться только на коротких миллиметровых волнах. Сравнение данных табл. 1 и рис. 2 с аналогичными данными для других радиотелескопов из [11] подтверждает вывод, сделанный в [11]: РТ-22 является одним из лучших радиотелескопов в миллиметровом диапазоне длин волн.

На рис. 3 показана зависимость эффективной площади РТ-22 на 22,2 ГГц от температуры окружающего воздуха. Линейная регрессия, рассчитанная методом наименьших квадратов по данным рис. 3, свидетельствует о возможном уменьшении $A_{эф}$ примерно на 5% при увеличении температуры от 10 до 20° С. Для учета этого фактора, а также для учета изменения оптической толщи атмосферы Земли со временем применялся метод относительной редукции антенных температур в плотности потоков. Для этого каждые 2—3 ч наблюдался один из калибровочных источников и измерялись метеопараметры в месте наблюдения. Плотности потоков определялись затем согласно соотношению [1]

$$S_и = S_к \frac{T_{aи}}{T_{aк}} \frac{C_и}{C_к} e^{\Delta\tau},$$

где S — плотность потока, T_a — антенная температура, C — коэффициент соразмерности телесных углов источника и главного лепестка диаграммы

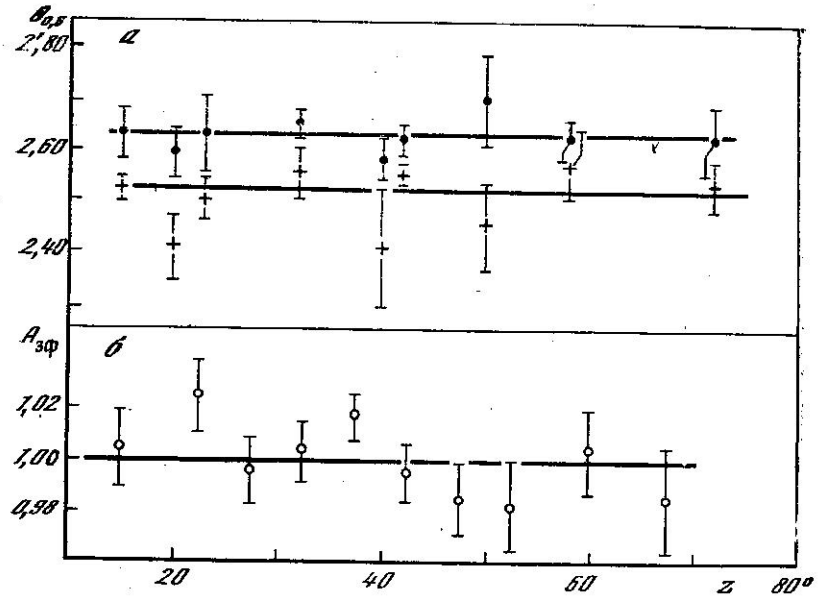


Рис. 1. Размеры диаграммы направленности РТ-22 в плоскостях электрического (точки) и магнитного (крестики) векторов поля в зависимости от зенитного расстояния z (*а*) и эффективная площадь РТ-22 как функция z (*б*)

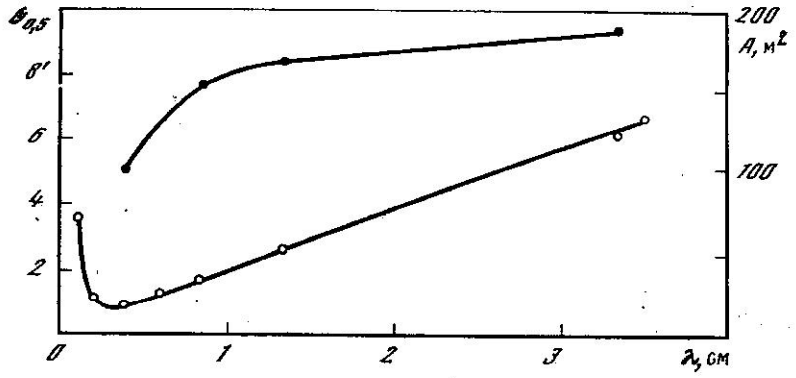


Рис. 2. Зависимость эффективной площади РТ-22 (точки) и средних размеров главного лепестка диаграммы направленности ($\theta_{0,5}$) от длины волны

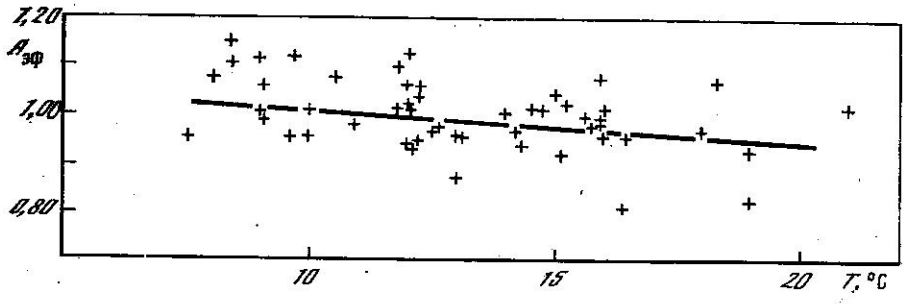


Рис. 3. Зависимость эффективной площади от температуры окружающего воздуха

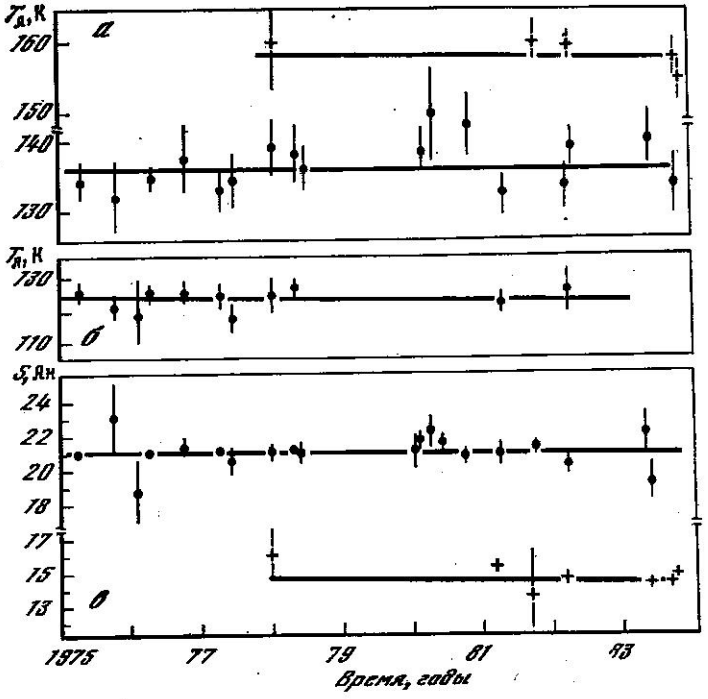


Рис. 4. Яркостные температуры Юпитера (*а*), Сатурна (*б*) и плотности потока от 3С 2734 (*в*) в зависимости от эпохи измерения

Крестики — частота 36,7 ГГц, точки — 22,2 ГГц. Сплошные линии — средние значения за весь период наблюдений

направленности антенны, $\Delta\tau = \gamma_и \sec z_и - \gamma_к \sec z_к$ — разность оптических толщ атмосферы в направлении на исследуемый объект (индекс «и») и на калибровочный источник («к»). Плотности потока исследуемых объектов, определенные по данным предшествующего и последующего наблюдения КИ, затем усреднялись, что уменьшало ошибки, вносимые изменениями условий измерений.

На рис. 4 приведены в зависимости от времени яркостные температуры планет Юпитера и Сатурна и плотности потоков излучения галактики 3С 274, принятых нами в качестве стандартных. Приведенные величины откалиброваны по данным наблюдений источника DR 21 при плотностях потоков от него на частотах 22,2 и 36,7 ГГц, равных 19,0 и 18,1 Ян соответственно, как это следует из анализа его спектра, приведенного ниже. Рис. 4 показывает, что яркостные температуры планет и плотность потока от 3С 274 в течение интервала времени, охваченного наблюдениями, оставались постоянными в пределах точности измерений (1—3%). Изменения интенсивности излучения Юпитера, наблюдавшиеся на волнах 21 и 6 см [4], были обусловлены, по-видимому, его нетепловой составляющей, которая на миллиметровых волнах становится пренебрежимо малой [12]. В наших данных не видно также каких-либо систематических изменений, связанных с изменением ориентации колец Сатурна и отмеченных в [5]. Это свидетельствует об их малом вкладе в полное излучение от планеты и находится в согласии с данными [13].

Средневзвешенные значения измеренных нами плотностей потоков некоторых калибровочных источников сантиметрового диапазона приведены в табл. 2 (22,2 ГГц) и 3 (36,7 ГГц). В первой колонке таблиц даны названия источников, во второй — измеренные значения плотностей потоков $S_{пик}$. Так как большая часть источников имеет заметную протяженность, измеренные потоки умножались на коэффициент, приведенный в третьей колонке таблиц, который учитывает соразмерность телесного угла источника и главного лепестка диаграммы направленности радиотелескопа. Получающиеся

Таблица 2

Источник	$S_{пик} \pm \sigma$, Ян	C	$S \pm \sigma$, Ян	Ожидаемый поток, Ян
DR 21	18,57±0,57	1,023	19,0±0,57	19,0
3C 123	3,38±0,10	1,016	3,43±0,14	3,71
3C 161	1,39±0,04	1,000	1,39±0,06	1,35
3C 218	2,75±0,14	1,050	2,89±0,20	3,47
3C 274	20,04±0,06	1,059	21,22±0,65	20,0
3C 286	2,37±0,07	1,000	2,37±0,10	2,55
3C 405	39,6±0,8	1,468	58,1±3,6	56,7
NGC 7027	5,90±0,08	1,004	5,92±0,19	5,87

Таблица 3

Источник	$S_{пик} \pm \sigma$, Ян	C	$S \pm \sigma$, Ян	Ожидаемый поток, Ян
DR 21	17,24±0,52	1,050	18,10±0,54	17,9
3C 274	13,58±0,19	1,104	14,99±0,54	13,0
3C 405	14,10±0,45	2,300	32,4±2,3	30,3

Таблица 4

Планета	$T_я \pm \sigma$, К $f = 22{,}2$ ГГц	$T_я \pm \sigma$, К $f = 36{,}7$ ГГц
Юпитер	136,5±4,2	157,8±4,9
Сатурн	124,6±3,9	142,1±4,8
Марс	197,6±6,2	208,1±9,4

Таблица 5

Источник	Принятое распределение радиояркости	Ссылка
DR 21	Три компонента, см. текст	[15]
3C 123	Два компонента, $d = 23''$, $2r = 5''$	[16]
3C 161	Один компонент, $2r = 3''$	[16]
3C 218	Один компонент, $47'' \times 15''$	[16]
3C 274	Три компонента, $d = 38''$, $2r = 20''$	[17]
3C 286	Один компонент, $2r < 5''$	[16]
NGC 7027	Один компонент, $2r = 10''$	[16]
3C 405	Два компонента, $d = 115''$, $2r = 10''$	[16]
Юпитер *	Равномерное, $91'',91 \times 98'',47$	[18]
Сатурн *	Равномерное, $74'',57 \times 83'',33$	[18]
Марс *	Равномерное, $r = 4'',68$	[18]

* Размеры даны для расстояния от Земли 1 астрон. ед.

в результате коррекции полные потоки от источников приведены в четвертой колонке. В пятой колонке даны значения потоков, полученные экстраполяцией сантиметровых спектров источников по данным, приведенным в [14]. В табл. 4 сведены яркостные температуры планет, рассчитанные по измерявшимся плотностям потоков на частотах 22,2 и 36,7 ГГц (вторая и третья колонка соответственно). В первых строках табл. 2 и 3 указаны соответствующие параметры источника DR 21, относительно которого калибровалось излучение остальных объектов. Плотности потоков от него, указанные в четвертой колонке, рассчитаны по данным анализа его спектра, приведенного ниже.

Коэффициент коррекции измеренных потоков, учитывающий конечные размеры источников и главного лепестка диаграммы направленности антенны C, рассчитывался согласно приведенным в табл. 5 данным о распре-

делении яркости по телесному углу объектов. Для DR 21 он равен согласно [15]

$$C = 1 + 0{,}15/\theta^2_{0,5},$$

где $\theta_{0,5}$ измеряется в минутах дуги. Для других источников принималось, что распределение яркости по телесному углу их компонентов имеет гауссову форму с размерами по уровню половинной мощности $2\,r$. В случае одного компонента, имеющего эллиптическую форму с размерами большой и малой полуосей r_1 и r_2 соответственно, $C = (1 + (2r_1/\theta_{0,5})^2)^{1/2}(1 + (2r_2/\theta_{0,5})^2)^{1/2}$. При наличии двух компонентов с круговой симметрией, когда расстояние между ними составляет d, соответствующий коэффициент находился из равенства $C = (1 + (2r/\theta_{0,5})^2)\exp[0{,}6932\, d^2/(4r^2 + \theta^2_{0,5})]$. Галактика 3C 274 (Дева А) имеет более сложное распределение яркости: точечное ядро, спектральный индекс излучения которого $\alpha = -0{,}18$ (при $S \sim f^\alpha$), и два внешних компонента с диаметрами около 20″, расположенных на расстоянии около 38″ друг от друга; спектральные индексы излучения равны $-0{,}65 \pm 0{,}04$ и $-0{,}85 \pm \pm 0{,}03$ для северо-западного и юго-восточного компонентов соответственно [17]. Поэтому при расчете коэффициентов C для этого объекта принималось во внимание изменение распределения яркости при изменении частоты вследствие различия спектров компонентов источника.

Температуры планет рассчитывались для равномерного распределения яркости по их дискам. Для Юпитера и Сатурна учитывалась эллиптичность, а для Сатурна — добавочное увеличение телесного угла при увеличении угла наклона оси вращения к лучу зрения D. Коэффициент увеличения телесного угла дан в [18], но с точностью около 10^{-4} он может быть рассчитан из выражения: $C_D = 1 + 5\cdot10^{-4}\ (D/10) + 32{,}8\cdot10^{-4}\ (D/10)^2$, где D измеряется в градусах. Коэффициент соразмерности телесных углов планет и главного лепестка антенны определялся из соотношения $C = 1 + 1{,}3864\ (r_e r_p/\theta^2_{0,5})$, где r_e и r_p — экваториальный и полярный радиусы планет соответственно.

Сравнение данных из колонок 4 и 5 табл. 2 и 3 показывает, что у большинства из наблюдавшихся источников измеренные потоки на частотах 22,2 и 36,7 ГГц не отличаются от экстраполированных по данным в [14] значений более чем на 3σ. Исключение составляют галактики 3C 218 и 3C 274; у первой из них наблюдается увеличение крутизны спектра, а у второй — уменьшение. Ниже анализируются по данным, имеющимся в литературе и приведенным в табл. 2—5, спектры излучения некоторых источников, которые могут быть приняты в качестве калибровочных на миллиметровых волнах.

2. Спектры некоторых источников

Источники, наблюдаемые в качестве стандартных для калибровки антенных температур и параметров антенн, должны удовлетворять следующим условиям: 1) быть достаточно интенсивными для того, чтобы измерения могли выполняться с высокой точностью; 2) иметь постоянные во времени или меняющиеся предсказуемым образом плотности потоков излучения; 3) иметь малые угловые размеры для того, чтобы они не разрешались при наблюдениях при помощи высоконаправленных антенн; 4) спектры излучения их должны быть хорошо известны и должны описываться простыми соотношениями между плотностью потока и частотой; тогда поток от них может быть рассчитан на любой промежуточной частоте; 5) излучение должно быть неполяризовано; в случае наличия поляризованной составляющей ее параметры должны быть известны с высокой точностью; 6) они должны достаточно высоко подниматься над горизонтом.

Всем перечисленным критериям в северном полушарии неба удовлетворяет тепловой источник DR 21 [15]. В некоторой степени (с ограничениями) им отвечают NGC 7027, 3C 274, а также планеты Юпитер, Сатурн и Марс.

В табл. 6 собраны результаты измерений плотностей потоков излучения источников и яркостных температур планет. В первой колонке указана частота измерений, во второй — измеренные значения с их среднеквадратичными ошибками, в третьей — метод измерений (абсолютный) или источник срав-

Таблица 6

Частота, ГГц	$T_я \pm \sigma$, К	Калибровка, ссылка	Частота, ГГц	$T_я \pm \sigma$, К	Калибровка, ссылка
	Юпитер		24,1	133,3±2,9	Cas A [12]
14,5	169±5	DR 21 [12]	25,5	140,0±3,0	Абс. [12]
15,4	140±6,5	3C 274 [12]	31,4	165,0±8,0	DR 21 [12]
15,4	166±15	3C 274 [12]		152,0±5,0	DR 21 [12]
18,2	144±4,5	3C 274 [12]		150,0±4,0	DR 21 [12]
20,05	138,7±3,0	Cas A [12]	31,4	152,4±4,8	Абс. [13]
20,295	139,3±3,0	Cas A [12]	34,9	142±11	Абс. [12]
20,5	144±5,0	Абс. [12]	35,5	157,0±4,0	Абс. [12]
20,735	137,6±2,9	Cas A [12]	36,0	144,0±12	Абс. [12]
20,97	136,6±2,9	Cas A [12]	36,7	158,0±5,0	DR 21, табл. 4
21,225	139,2±3,1	Cas A [12]	86,1	179,4±4,7	Абс. [13]
21,55	135,4±3,0	Cas A [12]	90,0	183±18	Абс. [13]
22,055	135,1±3,0	Cas A [12]	97,1	177±13	Абс. [13]
22,22	130,9±3,5	Cas A [12]	140,0	178±1,0	Абс. [19]
22,235	136,5±4,2	DR 21, табл. 4	143,0	168±12	Абс. [19]
22,285	136,0±3,0	Абс. [12]	150,0	167±12	Абс. [13]
22,37	130,9±2,9	Cas A [12]	300,0	168±8	Абс. [19]
22,5	139,0±3,0	Абс. [12]		177±6	Абс. [19]
22,945	131,5±3,0	Cas A [12]		155±15	Абс. [19]
23,41	131,8±3,2	Cas A [12]	345,0	170±17	Абс. [19]
23,5	136,0±3,0	Абс.	731,0	139,0±4,0	Абс. [19]
23,694	137,6±5,0	DR 21 [12]	856,0	134,0±4,0	Абс. [19]
23,84	134,0±2,8	Cas A [12]			

Частота, ГГц	$S \pm \sigma$, Ян	Калибровка, ссылка	Частота, ГГц	$S \pm \sigma$, Ян	Калибровка, ссылка
	DR 21			NGC 7027	
7,8	22,15±0,61	3C 123 [15]	6,63	6,62±0,20	3C 274 [25]
	20,76±0,57	3C 405 [15]	8,42	6,59±0,20	3C 274 [16]
8,42	21,48±0,64	3C 274 [16]	10,63	6,96±0,21	3C 274 [25]
10,60	21,40±0,67	3C 274 [20]	10,6	6,53±0,21	3C 274 [20]
10,7	20,20±0,56	3C 405 [21]	10,7	6,33±0,22	3C 274 [21]
14,90	20,06±0,61	3C 274 [22]	14,9	6,36±0,19	3C 274 [22]
15,50	20,07±0,76	3C 274 [15]	22,235	5,89±0,19	DR 21, табл. 2
	19,90±0,90	3C 218 [15]	31,4	5,52±0,27	DR 21 [13]
21,84	18,60±1,40	Cas A [23]	90,0	5,21±0,15	Юпитер [13]
22,235	18,90±0,39	Юпитер [Авт.]	150,0	4,77±0,42	Юпитер [13]
22,285	19,10±0,80	Абс. [24]		3C 274	
31,4	18,0±80	Сатурн [15]	21,5	21,4±1,0	Абс. [24]
31,4	18,37±1,10	Юпитер [15]	21,84	21,7±1,6	Cas A [23]
36,7	18,10±0,54	Юпитер [Авт.]	21,84	21,22±0,65	DR 21, табл. 2
90,0	16,72±0,49	Юпитер [13]	22,285	21,3±0,9	Абс. [24]
150,0	19,9±0,93	Юпитер [13]	25,5	19,6±1,0	Абс. [24]
			31,4	16,73±0,55	DR 21 [13]
			36,7	14,99±0,54	DR 21, табл. 3
			90,0	8,41±0,28	Юпитер [13]

