АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXI

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1980

УДК 523

И $\frac{20605-182}{055(02)-80}$ без объявления 1705040000

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ, 1969—1976 гг.

В. А. Котов, М. Л. Демидов

Крымские измерения общего магнитного поля Солнца в 1969—1976 гг. анализировались методом наложения эпох с использованием 215 секторных границ межпланетного магнитного поля. Общее поле с высоким уровнем значимости показывает секторную структуру с типичной напряженностью поля внутри сектора 0,4—0,3 Гс; имеет место заметное различие между границами типа (+, —) и (—, +) в смысле скорости изменения общего поля: ~ 0,20 и 0,08 Гс/сут соответственно. Средняя напряженность поля уменьшилась от 0,5 Гс в 1969 —1970 гг. до 0,15 Гс в 1975—1976 гг.

Определен основной период изменения общего поля: $27^d04 \pm 0^d06$. Результирующая кривая для этого периода отражает известную асимметрию между полями разного знака: продолжительность N-полярности в среднем на 3—4 дня меньше, чем S-полярности.

MAGNETIC FIELD OF THE SUN AS A STAR, 1969—1976, by *V. A. Kotov, M. L. Demidov.* — A superposed epoch analysis of the solar mean magnetic field measured in Crimea during 1969—1976 was performed about 215 sector boundaries as observed at Earth [11]. Mean field has showed quite good organization about sector boundaries with a typical field strength of about 0.4—0.3 G in average sector. There is a significant difference between (+, —) and (—, +) boundaries with respect to the value of dH/dt (~ 0.20 and 0.08 G/day respectively). It is found that average magnitude of the mean field has decreased from 0.5 G in 1969—1970 to 0.15 G in 1975—1976.

The most principal recurrence period found in the data is $27^d04 \pm 0^d06$; resultant 27^d04-curve exhibits remarcable asymmetry between magnetic fields of opposite signs (duration of S polarity is by 3—4 days larger than that of N polarity).

Измерения общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды более или менее регулярно проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с 1968 по 1976 гг. На основе первых наблюдений в 1968—1969 гг. А. Б. Северный и др. [1—3] показали, что поведение со временем средней напряженности ОМП делает Солнце подобным магнитнопеременной звезде. Важнейшим фактом явилось также близкое соответствие между суммарным фотосферным полем и секторной структурой поля в межпланетной среде [2, 4], что легло в основу представления о Солнце как магнитном ротаторе и определило в дальнейшем целесообразность ежедневных измерений ОМП.

Установлено, что сигнал ОМП определяется в основном обширными участками фотосферы, занятыми относительно слабыми магнитными полями [2, 5]; вклад в ОМП магнитных полей пятен и активных областей, как правило, невелик. Эти факты делают ОМП некоторой фундаментальной характеристикой солнечного магнетизма; основной особенностью его является секторная структура, присущая как ОМП, так и межпланетному магнитному полю (ММП), которая устойчиво существует на протяжении нескольких циклов солнечной активности [4, 6], не показывая статистической связи с расположением солнечных пятен [7].

Основной целью данной работы является выявление некоторых средних (статистических) закономерностей в поведении ОМП, а именно: поведение поля внутри секторов, особенно вблизи границ, и изменение ОМП со временем.

1. Наблюдательные данные

Метод наблюдений изложен в [1, 2, 8]; используется параллельный пучок света от Солнца, непосредственно освещающий щель спектрографа, в результате чего магнитограф фактически регистрирует по эффекту Зеемана некоторое интегральное поле сразу от всего видимого диска Солнца. Вклад в общий сигнал ОМП от различных участков диска определяется весовой функцией телескопа, где основную роль играет интенсивность света от данного участка фотосферы (см. [8]).

В настоящее время имеются данные по ОМП, полученные в трех обсерваториях: КАО АН СССР (1968—1976 гг.), Маунт Вилсон (измерения ведутся с 9.X 1970 г.) и Станфордская солнечная обсерватория (с 16.V 1975 г.). Крымские наблюдения с 1969 по 1974 г. вместе с измерениями обсерватории М. Вилсон (1970—1974 гг.) легли в основу анализа Ф. Шерера и др. [4], где в дополнение к результатам [1—3] было показано, что полярность ОМП во все эти годы имела такую же секторную структуру, что и полярность ММП. Кроме того, было установлено, что, хотя между двумя обсерваториями имеется хорошее согласие для некоторых средних характеристик данных, фактическая ошибка одного отдельного измерения ОМП существенно больше, чем «внутренняя» точность (0,15 Гс для Крыма и 0,17 Гс для М. Вилсон), и может достигать 0,5 Гс. (Источники ошибок и инструментальные проблемы, встречающиеся при регистрации ОМП, обсуждаются в [8, 9].) В настоящее время наиболее точными (с ошибкой ±0,05 Гс) являются измерения в Станфорде [10], где методика наблюдений представляет комбинацию методов, применяемых в Крыму и М. Вилсон.

Измерения ОМП в Крыму делались, как правило, по такой схеме: запись сигнала по немагнитной линии λ5123,7 Å, затем по магнитной линии λ5250,2 Å и снова по линии λ5123,7 Å, каждый раз в течение около 10—15 мин. Регистрация сигнала по немагнитной линии λ5123,7 необходима для учета инструментального сдвига нулевой линии магнитографа; величина продольной компоненты ОМП вычисляется затем как разность сигналов, полученных по линиям λ5250,2 и λ5123,7, со средней («внутренней») ошибкой одного отдельного определения ОМП около ±0,15 Гс.

Наблюдения (как правило, раз в день, если позволяет погода) выполнялись на Башенном солнечном телескопе (БСТ) до 24.XI 1969 г. и на Малом БСТ — после 27.IV 1970 г. Наиболее регулярные наблюдения, охватывающие период с 3.I.1969 г. по 13.X 1976 г., послужили материалом для данного анализа; всего за эти 8 лет проведено 1316 отдельных определений ОМП (см. ниже таблицу).

2. Распределение магнитного поля вблизи секторных границ

Методом, аналогичным примененному в [4], были построены синоптические (с периодом 27 дней) карты ОМП по массиву данных, являющемуся комбинацией измерений в Крыму (1969—1976 гг.) и в М. Вилсон (9.X 1970 г.— 23.III 1975 г. и 1.I 1976 г.—28.XII 1976 г.). Распределение полярности ОМП показало существование устойчивой секторной структуры, практически идентичной таковой на картах полярности ММП, с основным периодом изменения около 27 дней (такие карты для 1971—1974 гг. приведены в [4]).

Для выяснения поведения поля вблизи секторных границ был использован список таких границ, составленный Свалгардом [11]; наряду с синоптическими картами полярности ММП здесь даются моменты прохожде-

ния Земли через границы, определенные на основе прямых (космических) данных по ММП, а также (при отсутствии таковых) из анализа суточных вариаций высокоширотного геомагнитного поля. Нами анализировалось, таким образом, распределение солнечного ОМП относительно этих моментов наблюдения секторных границ ММП, которые, что важно подчеркнуть, определены — на орбите Земли — совершенно независимо от данных по ОМП. (Такой предварительный анализ крымских измерений за 1969—1975 гг. [12] показал наличие секторов ОМП с высоким уровнем значимости, что говорит о достоверности и физической реальности как данных по ОМП, так и самих дат прохождения границ [11].)

Процедура анализа, как и в [12, 13], состояла в определении среднего значения ОМП как функции временного расстояния от секторной границы, равного $\Delta = 0^d, \pm 1^d, \ldots, \pm 10^d$. При этом $\Delta = 0^d$ соответствует тем значениям ОМП, которые получены в дни прохождения границы, экстраполированной на поверхность Солнца, через центральный меридиан. При экстраполяции границ, приведенных в [11], на поверхность Солнца учитывалось, что эпохи прохождения границ [11] соответствуют в среднем 0^d (UT), измерения ОМП в Крыму производились, как правило, около $0^d_{,}4$ (UT) и время вытягивания поля из фотосферы до орбиты Земли в среднем составляет $4^d_{,}5$. Отсюда следует, что для приведения эпох границ к наблюдениям ОМП необходимо вводить поправку, равную $-4^d_{,}1$.

Распределение ОМП относительно двух типов границ: (+, —) и (—, +) (изменение поля от положительного к отрицательному и наоборот) — показано на рис. 1. Результат основан на анализе 110 границ типа (+, —) (1131 измерение ОМП) и 105 границ типа (—, +) (1124 измерений ОМП). Распределение точек с высокой статистической достоверностью дает средний ход ОМП вблизи границ секторов с пересечением нуля около $\Delta = 0^d$. Наиболее интересным является существенное различие между границами двух типов: изменение поля от (+) к (—) происходит в среднем гораздо более круто, чем при переходе от (—) к (+); в первом случае скорость изменения ОМП $dH/dt \approx -0{,}20$ Гс/сут, во втором она равна $\sim +0{,}08$ Гс/сут. Средняя длительность положительных секторов меньше, чем отрицательных, и примерно составляет $L = 9^d_{,}5$; это значение фактически отражает сосуществование в ОМП и ММП как четырех-, так и двухсекторной структуры ($L \approx 6^d_{,}75$ и $13^d_{,}5$ соответственно).

Ранее распределение фотосферного магнитного поля (для значений, меньших 8 Гс) как функции расстояния от границ было получено в [13] на основе магнитограмм обсерватории М. Вилсон за период 1959—1973 гг.; ход поля внутри (средних) секторов не показал какого-либо существенного различия для границ типа (+, —) и (—, +). Расхождение с нашим результатом связано, по-видимому, с тем, что вследствие различий в методах наблюдений и обработке материала в обоих случаях исследуются, по существу, несколько различные характеристики ОМП (прямые измерения ОМП дают эффективное значение поля сразу для всего диска Солнца — для данного момента наблюдений, тогда как при анализе магнитограмм используются данные от различных участков диска, наблюдавшихся в разное время).

Среднее значение поля на границе в нашем случае оказывается приблизительно равным —0,05 Гс, т. е. того же знака, что и для М. Вилсон [13], где оно равно —0,08 Гс. Если этот сдвиг в сторону S-полярности интерпретировать как сдвиг нуля магнитографа, то надо заключить, что такой систематический сдвиг нуля примерно одинаков в обеих обсерваториях; это подтверждается средним значением поля всего диска по данным М. Вилсон за 1967—1973 гг.: $\bar{H} = -0{,}071$ Гс [14], и средним ОМП за 1969—1976 гг. по крымским измерениям: $\bar{H} = -0{,}041$ Гс.

Типичное значение поля внутри «среднего» сектора согласно рис. 1 составляет около 0,4 Гс, что близко к значению 0,5 Гс, определенному по магнитограммам М. Вилсон [13].

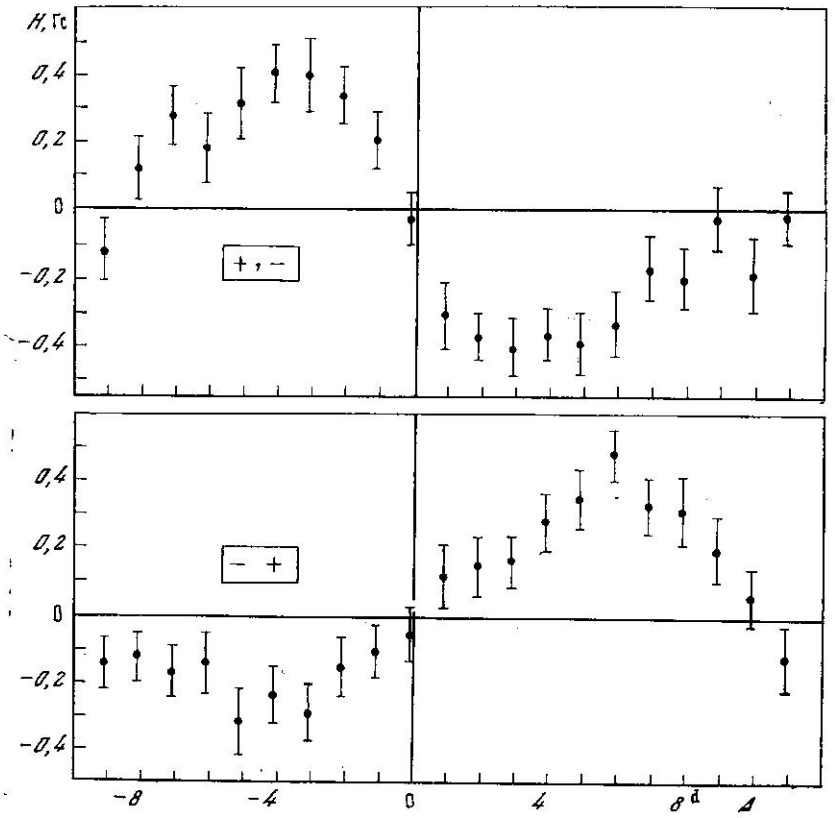


Рис. 1. Средний ход ОМП вблизи секторных границ типа (+, —) и (—, +)

Вертикальными черточками отмечены среднеквадратичные ошибки средних значений ОМП; по горизонтали отложено время (идущее слева направо) до границы, по оси ординат — напряженность магнитного поля

Распределение ОМП относительно границ для первой половины данных (1969—1972 гг.) и для второй (1972—1976 гг.) показано на рис. 2; здесь были объединены границы (+, —) и (—, +), для чего каждое из четырех отдельных распределений (границы (+, —) и (—, +) для первой и второй частей данных) исправлялось за среднее смещение нуль-пункта, не превосходившее 0,07 Гс, затем у распределений (—, +) изменялся знак поля, и они усреднялись с распределениями (+, —). Из рис. 2 видно, что средняя напряженность поля внутри «среднего» сектора заметно уменьшилась со временем: если в 1969—1972 гг. она была равна 0,4 Гс, то в 1972—1976 гг. она близка к 0,3 Гс.

Исходя из наблюдаемого распределения поля $H(\Delta)$, представляет интерес выяснить, какой характер имеет истинное, т. е. на поверхности Солнца, распределение магнитного поля вблизи секторных границ. Для этого были рассчитаны значения ОМП для двух гипотетических распределений реального (фотосферного) поля внутри секторов: ступенчатого и синусоидального:

$$H_1(\Delta) = \begin{cases} -0{,}5 \ (\text{Гс}), & \Delta < 0, \\ 0{,}5 \ (\text{Гс}), & \Delta \geqslant 0, \end{cases}$$

$$H_2(\Delta) = 0{,}5 \sin(2\pi\Delta^{\text{d}}/27^{\text{d}}) \quad (\text{Гс}).$$

При расчете учитывалось, что сигнал ОМП в основном определяется центральной, радиусом 0,5 $R_\odot$, областью диска [8]; поэтому интегрирование велось только при $0 \leqslant \rho \leqslant 0{,}5\ R_\odot$ с коррекцией за потемнение диска