Таблица 6 *(окончание)*

Частота, ГГц	$T_я \pm \sigma$, К	Калибровка, ссылка	Частота, ГГц	$T_я \pm \sigma$, К	Калибровка, ссылка
	Сатурн			Марс	
8,0	158,6±8,2	3С 405 [26]	2,7	196±10	3С 218 [29]
19,6	130,0±9,0	Юпитер [27]	3,0	194±19	3С 123 [29]
20,5	133,2±7,5	Абс. [27]	8,0	201±13	3С 274 [29]
22,235	124,6±3,9	DR 21, табл. 4	8,0	202±12	3С 274 [29]
23,7	127,2±5,5	Абс. [27]	11,1	178±12	3С 274 [29]
25,5	130,8±5,0	Абс. [27]	16,2	184±15	3С 274 [29]
30,5	138,1±6,0	Абс. [27]	18,2	191±15	3С 274 [29]
31,4	136,0±4,0	DR 21 [15]	22,235	181±11	Абс. [30]
31,4	133,0±4,2	DR 21 [13]	22,235	197,6±6,2	DR 21, табл. 4
35,5	151,1±7,0	Абс. [27]	31,4	194,3±8,2	DR 21, [13]
36,8	142,1±4,8	DR 21, табл. 4	36,5	192±11	Юпитер [29]
37,5	144,8±6,0	Юпитер [27]	36,8	230±17	Юпитер [29]
77,5	143,5±8,7	Юпитер [28]	36,7	208±10	DR 21, табл. 4
86,1	153,0±5,0	Абс. [13]	90,0	207±21	Юпитер [13]
90,0	147,0±4,0	Юпитер [13]	90,0	203,3±5,5	Юпитер [13]
97,1	148,0±11,0	Абс. [13]	97,1	213±16	Абс. [13]
150,0	146,0±5,3	Юпитер [13]	150,0	220±7	Юпитер [13]

нения при относительном методе и ссылка. В табл. 6 включены результаты измерений, которые, во-первых, были откалиброваны относительно стандартных источников с хорошо известными спектрами [14], во-вторых, их результирующая ошибка не превышала 10%; для галактики 3С 274 перечислены только сведения, не указанные в [14]. Данные, приведенные в литературе, были предварительно систематизированы следующим образом. Вначале был определен абсолютный спектр Юпитера, так как в миллиметровом диапазоне волн большая часть измерений была проведена методом сравнения с мощностью его излучения, что видно из табл. 6. В процессе построения его спектра плотности потоков КИ, по которым калибровалась мощность излучения Юпитера, были пересчитаны с учетом данных в [14]; результаты измерений, полученные методом абсолютной калибровки, принимались без изменений. После такой редукции данных была определена зависимость яркостной температуры Юпитера от длины волны в виде

$$\lg T_я = a + b \lg f + c \lg^2 f. \qquad (1)$$

Коэффициенты a, b и c рассчитывались методом наименьших квадратов с учетом весов значений $T_я$, обратно пропорциональных квадрату среднеквадратичной ошибки их определения. Спектр излучения Юпитера (зависимость яркостной температуры от частоты) приведен на рис. 5 и 6. Вследствие особенности приведенного спектра Юпитера (минимум $T_я$ вблизи $f = 25$ ГГц и максимум ее в интервале частот 100—300 ГГц) весь массив $T_я$ был разделен на два подмассива. В один подмассив были включены данные для частот 14,5—31,4 ГГц, в другой — данные измерений в интервале 31,4—900 ГГц. Коэффициенты в выражении (1) для $T_я$ рассчитывались для этих интервалов частот раздельно. Затем были определены спектры излучения источников DR 21 и 3С 274 с учетом найденных зависимостей $T_я$ Юпитера от частоты и данных в [14]. Для этих объектов также были найдены зависимости плотностей потоков от частоты, аналогичные принятой для $T_я$ Юпитера. Результаты измерений мощностей излучения планет Сатурна и Марса и планетарной туманности NGC 7027 были перекалиброваны с учетом определенных спектров Юпитера, DR 21 и 3С 274. После этой процедуры спектры излучения Сатурна, Марса и NGC 7027 были также аппроксимированы выражениями вида (1).

6 Заказ 1509

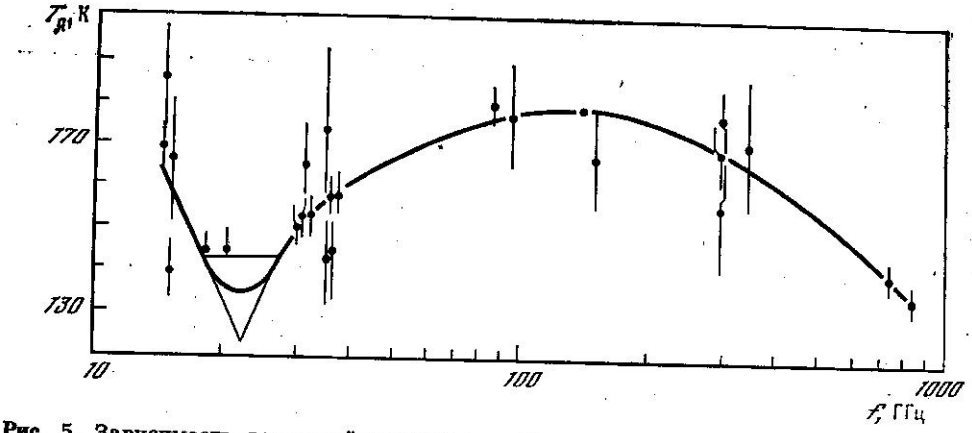


Рис. 5. Зависимость яркостной температуры Юпитера от частоты

Вертикальные отрезки — среднеквадратичные ошибки (±σ). Сплошная линия — результат аппроксимации спектра методом наименьших квадратов. Треугольник — область спектра с высокой плотностью данных

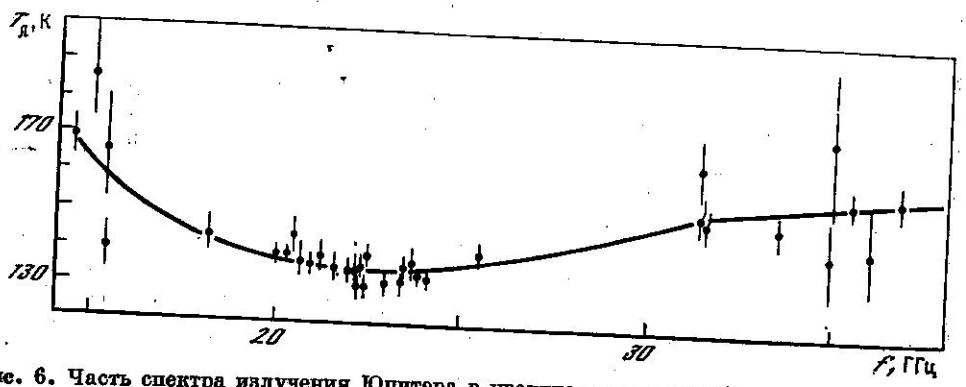


Рис. 6. Часть спектра излучения Юпитера в увеличенном масштабе

Обозначения те же, что на рис. 5

Спектры рассматривавшихся источников и кривые описывающих их зависимостей показаны на рис. 7 и 8. В табл. 7 приведены значения коэффициентов a, b и c для интервалов частот, указанных во второй колонке. Так как при выборе калибровочного источника наблюдателя в первую очередь интересует плотность потока его излучения, в табл. 7 для планет приведены значения коэффициентов a, b и c, определяющие плотности потоков от них при расстоянии от Земли 1 AU. Переход от яркостных температур к плотностям потоков осуществлялся по известному соотношению $S = 2kT_я f^2\Omega/c^2$, где k — постоянная Больцмана, Ω — телесный угол, стяги-

Таблица 7

Источник	Интервал частот, ГГц	$a \pm \sigma$	$b \pm \sigma$	$c \pm \sigma$
Юпитер *	15—31	4,909±0,128	—4,599±0,190	2,438±0,070
	31—900	—0,252±0,008	2,773±0,008	—0,1832±0,0018
DR 21	8—90	1,470±0,015	—0,177±0,023	0,026±0,008
3C 274	0,4—90	2,456±0,002	—0,919±0,005	0,065±0,003
NGC 7027	8—150	0,929±0,006	—0,111±0,005	—
Сатурн *	20—37,5	1,395±0,077	0,214±0,122	0,697±0,048
	37,5—150	0,289±0,140	2,02±0,16	—0,004±0,044
Марс *	2,7—150	—1,984±0,011	1,929±0,016	0,036±0,006

* Плотности потоков для расстояния 1 астрон. ед.

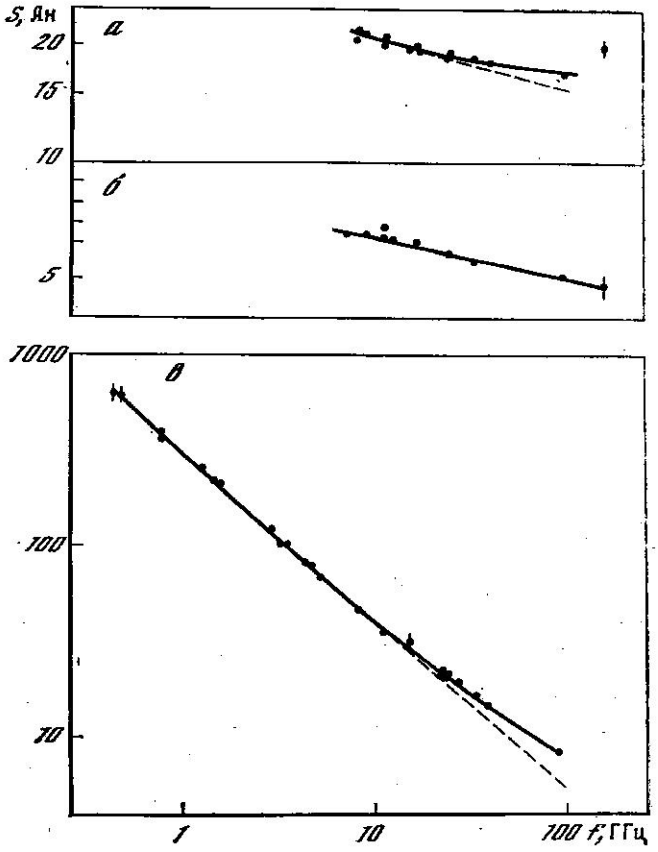


Рис. 7. Спектры излучения источников DR 21 (*а*), NGC 7027 (*б*) и 3C 274 (*в*)

Обозначения те же, что на рис. 5, штриховые линии — экстраполяция спектров по данным из [14]

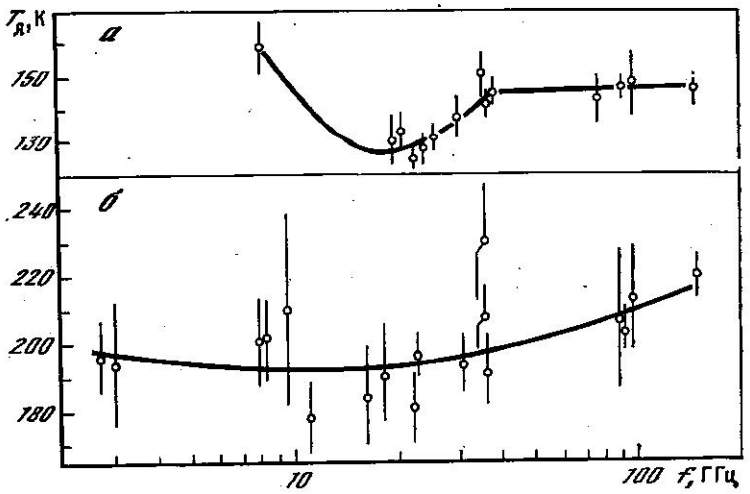


Рис. 8. Спектры излучения Сатурна (*а*) и Марса (*б*)

Обозначения те же, что на рис. 5.

ваемый диском планеты, c — скорость света. Точность спектров, определяемых выражениями типа (1) и коэффициентами в табл. 7, около 3%, а для Марса —5%.

Как видно из рис. 7, спектры источников DR 21 и 3C 274 на частотах выше ~ 20 ГГц начинают существенно отличаться от экстраполированных из сантиметрового диапазона по данным [14]. Причиной такого отклонения у DR 21 является избыток инфракрасного излучения [31], поэтому результат измерения плотности потока на частоте 150 ГГц при расчетах коэффициентов в выражении (1) был исключен. Приведенный спектр излучения галактики 3C 274 (см. рис. 7) соответствует имеющимся сведениям о ее структуре. Согласно данным в [32] на низких частотах в излучении источника доминирует гало, спектральный индекс которого около —1, а размеры составляют несколько угловых минут. На частотах выше 1 ГГц в спектре начинают доминировать компоненты вблизи ядра галактики, спектральный индекс излучения их примерно —0,7. При увеличении частоты до 90 ГГц мощность излучения источника в ядре, спектральный индекс которого равен —0,2, становится сравнимой с мощностью излучения выбросов из ядра, поэтому форма спектра на высоких частотах определяется также и этим компонентом.

Спектр излучения Сатурна характеризуется минимумом яркостной температуры вблизи частоты 25 ГГц, а в интервале частот 39—150 ГГц он имеет примерно постоянную температуру около 146 К. Приведенная зависимость $T_я$ Марса от частоты (см. рис. 8) указывает на возможный минимум температуры в интервале частот 10—30 ГГц, однако статистическая значимость его невелика из-за большого разброса данных измерений. Вследствие малых угловых размеров он может служить для калибровки результатов измерений на частотах выше 50 ГГц, где интенсивность его излучения становится значительной.

Авторы выражают благодарность П. В. Матвееву за помощь при оформлении рукописи.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Обзор внегалактических радиоисточников на волне 1,35 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 3—13.
2. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Некоторые результаты исследований внегалактических радиоисточников в микроволновом диапазоне.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 108—116.
3. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Наблюдения внегалактических радиоисточников на волнах 8,2 и 13,5 мм.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 78—90.
4. *Gerard E.* Variation of the radio emission of Jupiter at 21,3 and 6,2 cm wavelengths.— Astron. and Astrophys., 1976, vol. 50, p. 353—360.
5. *Epstein E. E., Janssen M. A., Cuzzi J. N.* et al. Saturn's rings: 3-mm observations and derived properties.— Icarus, 1980, vol. 41, p. 103—118.
6. *Горшков А. Г., Конникова В. К.* Плотности потоков избранных радиоисточников ЗСР и РК каталогов.— Астрон. журн., 1975, т. 52, с. 1195—1205.
7. *Бахрах Л. Д., Григорьева М. И., Ефанов В. А.* и др. Параметры антенны радиотелескопа РТ-22 КрАО на волнах 3 и 1,35 см.— Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т. 16, с. 675—679.
8. *Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Лебский Ю. В.* и др. Распределение радиояркости на Солнце на волнах 2, 4, 6 и 8 мм.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 44, с. 137—173.
9. *Ефанов В. А., Зинченко И. И., Кисляков А. Г.* и др. Наблюдения некоторых радиоисточников на волне 3,9 мм.— Препринт НИРФИ, 1974, № 55.
10. *Выставкин А. Н., Ефанов В. А., Листвин В. Н.* и др. Радиоастрономические наблюдения в полосе 0,9—1,5 мм на 22-метровом радиотелескопе из п — Іп.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1971, т. 43, с. 26—29.
11. *Цейтлин Н. М.* Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976, с. 155—172.
12. *Klein M. J., Gulkis S.* Jupiters atmosphere: observations and interpretation of the microwave spectrum near 1,27-cm wavelength.— Icarus, 1978, vol. 35, p. 44—60.
13. *Ulich B. L.* Millimeter wavelength continuum calibration sources.— Astron. J., 1981, vol. 86, p. 1619—1626.
14. *Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.* The absolute spectrum of Cas A: an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 61, p. 99—106.

15. *Dent W. A.* Flux density scale for microwave frequencies.— Astrophys. J., 1972, vol. 177, p. 93—99.
16. *Turegano J. A., Klein M. J.* Calibration radio sources: precision flux density measurements at 8420 MHz.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 86, p. 46—49.
17. *Forster J. R., Dreher J., Wright M. C. H., Welch W. J.* Virgo A at 1,3 centimeters.— Astrophys. J., 1978, vol. 221, p. L3—L6.
18. Астрономический Ежегодник СССР на 1978 год. Л.: Наука, Ленинград. от-ние, 1974, т. 57, с. 667—670.
19. *Кузнецов В. И., Федосеев Л. И., Швецов А. А.* Наблюдения радиоизлучения Венеры, Юпитера и некоторых галактических источников на волне 0,87 мм.— Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, с. 247—256.
20. *Andrew B. H., MacLeod J. M., Feldman P. A.* Standard sources at 10,6 GHz and variability in 3C 147.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 99, p. 36—38.
21. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.* Measurements of flux density and spectra of discrete radio sources at centimeter wavelengths. IV. The observations at 10,7 GHz (2,8 cm).— Astron. J., 1973, vol. 78, p. 828—847.
22. *Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A.* Measurements of the flux densities and spectra of discrete radio sources at centimeter wavelengths. V. The observations at 14,9 GHz (2 cm).— Astron. J., 1976, vol. 81, p. 1084—1088.
23. *Klein M. J.* Flux density measurements of selected radio sources relative to Cassiopeia A at 21,84 GHz.— Astron. J., 1974, vol. 79, p. 139—143.
24. *Janssen M. A., Golden L. M., Welch W. J.* Extention of the absolute flux density scale to 22,285 GHz.— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 33, p. 373—377.
25. *Ross H. N., Seaquist E. R.* The high frequency radio spectra of secondary standard sources.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, vol. 170, p. 115—119.
26. *Seling T. V.* Observations of Saturn at λ 3,75 cm.— Astron. J., 1970, vol. 75, p. 67—68.
27. *Wrixon G. T., Welch W. J.* The millimeter wave spectrum of Saturn.— Icarus, 1970, vol. 13, p. 163—172.
28. *Воронов В. Н., Кисляков А. Г., Троицкий А. В.* Яркостные температуры Венеры, Сатурна и Меркурия на волне 3,87 мм.— Астрон. вестник, 1974, т. 8, с. 17—19.
29. *Ulich B. L., Cogdell J. R., Davis J. H.* Planetary brightness temperature measurements at 8,6 and 3,1 mm wavelengths.— Icarus. 1973, vol. 19, p. 59—82.
30. *Janssen M. A., Welch W. J.* The Mars and Jupiter: radio emission at 1,35 cm.— Icarus, 1973, vol. 18, p. 502—504.
31. *Righini G., Simon M., Joyce R. R.* 3 millimeter and 350 micron continuum observations of the DR 21 and Sgr B2 regions.— Astrophys. J., 1976, vol. 207, p. 119—125.
32. *Andernach H., Backer J. R., Kap-herr A. von, Wielebinski R.* The radio continuum halo of M 87.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 74, p. 93—99.

УДК 522.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСВЕЩЕННОСТИ И ЭНЕРГИИ В ДИФРАКЦИОННОМ ИЗОБРАЖЕНИИ ЗВЕЗДЫ ПРИ НАЛИЧИИ АБЕРРАЦИЙ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Описаны принципы построения алгоритма для вычисления распределения освещенности и энергии в изображении точечного источника света с учетом дифракции и аберрации. Волновая поверхность может иметь произвольную форму. Карта волновой аберрации задается на произвольной квадратной сетке, число элементов которой ограничено только объемом оперативной памяти ЭВМ. Аппроксимация при вычислениях не используется. Результаты расчетов представляются таблицей или графически. Выполнен анализ точности расчетов и сопоставление с данными других авторов. Проведено сравнение концентрации энергии для параболического зеркала диаметром 2,6 м, полученное изложенным методом и методом Гартманна.

THE DETERMINATION OF THE LIGHT AND ENERGY DISTRIBUTION OF THE STAR IMAGE WHEN DIFFRACTION AND ABERRATIONS ARE TAKEN INTO ACCOUNT, by *G. M. Popov*, *M. B. Popova*. The principles of algorythm for calculation of the light and energy distribution in the image of the star are described. The diffraction of the light and oberations are taken into account. The surface of the wave can be arbitrarily. The map of wave aberrations can be set on the any square net limited only by memory of the computer. Approximation is not used in these programs. The results of the computations are tabulated or drawn. The analysis of the precision of the counting is fulfilled. The comparison of the energy concentration for paraboloid mirror D=2.6 m fulfilled by described method and Hartmann test is discussed.

Проблема оценки качества изображения приобрела особую остроту в связи с выносом телескопов за пределы нижних слоев атмосферы на стратостатах и космических аппаратах, где нет воздушных потоков, портящих изображение, и возможно получение изображений дифракционного качества. Поэтому важно иметь возможность по известным остаточным аберрациям оптической системы вычислить распределение освещенности и концентрацию энергии в изображении звезды (так называемую функцию рассеяния точки, ФРТ) с точностью не хуже нескольких процентов. Эта задача решалась рядом авторов в работах [1—5], где рассмотрены теоретические вопросы о связи волновых аберраций с качеством изображения; при этом задача, как правило, сводится к малоудобным для практического применения формулам. Тудоровским [4], Слюсаревым [5] и Линфутом [6] выведены сравнительно простые выражения, позволяющие по известной волновой аберрации системы найти распределение освещенности в изображении звезды путем численного интегрирования по площади выходного зрачка. С целью упрощения и ускорения вычислений принято аппроксимировать волновую аберрацию на зрачке различными полиномами — Цернике [6], ортогональными алгебраическими [7] и другими [8]. Однако, как показано в [8, 9], в результатах практических расчетов имеется значительное расхождение в значениях освещенности и энергии, вычисленной по различным алгоритмам, достигающее 10% и более. В [8] указывается, что это, по-видимому, связано с погрешностями двумерной аппроксимации волновой аберрации на зрачке. Мы попытались отказаться от аппроксимации и в 1981 г. разработали алгоритмы и составили программы, позволяющие получить распределение освещенности и энергии в изображении звезды, используя таблицу значений волновой аберрации в каждой заданной ячейке выходного зрачка (волновые аберрации могут быть получены из измерений интерферограммы реально изготовленной системы либо из расчета хода лучей через проектируемую систему). В итоге нами получен метод расчета, свободный от ошибок аппроксимации при некотором увеличении машинного времени на вычисления. Программы проверялись сравнением результатов по литературным данным и по реальным астрономическим зеркалам и системам, которые были проконтролированы другими независимыми методами.

1. Математические основы метода (случай симметричных аберраций и чистой комы)

Мы будем рассматривать системы с достаточно высоким качеством изображения, в которых волновые аберрации не превышают нескольких длин волн света. В этом случае нельзя пренебрегать дифракционными явлениями, как это имеет место, например, в методе Гартманна. Основные теоретические положения методики расчетов с учетом дифракции даны в [5].

Мы ограничимся их кратким изложением. Согласно [5] освещенность L в точке P (рис. 1) определяется выражением

$$L = C^2 + S^2, \tag{1}$$

где

$$C = \frac{a}{\lambda} \int\limits_S \frac{1}{r} \cos \frac{2\pi r}{\lambda} dS, \tag{2}$$

$$S = \frac{a}{\lambda} \int\limits_S \frac{1}{r} \sin \frac{2\pi r}{\lambda} dS, \tag{3}$$

где r — расстояние от некоторой точки M волновой поверхности до точки P, a — постоянная, dS — элемент волновой поверхности, ограниченной выходным зрачком, λ — длина волны. Это точные выражения, они неудобны для вычислений, поскольку обычно $r \gg \lambda$ и нужно производить вычисления с большим числом значащих цифр. Если относительное отверстие системы не свыше 1 : 4 и точка P расположена близко к оптической оси, то множитель

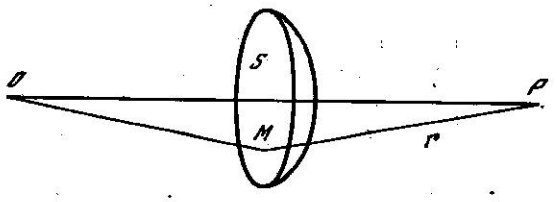


Рис. 1

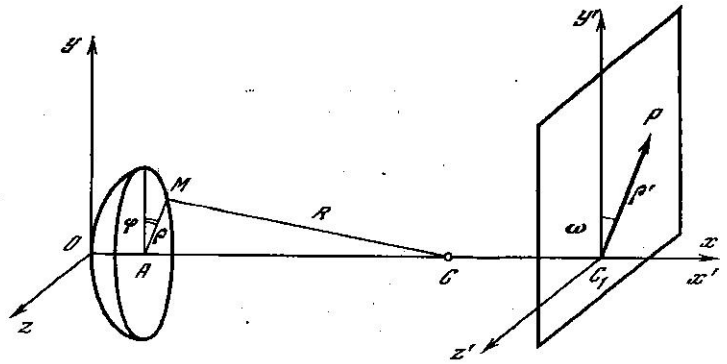


Рис. 2

$1/r$ для всей волновой поверхности можно считать постоянным и вынести из-под знака интеграла. С другой стороны, под знаком синуса и косинуса можно оставить только переменную часть от r, приняв $r = R + \delta$ и обозначив ее δ. За постоянную часть R можно принять, например, радиус кривизны идеальной волновой поверхности. Поэтому (2) и (3) можно заменить приближенными выражениями, удобными для вычислений:

$$C = \frac{a}{\lambda R} \int_S \cos(k\delta)\, dS, \tag{4}$$

$$S = \frac{a}{\lambda R} \int_S \sin(k\delta)\, dS, \tag{5}$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

Найдем δ в явном виде для случая распределения освещенности в плоскости, перпендикулярной к оси системы (рис. 2). На рис. 2 точка C есть центр волновой поверхности для идеальной системы, плоскость установки находится на расстоянии $\Delta = CC_1$ от C и пересекает ось в точке C_1. На рис. 2 с вершиной волновой поверхности O совмещено начало координат x, y, z; x — ось симметрии волновой поверхности. Точка A — полюс системы координат ρ, φ в плоскости, перпендикулярной к оси x и проходящей через точку M волновой поверхности; C_1 — начало системы координат x', y', z' в плоскости установки и полюс полярной системы координат ρ', ω (P — произвольная точка плоскости установки). Тогда согласно [5] имеем

$$\delta = N - \Delta \frac{\rho^2}{2R^2} - (y'\mu' + z'\nu'), \tag{6}$$

где N — волновая аберрация, R — радиус кривизны идеальной волновой поверхности, μ', ν' — направляющие косинусы нормали CM. Принимаем $\Delta > 0$, если плоскость установки находится справа от идеального изображения; $N > 0$, если поверхность реальной волны находится слева от идеальной.

Если волновая поверхность есть поверхность вращения, то можно ограничиться вычислением освещенности в какой-либо полуплоскости, например меридиальной, т. е. для $z' = 0$

$$\delta = N(\rho) - \Delta \frac{\rho^2}{2R^2} - \frac{\rho \cos\varphi}{R} y'.$$

Таблица 1

ε	0	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60
n	3,83	3,58	3,50	3,44	3,32	3,24	3,14	3,06	2,98
E, %	83,8	72,6	68,2	63,5	58,4	53,2	47,9	42,5	37,2

Поэтому

$$C, S = \frac{a}{\lambda} \int_0^H \int_0^{2\pi} \cos, \sin \left[k \left(N - \Delta \frac{\rho^2}{2R^2} - \frac{\rho \cos \varphi}{R} y' \right] \rho d\rho d\varphi,$$

где H — радиус выходного зрачка. Вводя функцию Бесселя J_0 нулевого порядка и выбирая коэффициент a так, чтобы при $N = 0$, $\Delta = 0$, $y' = 0$ $L = 1$, получим (детали математического вывода (7) мы опускаем, так как они изложены в [5])

$$C, S = \frac{2}{H^2} \int_0^H \cos \left[\sin (kN_1) \right] J_0 \left(k \frac{\rho y'}{R} \right) \rho d\rho, \tag{7}$$

где $N_1 = N - \Delta (\rho^2/2R^2)$. Таким образом, зная J_0, можно ограничиться однократным интегрированием. Для J_0 существуют таблицы или специальные программы. Если в системе имеется центральное экранирование, например вторичным зеркалом круглой формы, изображение которого на выходном зрачке с радиусом h, то интегрирование в (7) следует производить от h до H с соответствующим выбором коэффициента перед интегралом. Практика показала, что интегралы (7) можно вычислить с высокой точностью, применяя метод парабол (Симпсона) [10]. Для получения точности в четырех верных значащих цифрах обычно достаточно разделить выходной зрачок на 10 колец равной ширины. Увеличение числа точек деления, что может потребоваться, например, при изучении системы с узкими зональными ошибками, позволяет увеличить точность. Найдя C и S, вычисляем L по (1). Аналогично вычисляем L для всех заданных точек плоскости установки, для чего лучше всего брать равноотстоящие значения y' с достаточно малым шагом $\Delta y'$, например $\Delta y' = n/10$, где

$$n = k\rho y'/R$$

— так называемые оптические числа. Приближенно энергию E, приходящую на круг радиуса y'_m, получаем как суммы произведений освещенности на площадь соответствующего кольца с радиусом y'_i и шириной $\Delta y'$ (центры колец — на оси системы):

$$E = \pi a \sum_{i=1}^{m} L_i (y_i'^2 - y_{i-1}'^2),$$

где L_i — значение освещенности на зоне радиуса y'_i, m — число зон в плоскости установки; a — множитель масштаба, который можно выбрать так, чтобы полная энергия, распределенная по плоскости установки, равнялась единице. Для определения a можно использовать тот хорошо известный [5,

Таблица 2

n	5,13	8,42	11,62	14,8	17,96
L, % (теор.)	1,75	0,416	0,160	0,078	0,044
L, % (вычисл.)	1,75	0,419	0,162	0,086	0,049

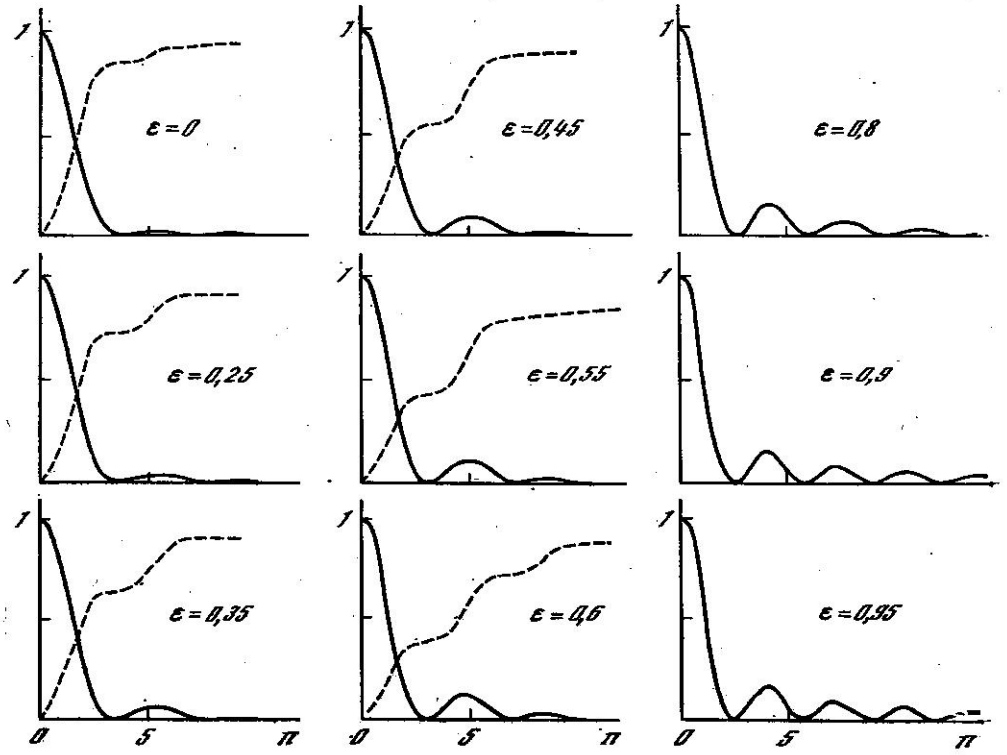


Рис. 3

с. 611] факт, что в центральном дифракционном максимуме для идеальной системы без экранирования содержится 83,8 % всей энергии. Для системы с экранированием ε значения энергии в центральном максимуме даны в табл. 1. Эта таблица вычислена по формуле (*) с последующим интегрированием:

$$L = \frac{4L_0}{(1-\varepsilon^2)^2}\left(\frac{J_1(n)}{n} - \varepsilon^2\frac{J_1(\varepsilon_n)}{\varepsilon_n}\right)^2,$$

где L_0 — освещенность в центре поля для системы без экранирования, J_1 — функция Бесселя первого порядка.

Изложенная методика была использована Г. М. Поповым в 1977 г. для составления программы Linf 1 для ЭВМ серии ЕС, успешно работавшей в КАО АН СССР сначала на ЭВМ ЕС-1020, а затем и на ЕС-1033. Время счета на ЕС-1033 до предела $n = 20$ составляет несколько минут при числе зон в плоскости установки 500 и разбиении выходного зрачка при вычислении интеграла (7) на 10 колец. Для проверки точности расчетов было проведено сравнение результатов расчета идеальной системы без экранирования по этой программе и точных теоретических значений из [5, с. 610]. Оказалось, что положения максимумов и минимумов идеально совпадают, но максимальные освещенности в кольцах, окружающих центральное дифракционное пятно, несколько отличаются (табл. 2). Обычно эта точность достаточна для практических целей, но при необходимости, как указывалось выше, она может быть повышена увеличением числа зон (колец) при интегрировании по выходному зрачку.

На рис. 3 даны графики распределения L и E для идеальных систем с экранированием ε. Эти графики целесообразно использовать для калибровки L и E, получаемых с помощью программ, а также при сравнении измеренных для реального объектива L и E с идеальными.

Заметим, что аналогичная методика вычисления C, S пригодна и для аберрации комы, заданной выражением

$$W = Ah_1(\rho)\cos\varphi, \tag{8}$$

где $h_1(\rho)$ — алгебраический многочлен от ρ, A — коэффициент комы; в этом случае аргумент функции J_0 в (7) имеет вид [6, с. 64]

$$k\sqrt{A^2h_1^2(\rho) - 2Ay'\rho h_1(\rho)\cos\omega + y'^2\rho^2},$$

где ω — полярный угол точки P в плоскости установки (полюс на оси системы). Таким образом, описанный алгоритм (и программа) могут быть применены и для аберрации комы, заданной (8).

2. Распределение освещенности при произвольных аберрациях

В наиболее важном для практики случае, когда волновые аберрации в системе произвольны, но не превышают по абсолютной величине двух-трех длин волн, следует использовать формулы (1) и (4)—(6). Действующая часть идеальной волновой поверхности предполагается плоской, т. е. сфера заменяется плоскостью выходного зрачка, что допустимо для систем с относительным отверстием не свыше 1 : 4. Предполагая известными расстояние R, дефокусировку Δ, радиусы H и h внешнего и внутреннего края выходного зрачка и λ, перечислим последовательность операций для вычисления освещенности в произвольной точке P (y', z') плоскости установки.

1. Плоскость выходного зрачка разделяют на большое число одинаковых малых квадратных элементов ds, расположенных по квадратной сетке. Число элементов в сетке выбирают, исходя из вида функции N: если она достаточно плавная, не имеет резких изменений, то достаточно выбрать грубую сетку, в противном случае сетку следует выбрать так, чтобы число элементов в ней было минимальным, но функция N не искажалась. Минимальный размер сетки 40×40 элементов, максимальный определяется объемом памяти ЭВМ и допустимым временем расчета.

2. Для действующей части выходного зрачка задают значения волновой аберрации N для заданной λ в центре M элемента ds (для всех элементов сетки). При необходимости расчет может быть произведен и для другой длины волны λ_1. Значения N могут быть получены, например, из интерферограммы или из расчета хода лучей через систему, а также могут быть заданы формулами.

3. Считая известными координаты ρ, φ точки M из действующей части выходного зрачка, вычисляем направляющие косинусы $\mu' = \varphi\cos\varphi/R$ и $\nu' = \rho\sin\varphi/R$ и находим δ по (6). В общем случае при произвольных аберрациях лучше взять декартову систему координат (z, y) с началом в центре выходного зрачка; тогда $\mu' = y'/R$, $\nu' = z'/R$.

4. Находим значения $\sin k\delta$ и $\cos k\delta$ для каждого элемента и суммируем их, получая интегралы C и S в (4), (5), а затем и L в точке P' (y', z') по формуле (1) и запоминаем его.

5. Производим вычисления L для заданного числа точек плоскости установки; точки для удобства размещаем по квадратной сетке с заданным шагом $\Delta z' = \Delta y'$; границы сетки указываются в задании. Значения шага во избежание потери точности не следует брать грубее $n/2$.

6. Значения L выдают на печать и изображают в форме графиков для различных сечений плоскости установки.

7. При необходимости повторяют расчет L для другого значения Δ (Δ может быть задано, например, с шагом $d\Delta$) и находят оптимальное положение плоскости установки, например значение Δ, при котором наблюдается наибольшее значение L в центральном максимуме, и находят соответствующие координаты y'_m, z'_m точки максимума.

8. Находим E, суммируя значения освещенности в кольцах, как описано выше. Центр колец может быть выбран произвольно, но обычно его по-

Таблица 3

n	5,13	8,42	11,62	14,8
L, % (теор.)	1,75	0,416	0,160	0,078
L, % (вычисл.)	1,79	0,43	0,157	0,09

мещают в точку с максимальной освещенностью; затем печатают таблицу значений E как функцию расстояния от центра колец.

9. Для определения масштаба L и E производим расчет с теми же входными данными, но при $N = 0$, $\Delta = 0$ и центром колец на оси системы (т. е. для идеальной системы). Этот расчет достаточно произвести для ограниченного поля зрения — до первого или второго минимума; сравнение с графиками рис. 3 позволит найти масштабы для L и E.

10. При необходимости может быть напечатана карта распределения волновой аберрации по зрачку, число Штреля и среднеквадратичная волновая аберрация.

По описанному алгоритму нами была составлена в 1981 г. программа (ФРТ) для ЭВМ серии ЕС, написанная на языке высокого уровня PL/1. (Часть программы, обеспечивающая изображение графиков освещенности на ЭВМ, составлена А. В. Теребиж и С. А. Бондаренко.) Входными данными для этой программы служат: диаметр выходного зрачка $D = 2H$, расстояние R до выходного зрачка (см. рис. 2), радиус h центрального нерабочего пятна (в общем случае зрачок может иметь кольцевую форму, как, например, в случае главного зеркала системы Кассегрена), шаг сетки на выходном зрачке ds, длина волны λ, массив волновых аберраций на выходном зрачке N (значения N в узлах сетки), начальные значения y' и z' и шаг по этим значениям, а также конечные их значения. Задается также и значение дефокусировки Δ, и если необходимо, то и шаг $d\Delta$.

Программа вычисляет значение среднеквадратичной волновой аберрации и печатает его, распечатывает карту волновых аберраций, таблицы освещенности в заданных узлах сетки плоскости установки и графики распределения освещенности вдоль прямых, параллельных оси y', идущих с заданным шагом. Печатается также значение интеграла энергии как функция расстояния от начала координат (y', z').

Программа была тщательно и всесторонне проверена. Прежде всего было выяснено значение шага сетки на выходном зрачке, при котором освещенности в дифракционных кольцах в идеальной системе без экранирования совпадают с теоретическими числами с точностью до двух значащих цифр, что обычно достаточно для практики. Оказалось, что необходимо взять шаг сетки не более $D/40$ (т. е. сетку 40×40); при этом положения первых пяти минимумов точно совпали с теоретическими значениями, а максимальные значения освещенности в первых кольцах см. в табл. 3 (рис. 4). Сравнение с табл. 2 показывает, что программа ФРТ дает худшую точность, нежели Linf1, несмотря на более густую сетку, что можно объяснить различием методов интегрирования. Время счета для $n = 20$ и 10^4 точек (ячеек) в плоскости установки составляет около 1 ч на ЭВМ ЕС-1033.

На втором этапе проверки было произведено сравнение освещенности в изображении звезды, вычисленной по программе ФРТ и полученной с помощью механических интеграторов [6] при наличии аберраций и $\varepsilon = 0$.

Сначала рассмотрим случай комы, представленный в виде

$$N = A\lambda (\cos 2\varphi)\left(\rho^3 - \frac{2}{3}\rho\right),$$

где A — коэффициент комы.