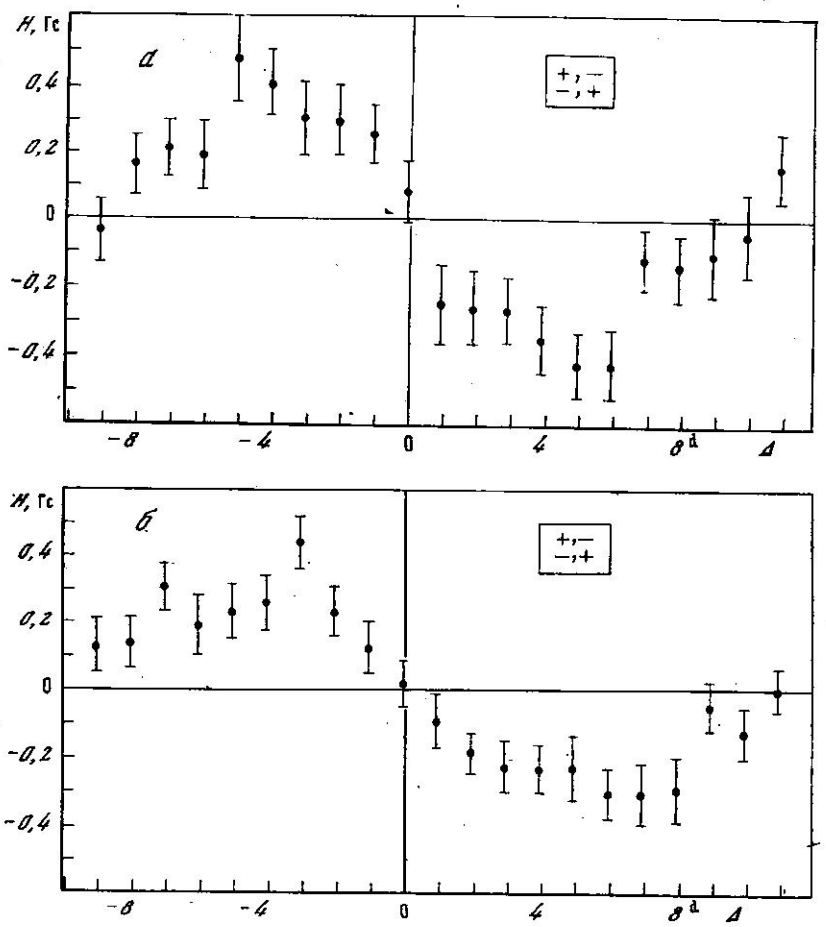


Рис. 2. Средний ход ОМП около секторных границ ММП для интервала наблюдений 3.I 1969 г.— 30.VI 1972 г. (*а*) и 1.VII 1972 г. — 13.X 1976 г. (*б*)

Границы (+, —) и (—, +) объединены (см. текст), обозначения те же, что на рис. 1

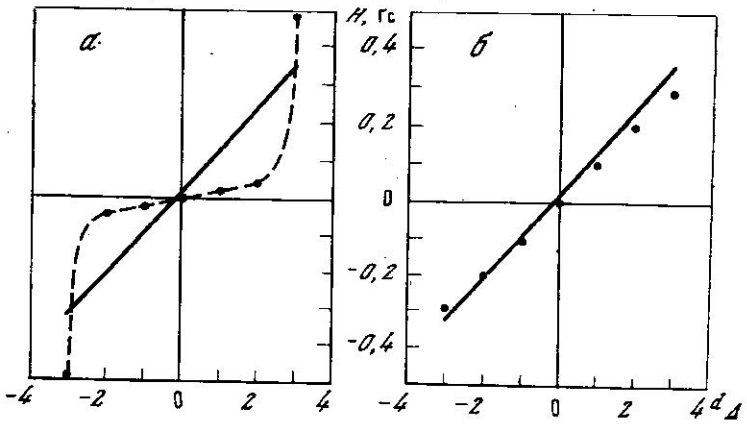


Рис. 3. Сравнение рассчитанных распределений ОМП вблизи секторных границ (точки и штриховая линия) со средним наблюдаемым ходом ОМП (сплошная линия)

а — для ступенчатого распределения поля в фотосфере Солнца, *б* — для синусоидального (см. текст

к краю и наклон вектора поля к лучу зрения (поле предполагалось радиальным). Результат такого упрощенного расчета приведен на рис. 3. Из сравнения рассчитанного хода $H(\Delta)$ с наблюдаемыми распределениями (рис. 1, 2) можно сделать вывод, что реальное фотосферное поле вблизи границы в среднем изменяется не скачком, а более или менее плавно. Такой ход может быть связан или с отклонениями профиля секторных границ от линии N — S (на что указывалось в [13]), или с реальным монотонным изменением магнитного поля в окрестности границ.

3. Изменение общего магнитного поля с фазой активности Солнца

Для каждого года были вычислены средние ($\bar{H}'$) значения ОМП, взятые по абсолютной величине (отметим, что на вычислении среднего почти не сказывается возможный систематический достаточно малый сдвиг нулевой линии магнитографа); средние значения $\bar{H}'$ приведены в таблице (сюда включены также измерения А. Северного [1] в 1968 г.) и на рис. 4. Видно, что с циклом активности Солнца ОМП заметно уменьшилось: если в 1969—1970 гг. оно составляло в среднем около 0,5 Гс (см. правую шкалу на рис. 4), то в годы минимума активности, 1975—1976 гг., оно было около 0,15 Гс. Аналогичный ход $\bar{H}'$ со временем характерен и для данных М. Вилсон (1970—1976 гг.), подтверждая как общее падение среднего поля со временем, так и «всплеск» поля в 1974 г.

Измерения ОМП в Станфорде также показали в 1975—1976 гг. значения $\bar{H}'$ существенно меньшие, чем более ранние измерения в Крыму и М. Вилсон (Станфорд дает $\bar{H}' = 0{,}15$ Гс в 1975 г. и 0,11 Гс в 1976 г.).

Левая шкала на рис. 4 дает крымские значения $\bar{H}'$ без учета поправки за влияние ошибок измерений; то, что такая поправка необходима, следует из сильного различия в значениях среднего поля для 1975—1976 гг. между Станфордом (~0,13 Гс), с одной стороны, и Крымом и М. Вилсон (~0,39 Гс, без поправки) — с другой. Как следует из обсуждения этого вопроса в [10], различие вряд ли можно отнести на счет расхождений в калибровке; наиболее вероятной причиной является влияние относительно большой статистической ошибки (шума) в измерениях Крыма (и М. Вилсон): при достаточно слабом истинном поле магнитограф дает величину, близкую к среднеквадратичной ошибке, т. е. в нашем случае около 0,2—0,3 Гс; различие именно на такую величину между Крымом и Станфордом и наблюдалось в 1975—1976 гг. Исходя из этого, все значения $\bar{H}'$ в таблице и на рис. 4 (левая шкала) необходимо уменьшить на ~0,25 Гс, чтобы исправить измерения за влияние ошибок при слабом ОМП; исправленные значения $\bar{H} = \bar{H}' - 0{,}25$ приведены в последнем столбце таблицы; на рис. 4 им соответствует правая шкала.

Вывод об изменении средней величины ОМП с циклом солнечной активности в общем согласуется с данными о ММП, для которого было отмечено увеличение напряженности с 4,5 до 6,2 γ за период 1963—1968 гг.

Год	Количество измерений	$\bar{H}'$, Гс	$\bar{H}$, Гс
1968	62	0,50±0,044	0,25
1969	143	0,71±0,045	0,46
1970	120	0,74±0,056	0,49
1971	202	0,50±0,037	0,25
1972	215	0,43±0,022	0,18
1973	187	0,45±0,028	0,20
1974	157	0,60±0,038	0,35
1975	170	0,41±0,025	0,16
1976	122	0,40±0,028	0,15
1968—1976	1378	0,52±0,042	0,27

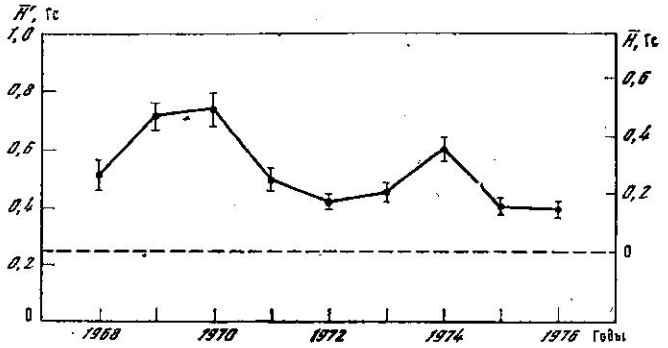


Рис. 4. Ход среднегодовых значений ОМП со временем

Левая шкала—для значений поля $\bar{H}'$, не исправленных за влияние ошибок в измерениях ОМП, правая шкала —для значений $\bar{H}$ после введения поправки (—0,25 Гс)

[15]; следует заметить, однако, что изменение среднегодовой величины ОМП гораздо больше, чем изменение ММП (на 38%), что может быть обусловлено сильными возмущениями ММП в годы максимума, приводящими к уменьшению его интенсивности в плоскости эклиптики.

4. Основной период изменения общего магнитного поля

Секторная структура ММП, как и ОМП, имеет основной период изменения около 27^d на долгой, в течение нескольких лет, шкале времени [3, 4]. Так, исходя из полярности ММП, полученной для 1926—1973 гг. из геомагнитных данных, в [6] найдено, что секторная структура имеет основной период около $27^d,15$ в годы после переполюсовки поля на полюсах до минимума солнечной активности и период около $26^d,85$ на остальной части цикла; в среднем, как полагают авторы [6], секторная структура изменяется с периодом, с точностью до нескольких сотых дня совпадающим с периодом Бартельса (27^d).

Длительный ряд измерений ОМП предоставляет возможность уточнить значение периода, характеризующего Солнце как магнитопеременную звезду.

Для поиска основной периодичности мы использовали программу, ранее разработанную для определения периода пульсаций Солнца [16]. Суть метода заключается в подборе периодов, дающих волну с наибольшей статистической значимостью, причем отбор осуществляется по двум критериям: отношению двойной амплитуды результирующей волны к средней ошибке $2A/\sigma$ и критерию Фишера F, показывающему, насколько полученное распределение точек по фазе близко к синусоидальному (подробнее см. [16]).

Испытание 310 пробных периодов от $P = 24^d,00$ до $P = 30^d,18$ с инкрементом $\Delta P = 0^d,02$ показало, что наибольшие значения $2A/\sigma$ соответствуют периодам $26^d,8$—$27^d,6$. Результат более детального поиска в этой области периодов с инкрементом $\Delta P = 0^d,002$ (рис. 5) дал наиболее существенный период ОМП, равный

$$P_0 = 27^d,04 \pm 0^d,06 \; (2A/\sigma = 8,1, \; F = 29,0),$$

и второй, менее значимый период

$$P_1 = 27^d,44 \pm 0^d,04 \; (2A/\sigma = 7,1, \; F = 13,5).$$

Результирующие кривые ОМП, соответствующие этим двум периодам, показаны на рис. 6.

Близость найденного периода P_0 к периоду Бартельса оправдывает то, что при многих статистических исследованиях, в частности в геофизике, берется синодический период, равный $27^d,00$.

Обращает на себя внимание асимметрия кривой $27^d,04$, имеющей сильно выраженный максимум (N-полярность) длительностью около 11^d. Эта кривая в общем подтверждает выводы, сделанные выше на основе анализа поведения ОМП вблизи секторных границ: быстрое уменьшение поля

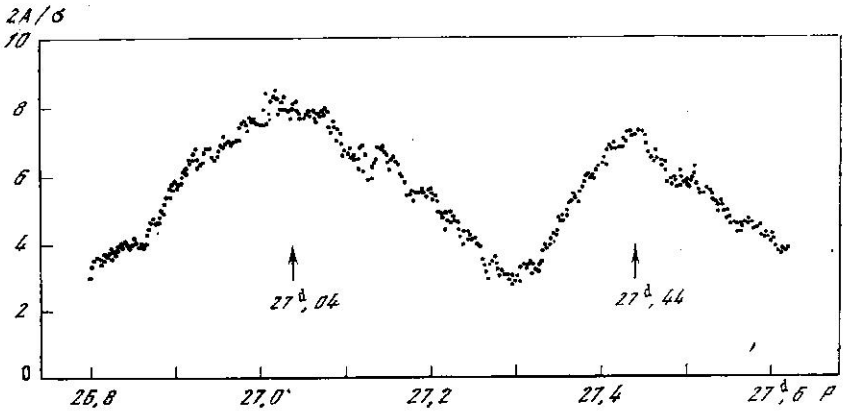


Рис. 5. Значения $2A/\sigma$ в зависимости от величины пробного периода

Стрелками отмечены два наиболее существенных периода $27^d,04$ и $27^d,44$ в ОМП согласно крымским данным за 1969—1976 гг.

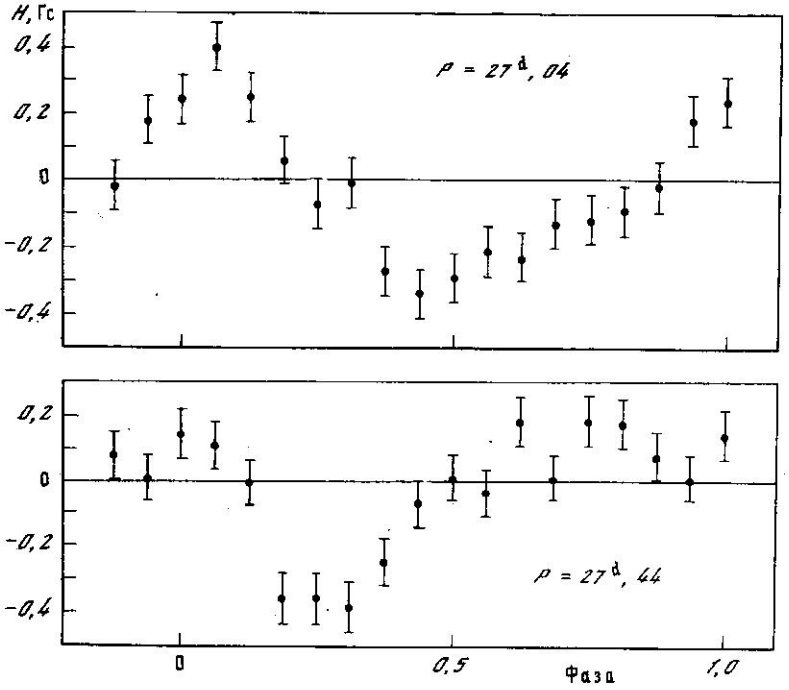


Рис. 6. Результирующие кривые ОМП для двух периодов $27^d,04$ и $27^d,44$

Вертикальными черточками обозначены среднеквадратичные ошибки. По горизонтальной оси нанесены значения фазы в долях периода, по оси ординат — напряженность ОМП; нулевая фаза соответствует моменту 1.I 1969 г., UT 06^h00^m

вблизи границ (+, —) и более плавное изменение возле границ (—, +) с явной асимметрией длительности (+) и (—) секторов. Эта асимметрия прослеживается также и в секторах ММП: исходя из таблиц [11] можно найти, что для интервала 1969—1976 гг. средняя продолжительность положительных секторов составляла $11^d,09 \pm 0^d,40$, а отрицательных $12^d,29 \pm 0^d,44$. Здесь, как и в поведении результирующей кривой $27^d,04$, проявляются как характерная для ОМП асимметрия между N- и S- полярностями, отмеченная ранее А. Северным [3], так и найденное недавно различие между границами типа (+, —) и (—, +) — в смысле распределения количества вспышек [17] и интенсивности корональной эмиссии [18].

Наличие второго периода $P_1 = 27^d_.44$ может быть связано с различием в скоростях вращения между N- и S-полярностями, обнаруженным в [3]: поле S-полярности вращается со скоростью около $27^d_.6$, а N-полярности — около $26^d_.8$. Поскольку на кривой $27^d_.44$ (см. рис. 6) практически отсутствует положительный сектор и имеется лишь глубокий экстремум S-полярности, можно заключить, что этот период, видимо, связан в основном с вращением поля S-полярности. (Не исключена также возможность, что период $27^d_.44$ является ложным, связанным со скважностью наблюдений.)