На рис. 5—7 представлено распределение освещенности для $A = 0{,}24$; 0,48; 1,4 соответственно, вычисленное по нашей программе ФРТ. Сравнение рис. 5 ($A = 0{,}24$) с идеальным изображением (см. рис. 4) показывает, что

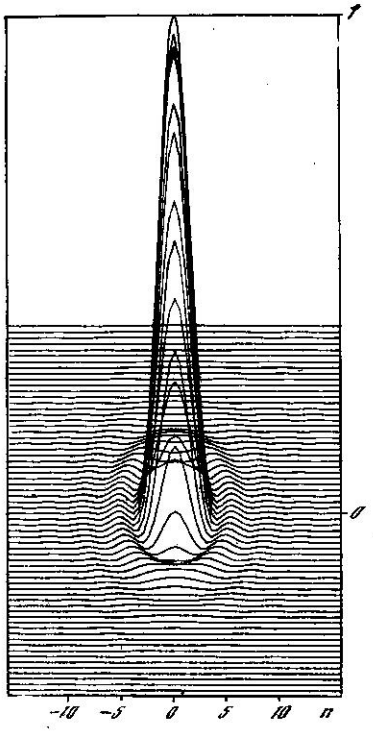


Рис. 4

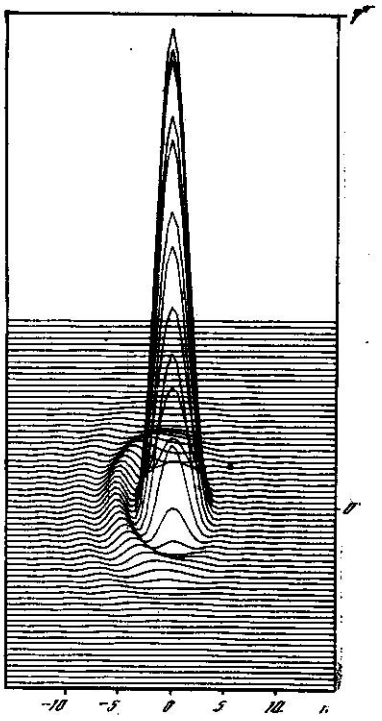


Рис. 5

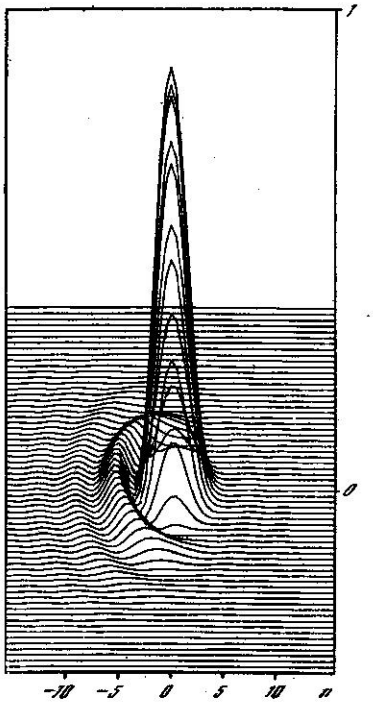


Рис. 6

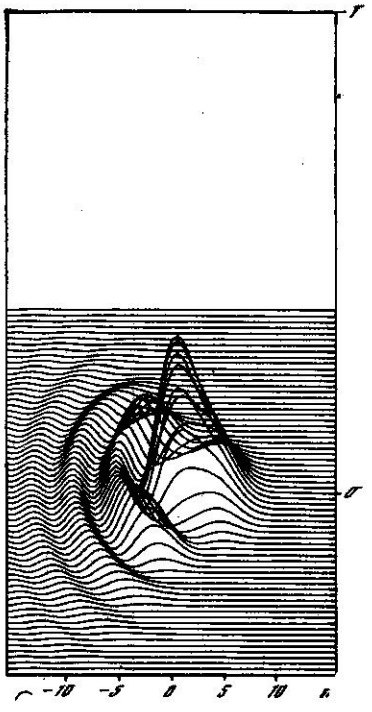


Рис. 7

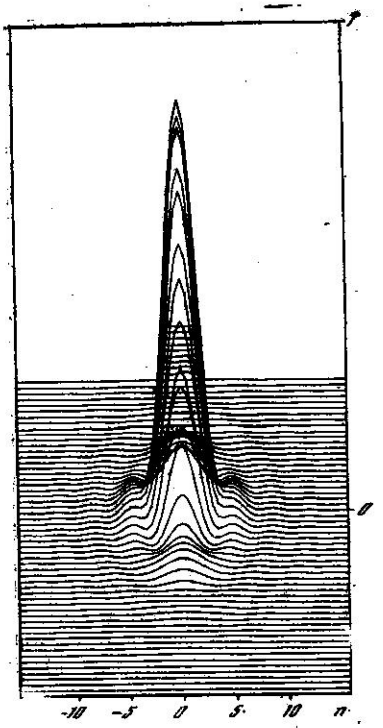


Рис. 8

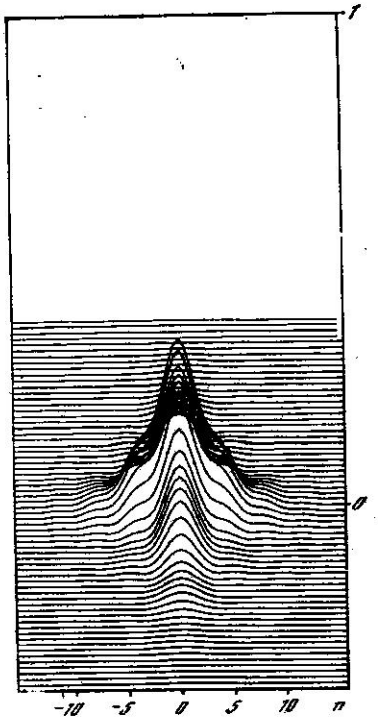


Рис. 9

практически изображение не отличается от идеального, если не считать легкой асимметрии колец вокруг центрального максимума; картина совпадает с той, которая приведена у Линфута [6] и построена с помощью механического интегратора. Для $A = 0{,}48$ (рис. 6) картина существенно отличается от идеальной, число Штреля $S_1 = 0{,}879$, что точно совпадает со значением, приведенным в книге Линфута [6], высота S_2 второго максимума равна 6,67 %, что весьма близко к значению 6,6 %, полученному в упомянутой книге. Заметим, что среднеквадратичная волновая аберрация в этом случае равна всего 0,05, что удовлетворяет допуску, приведенному в [2]. При $A = 1{,}4$ (рис. 7) картина значительно ухудшается, высота центрального (первого) максимума (число Штреля) составляет $S_1 = 0{,}324$, высота второго максимума составляет $S_2 = 6{,}7\,\%$ (соответствующие значения у Линфута $S_1 = 0{,}306$ и $S_2 = 6\,\%$). Среднеквадратичная волновая аберрация в этом случае равна 0,148, что значительно превышает допуск $\lambda/14$, приведенный в [2].

На рис. 8—10 показано влияние астигматизма на освещенность, вычисленное по программе ФРТ; астигматизм вычислялся по известной формуле [6]

$$N = A_1 \lambda \rho^2 \cos 2\varphi,$$

где A_1 — коэффициент астигматизма.

На рис. 8—10 A_1 принимает значения 0,16; 0,4 и 0,64 соответственно. Для $A = 0{,}16$ среднеквадратичная волновая аберрация составляет 0,058 λ, т. е. удовлетворяет допуску, а изображение (рис. 8) незначительно отличается от идеального — высота центрального максимума ниже ($S_1 = 0{,}843$), причем она хорошо совпадает с соответствующим числом у Линфута ($S_1 = 0{,}84$); высота второго максимума (6,1 %) точно совпадает с соответствующим значением у Линфута (6,1 %). Обращаем внимание на то, что кольцо, окружающее центральный максимум, распалось на четыре пятна, расположенных крестообразно, — это позволяет обнаружить даже небольшой астигматизм, рассматривая в микроскоп изображение кольца, и отличить астигматизм от комы, рассмотренной выше. При $A_1 = 0{,}4$ (рис. 9) происходит дальнейшее ухудшение изображения — снижение центрального максимума

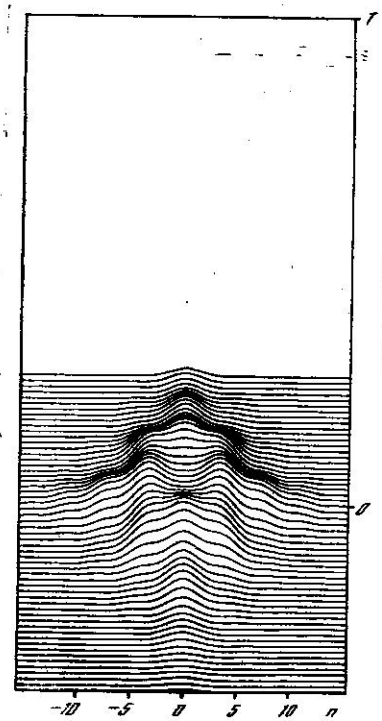


Рис. 10

($S_1 = 0{,}34$) и деформация колец, окружающих его, в четыре луча, крестообразно расположенных относительно центрального пятна — эта картина лучей служит ориентировочным признаком астигматизма, превышающего допуск. К сожалению, у Линфута [6] не дано соответствующего изображения, а потому не может быть и произведено сравнение.

Наконец, для $A_1 = 0{,}64$ (рис. 10) картина неузнаваемо изменяется: вместо центрального максимума появляется минимум (темное пятно) в центре ($S_1 = 0{,}064$), окруженный четырьмя светлыми лучами (их максимум равен 9,1%). Эти числа хорошо согласуются с данными Линфута (0,066 и 9% соответственно). Таким образом, результаты, полученные по нашей программе ФРТ, хорошо согласуются с теми результатами, которые были получены на механических интеграторах; следует также иметь в виду, что точность интеграторов не могла быть высокой. В 1983 г. С. И. Устинов любезно предоставил нам результаты расчета астигматизма при $A_1 = 0{,}9$, выполненные по программе [7]. Было проведено сравнение вычислений по нашей программе ФРТ и по программе [7]. На рис. 11 изображены кривые распределения освещенности, полученные по программе [7] (кружки) и по ФРТ (точки); очевидно, что кривые практически совпадают.

Сравнение распределения энергии по этим программам также дает хорошее согласие — ошибка не превышает 1%. Заметим, что все приведенные вычисления по программе ФРТ производились со сравнительно грубой сеткой 40 × 40 ячеек на выходном зрачке; при использовании более частой сетки, очевидно, точность будет еще выше, но время счета также возрастает пропорционально числу ячеек.

Приведем также результаты сравнения распределения энергии в пятне рассеяния для параболического зеркала из ситалла диаметром 2,6 м (R = 20 м), предназначенного для замены работающего в настоящее время в телескопе ЗТШ зеркала из стекла типа пирекс. На одном из промежуточных этапов доводки была получена интерферограмма зеркала с нуль-корректором (рис. 12) и одновременно гартманнограмма (20 × 20 отверстий в узлах квадратной сетки). С интерферограммы была получена таблица волновых аберраций в узлах прямоугольной сетки, которая обработана нами на ЭВМ ЕС-1033 с помощью программы ФРТ; гартманнограмма обработана по специальной программе, составленной В. И. Проником и Р. Е. Гершбергом. Результаты даны на рис. 13, где сплошная кривая изображает распределение энергии, полученное по программе ФРТ, штриховая линия — распределение, полученное по программе Проника — Гершберга (результат обработки гартманнограммы); по оси абсцисс отложены диаметры пятна в секундах дуги. Согласие результатов можно считать удовлетворительным, если учесть, что метод Гартманна не учитывает дифракции и применяет сравнительно небольшое число отверстий (диаграмма Гартманна содержала всего 20 × 20 отверстий, как указывалось выше). Заметим, что интерферограмма показывает наличие на зеркале многочисленных узких зональных ошибок (например, около центрального отверстия и на краю), поэтому, чтобы ввести эту информацию в ЭВМ без потерь, мы взяли более частую (52 × 52) сетку на выходном зрачке (выходной зрачок совмещен с испытуемым зеркалом).

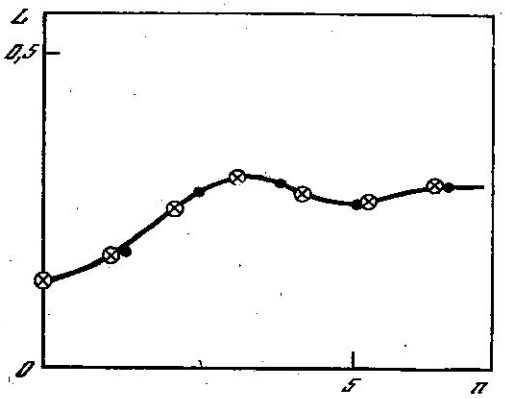


Рис. 11

Рис. 12

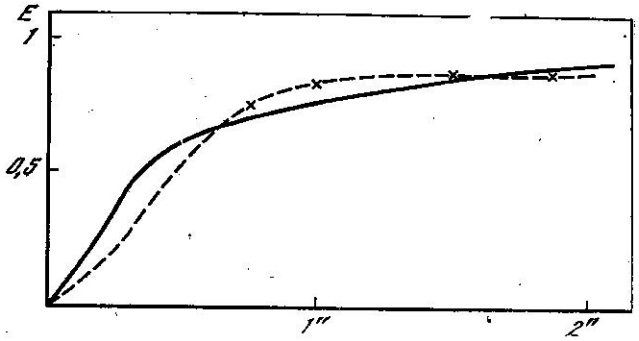


Рис. 13

Авторы признательны В. К. Прокофьеву, Д. Н. Рачковскому, А. В. Теребиж и С. А. Бондаренко за помощь и советы.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Богатырева П. И., Ган М. А.* Расчет влияния зональных ошибок на качество изображения оптических систем.— Опт.-мех. пром-сть, 1980, № 11, с. 19—21.
2. *Мореталь А., Франсон М.* Структура оптического изображения. М.: Мир, 1964. 295 с.
3. *Родионов С. А.* Автоматизация проектирования оптических систем.— Л.: Машиностроение, 1982. 270 с.
4. *Тудоровский А. И.* Теория оптических приборов. Ч. 1. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1948. 662 с.
5. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 670 с.
6. *Linfoot E. H.* Recent advances in optics. Oxford: Clarendon Press, 1955. 286 p.
7. *Ган М. А., Устинов С. И., Котов В. В.* и др. Обработка интерферограмм на ЭВМ и определение функции рассеяния точки и оптической передаточной функции при контроле и доводке оптических систем.— Опт.-мех. пром-сть, 1978, № 9, с. 25—28.
8. *Izuel M. J., Arlegni F. J.* A study of the computation accuracy of the aberrational diffraction images.— Optica Acta, 1980, vol. 27, N 4, p. 549—562.
9. *Богданова Л. И., Витриченко Э. А., Коняев П. А., Пушной Л. А.* Математическое обеспечение контроля качества изображения оптических систем. М.: Ин-т космич. исслед., 1983. 73 с.
10. *Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.* Справочник по математике. М.: Гостехиздат, 1953, с. 391.
11. *Борн М., Вольф Е.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.

УДК 520.3

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОГНУТЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ МЕТОДОМ ГАРТМАННА

И. В. Ильин

Предложена модификация вычислительного алгоритма, описанного в [1], для исследования вогнутых астрономических зеркал методом Гартманна. Предложенный алгоритм отличается от алгоритма [1] следующими двумя моментами. Во-первых, построение рельефа реального зеркала производится с применением сплайн-функций, а не линейным интегрированием, как в [1], что позволяет получать более гладкое решение. Во-вторых, новая процедура машинной центрировки диафрагмы Гартманна позволяет производить ее непосредственно по поперечным аберрациям, что исключает существовавшую в алгоритме [1] возможность ложной центрировки при асимметричной поверхности зеркала. Описана логическая схема модифицированного алгоритма, принципы работы его отдельных блоков, а также даны иллюстративные расчеты по программе, реализующей данный алгоритм. Из сравнения расчетов качества стеклянного 2,6-м зеркала ЗТШ в [1] и по данной программе делается вывод, что обе методики дают идентичные результаты при оценке характеристик ближайшего коникоида, но модифицированный алгоритм позволяет получать более детальную информацию о случайных ошибках реального зеркала.

COMPUTATION ALGORITHM FOR INVESTIGATIONS OF CONCAVE ASTRONOMICAL MIRRORS WITH THE HARTMANN'S METHOD, by *I. V. Ilyin*.— The modification of the computation algorithm for hartmannogramms treatment is proposed. This modification distinguishes from [1] in two respect. First, spline-functions are used for construction the pattern of a real mirror instead of a linear integration in [1], that gives more even solution. Second, the revised procedure of a computer centring of the Hartmann's diaphragm allows to use transverse aberrations directly and avoid a false centring in case of asymmetrical pattern of a real mirror. The logical scheme of the proposed algorithm and principles of its action are described. The illustrative calculations by the proposed program are given. The calculations of the quality of the 2.6 m glass mirror of the Shajn reflector of the Crimean Astrophysical Observatory carried out by program [1] and by proposed one are compared; both give the identical characteristics of the nearest conicoid, but the proposed one gives more detail informations on accidental errors of the real mirror.

1. Введение

Как известно, исследование оптики методом Гартманна дает наиболее полную количественную информацию об оптических свойствах объектива — линзового или зеркального. Основная идея этого метода заключается в том, что на исследуемом объективе с помощью диафрагмы, имеющей достаточно большое количество отверстий, выделяются отдельные участки; объектив освещается точечным источником света, и на внефокальном снимке получают изображения этого источника, построенные каждым из выделенных участков объектива; количественное сопоставление полученного таким образом узора изображений точечного источника света — гартманнограммы — с ожидаемым узором, который может быть вычислен для установленного в используемой схеме идеального объектива, дает возможность определить отклонения реального объектива от идеального.

Для исследования зеркала 2,6-м рефлектора им. академика Г. А. Шайна и для потребностей оптического производства в Крымской астрофизической обсерватории была создана установка для получения гартманнограмм и разработан алгоритм их обработки [1]. Отметим три принципиальные особенности этой реализации метода Гартманна.

Во-первых, точечный источник, освещающий исследуемое зеркало, устанавливается строго на оптической оси зеркала и в плоскости фотопластинки, на которой регистрируются внефокальные изображения источника. Та-

кая схема реализуется благодаря тому, что в фотопластинке просверливается отверстие и в него вставляется точечный источник света. Как показывают расчеты [1], визуальная юстировка такой оптической схемы полностью исключает влияние внеосевых аберраций на получаемую гартманнограмму.

Во-вторых, в разработанном алгоритме обработки гартманнограмм производится четкое разделение ошибок исследуемого зеркала на систематические и случайные. Систематические ошибки — это отклонение параметров коникоида, ближайшего к реальному зеркалу, от параметров расчетного коникоида. Отклонения реального зеркала от поверхности этого ближайшего коникоида определяют случайные ошибки. Эти две группы ошибок дают качественно разную информацию о степени пригодности данного зеркала. Так, систематические ошибки могут быть полностью исключены юстировкой или, скажем, скомпенсированы ретушью вторичного зеркала в оптической схеме, где используется исследуемое зеркало. Случайные же ошибки не компенсируемы и определяют качество изображения, которое построит реальное зеркало, будучи установленным в схеме, идеальной для ближайшего коникоида.

В-третьих, как показали расчеты [1], количественное исследование зеркала, даже близкого к дифракционному качеству, может быть уверенно выполнено в этой схеме при ее сравнительно простой юстировке и при измерении параметров установки с точностью до нескольких миллиметров. Исключение составляет необходимость весьма точного выставления источника света и диафрагмы относительно нематериализованной оси зеркала до десятых долей миллиметра. Поскольку добиться такой точности выставления диафрагмы практически весьма трудно, то была разработана процедура машинной центрировки диафрагмы, которая сводилась к минимизации асимметрии рельефа, возникающей за счет неточной установки диафрагмы на зеркале.

Обработка гартманнограмм по описанной в [1] схеме производилась на ЭВМ ЕС-1020, но появление в обсерватории более мощной и быстродействующей ЭВМ ЕС-1033, более развитого аппарата математического обеспечения дали возможность пересмотреть разработанный алгоритм. При этом в модификацию алгоритма были заложены два следующих принципиальных момента.

Во-первых, построение рельефа реального зеркала по значениям угловых уклонений, которые вычислены в дискретных точках, соответствующих отверстиям диафрагмы, производилось не линейным интегрированием, как в [1], а интегрированием сплайна, интерполирующего угловые уклонения, что позволяет получать более гладкое решение.

Во-вторых, пересмотренная процедура машинной центрировки диафрагмы позволяет производить ее непосредственно по поперечным аберрациям, что исключает существовавшую в алгоритме [1] возможность ложной центрировки при асимметричной поверхности зеркала.

Описана логическая схема модифицированного алгоритма и принципы работы его отдельных блоков, а также даны иллюстративные расчеты по программе, реализующей данный алгоритм.

2. Описание логической схемы алгоритма

Рис. 1 показывает блок-схему алгоритма. Дадим краткое описание каждого блока и последовательность их взаимодействия.