Заключение

Измерения общего магнитного поля Солнца, сделанные в Крыму в 1969—1976 гг., несмотря на сравнительно большую (до 0,5 Гс) фактическую ошибку отдельного определения ОМП, с высоким уровнем значимости демонстрируют наличие устойчивой секторной структуры ОМП. Полученные распределения поля вблизи секторных границ межпланетного магнитного поля доказывают как достоверность магнитных секторов (с типичной напряженностью поля около 0,4—0,3 Гс), так и секторных границ ММП [11]. Найдена существенная асимметрия в поведении ОМП вблизи границ типа (+, —) и (—, +).

Величина ОМП заметно изменилась с фазой активности Солнца: с ~0,5 Гс в 1969—1970 гг. она уменьшилась до ~0,15 Гс в 1975—1976 гг.

Найдено, что ОМП в 1969—1976 гг. изменялось с основным периодом $27^d_.04 \pm 0^d_.06$. Соответствующая результирующая кривая (см. рис. 6) отражает известную асимметрию между N- и S-полярностями солнечного магнитного поля. Тот факт, что на этой кривой положительный сектор имеет меньшую длительность и бóльшую напряженность поля, можно объяснить, например, эксцентричным расположением магнитного диполя, описывающего поведение ОМП в модели наклонного ротатора. Этот период отражает, по-видимому, твердотельное вращение, характерное для секторного магнетизма Солнца.

Авторы благодарны академику А. Б. Северному за помощь и полезные советы при выполнении работы.

В измерениях ОМП в КАО АН СССР участвовали: А. Северный, С. Гопасюк, Дж. Иргашев, С. Плачинда, Т. Цап. Авторы благодарны также Р. Говарду и Ф. Шереру (США) за возможность использования измерений ОМП, сделанных в обсерваториях М. Вилсон и Станфорд.

Обработка материала была выполнена Н. Старовой, Н. Фроловой, Е. Лиморенко, Г. Смирновой и С. Бондаренко.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Severny A.*— Nature, 1969, **224**, p. 53.
2. *Severny A., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.*— Solar Phys., 1970, **15**, p. 3.
3. *Severny A. B.*— Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, **12**, p. 363.
4. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V.* e. a.— Solar Phys., 1977, **52**, p. 3.
5. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 75.
6. *Svalgaard L., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1975, **41**, p. 461.
7. *Огирь М. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, **58**, с. 26.
8. *Scherrer P. H.*— Stanford Univ. IPR Rep., 1973, N 554.
9. *Котов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 150.
10. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.* e. a.— Solar Phys., 1977, **54**, p. 353.
11. *Svalgaard L.*— Stanford Univ. IPR Rep., 1976, N 648.
12. *Svalgaard L.* Personal communication, 1976.
13. *Svalgaard L., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Howard R.*— Solar Phys., 1975, **45**, p. 83.
14. *Howard R.*— Solar Phys., 1974, **38**, p. 283.
15. *Schatten K. H.*— Proc. Conf. «Solar Wind», NASA SP-308. Washington, D. C., 1972, p. 65.
16. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **183**, p. 61.
17. *Dittmer P. H.*— Solar Phys., 1975, **41**, p. 227.
18. *Svalgaard L., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1976, **49**, p. 177.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ВЛИЯНИЕ СКВАЖНОСТИ ДАННЫХ НА ПОИСК ПЕРИОДИЧНОСТИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНЫХ РЯДАХ НАБЛЮДЕНИЙ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается теория обработки методом наложения эпох длительных временны́х рядов со скважностью. Показано, что предварительное изучение спектра мощности функции скважности существенно при интерпретации результатов обработки. Обсуждаются некоторые результаты обработки методом наложения эпох материалов наблюдений [1]. Показано, что периоды $134^{m}.503$ и $148^{m}.361$ могут быть спутниками ненаблюдаемой линии $141^{m}.092$, если ввести предположение о ежедневной смене фазы колебания $T = 141^{m}.092$ на π.

EFFECTS OF DISCONTINUITY OF TIME SERIES ON COMPUTED PERIODS, by *D. N. Rachkovsky*.— The method of superposition of epochs for long discontinuos time series is considered. Importance of a preliminary examination of the power spectrum of discontinuity distribution function is mentioned. Some results concerning the treatment of solar observation [1] by the method under consideration are discussed.

The periods of $134^{m}.503$ and $148^{m}.361$ could be the satellites of an unobservable line $141^{m}.092$, when assuming a dayly shift phase of the period $T = 141^{m}.092$ equal to π.

Относительно недавно группой исследователей КАО [1] были обнаружены небольшие, порядка 0,5 км, пульсации поверхности Солнца на уровне фотосферы. Основной период колебаний равен $160^{m}.004$. Удовлетворяют принятому в [1] критерию значимости также периоды $148^{m}.36$ и $134^{m}.50$.

Это открытие имеет очень важное значение, поскольку позволяет делать выводы о внутреннем строении Солнца. В [2] приведенные выше периоды интерпретируются как моды нерадиальных колебаний Солнца и на основании их наличия делается вывод о содержании тяжелых элементов в центре Солнца.

Основным критерием при выяснении вопроса о реальности обнаруженного периода в [1] было взято отношение амплитуды к квадратичной ошибке измерения. Наблюдательные данные, использованные в [1], не покрывают равномерно весь временной интервал. За пятилетний период имеется всего 125 дней наблюдений. Поэтому не было обращено достаточного внимания на тот факт, что в спектре скважности данных имеется сильная компонента, соответствующая периоду, равному одному дню. Наличие сильных компонент в спектре мощности приводит при обработке по методу наложения эпох (н.э.) к появлению вокруг каждого реального периода системы ложных периодов (духов). Так, один из периодов $148^{m}.36$ и $134^{m}.50$ является спутником другого, хотя оба они удовлетворяют выбранному критерию отношения сигнала к шуму.

В связи с этим возникает необходимость изучить влияние скважности на результаты обработки по методу н. э. Поскольку метод н. э. и метод прямого преобразования Фурье числового ряда имеют много общего, начнем

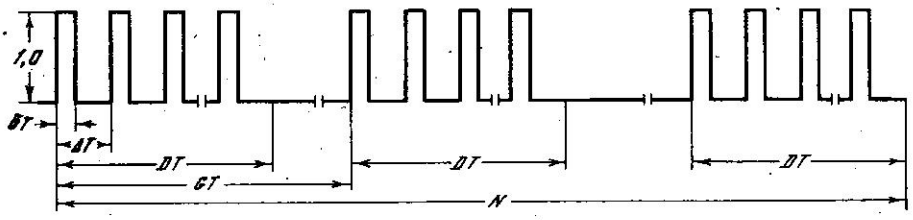


Рис. 1. Модель регулярной скважности

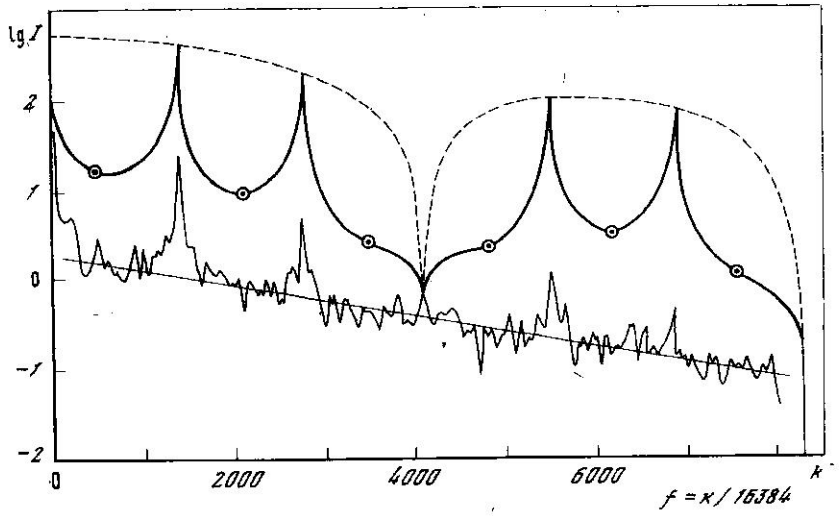


Рис. 2. Спектры мощности $H(f)$ реальной функции скважности (сплошная кривая), регулярной модели функции скважности $H_0(f)$ (кривая с кружками) и ход множителя $\frac{\sin(\pi f \delta T)}{\pi f}$, определяющего относительные величины максимумов (штриховая)

с рассмотрения более простого прямого преобразования Фурье ряда со скважностью.

Если имеется ряд со скважностью, то для получения достаточного разрешения спектра необходимо заполнять пустоты числового ряда. Допустим, что, исключив средние по всему ряду, заполняем пустоты нулями. Тогда можно записать

$$y(t) = h(t)\, x(t), \tag{1}$$

здесь $x(t)$ — истинный числовой ряд в случае отсутствия пустот, $h(t)$ — ступенчатая функция, равная единице всюду, кроме окон, где $h(t) = 0$.

Фурье-преобразование выражения (1) будет

$$Y(f) = \int H(f' - f)\, X(f')\, df', \tag{2}$$

здесь $H(f)$ и $X(f)$ — фурье-преобразование соответственно функций $h(t)$ и $x(t)$.

В дальнейшем мы будем постоянно сравнивать функцию $H(f)$ для реальной скважности с $H_0(f)$, вычисленной для идеальной скважности при равных длительностях наблюдений в течение дня и равных суточных и сезонных промежутках между наблюдениями. Сравнение $H_0(f)$ с $H(f)$ позволяет легче понять характер зависимости $H(f)$ от f. Рис. 1 показывает вид функции $h_0(t)$. Параметры δT, ΔT, GT, DT, N при расчетах были приняты такими, чтобы максимально имитировать реальную функцию $h(t)$:

$$N = 16384;\ \delta T = 4;\ \Delta T = 12;\ DT = 372;\ GT = 4096.$$

Здесь масштаб в 24 раза больше, чем в реальных данных [1], это сделано для того, чтобы ряд $h_0(t)$ можно было обработать на ЭВМ. Таким образом, δT — средняя суточная длительность наблюдений, ΔT — суточная скважность, DT — сезонная протяженность наблюдений, GT — сезонная скважность, N — общая длительность наблюдений.
Преобразование Фурье ряда $h_0(t)$ имеет вид

$$H_0(f) = \exp[-i\pi f(N + DT + \delta T - GT - \Delta T)] \times \\ \times \frac{\sin(\pi f \delta T)}{\pi f} \frac{\sin(\pi f DT)}{\sin(\pi f \Delta T)} \frac{\sin(\pi f N)}{\sin(\pi f GT)}. \quad (3)$$

На рис. 2 для сравнения представлены функция $|H_0(f)|$, вычисленная по (3), и спектр мощности $|H(f)|$ функции скважности $h(t)$ для реальных наблюдений. Сходство этих кривых показывает, что в реальных наблюдениях хорошо выражена суточная периодичность. В выражении (3) это соответствует обращению в нуль множителя

$$\sin(\pi f \Delta T).$$

Частоты максимумов связаны соотношением

$$f_k = f_0 \pm m/\Delta T, \qquad m = 0, 1, 2. \quad (4)$$

Амплитуды максимумов $H_0(f)$ определяются множителем $\frac{\sin(\pi f \delta T)}{\pi f}$, что соответствует одинаковой длительности наблюдений. В функции $H(f)$ четвертый максимум не нуль, хотя и значительно ослаблен, поскольку длительность наблюдений не постоянна.

В дальнейшем мы будем использовать термин «линия» в том случае, когда нужно сказать: «рассматриваемый период» или «пробный период». Рис. 2 показывает, на каких частотах следует искать спутники линий, однако не дает информации о тонкой структуре линии. Изучение тонкой структуры линии может дать информацию о долгопериодическом изменении условий наблюдений. Получить тонкую структуру с помощью прямого преобразования Фурье затруднительно, так как, например, в рассматриваемом случае числовой ряд имеет более 300 000 чисел.

Представленная на рис. 2 кривая $H(f)$ была получена сокращением ряда $h(t)$ в 24 раза, причем вносились искажения в длительности и моменты начала наблюдений. Поэтому, чтобы получить спектр мощности в узкой области максимумов, был применен своего рода метод наложения эпох с целью уменьшить количество вычислений. Каждую единицу в ряде $h(t)$ заменяли экспонентой

$$1 \leftarrow \exp(i2\pi f t_j),$$

здесь t_j — средний момент наблюдения.

Затем находилось распределение точек функции $h(t)$ по фазам периода

$$T = 1/f.$$

Далее вычислялось

$$|H(f)| = \left\{\left(\sum_{i=1}^{n} \cos(2\pi\varphi_i)\cdot k_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{n} \sin(2\pi\varphi_i)\cdot k_i\right)^2\right\}^{1/2}, \quad (5)$$

$$\arg H(f) = \operatorname{arctg} \frac{\sum_{i=1}^{n} \sin(2\pi\varphi_i)\cdot k_i}{\sum_{i=1}^{n} \cos(2\pi\varphi_i)\cdot k_i}, \quad (6)$$

здесь n — число ячеек фазовой кривой, φ_i — средняя фаза ячейки, k_i — число случаев попадания величины t в фазовую ячейку.

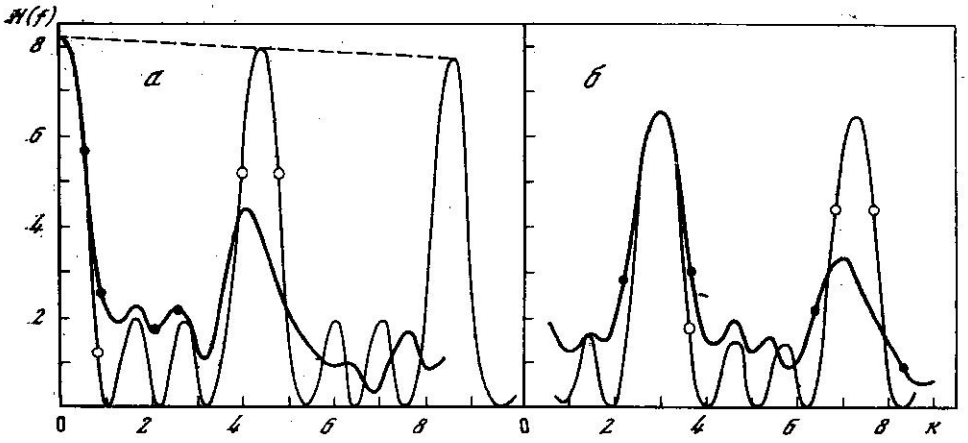


Рис. 3. Тонкая структура главного максимума функций $H(f)$ и $H_0(f)$, $f = K \cdot 4{,}75 \cdot 10^{-7}$ мин$^{-1}$ (*а*) и тонкая структура первого спутника функций $H(f)$ и $H_0(f)$, $f = 6{,}9444 \cdot 10^{-4} + k \cdot 4{,}75 \cdot 10^{-7}$ мин$^{-1}$ (*б*)

Сплошная кривая — функция $H(f)$. Кривая с кружками соответствует $H_0(f)$. Штриховая кривая соответствует множителю $\frac{\sin(\pi f DT)}{\sin(\pi f \Delta T)}$

Рис. 3 показывает тонкую структуру линии и ее первого спутника. Для сравнения нанесен график выражения

$$\frac{\sin(\pi f DT)}{\sin(\pi f \Delta T)} \frac{\sin(\pi f N)}{\sin(\pi f GT)}. \qquad (7)$$

В рассматриваемой области частот лишь эти два множителя формулы (3) играют роль.