Ввод данных. Перед началом обработки гартманнограммы в ЭВМ вводятся следующие параметры задачи и вспомогательная информация:

а) название зеркала, его диаметр и диаметр центрального отверстия, расчетные параметры — радиус кривизны в вершине и квадрат эксцентриситета;

б) данные о гартманнограмме — ее номер, даты получения, измерения и обработки, тип снимка (прямой или сабатье-копия);

в) параметры установки Гартманна — ориентация диафрагмы на зеркале, расстояние от вершины зеркала до диафрагмы и до гартманнограммы, предполагаемый сдвиг центра диафрагмы с оптической оси;

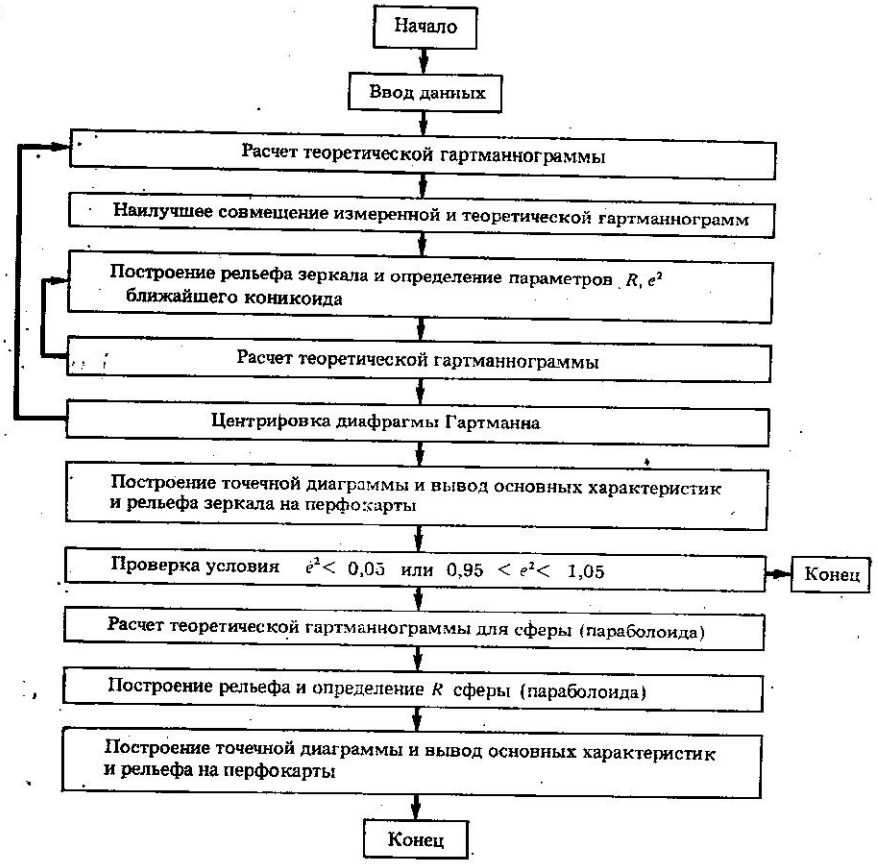


Рис. 1. Блок-схема вычислительного алгоритма

г) параметры вычислительного алгоритма — процент отбраковываемых точек, требуемые точности вычисления радиуса кривизны, квадрата эксцентриситета и сдвига диафрагмы, шаг по диаметру кружка рассеяния для вычисления концентрации лучей, число таких кружков и точность построения рельефа.

Затем вводятся координаты центров отверстий диафрагмы Гартманна и координаты центров пятен измеренной гартманнограммы. Координаты пятен измеряются в КАО на измерительной машине Аскорекорд с выводом информации на цифропечать и/или на перфоленту, которую специальная программа подготавливает для ввода в ЕС ЭВМ.

Расчет теоретической гартманнограммы. Теоретическая гартманнограмма вычисляется в рамках геометрической оптики, что является достаточным благодаря описанному в [1] выбору параметров диафрагмы Гартманна. Дадим краткую сводку необходимых соотношений, следуя [1].

Пусть ось X декартовой системы координат совмещена с оптической осью зеркала, а плоскость ZY — с касательной плоскостью, проходящей через его вершину. Тогда уравнение зеркала, имеющего фигуру коникоида, запишется в виде

$$(e^2 - 1)\, x^2 + 2Rx = z^2 + y^2, \tag{1}$$

где R — радиус кривизны в вершине, e^2 — квадрат эксцентриситета.

Координаты точки пересечения с зеркалом луча от точечного источника с координатами $(X_0, 0, 0)$, который проходит через центр i-го отверстия диафрагмы с координатами $(x_д, z_i, y_i)$, записывается в виде

$$x_з^i = x_0 - t_i (x_0 - x_д), \qquad \rho_з^i = \rho_i t_i, \tag{2}$$

где $\rho_i^2 = z_i^2 + y_i^2$ и

$$t_i = \frac{\{R^2(x_0 - x_д)^2 + \rho_i^2 x_0 [(e^2 - 1)x_0 + 2R]\}^{1/2} - (x_0 - x_д)[(e^2 - 1)x_0 + R]}{\rho_i^2 - (e^2 - 1)(x_0 - x_д)^2}. \quad (3)$$

Учет эффекта виньетирования отраженного пучка осуществляется переходом от ρ_i к $\rho_i^{эф}$:

$$\rho_i^{эф} = \rho_i + \frac{\rho_i - \rho_д}{2}, \quad (4)$$

где $\rho_д$ — длина в плоскости диафрагмы радиус-вектора точки пересечения отраженного луча с диафрагмой:

$$\rho_д = \rho_з + \operatorname{tg}(2\beta - \alpha)(x_д - x_з), \quad (5)$$

$$\operatorname{tg}\alpha = -\rho_з^i/(x_0 - x_д), \qquad \operatorname{tg}\beta = -\rho_з^i/(R + (e^2 - 1)x_з^i), \quad (6)$$

где α — угол между падающим лучом и оптической осью, β — угол между нормалью к зеркалу в точке $(x_з^i, \rho_з^i)$ и оптической осью.

Пересчитывая по (2) — (6) с $\rho_i = \rho_i^{эф}$, получаем новые $(x_з^i, \rho_з^i)$, α, β и вычисляем

$$x_{пл} = x_0,$$

$$\rho_{пл}^i = \rho_з^i + \operatorname{tg}(2\beta - \alpha)(x_0 - x_д) \quad (7)$$

— координаты точки пересечения отраженного от зеркала луча с плоскостью фотопластинки. Набор таких координат, соответствующих всем отверстиям диафрагмы Гартманна, определяет теоретическую гартманнограмму.

Наилучшее совмещение узоров измеренной и теоретической гартманнограмм. Данная процедура совмещает узоры измеренной и теоретической гартманнограмм таким образом, чтобы сумма квадратов разностей координат соответствующих точек была минимальна; это осуществляется параллельным переносом и поворотом измеренной гартманнограммы. Сдвиг определяется как среднеарифметическая разность координат соответствующих точек, а угол — как угол между такими точками, средневзвешенный по длинам радиус-векторов. Как показывает опыт, грубые ошибки измерения или большие локальные ошибки зеркала могут сильно исказить результат такой процедуры, поэтому необходимо производить отбраковку некоторой доли точек измеренной гартманнограммы, наиболее далеко отстоящих от теоретических. Эта доля отбракованных точек вводится в начале программы как параметр.

Приведем основные соотношения этой процедуры. Сдвиг системы координат измеренной гартманнограммы определяется как

$$\overline{\Delta z} = \frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}(z_{изм}^i - z_{теор}^i), \qquad \overline{\Delta y} = \frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}(y_{изм}^i - y_{теор}^i), \quad (8)$$

где

$$z_{теор}^i = \rho_{пл}^i \cos\varphi_i, \qquad y_{теор}^i = \rho_{пл}^i \sin\varphi_i \quad (9)$$

есть координаты точек теоретической гартманнограммы в декартовой системе координат (Z, Y); $\cos\varphi_i = y_i/\rho_i$, $\sin\varphi_i = z_i/\rho_i$ — позиционный угол i-го отверстия диафрагмы.

Угол поворота системы координат измеренной гарманнограммы определяется как (рис. 2)

$$\overline{\gamma} = \sum_{i=1}^{k}\gamma_i\rho_{теор}^i \Big/ \sum_{i=1}^{k}\rho_{теор}^i, \quad (10)$$

$$\gamma_i = \operatorname{arctg}(\eta_{изм}^i/\rho_{изм}^i), \quad \rho_{теор}^i \equiv \rho_{пл}^i.$$

Здесь

$$\eta^i_{\text{изм}} = z^i_{\text{изм}} \sin \varphi_i - y^i_{\text{изм}} \cos \varphi_i, \qquad \rho^i_{\text{изм}} = z^i_{\text{изм}} \cos \varphi_i + y^i_{\text{изм}} \sin \varphi_i. \tag{11}$$

Тогда приведенные координаты примут следующий вид:

$$\begin{aligned} z^i_{\text{изм}} &= (z^i_{\text{изм}} + \overline{\Delta z}) \cos \overline{\gamma} - (y^i_{\text{изм}} + \overline{\Delta y}) \sin \overline{\gamma}, \\ y^i_{\text{изм}} &= (z^i_{\text{изм}} + \overline{\Delta z}) \sin \overline{\gamma} + (y^i_{\text{изм}} + \overline{\Delta y}) \cos \overline{\gamma}. \end{aligned} \tag{12}$$

Процедура работает следующим образом. В первом прогоне совмещается измеренная гартманнограмма с теоретической с использованием всех точек. Затем отбраковывается заданная доля точек, которые имеют максимальную длину радиус-вектора поперечной аберрации:

$$\Delta_i^2 = \Delta z_i^2 + \Delta y_i^2, \tag{13}$$

где $\Delta z = z_{\text{изм}} - z_{\text{теор}}, \quad \Delta y = y_{\text{изм}} - y_{\text{теор}},$ (14)

и процедура совмещения повторяется без учета этих точек. Снова производим отбраковку по всему массиву и повторяем процедуру до тех пор, пока не будут отбрасываться одни и те же точки, т. е. до полной сходимости величин сдвига и угла поворота.

В рамках данной процедуры вычисляется концентрация лучей как доля общего числа лучей, попадающих в кружки рассеяния различных диаметров, а также гауссова полуширина распределения поперечных аберраций как диаметр кружка, содержащего $(1 - \exp(-1)) \cdot 100\% = 63{,}2\%$ лучей. Концентрация лучей и гауссова полуширина вычисляются для кружка рассеяния, диаметр которого дается в угловой мере, и переход от линейной меры к угловой осуществляется по формуле $\Delta'' = \Delta_{\text{мм}}/x_0 \cdot 206265$.

Построение рельефа реального зеркала. Формулы геометрической оптики позволяют вычислить по величине несовпадения точек измеренной и теоретической гартманнограмм величину уклонения элементарной площадки реального зеркала от идеального в точке, которая соответствует гомоцентрической проекции на зеркало из центра кривизны зеркала эффективного центра отверстия диафрагмы Гартманна. Следуя [1], запишем соотношения для вычисления угловых уклонений:

$$u_z = \theta_\rho \cos \varphi + \theta_\eta \sin \varphi, \qquad u_y = \theta_\rho \sin \varphi - \theta_\eta \cos \varphi, \tag{15}$$

где

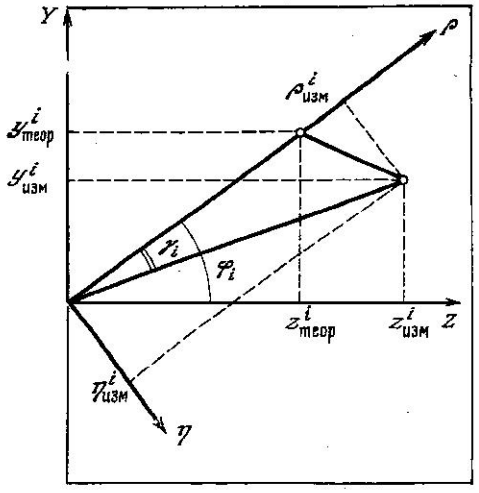
$$\theta_\rho = -\cos^2 (2\beta - \alpha) \cdot \Delta\rho/2\,(x_0 - x_э), \qquad \theta_\eta = -\Delta\eta/2\,(x_0 - x_э) \tag{16}$$

и

$$\Delta\rho = z_{\text{изм}} \cos \varphi + y_{\text{изм}} \sin \varphi - \rho_{\text{теор}}, \qquad \Delta\eta = z_{\text{изм}} \sin \varphi - y_{\text{изм}} \cos \varphi. \tag{17}$$

Так как угловые уклонения есть, по сути, частные производные от восстанавливаемой поверхности — рельефа, то он вычисляется двумерным интегрированием. Случайные ошибки измерения координат пятен гартманнограммы вносят искажения в величины угловых уклонений, поэтому перед интегрированием необходимо по возможности, исключить такие ошибки. Делается это исходя из тех простых соображений, что при любом обходе рельефа по замкнутому контуру мы должны попасть в конце на ту же высоту, с которой начался обход. Требуя выполнения этого условия для всевозможных замкнутых контуров по поверхности зеркала, мы исправляем значения угловых уклонений $\{u_z, u_y\}$, внося соответствующие поправки, что позволит при интегрировании получить однозначную поверхность.

Для получения более гладкого решения в отличие от [1] в настоящей программе используется информация о вторых производных поверхности, которые определяются исходя из условия непрерывности второй и третьей производной. Малая светосила исследуемого зеркала позволила нам не учитывать искажения масштаба сетки на поверхности зеркала при гомоцентрической проекции плоской сетки отверстий диафрагмы Гартманна из центра кривизны зеркала.



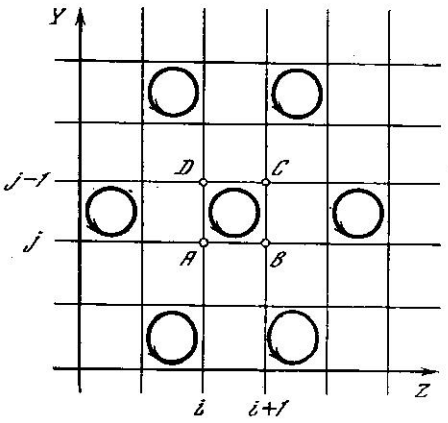


Рис. 2. Система координат для определения угла поворота измеренной гартманнограммы

Рис. 3. К вычислению интеграла по контуру (22) при построении рельефа зеркала

Рассмотрим более подробно решение задачи восстановления рельефа поверхности реального зеркала.

Необходимо по частным производным $u_z^i = \partial u/\partial z$, $u_y^i = \partial u/\partial y$, заданным в узлах квазипрямоугольной сетки на вогнутой поверхности зеркала, найти искомую функцию рельефа $u(z, y)$. Как известно [4], необходимым и достаточным условием существования полного дифференциала $du(z, y) = u_z(z, y)\,dz + u_y(z, y)\,dy$ является условие $\partial u_z/\partial y = \partial u_y/\partial z$ для любой точки области задания. Тогда по теореме Грина можно записать

$$\oint (u_z dz + u_y dy) = 0 \tag{18}$$

по любому контуру в односвязной области задания. Выполнение этого условия дает условие существования полного интеграла

$$u(z, y) = \int u_z(z, y)\,dz + \int u_y(z, y)\,dy + \text{const}. \tag{19}$$

Для вычисления интегралов (18), (19) в подынтегральном выражении будем применять сплайн, интерполирующий производные u_z^i, u_y^i, что позволит более точно произвести двумерное интегрирование, а также построить карту линий равных высот рельефа [5, 6].

Рассмотрим одну из прямых линий сетки с k узлами $\{x_i\}$, на которых заданы значения функции $\{f_i\}$. Тогда интеграл от $f(x)$ запишется в виде

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}} f(x)\,dx = \frac{h_i}{2}(f_i + f_{i+1}) - \frac{h_i^3}{24}(f_i' + f_{i+1}') + \text{const}, \tag{20}$$

$h_i = x_{x+1} - x_i$.

Производные $\{f_i'\}$ определяются из требования непрерывности $f'(x_i)$ и $f''(x_i)$ в узлах сетки

$$h_i f_{i-1}' + 2(h_i + h_{i+1}) f_i' + h_{i+1} f_{i+1}' = \frac{6}{h_{i+1}}(f_{i+1} - f_i) - \frac{6}{h_i}(f_i - f_{i-1}). \tag{21}$$

Система (21) из $k - 2$ уравнений для k узлов на линии решается стандартным методом прогонки трехдиагональной матрицы; недостающие значения f_1' и f_k' находятся экстраполяцией по Лагранжу по трем соседним точкам.

Рассмотрим теперь, как применяется данная процедура интегрирования

к уравнениям (18), (19). Для получения однозначной интегральной поверхности будем требовать выполнения условия (18) для всевозможных элементарных контуров из четырех соседних узлов сетки, а также для контура вокруг центрального отверстия зеркала. Для элементарного контура интеграл (18) запишется в виде (рис. 3)

$$\oint\limits_{ABCD} (u_z dz + u_y dy) = \int\limits_A^B u_z dz + \int\limits_B^C u_y dy - \int\limits_D^C u_z dz - \int\limits_A^D u_y dy. \tag{22}$$

Аналогично записывается условие для контура вокруг центрального отверстия зеркала. Процедура уравнивания невязок $\Delta u = \oint\limits_{ABCD} (u_z dz + u_y dy) \neq 0$ заключается в том, что невязка делится поровну между элементами, из-за которых она возникает, и добавляется к каждому из них с соответствующим знаком [1]:

$$\left(\int\limits_A^B u_z \Delta z - \frac{\Delta u}{4}\right) + \left(\int\limits_B^C u_y dy - \frac{\Delta u}{4}\right) - \left(\int\limits_D^C u_z dz + \frac{\Delta u}{4}\right) - \left(\int\limits_A^D u_y dy + \frac{\Delta u}{4}\right) = 0. \tag{23}$$

Невязка добавляется только к линейной части соотношения (20):

$$\int\limits_{x_i}^{x_{i+1}} f(x)\,dx \pm \frac{\Delta u}{4} = \frac{h_i}{2}\left[\left(f_i \pm \frac{\Delta u}{4h_i}\right) + \left(f_{i+1} \pm \frac{\Delta u}{4h_i}\right)\right] + \frac{h_i^3}{24}\Big)\Big](f_i' + f_{i+1}'). \tag{24}$$

Для выполнения такой процедуры сперва рассчитываются производные u_{zz}^i, u_{yy}^i в узлах сетки с помощью системы (21) для всех вертикальных и горизонтальных линий сетки. Затем выполняется операция (24) для всех ячеек через одну по строке и через один столбец. Далее операция повторяется по тому же правилу для оставшихся ячеек. Сделав таким образом четыре прохода по сетке, производим обход центрального отверстия зеркала. После этого снова повторяется расчет производных u_{zz}^i, u_{yy}^i и выполняется операция (24), и так до тех пор, пока максимальная невязка не станет меньше заданной, значение которой вводится в начале программы как параметр. После этого можно считать, что полный интеграл даст однозначную поверхность, не зависящую от пути интегрирования.

Перед интегрированием поверхности на краю сетки выбирается ячейка, для которой полагается, что высота в ее опорной точке A равна нулю. Вычисляются интегралы типа (20) по (AB), (ABC), (AD), которые дают высоту в точках B, C, D (см. рис. 3). Эти величины необходимы при переходе к соседним ячейкам как значения высот опорных точек, от которых производится интегрирование. Таким образом осуществляется проход по всевозможным ячейкам интегрирования, что дает полный интеграл во всех узлах сетки. Константа интегрирования выбирается как средняя высота рельефа.