Штриховая кривая на рис. 3, *а*, проходящая по вершинам максимумов, определяется первым множителем в (7). Полагая величину этого множителя равной 0,5, находим ширину линии или ее спутника для случая регулярной скважности

$$\Delta f = 2{,}44 \cdot 10^{-5} \text{ мин}^{-1}, \qquad \Delta T = 0^{\text{м}}{,}62 \qquad \text{при } T = 160^{\text{м}}.$$

Внутри такого интервала Δf укладывается около 13 пиков интенсивности, обязанных второму множителю в (7). Структура линии соответствующей реальной скважности более проста, имеется лишь один центральный максимум (см. рис. 3, *а*), второй максимум, обязанный наличием периодичности в один год, более слабый. Следовательно, ширина линии будет определяться центральным максимумом тонкой структуры

$$\Delta f = 5 \cdot 10^{-7} \text{ мин}^{-1}, \qquad \Delta T = 0^{\text{м}}{,}013 \qquad \text{при } T = 160^{\text{м}}.$$

Таким образом, в реальном эксперименте мы имеем лучшую разрешающую способность, чем в случае регулярной скважности. Объясняется это малой сезонной регулярностью. Если наблюдения будут продолжаться еще ряд лет, то вторые и последующие максимумы на рис. 3, *а* возрастут и разрешение может упасть. Таким образом, при длительных рядах наблюдений встает задача планирования скважности для повышения разрешающей способности метода.

Рис. 3, *б* показывает тонкую структуру первого спутника линии. Следовательно, тонкая структура линии и ее сателлитов должна быть одинакова, разумеется, если линия доминирует в спектре.

Отношение величин линии и ее первого сателлита для случая регулярной скважности определяется вторым множителем в (3) и равняется

$$\frac{\sin(\pi f \delta T)}{\pi f \delta T} = 0{,}82.$$

В реальном эксперименте отношение равняется 0,80. Большая величина отношения затрудняет отличие линии от ее спутников, если использовать только критерий интенсивности линии.

Перейдем теперь к обсуждению метода наложения эпох. Будем считать, что методом н. э. изучается некоторая область частот и нас интересуют их амплитуды. В этом случае метод н. э. можно рассматривать как спектральный анализ данных.

Пусть, как и ранее, $x(t)$ — числовой ряд, не искаженный скважностью; $y(t)$ — ряд наблюдаемых данных,

$$y(t) = h(t) \cdot x(t). \tag{8}$$

В методе н. э. ряд $y(t)$ преобразуется к фазовой последовательности, соответствующей некоторому периоду T. Процедуру сверстки можно записать

$$z_r = (y_{r-k_1\tau} + y_{r-(k_1-1)\tau} + \ldots + y_r + \ldots + y_{r+k_2\tau})/n, \tag{9}$$

здесь мы перешли к дискретному ряду с шагом Δ и обозначили

$$t = r \cdot \Delta, \quad T = \tau \cdot \Delta.$$

Преобразование Фурье ряда (9) запишется

$$Z(f) = H_1(f) \cdot \int H(f' - f) \cdot X(f') \cdot df', \tag{10}$$

где

$$H_1(f) = \frac{\sin(\pi f N \Delta)}{n \sin(\pi f T)}, \tag{11}$$

здесь n — число членов в сумме (9) и положено $k_1 = k_2$.

В методе н. э. ряд z_r делят на определенные фазовые интервалы, суммируя все члены, попадающие в определенную фазовую ячейку. Пусть число таких членов будет m, тогда эта процедура эквивалентна применению фильтра

$$H_2(f) = \frac{\sin(m\pi f \Delta)}{m \sin(\pi f \Delta)}. \tag{12}$$

При этом предельная частота уменьшается:

$$f_{\max} = {}^1/_2\, m\Delta. \tag{13}$$

Нужно также учесть, что из ряда $Z(t)$ вырезается участок длины T/Δ. Таким образом, спектр данных, обработанных методом н. э., будет сверткой:

$$W(f) = \int H_3(f' - f)\, H_2(f')\, H_1(f') \int H(f'' - f')\, X(f'')\, df''\, df', \tag{14}$$

здесь

$$H_3(f) = \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f}. \tag{15}$$

Выражение (14) имеет очевидную интерпретацию. Рассмотрим рис. 4. Истинный спектр данных благодаря свертке с функцией $H(f)$ трансформируется таким образом, что в любую частоту $f_0 = 1/T_0$ проникают соседние области частот с весом $H(f - f_0)$. Свертка с $H_3(f)$ приводит к тому, что все компоненты спектра с частотами

$$f_k = f_0 k, \quad k = 2, 3, \ldots,$$

проникают в результирующий спектр $W(f)$ с весом, равным $H_1(f_k)$.

Очевидно, если в методе н. э. значимость периода оценивать суммой квадратов отклонений фазовой кривой от нулевого положения, то этот критерий будет включать амплитуды всех гармоник, кратных основной частоте. Для исключения гармоник необходимо фазовую кривую пред-

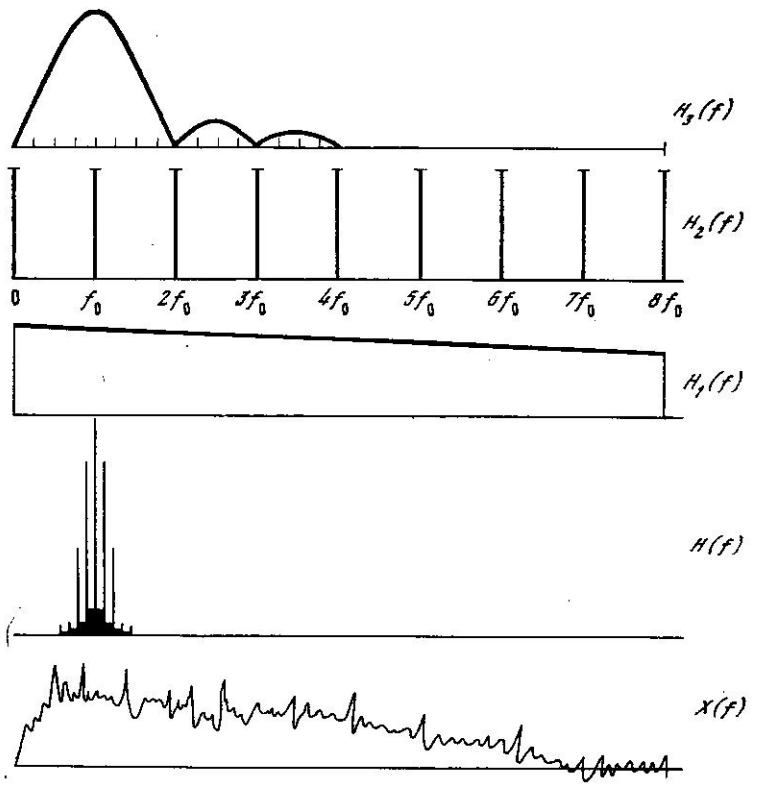


Рис. 4. Зависимость от частоты функций H_i (f) в методе наложения эпох. Вид X (f) выбран произвольно

ставить в виде ряда Фурье до предельной частоты f_{max}. Веса гармоник дает функция $H_1(f)$.

Исключение влияния сателлитов функции H (f) на измеряемый сигнал, видимо, сделать весьма трудно, однако знание положения относительной величины, а также тонкой структуры максимумов позволяет легче разобраться в истинных и ложных периодах измеряемых данных.

В качестве примера применения изложенной выше теории возьмем результаты обработки методом н. э. данных наблюдений Солнца [1]. Материалы любезно предоставлены авторами.

Основным критерием, по которому проводилась селекция результатов обработки в [1], было выбрано отношение $2A/\sigma$. Эта величина представляет собой отношение двойной амплитуды сигнала к среднеквадратичной ошибке фазовой кривой.