После того как исключены случайные ошибки измерения, по «очищенным» значениям $\{u_z, u_y\}$ перевычисляются величины поперечных аберраций и вводятся поправки в измеренные координаты пятен гартманнограммы, которые в последующих итерациях будут считаться исходными. Приведем соотношения для пересчета, которые являются обратными к (15), (16), (17) и (14):

$$\theta_\rho = u_z \cos\varphi + u_y \sin\varphi, \qquad \theta_\eta = u_z \sin\varphi - u_y \cos\varphi; \tag{25}$$

$$\Delta\rho = -2\theta_\rho (x_0 - x_з)/\cos^2(2\beta - \alpha), \qquad \Delta\eta = -2\theta_\eta (x_0 - x_з); \tag{26}$$

$$\Delta z = \Delta\rho \cos\varphi + \Delta\eta \sin\varphi, \qquad \Delta y = \Delta\rho \sin\varphi - \Delta\eta \cos\varphi; \tag{27}$$

$$z_{изм} = \rho_{теор} \cos\varphi + \Delta z, \qquad y_{изм} = \rho_{теор} \sin\varphi + \Delta y. \tag{28}$$

Определение параметров ближайшего коникоида. После того как построен рельеф, можно описать фигуру реального зеркала как совокупность координат точек на его поверхности $\{x_з + h\cos\beta,\ y_з,\ z_з\}$, где h — высота рельефа в точке, β — угол между нормалью к поверхности коникоида в точке $(x_з, y_з, z_з)$ и осью X, $y_з = \rho_з \cos\varphi$, $z_з = \rho_з \sin\varphi$. Набор таких точек аппроксимируется поверхностью коникоида с параметрами R, e^2. Приведем основные соотношения этой процедуры. Фигуру реального зеркала будем аппроксимировать зависимостью вида

$$(e^2 - 1)(x + x_T)^2 + 2R(x + x_T) = \rho^2, \tag{29}$$

где R, e^2 являются искомыми параметрами, $x = x_з + h\cos\beta$, $\rho^2 = y_з^2 + z_з^2$, x_T — смещение вершины коникоида от начала координат. Выделяя коэффициенты при разных степенях x, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} &Ax_1^2 + Bx_1 + C = \rho_1^2,\\ &Ax_2^2 + Bx_2 + C = \rho_2^2,\\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\\ &Ax_k^2 + Bx_k + C = \rho_k^2, \end{aligned} \tag{30}$$

где

$$A = e^2 - 1, \quad B = 2[(e^2 - 1)x_T + R], \quad C = [(e^2 - 1)x_T^2 + 2Rx_T].$$

Число уравнений k равно числу пятен гартманнограммы за вычетом выбранной доли отбракованных пятен с максимальным смещением. Приводя систему (30) к нормальному виду и решая ее, имеем следующие величины:

$$e^2 = A + 1, \quad R = B/2 - AC/B, \quad x_T = C/2R. \tag{31}$$

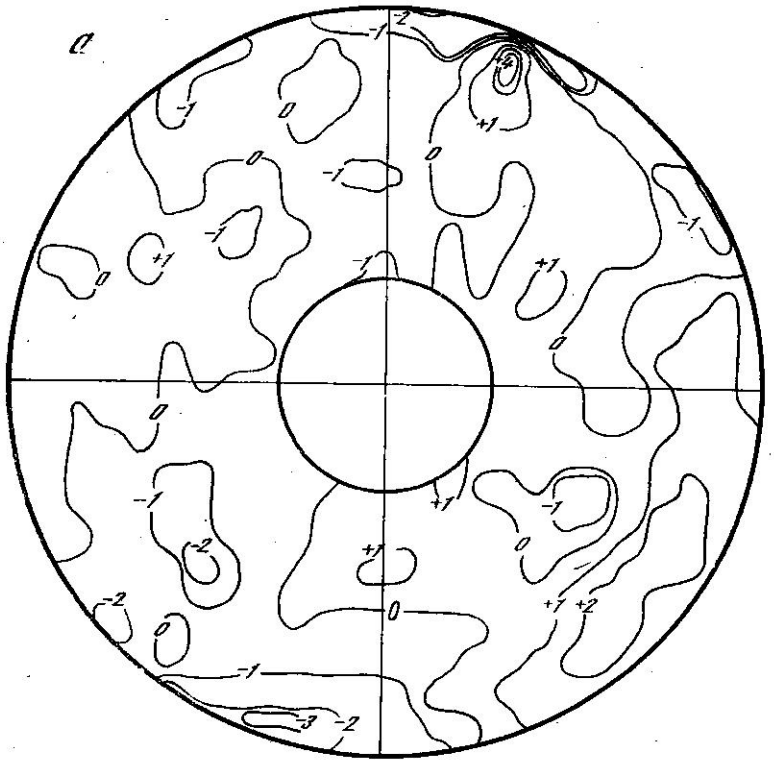
После выполнения этой процедуры повторяются следующие шаги алгоритма: вычисляется теоретическая гартманнограмма при новых параметрах R, e^2, сглаживаются случайные ошибки измерения процедурой уравнивания невязок рельефа, интегрируется рельеф, и снова определяется ближайший коникоид с новыми параметрами R, e^2. Такой цикл итераций повторяется до тех пор, пока R, e^2 не сойдутся с заданной степенью точности, которая вводится в начале программы как параметр.

Центрировка диафрагмы. Как было сказано во введении, практически невозможно установить диафрагму на зеркале так, чтобы ее центр находился на оси зеркала с необходимой точностью до долей миллиметра. Поэтому необходимо учитывать неточность установки диафрагмы Гартманна при вычислении параметров зеркала. Очевидно, что любой сдвиг диафрагмы с оптической оси будет приводить лишь к ухудшению такой характеристики зеркала, как степень концентрации лучей, которая вычисляется в предложении сцентрированной диафрагмы. Процедура машинной центрировки заключается в том, что методом оптимального поиска ищется такое положение диафрагмы на зеркале, при котором оценочная функция достигает максимума. В качестве оценочной функции выбрано выражение вида:

$$f(\delta z, \delta y) = \sum_{i=1}^{k} (\Delta_i^2 + \Delta_д^2)^{-1}, \tag{32}$$

где δz, δy — величина смещения диафрагмы с оптической оси, $\Delta_i^2 = \Delta z_i^2 + \Delta y_i^2$ — квадрат радиус-вектора поперечной аберрации, i — точки гартманнограммы, $\Delta_д = 1{,}22 \cdot \lambda x_0/D$ — радиус кружка Эри идеального зеркала. Введение $\Delta_д^2$ исключает расходимость оценочной функции, которая может возникнуть из-за приближения геометрической оптики. В вычислении оценочной функции не участвует заданная доля точек, имеющих максимальные отклонения по Δ_i. Для нахождения оценочной функции вычисляется теоретическая гартманнограмма и поперечные аберрации Δ_i, в которых учитывается смещение диафрагмы после каждого пробного сдвига.

Оптимальный перебор сдвига δz, δy производится методом деформируе-



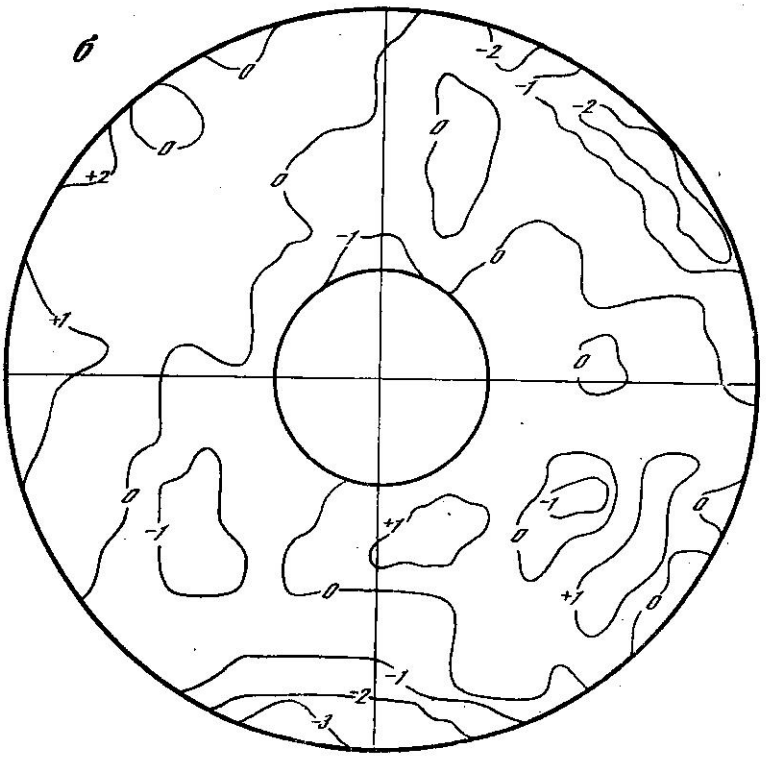
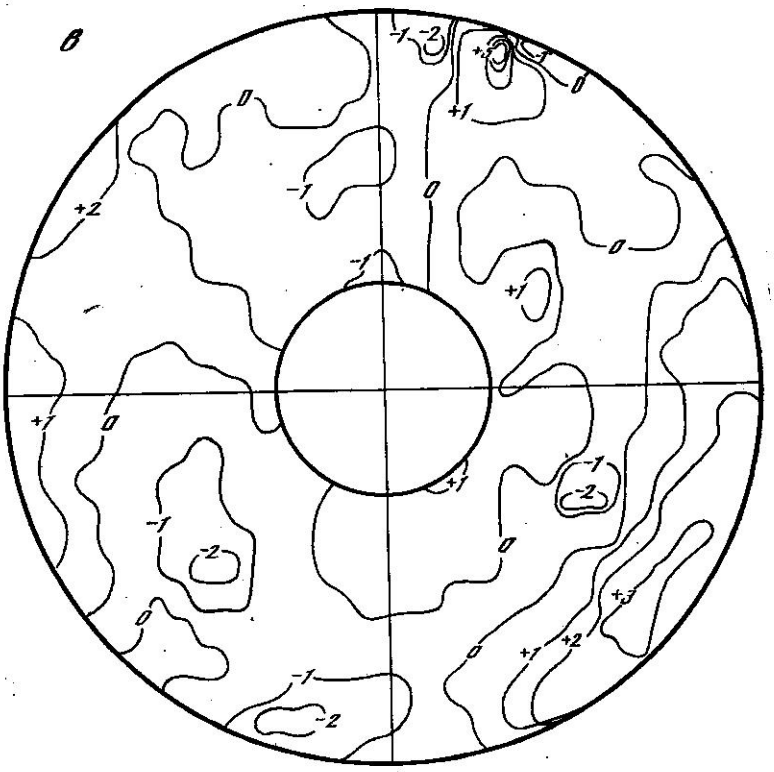
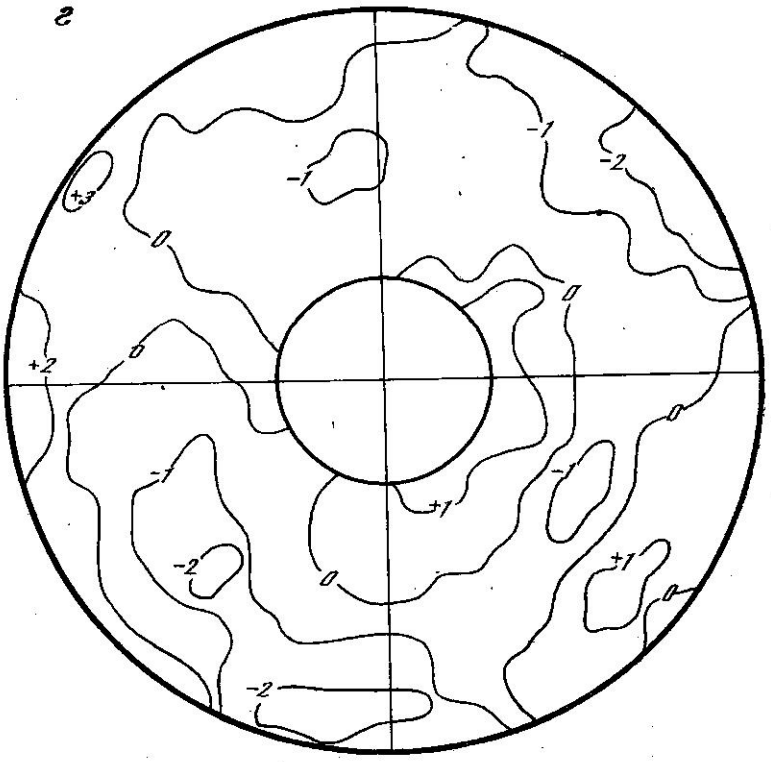


Рис. 4. Карты рельефа зеркала ближайшего коникоида (*а*, *в*) и ближайшего параболоида (*б*, *г*)





а, *б* — по описанной программе, *в*, *г* — по программе [1]; *а* — $e^2 = 0{,}9911$, *б* — $e^2 = 0{,}9855$, *в*, *г* — $e^2 = 1$

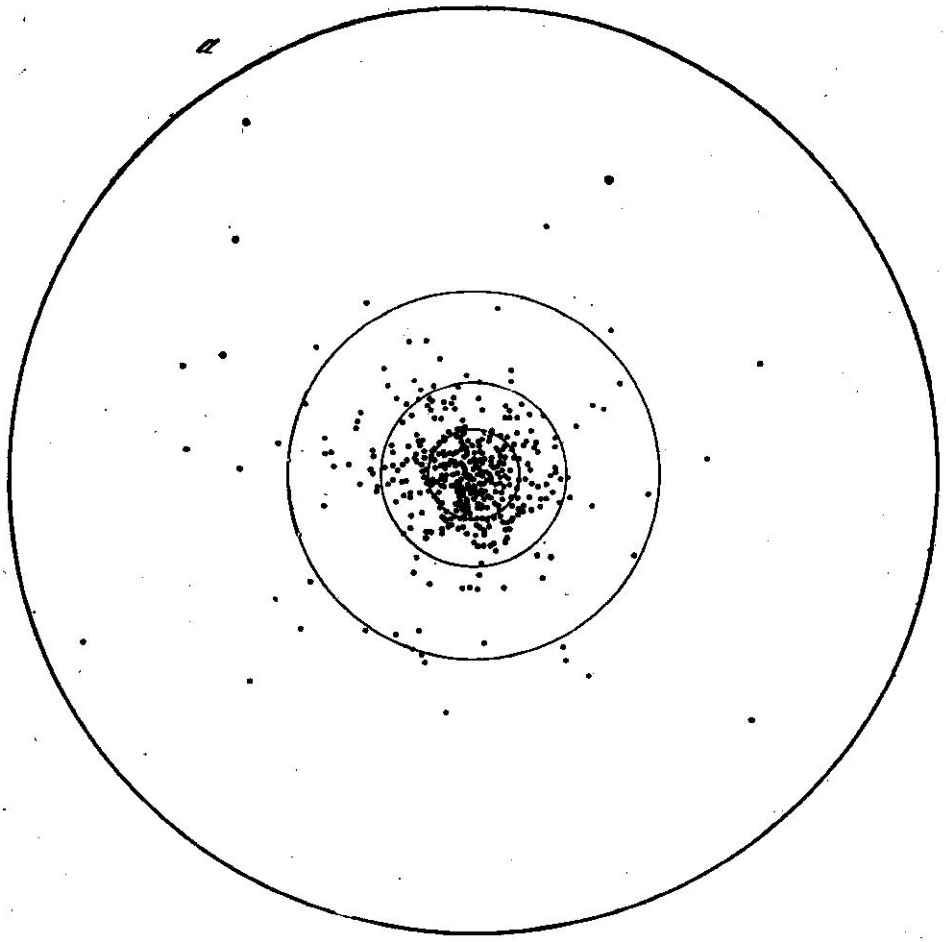


Рис. 5. Точечные диаграммы распределения поперечных аберраций ближайшего коникоида (*а*) и ближайшего параболоида (*б*)

Диаметры кружков — 0,5; 1; 2 и 5″

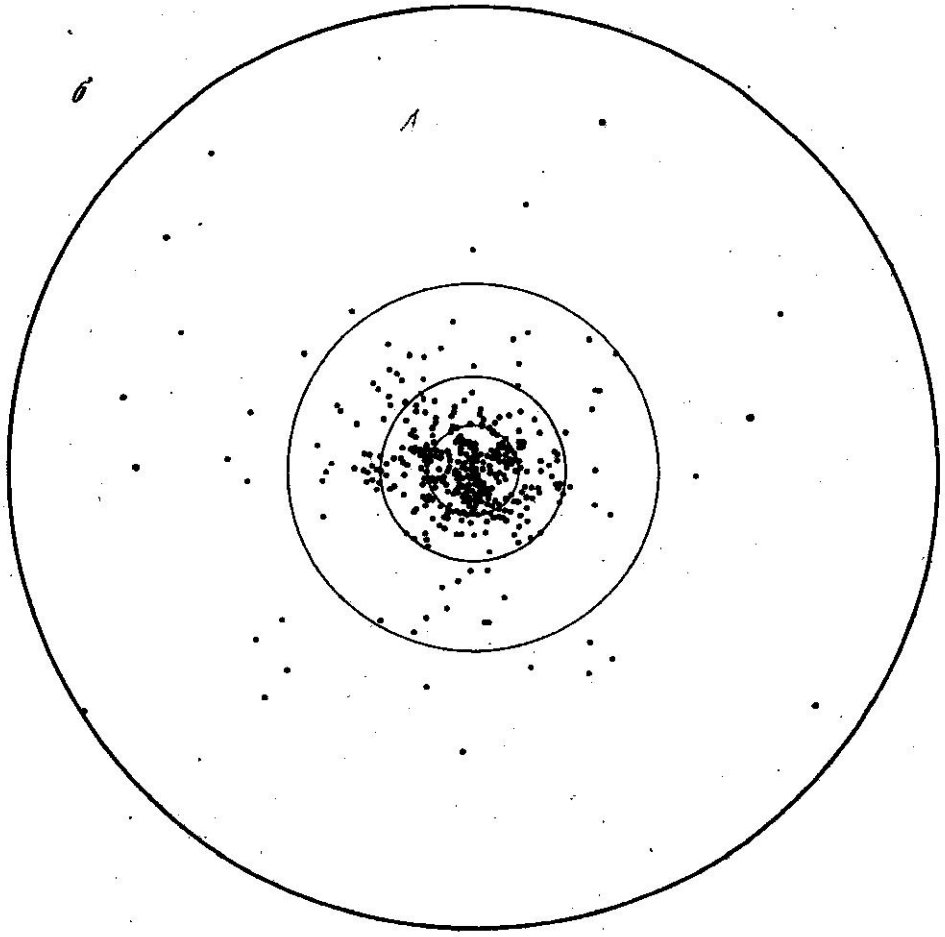
мого многогранника [2, 3]. Выход из процедуры осуществляется после сходимости δz, δy с заданной степенью точности, которая вводится в начале задания как параметр.

После машинной центрировки диафрагмы выполняется последовательность шагов алгоритма: вычисляется теоретическая гартманнограмма, соответствующая оптимальному сдвигу диафрагмы с оптической оси, выполняется процедура наилучшего совмещения измеренной и теоретической гартманнограмм, производится цикл итераций по определению параметров R, e^2 ближайшего коникоида. Затем снова центрируется диафрагма, и последовательность повторяется до тех пор, пока параметры ближайшего коникоида не перестанут изменяться после очередной центрировки в пределах заданной точности.

3. Заключение

На этом заканчивается основная вычислительная процедура, из которой мы получаем основные характеристики зеркала, позволяющие оценивать степень близости его поверхности к расчетной, и локальные отклонения реальной поверхности от идеальной. После построения карты рельефа зеркала и точечной диафрагмы распределения поперечных аберраций результаты счета для последующего анализа выводятся на перфокарты.

В применении ко многим оптическим схемам, используемым в астрономических телескопах, необходимо знать степень близости исследуемого зеркала



к параболической или к сферической поверхности, а также локальных ошибок реального зеркала по отношению к такой поверхности. Такие вычисления производятся в следующем шаге алгоритма при условии, что квадрат эксцентриситета ближайшего коникоида достаточно близок к 1 или к 0 соответственно. При этом повторяются шаги основной вычислительной процедуры при фиксированном значении квадрата эксцентриситета, равном 1 или 0. Рельеф, степень концентрации и точечная диаграмма позволяют количественно судить о качестве зеркала в схеме, идеальной для параболоида (сферы). Результаты этого счета также выводятся на перфокарты.

Иллюстративные расчеты. Машинная программа, реализующая описанный алгоритм, написана на алгоритмическом языке фортран-IV для ЭВМ ЕС-1033. Программа состоит из 17 подпрограмм и занимает в оперативной памяти около 100 К. Обработка одной гартманнограммы занимает около одного часа.

В качестве иллюстративных расчетов по этой программе была заново выполнена обработка гартманнограмм стеклянного зеркала ЗТШ, причем в качестве исходных данных брались те же измерения координат центров пятен гартманнограмм, что и в [1]. Для счета были выбраны следующие параметры вычислительного алгоритма:

а) доля точек, которые не учитывались при совмещении измеренной и теоретической гартманнограмм, при проведении поверхности ближайшего коникоида и при центрировке диафрагмы, составляла 15%;

б) точность вычисления радиуса кривизны зеркала равнялась 10^{-2} мм, квадрата эксцентриситета 10^{-4}, сдвига диафрагмы Гартманна 0,02 мм;

в) точность построения рельефа зеркала как максимальная невязка при обходе поверхности по любому замкнутому контуру равнялась 10^{-8} мм.

Дата получения снимка, июль 1980 г.	Номер снимка	Ориентация диафрагмы	Тип снимка	Ближайший коникоид											Ближайший параболоид						
				R, мм	e²	Сдвиг диафрагмы по Z, мм	Сдвиг диафрагмы по Y, мм	Концентрация лучей, %						Гауссова полуширина, сек дуги	R, мм	Концентрация лучей, %					Гауссова полуширина, сек дуги
								0″,25	0″,50	0″,75	1″,00	1″,25	1″,50			0″,25	0″,50	0″,75	1″,00	1″,25	1″,50	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
08	10	Юг	Прямой	19949,8	0,9961	0,8	—2,4	18,4	45,7	69,2	81,0	85,3	90,8	0,68	19949,7	17,9	47,5	69,6	80,3	86,0	89,5	0,67
				19949,9	0,9893	—	—	15,3	43,4	66,0	79,1	87,8	91,3	0,70	19949,6	12,4	44,9	68,4	79,7	87,4	90,4	0,70
08	12	То же	То же	19950,6	0,9821	1,0	1,3	16,2	49,0	68,5	81,0	88,0	91,0	0,67	19950,3	16,4	45,7	66,3	79,4	86,7	90,4	0,68
				19950,5	0,9879	—	—	19,2	49,0	68,2	79,8	87,8	91,5	0,68	19950,2	16,6	46,0	66,4	80,8	87,2	90,8	0,70
08	13	»	Сабатье	19950,4	0,9870	—0,4	—1,8	17,1	47,5	65,9	80,1	86,9	90,2	0,72	19950,2	14,7	43,5	66,7	79,9	85,6	90,4	0,71
				19950,3	0,9910	—	—	17,2	47,3	70,0	81,1	86,7	91,3	0,66	19950,1	16,8	47,5	70,6	80,4	87,4	92,4	0,67
08	14	»	Прямой	19950,4	0,9911	2,4	—0,4	16,1	46,3	67,6	80,7	87,2	89,8	0,69	19950,2	16,3	46,1	68,0	78,9	84,8	88,0	0,68
				19950,5	0,9855	—	—	14,4	44,7	67,1	79,5	86,9	90,6	0,72	19950,2	13,5	43,4	67,3	81,5	87,2	90,2	0,72
08	15	»	То же	19950,3	0,9898	2,3	—0,7	16,7	47,0	69,7	80,9	86,7	90,9	0,65	19950,1	16,7	46,3	67,6	79,8	84,6	88,7	0,69
				19950,3	0,9875	—	—	18,1	46,2	67,3	79,5	86,3	91,9	0,71	19950,1	14,4	42,9	67,8	79,3	87,8	90,8	0,70
08	16	»	Сабатье	19950,2	0,9845	0,4	—1,4	15,5	45,5	67,2	81,6	87,8	90,4	0,69	19949,9	14,7	44,6	67,4	79,0	86,9	90,2	0,69
				19950,1	0,9857	—	—	15,9	46,2	70,6	82,6	87,6	91,9	0,66	19949,8	17,0	46,0	71,2	81,0	88,4	91,5	0,66
08	17	»	То же	19950,3	0,9868	1,3	0,1	18,8	48,8	67,0	82,7	83,6	91,3	0,67	19950,0	17,5	47,7	69,2	82,7	87,1	91,0	0,67
				19950,3	0,9865	—	—	18,8	47,9	70,6	80,9	83,3	93,2	0,64	19950,0	17,6	44,9	71,5	81,5	89,3	91,1	0,66
09	20	Запад	Прямой	19950,9	0,9935	1,0	1,2	19,8	50,8	69,7	82,4	87,7	90,6	0,65	19950,8	19,8	50,1	69,0	81,3	86,8	89,5	0,65
				19950,9	0,9959	—	—	17,1	48,4	70,0	81,4	87,8	90,8	0,65	19950,8	17,7	47,7	70,9	80,3	85,8	89,9	0,66
09	21	То же	То же	19950,5	0,9910	—1,2	—0,3	17,6	48,6	70,1	81,3	86,6	90,1	0,65	19950,3	16,0	45,3	67,9	80,0	86,2	90,6	0,68
				19950,5	0,9919	—	—	18,4	47,1	69,8	80,8	88,2	91,3	0,65	19950,3	17,5	46,6	69,8	82,1	87,3	91,0	0,65

Результаты обработки приведены в таблице. В первой строке по каждой гартманнограмме приведен результат счета по описанной выше программе, во второй — по программе, описанной в [1]. Сравнение наших результатов и вычислений [1] показывает небольшое, но систематическое повышение концентрации в центре кружка рассеяния на несколько процентов, что обусловлено, по-видимому, более рафинированной процедурой машинной центрировки диафрагмы.

На рис. 4 показаны карты рельефа по лучшей гартманнограмме № 14 ближайшего коникоида (*а*, *в*) и ближайшего параболоида (*б*, *г*); (*а*, *б*) — результаты вычислений по описанной программе, (*в*, *г*) — по программе [1]. Сравнение рельефов показывает хорошее качественное совпадение нулевых линий на соответствующих картах. Различия же в отдельных участках рельефа обусловлены, по-видимому, тем, что описанная выше методика интегрирования позволяет лучше выделять детали поверхности.

Точечные диаграммы распределения поперечных аберраций по гартманнограмме № 14, обработанной по описанной программе, показаны на рис. 5, *а*, *б*.

Веса по каждой гартманнограмме, определенные, как и в [1], по соответствующим рельефам, использовались для осреднения найденных параметров; эти средние параметры получились равными

$$R = 19950{,}3 \text{ мм}, \; e^2 = 0{,}9891,$$

$$R = 19950{,}4 \text{ мм}, \; e^2 = 0{,}9890 \text{ — по [1].}$$

Совпадение средних параметров означает, что обе методики дают идентичные результаты при оценке характеристик ближайшего коникоида. Но описанный алгоритм позволяет получать более детальную информацию о случайных ошибках рельефа реального зеркала.

В заключение хочется поблагодарить Р. Е. Гершберга и В. И. Проника за постановку задачи, за постоянное внимание и поддержку в этой работе.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я., Проник В. И.* Исследование вогнутых астрономических зеркал методом Гартманна.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 132—158.
2. *Химмельблау Д.* Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. 274 с.
3. Математическое обеспечение ЭВМ. Пакет научных подпрограмм АН БССР. Ин-т математики. Минск, 1978, вып. 17. 120 с.
4. *Будак Б. М., Фомин С. В.* Кратные интегралы и ряды. М.: Наука, 1967. 607 с.
5. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 277 с.
6. *Марчук Г. И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 534 с.

УДК 520.27+520.874

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ НАВЕДЕНИЯ 22-м РАДИОТЕЛЕСКОПА

Н. С. Нестеров

Описан метод учета систематических ошибок наведения радиотелескопа с азимутальной монтировкой. Анализируются ошибки наведения 22-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР по данным наблюдений дискретных радиоисточников в 1974—1984 гг. Показана адекватность их описания при помощи использовавшихся аналитических выражений. Среднеквадратичная ошибка установки РТ-22 после учета систематических ошибок составляет около 10″ по обеим координатам, остаточные отклонения распределены по закону, близкому к случайному. Измерен наклон вертикальной оси телескопа, уточнены координаты его астропункта. Выявлен ряд факторов, приводящих к нестабильности систематических ошибок наведения.

SYSTEMATIC POINTING ERRORS OF 22-METER RADIO TELESCOPE, by *N. S. Nesterov.*— The pointing errors of 22-m radio telescope of Crimean astrophysical observatory are analysed using the data of discrete radio sources observations made in 1974—1984. It is shown that the used analytical expressions are adequate for approximation of them. The pointing deflections of 22-m radio telescope after reducing of systematic errors are distributed randomly with standard deviation of about 10″. The vertical axis inclination is measured and the location of radio telescope is determined more precisely. Some factors leading to pointing instability are established.

Поле зрения любого радиотелескопа ограничено телесным углом главного лепестка диаграммы направленности. Для того чтобы погрешность измерения сигнала от источника не превышала, например, 3%, наведение антенны на исследуемый объект должно осуществляться с точностью не хуже 0,1 $\theta_{0,5}$, где $\theta_{0,5}$ — размеры главного лепестка на уровне половинной мощности. На волне 4 мм у 22-м радиотелескопа (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории [1] $\theta_{0,5} \approx 50''$, следовательно, для проведения уверенных наблюдений на этой волне требуется точность наведения лучше 5″. Реализовать такую высокую точность невозможно без тщательного учета систематических ошибок наведения РТ-22, которые достигают нескольких угловых минут.

Первоначально измерения потоков слабых радиоисточников на РТ-22 проводились следующим образом: определялись соответствующие поправки координат при сканировании ближайшего по положению на небе сильного источника, которые затем учитывались при наведении на исследуемый объект. Такой способ наблюдений требовал большей затраты времени, чем необходимо для выделения сигнала из шумов, и ограничивал область наблюдений окрестностями мощных радиоисточников. При некоторых исследованиях в миллиметровом диапазоне волн, например при радиоинтерферометрических наблюдениях со сверхдлинными базами, когда данные эксперимента обрабатываются после его окончания, с указанной выше точностью антенна должна наводиться на любой исследуемый объект. Описанный ниже метод анализа и учета систематических ошибок наведения радиотелескопа был разработан для того, чтобы, во-первых, производить необходимую коррекцию координат в реальном времени с помощью ЭВМ [2—4], во-вторых, с приемлемой точностью наводить антенну на любой доступный для наблюдений источник.

1. Основные соотношения для учета систематических ошибок наведения

Так как РТ-22 имеет азимутальную монтировку, естественно рассматривать ошибки по азимуту A и углу высоты h раздельно. Для их учета использовались следующие соотношения, полученные в ходе теоретического анализа (см., например, [5]) и скорректированные в ходе практического применения:

$$\begin{gathered} -A_1 \sin h \cos A + A_2 \sin h \sin A + A_3 \sin h + A_4 \cos h + \\ + A_5 \cos h \sin A + A_6 \cos h \cos A + A_7 = \Delta A \cos h = \Delta A', \\ h_1 \sin A + h_2 \cos A + h_3 \sin h + h_4 \cos h + h_5 = \Delta h - R = \Delta h'. \end{gathered} \tag{1}$$

Здесь ΔA и Δh — поправки по азимуту и высоте соответственно, которые нужно прибавить к вычисленным управляющей радиотелескопом ЭВМ (ЭЦУМ) азимуту и высоте для того, чтобы антенна оказалась наведенной на источник, т. е. систематические ошибки наведения, взятые с обратным знаком. Коэффициенты при тригонометрических функциях A и h имеют следующий смысл: $A_1 = h_1 = \Delta\lambda \cos \varphi + m \sin A_0$, $A_2 = h_2 = \Delta\varphi + m \cos A_0$, где $\Delta\lambda$ и $\Delta\varphi$ — возможные ошибки задания долготы λ и широты φ астропункта РТ-22 в управляющей ЭЦУМ, m и A_0 — величина и азимут наклона вертикальной оси вращения радиотелескопа соответственно. A_3 — наклон горизонтальной оси, т. е. отличие от угла между горизонтальной и вертикальной осями вращения РТ-22 от 90°. A_4 — ошибка нуль-пункта датчика азимута.

A_5 и A_6 — эти члены были введены эмпирически для компенсации остаточных дополнительных ошибок наведения, не исчезающих при учете их с помощью только остальных пяти членов. A_7 — коллимация, т. е. величина отклонения от 90° угла между электрической осью рефлектора и горизонтальной осью вращения РТ-22. h_3, h_4 и h_5 характеризуют отклонение диаграммы направленности антенны вследствие весовых деформаций ее элементов и ошибку нуль-пункта датчика высоты. R — угол рефракции излучения источника в атмосфере Земли. Согласно [6] он может быть вычислен с точностью лучше 2″ для высот $h \geqslant 3°$ с помощью соотношения

$$R = R_0 \cos h/[\sin h + 0{,}00175 \operatorname{tg}(h + 2°{,}5)], \tag{2}$$

где $R_0 = [77{,}6\ (P + 4810\ e/T)/T]\cdot 10^{-6}$ — показатель преломления воздуха в месте наблюдения в радианах [7], T — температура (К), P — полное давление воздуха в миллибарах (1 мбар = 0,75 мм рт. ст.), e — парциальное давление водяного пара (мбар). Несомненное удобство приведенного равенства (2) в том, что в него входит расчетная (истинная) высота источника, которая вычисляется в процессе преобразования экваториальных координат в азимутальные, в то время как обычно для расчета угла рефракции даются соотношения, в которые входит уже видимая, искаженная рефракцией высота [7].

Вследствие того, что система управления РТ-22 лучше приспособлена для наблюдений в экваториальной системе координат (прямое восхождение α и склонение δ), соотношения (1) могут быть использованы только после некоторой промежуточной процедуры, заключающейся в следующем. В течение каждого цикла наблюдений, обычно длительностью 2—4 недели, определялись разности измеренных координат $\alpha_{изм}$ и $\delta_{изм}$ и истинных координат $\alpha_{ист}$ и $\delta_{ист}$ для ряда источников с малыми угловыми размерами и интенсивным излучением, координаты которых известны с точностью лучше 1″. После получения разностей $\Delta\alpha = \alpha_{изм} - \alpha_{ист}$ и $\Delta\delta = \delta_{изм} - \delta_{ист}$ производился переход к поправкам азимутальных координат:

$$\Delta A' = \Delta A \cos h = -\Delta\alpha \cos\delta \cos q + \Delta\delta \sin q, \tag{3}$$

$$\Delta h = \Delta\alpha \cos\delta \sin q + \Delta\delta \cos q,$$

где q — параллактический угол (см., например, [5]). Затем составлялись системы уравнений вида (1) по определенным таким образом значениям ΔA и Δh, которые решались методом наименьших квадратов раздельно для ΔA и Δh. Рассчитанные в результате решения систем постоянные $A_1 - A_7$ и $h_1 - h_5$ вводились в ЭВМ сбора и обработки данных наблюдений и использовались для учета систематических ошибок наведения в реальном времени [2—4]. Обратный переход от ΔA и Δh к $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ осуществлялся с помощью известных соотношений [5]

$$\Delta\alpha \cos\delta = -\Delta A' \cos q + \Delta h \sin q, \tag{4}$$

$$\Delta\delta = \Delta A' \sin q + \Delta h \cos q.$$

Отметим, что для составления систем уравнений вида (1) отбирались результаты только ночных наблюдений, так как было замечено, что днем при несимметричном освещении антенны Солнцем появляются дополнительные ошибки наведения в несколько угловых минут — в согласии с приведенными в [8] теоретическими оценками. В 1979 г. штанги, поддерживающие вторичное зеркало, были выкрашены титановыми белилами, что позволило уменьшить эти ошибки в несколько раз.

В табл. 1 указаны все циклы наблюдений, данные которых были обработаны по описанной методике (первая колонка); во второй колонке дано число уравнений за соответствующий цикл, система которых решалась для определения констант; в следующих колонках по порядку приведены значения коэффициентов $A_1 - A_7$ и $h_1 - h_5$ в угловых секундах. Применение этого метода учета систематических ошибок наведения РТ-22 в течение 10 лет показало, что ошибки адекватно описываются соотношениями (1).

Таблица 1

Эпоха наблюдений	Число уравнений	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	h_1	h_2	h_3	h_4	h_5
1974,25	38	—116	12	—93	42	34	—35	—30	—44	—13	98	159	—276
74,25	25	12	—10	40	6	63	37	—79	—22	45	43	105	—292
75,25	66	—36	4	—15	29	66	—13	—22	—27	6	29	89	—261
75,75	22	9	61	—182	69	4	38	83	—	—	—	—	—
76,1	26	—34	14	27	11	21	14	—53	—62	23	—142	—20	—72
76,23	83	—81	—17	98	—61	65	—37	—39	—60	17	43	—72	—173
76,27	70	—69	18	—26	24	46	—27	12	—54	20	104	—98	—223
76,75	26	—	—	—	—	—	—	—	—51	10	—206	—39	—26
77,23	58	—32	—10	—7	24	57	24	—8	—41	17	—213	68	—75
77,27	62	—41	—4	33	4	60	21	—29	—43	13	—144	39	—111
77,42	59	—42	14	88	—36	63	—6	—22	—35	22	173	219	—475
77,95	135	—67	18	84	—37	19	—43	—34	—31	26	36	123	—329
78,3	13	—41	19	—271	205	26	0	98	—	—	—	—	—
78,32	61	—105	14	—53	23	46	—48	47	—37	18	26	126	—334
78,41	137	—73	30	58	—30	56	—36	4	—38	21	22	65	—286
79,17	60	—76	8	—14	—16	38	—34	52	—53	20	—6	72	—300
79,8	23	—36	44	—42	11	22	24	54	—47	16	—94	—16	—76
80,05	59	—56	0	130	—62	42	—6	—38	—62	3	13	127	—251
80,2	58	—65	7	93	—50	28	—17	—7	—45	16	32	132	—272
80,41	11	—22	51	—27	41	2	31	36	—56	34	—192	—85	22
80,75	43	—91	18	—92	42	35	—78	95	—44	7	—66	3	—116
81,27	142	—63	4	—20	—40	31	—69	69	—42	12	37	77	—243
81,7	32	—66	15	56	19	51	—49	—11	—64	18	46	134	—291
82,2	72	—62	—2	—72	74	48	—54	43	—50	7	—15	109	—232
83,3	131	—32	10	114	57	44	—34	—66	—50	6	—63	43	—180
84,1	175	—75	19	3	—29	40	—67	112	—61	21	—69	—34	—134
84,22	130	—74	—6	40	22	58	—50	—9	—51	10	—88	—37	35

Это иллюстрируется рис. 1, где показаны типичные экспериментальные зависимости $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ от азимута, и нанесены рассчитанные по соответствующим коэффициентам из табл. 1. На рис. 2 приведены распределения отклонений измеренных ошибок $\Delta A'$ и $\Delta h'$ от расчетных для нескольких циклов наблюдений. Видно, что согласие данных, полученных из наблюдений, и рассчитанных кривых на рис. 1 хорошее, а распределение остаточных отклонений на рис. 2 близко к ожидаемому при нормальном распределении со среднеквадратичным отклонением около 15″.

В значения измеренных отклонений положения радиотелескопа от требуемых для попадания на источник координат (рис. 2) входят как действительные ошибки наведения системы управления антенной, так и случайные ошибки определения координат источников по их регистрограммам, возникающие из-за шумов приемной аппаратуры. Для более полного перекрытия небесной полусферы в системы (1) включались данные наблюдений с отношением сигнал/шум $\geqslant 5$. При подсчете среднеквадратичных отклонений σ измеренных положений источников от расчетных по данным с отношением сигнал/шум $\geqslant 10$, для которых ошибки определения координат, обусловленные шумами радиометра, несущественны, значения σ получаются равными примерно 10″. На основании этого результата можно сделать вывод, что применение описанного метода учета систематических ошибок позволило реализовать точность наведения по каждой координате около 10″ при цене младшего разряда датчиков 10″. Это позволило провести обзор слабых внегалактических радиоисточников на волне 13,5 мм [9, 10] и исследования 160-мин пульсаций миллиметрового радиоизлучения Солнца [11, 12]. Метод оказался работоспособным и при изучении рефракции миллиметровых волн вблизи горизонта начиная с $h = 0$ [13].

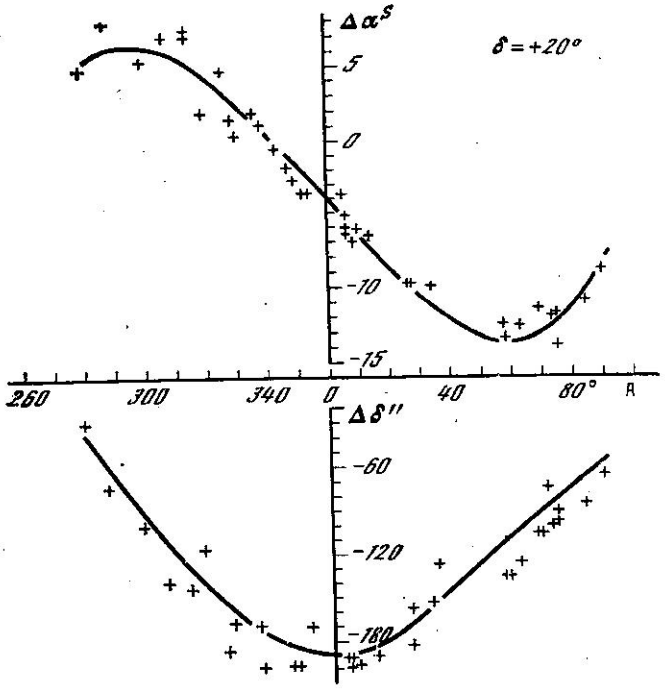


Рис. 1. Измеренные в марте—апреле 1977 г. ошибки наведения РТ-22 для источника со склонением δ=20° в зависимости от азимута

Сплошными линиями проведены рассчитанные систематические ошибки

Накопленные за 11 лет данные позволяют провести более подробный анализ параметров, вызывающих систематические ошибки наведения с целью большей конкретизации некоторых параметров; в итоге можно будет свести их влияние до минимума или, в идеальном случае, устранить его полностью. Очевидно также, что проводимая модернизация системы управления РТ-22 с установкой более точных датчиков положения антенны может не дать ожидаемого эффекта — повышения точности наведения, если эти параметры значительно меняются со временем.

Данные табл. 1 показывают, что значения коэффициентов, приведенных в ней, изменяются от цикла к циклу. Поэтому следует подчеркнуть, что наиболее точные значения параметров установки РТ-22 получаются тогда, когда рассчитываются по данным, равномерно перекрывающим весь диапазон азимутов и высот. Если это условие не выполняется, то при решении систем вида (1) с использованием измерений, отягощенных шумами, будут получаться коэффициенты, удовлетворительно описывающие систематические ошибки наведения в перекрытом наблюдениями участке неба. Поэтому изменения коэффициентов от цикла к циклу обусловлены главным образом недостаточным перекрытием небесной сферы в отдельные периоды. Подобное поведение параметров, описывающих систематические ошибки наведения 11-м радиотелескопа Национальной радиоастрономической обсерватории (США), которые определялись по методике, аналогичной нашей, отмечено в [14].

Рассмотрим подробнее некоторые причины появления систематических ошибок наведения РТ-22 по данным табл. 1.

2. Наклон вертикальной оси

Из пояснений к соотношениям (1) следует, что для рассчитанных коэффициентов должны выполняться приблизительные равенства $A_1 = h_1$ и $A_2 = h_2$. В действительности наблюдаются значительные отличия A_1 от h_1 и A_2 от h_2, причем разброс значений азимутальных параметров больше, чем высотных: их средневзвешенные значения согласно данным табл. 1 равны соответственно $A_1 = -61'',8 \pm 0'',5$; $A_2 = 9'',9 \pm 0,''5$; $h_1 = -47'',3 \pm \pm 0'',3$ и $h_2 = 15'',4 \pm 0'',2$. Напомним, что эти параметры характеризуют

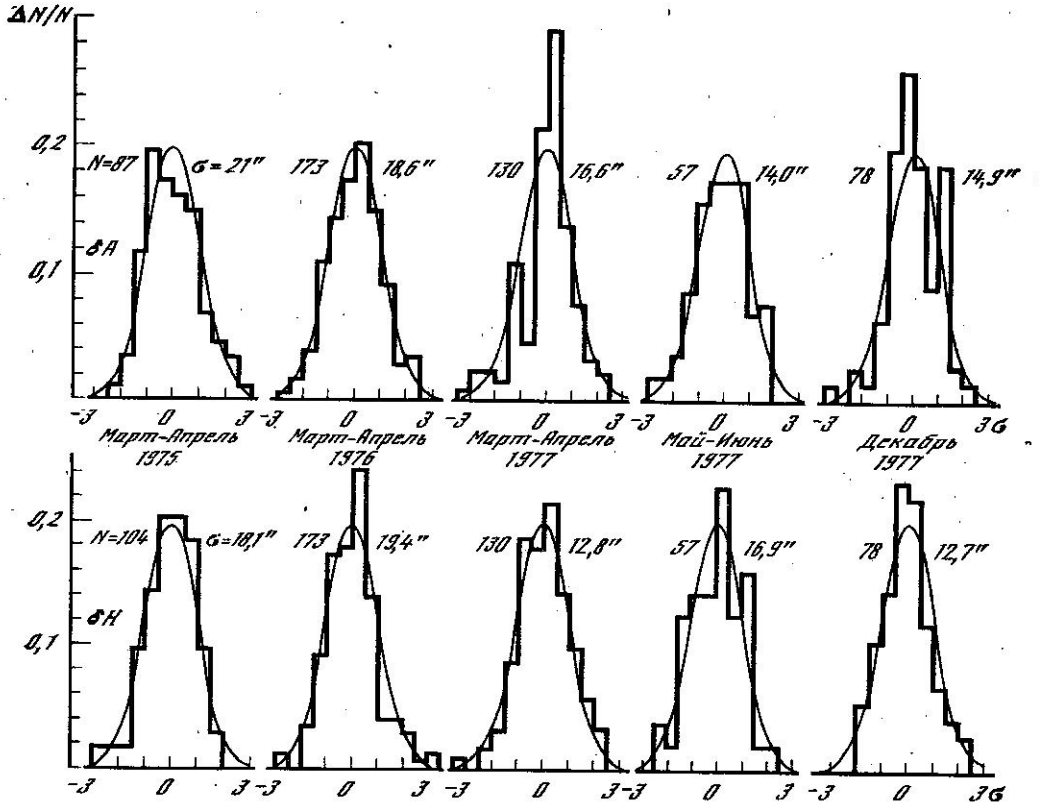


Рис. 2. Нормализованные гистограммы ошибок наведения, остающихся после учета систематических для нескольких циклов наблюдений, указанных в средней части рисунка

Вверху — азимутальные (δA), внизу — высотные (δH) данные. Для каждой гистограммы слева указано число измерений N, справа — значение среднеквадратичного отклонения единичного измерения σ; плавными линиями нанесены ожидаемые кривые для нормального распределения

как наклон вертикальной оси телескопа, так и возможные ошибки задания широты φ и долготы λ. В силу известного соотношения между долготой, местным звездным временем s и звездным временем Гринвичского меридиана S_0 $s = S_0 - \lambda$, ошибки задания s будут изменять значения A_1 и h_1 и, следовательно, увеличивать их разброс.

Звездное время, необходимое для преобразования экваториальных координат в горизонтальные, вводится на РТ-22 в ЭЦУМ с помощью часов, синхронизированных кварцевым генератором. Стабильность хода часов ($\approx 10^{-6}$) до недавнего времени была недостаточной, и они давали накопленную ошибку за 10 сут около 1 с. Запуск часов осуществляется на слух по шестому сигналу точного времени, что может дать дополнительную ошибку в несколько десятых долей секунды. Кроме того, Всемирное координированное время UTC, по которому даются сигналы точного времени, может отличаться от Всемирного времени UTI, связанного с вращением Земли и необходимого для преобразований координат, на величину $\Delta\mathrm{UTI} = \mathrm{UTI} - \mathrm{UTC} = 0{,}7$ с [15]. Суммарная ошибка времени, следовательно, могла достигать 2 с, что дает дополнительные отклонения A_1 и h_1 от истинных значений на $15 \cdot 2 \cdot \cos\varphi = 20''$. В 1983 г. была повышена стабильность хода часов системы управления РТ-22, что устранило главную причину ошибок наведения из-за неточности времени. Оперативное реагирование на замедление вращения Земли и автоматизация запуска часов должны привести к практическому исчезновению этой ошибки.

При аппроксимации значений A_1 и h_1 из табл. 1 линейной зависимостью от $\Delta\mathrm{UTI}$ [15] было найдено, что значения h_1 удовлетворяют ожидаемому соотношению $h_1 = -43'',2 + 10'',5\Delta\mathrm{UTI}$, в то время как азимутальные

данные из-за значительного разброса и наличия других возмущающих факторов такой зависимости не показали. Используя значения $h_1 = -43'',2 \pm 0,''2$ и $h_2 = 15,''4 \pm 0,''2$, находим, что по радиоданным вертикальная ось РТ-22 наклонена на $m = (h_1^2 + h_2^2)^{1/2} = 45'',7 \pm 0,3''$ в направлении азимута $A_0 = 289°,6 \pm 0,3°$. Непосредственные измерения ее наклона, выполненные в октябре 1983 г., дали значения $m = 44'',8 \pm 1'',6$ и $A_0 = 283°,9 \pm 2°,0$ или $h_1' = m \sin A_0 = -43'',5 \pm 1'',2$ и $h_2' = 10'',8 \pm 1'',2$. Следовательно, ошибки задания координат астропункта в ЭЦУМ (см. [5]) составляют $\Delta\lambda = (h_1' - h_1)/\cos\varphi = 0'',4 \pm 1'',7$ и $\Delta\varphi = h_2' - h_2 = -4'',6 \pm 1'',2$. Эти значения $\Delta\lambda$ и $\Delta\varphi$ находятся в согласии с результатами повторных измерений координат астропункта РТ-22, проведенными Н. С. Черных в 1980 г. Они дали $\Delta\lambda = 1^s \pm 1^s$ и $\Delta\varphi = -10'' \pm 3''$.

Другой причиной, дающей при описанной методике дополнительный фиктивный наклон вертикальной оси антенны, являются динамические ошибки наведения, которые пропорциональны скоростям движения антенны при отслеживании вращения Земли:

$$\Delta A' = C_A (\sin\varphi + \cos\varphi \sin h \cos A), \qquad (5)$$

$$\Delta h' = C_h \cos\varphi \sin A,$$

где C_A и C_h — функции, зависящие от добротности системы управления и частоты выдачи управляющего сигнала. При сопоставлении (5) и (1) видно, что динамические ошибки неотличимы от членов в (1) с коэффициентами A_1 и h_1. Так как $C_A \neq C_h$ и они могут изменяться со временем, при решении систем (1) будут получаться отличающиеся от цикла к циклу значения A_1 и h_1.

Нужно отметить, что положение радиотелескопа относительно вертикальной оси вращения может изменяться из-за смещения его по шаровому погону (см. [1]) перпендикулярно оси. Некоторая разбалансировка его в вертикальной плоскости из-за наличия момента, наклоняющего зеркало антенны в сторону фокуса, делает его положение более повторяющимся при вращении по высоте. Эта причина вместе с другими, обсуждающимися ниже, обусловливает больший разброс азимутальных констант A_1 и A_2 по сравнению с разбросом h_1 и h_2, определяющихся по высотным данным.

3. Члены с A_5 и A_6

Введенные в выражение для систематических ошибок наведения по азимуту члены с A_5 и A_6 описывают составляющую ошибок, которая может возникать по нескольким причинам, из которых выделим следующие: а) несоосность датчика азимутального кода и оси вращения телескопа, т. е. их эксцентричность; б) динамические ошибки сопровождения вследствие возможной зависимости C_A в выражении (5) от высоты (угла места) установки РТ-22.

Хотя конкретная причина появления дополнительной ошибки по азимуту, описываемой этими членами, пока не выяснена, введение их оправдано общими соображениями и практической проверкой. Действительно, выражения (1) можно рассматривать как разложение систематических ошибок наведения в двумерный ряд Фурье. В этом случае появление в разложении членов с $\cos h \sin A$ и $\cos h \cos A$ совершенно естественно.

Параллельно с приведенными выражениями для аппроксимации пробовались функции в виде (1) без членов с A_5 и A_6, т. е. состоящие только из пяти остальных членов, а также равенства с A_5 и A_6, в которых зависимость этих членов от азимута и высоты варьировалась следующим образом: 1) $\sin A$ и $\cos A$, 2) $\sin 2A$ и $\cos 2A$, 3) $\cos^2 h \sin A$ и $\cos^2 h \cos A$, 4) $z \cos h \sin A$ и $z \cos h \cos A$, где $z = \pi/2 - h$. В ходе этих проб было определено, что выражение вида (1) всегда дает меньшую результирующую ошибку наведения по A, чем пятичленный ряд. Сходные результаты давали случаи 3 и 4, а 1 и 2 не давали улучшения по сравнению с пятичленным выражением. На основании этих численных экспериментов была выбрана более простая

зависимость (1). Кроме того, в январе 1980 г. для уменьшения колебаний РТ-22 под действием ветра были увеличены статические моменты вращения, создаваемые редукторами азимута во встречном направлении. Так как усилия редукторов азимута, приложенные к вращающейся конструкции телескопа, являются парой сил, смещающих всю конструкцию по шаровому погону вдоль направления север—юг, это привело к дополнительному эффекту: увеличению трения в азимутальной системе и соответственно к возрастанию динамической и статической ошибок наведения. При аппроксимации ΔA только пятью членами решения соответствующих систем для циклов наблюдений после января 1980 г. стали давать величину и направления наклона, значительно отличающиеся от измеренных независимым способом и от определявшихся по высотным данным. В то же время, как показывают данные табл. 1, при использовавшихся выражениях (1) из семи членов коэффициенты A_1 и A_2 остались близкими к средним их значениям, рассчитанным по всему ряду данных.

4. Весовые деформации элементов конструкции РТ-22 и другие причины

Смещения диаграммы направленности РТ-22 из-за весовых деформаций элементов его конструкций аппроксимировались зависимостью вида

$$\Delta h = a \sin h + b \cos h + c. \qquad (6)$$

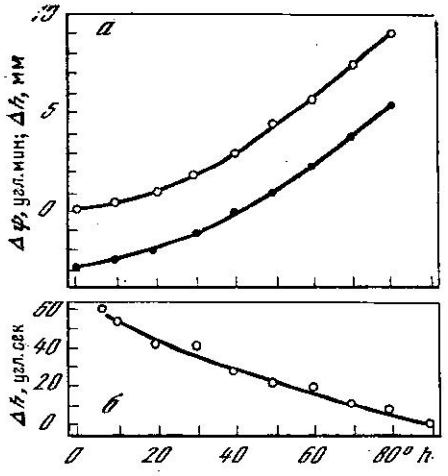
Для оптических телескопов используется обычно только член с $\cos h$ [5] (см. также [14]).

На рис. 3 показаны зависимости некоторых видов деформаций от высоты по измерениям, которые были выполнены Ю. Г. Мониным, и проведены аппроксимирующие функции вида (6). Коэффициенты a, b и c определялись по данным измерений методом наименьших квадратов, они приведены в табл. 2. Рис. 3 показывает, что все показанные виды деформаций хорошо удовлетворяют зависимости (6), при этом коэффициент a при $\sin h$ сравним по величине с коэффициентом b при $\cos h$ (табл. 2).

Коэффициенты A_3, A_4 и A_7, а также h_3, h_4 и h_5, как видно из табл. 1, также меняют свои значения от цикла к циклу. Это связано, по-видимому, с недостаточным перекрытием небесной полусферы наблюдениями, данные которых употреблялись для определения этих коэффициентов. Суммарные поправки азимута и высоты, которые дают эти члены (см. (1)), показывают существенно меньший разброс и некоторый временнбй дрейф, как это показано на рис. 4. Видно, что ΔA и Δh очень быстро изменялись в 1974—1975 гг., после чего их изменение происходило линейно со скоростью около —15″/год для Δh и 6″/год для ΔA. Для компенсации этого дрейфа в марте 1979 г. вторичное зеркало было перемещено перпендикулярно оси антенны вверх по высоте, что видно на рис. 4. Этот эффект был следствием, по-видимому, остаточных накапливающихся деформаций в штангах, поддерживающих вторичное зеркало. Указанные выше дрейфы соответствуют прогибу штанг на 0,7 мм/год по высоте и на 0,3 м м/год в азимутальном направлении. Эти деформации не могут быть беспредельными, поэтому для облегчения штанг и уменьшения их весовых деформаций в январе 1984 г. был снят противовес, компенсирующий поворот и смещение кассегреновского зеркала.

Таблица 2

Вид деформаций, единицы измерения	a	b	c
Смещение вторичного зеркала, мм	1,39	—9,30	9,31
Поворот вторичного зеркала, угл. сек	70	—525	351
Относительный поворот секторов, угл. сек	—43,6	16,9	45,4



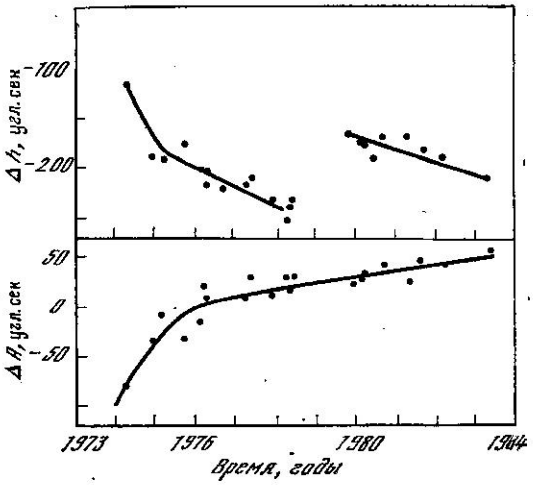


Рис. 3. Зависимость от высоты относительного линейного смещения Δh (точки) и поворота $\Delta\psi$ (кружки) вторичного зеркала РТ-22 (*а*) и поворот одного из секторов, посредством которых телескоп вращается по высоте [1], относительно второго (*б*)

Рис. 4. Изменение со временем поправок по высоте $\Delta h = h_3 \sin h + h_4 \cos h + h_5$ и по азимуту $\Delta A = A_3 \sin h + A_4 \cos h + A_7$ для $h = 57°,30$ (линии проведены от руки)

Вес противовеса составлял 600 кг при расстоянии его от горизонтальной оси вращения РТ-22 15 м, он создавал момент, равный 9000 кг·м, поэтому снятие его облегчило и работу управляющей системы РТ-22.

Смещения вторичного зеркала под действием ветровых нагрузок приводят к увеличению среднеквадратичного отклонения азимутальных поправок от расчетных. При наличии преобладающих направлений ветра (на южном берегу Крыма — западное и восточное) его действие может дать систематическое отличие некоторых параметров в равенстве (1) для ΔA, в частности A_1 и A_2, т. е. вызвать дополнительный фиктивный наклон вертикальной оси. По высоте система, поддерживающая кассегреновское зеркало, стабилизирована собственным весом, поэтому, как видно из рис. 2, среднеквадратичные ошибки наведения по высоте систематически меньше чем по азимуту.

5. Заключение

За пределами выполненного анализа систематических ошибок наведения РТ-22 остались некоторые другие их источники. Одни из них тривиальны и носят случайный характер, исследование других требует более рафинированных методов, сложного оборудования и представляет самостоятельный интерес. Проведенный анализ показывает, что соотношения (1) адекватно описывают систематические ошибки наведения РТ-22. Применение описанного метода позволило реализовать точность наведения (в смысле среднеквадратичной) около 10″. В ходе анализа измерен наклон вертикальной оси радиотелескопа, и при сочетании радиоданных с независимыми измерениями определены координаты астропункта РТ-22 с точностью, сравнимой с точностью оптических методов. Устранены некоторые источники дополнительных ошибок наведения. В дальнейшем ряд параметров (например, A_1, A_2, h_1 и h_2) может быть зафиксирован и необходимо будет определять меньшее количество неизвестных. Это в конечном счете должно привести к повышению точности наведения радиотелескопа.

Апрель 1984 г.

Литература

1. *Иванов В. Н., Моисеев И. Г., Монин Ю. Г.* Новый радиотелескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с 22-метровым параболическим рефлектором.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 38, с. 141—148.

2. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенская Е. С.* и др. Система регистрации и обработки радиоастрономической информации в реальном масштабе времени.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 205—208.
3. *Зинченко И. И., Нестеров Н. С.* Анализ систематических ошибок наведения РТ-22 КрАО АН СССР и учет их с помощью ЭВМ.— Тез. докл. XI Всесоюз. радиоастрон. конфер. по аппаратуре, антеннам и методам. Ереван, 1978. Изд-во АН АрмССР, 1978, с. 141—142.
4. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А.* и др. Автоматизированная система обработки радиоастрономической информации в процессе наблюдений на основе ЭВМ М-6000.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 198—201.
5. *Михельсон Н. Н.* Некоторые вопросы теории альт-азимутальной монтировки телескопа. Ч. 2. Влияние ошибок исходных данных и погрешностей альт-азимутальной монтировки на точность работы телескопа.— Изв. Главной астрон. обс., 1970, т. 195, с. 279—305.
6. *Hoerner S. von.* The design and improvement of tiltable radio telescopes.— Vistas in Astron., 1977, vol. 20, p. 411—444.
7. *Колосов М. А., Шабельников А. В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1976.
8. *Калачев П. Д., Емельянов Н. А.* Поперечные перемещения облучателя параболической антенны подвижного радиотелескопа.— Тр. Физического ин-та им. П. Н. Лебедева, 1972, т. 62, с. 136—149.
9. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Обзор внегалактических радиоисточников на волне 1,35 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 3—13.
10. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Высокочастотные спектры внегалактических радиоисточников.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 205—209.
11. *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. обс., 1983, т. 67, с. 111—118.
12. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Обнаружение колебаний радиояркости Солнца с периодом 160,01 минут по прямым измерениям.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 741—744.
13. *Ефанов В. А., Колосов М. А., Моисеев И. Г.* и др. Рефракция миллиметрового радиоизлучения космических источников вблизи горизонта.— Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, с. 1969—1973.
14. *Ulich B. L.* Pointing characteristics of the 36-foot telescope.— NRAO internal rep., 1976, N 1, p. 1—56.
15. Астрономический Ежегодник СССР на 1985 г. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1982, т. 64, с. 660.