Принимая значение $2A/\sigma = 6$ и просматривая методом н. э. все периоды в пределах $120^m < T < 190^m$ можно найти лишь три значимых периода:

T	$160^m,005$	$148^m,361$	$134^m,501$
$2A/\sigma$	7,57	6,55	6,00

Сразу замечаем соотношение

$$1/134^m,501 - 1/148^m,361 = 1/1440^m.$$

Это соотношение по виду функции H (f) (см. рис. 2) можно интерпретировать так: одна из линий является спутником другой. Сделать выбор, какая из этих линий главная, а какая спутник, исходя только из критерия $2A/\sigma$, трудно. С другой стороны, сравнивая относительные величины линий и их спутников для систем $134-148^m$ и 160^m, находим довольно замет-

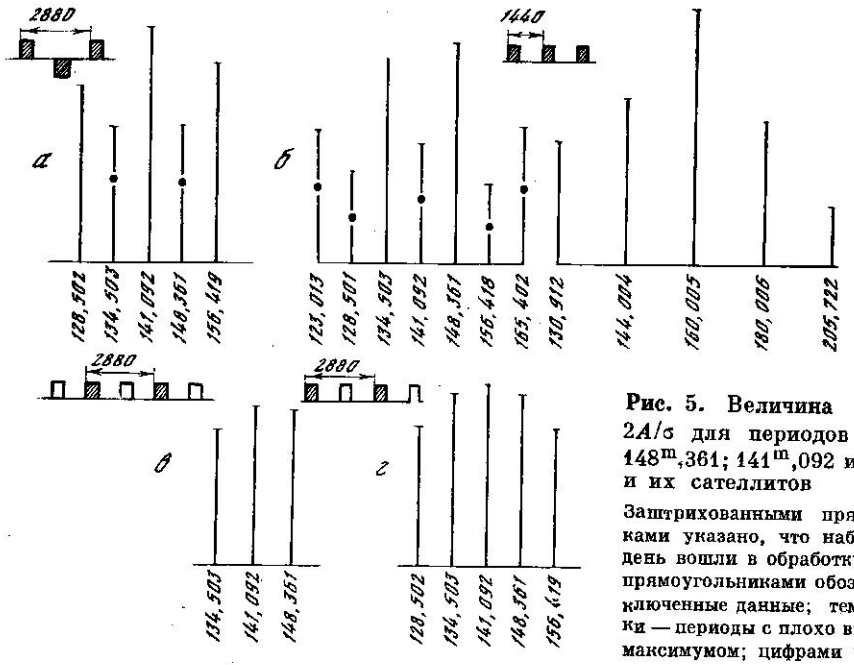


Рис. 5. Величина критерия $2A/\sigma$ для периодов $134^m,503$; $148^m,361$; $141^m,092$ и $160^m,004$ и их сателлитов

Заштрихованными прямоугольниками указано, что наблюдения за день вошли в обработку; светлыми прямоугольниками обозначены исключенные данные; темные кружки — периоды с плохо выраженным максимумом; цифрами указан интервал в минутах

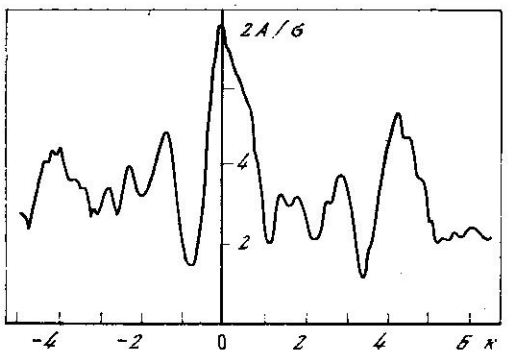


Рис. 6. Тонкая структура линии $160^m,004$; $f = f_0 + k \cdot 4{,}75 \cdot 10^{-7}$ мин$^{-1}$, $f_0 = 1/160{,}005$ мин

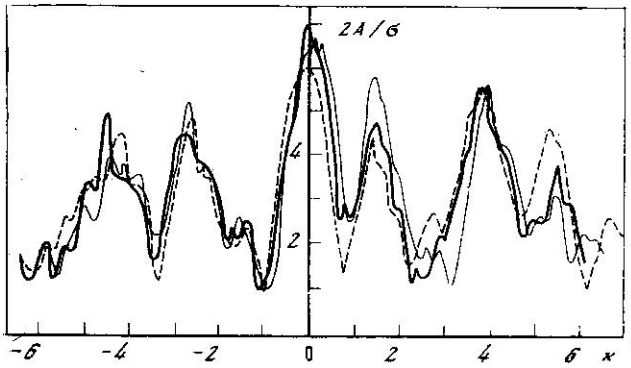


Рис. 7. Тонкая структура линий 134^m; 148^m; 141^m, обозначенных соответственно тонкой, штриховой и жирной кривыми $f = f_0 + k \cdot 4{,}75 \cdot 10^{-7}$ мин$^{-1}$

ное различие (см. рис. 5, *б*). Распределение интенсивностей в системе $134—148^m$ такое, как будто обе линии 134 и 148^m — сателлиты ненаблюдаемой линии $141^m,092$. Предположим, что фаза колебания с периодом $141^m,092$ меняется каждый день на π, тогда среднее значение интенсивности линии будет близко к нулю. Для этого можно принять гипотезу, что фаза колебания $141^m,092$ каждый день меняется на π. Естественно, если

обработать только четные и только нечетные дни, линия $141^{m}_{,}092$ также должна появиться.

На рис. 5 представлено поведение критерия $2A/\sigma$ для различных типов скважностей.

Рис. 5, *б* рассчитан при знакопеременной скважности. Замечаем, что появилась очень сильная линия $141^{m}_{,}092$, линии $128^{m}_{,}502$ и $156^{m}_{,}419$ стали ее первыми спутниками. Линии $134^{m}_{,}503$ и $148^{m}_{,}361$ практически исчезли. Распределение интенсивностей линий и их спутников для систем $141^{m}_{,}092$ и $160^{m}_{,}005$ стало более близким (см. рис. 5, *а*, *б*). Рис. 5, *в* и *г* соответствуют выборкам только нечетных и только четных дней, они также показывают наличие линии $141^{m}_{,}092$.

Вообще, это довольно искусственный прием — введение знакопеременной скважности для объяснения непонятных особенностей спектра. Если нельзя найти процесса, который менял бы фазу колебаний каждый день на π, то надо рассматривать все это как игру чисел в ряде наблюдений.

Итак, мы приходим к выводу: или одна из линий $148^{m}_{,}361$ и $134^{m}_{,}503$ главная, а другая ее спутник, или обе эти линии спутники линии $141^{m}_{,}092$, причем линия $141^{m}_{,}092$ меняет фазу на π каждый день.

Остановимся теперь на тонкой структуре линий. Сравнивая структуру главного максимума функции $H(f)$ — рис. 3, *а* и структуру линии $160^{m}_{,}005$ (рис. 6), замечаем хорошее сходство, это указывает на достаточно малую собственную ширину линии $160^{m}_{,}005$. Можно оценить верхний предел ширины линии $T = 160^{m}_{,}005$ как меньший чем $0^{m}_{,}004$, иначе тонкая структура линии на рис. 6 не была бы видна.

Общая структура линий $134^{m}_{,}503$, $141^{m}_{,}092$ и $148^{m}_{,}361$ очень похожа и показана на рис. 7. Видно расщепление главного и побочных компонентов структуры на величину порядка 1/940 дней. Имеет ли расщепление физический смысл, пока неясно. Возможно, расщепление вызвано изменением амплитуды колебания в 1975—1976 гг. по сравнению с амплитудой в 1974—1977 г., при этом возникает модуляция с периодом приблизительно в 900 дней.

Большое сходство структур линий $134^{m}_{,}503$ и $148^{m}_{,}361$, видимо, доказывает их монохроматичность и отсутствие в соседних областях спектра других линий.

Итак, при поисках периодичности методом наложения эпох весьма полезным может оказаться предварительный спектральный анализ функции скважности. Изучение тонкой структуры линий также дает дополнительные сведения о собственной ширине линии, разрешающей способности метода, скрытых возможных изменениях условий наблюдения, влияющих на функцию скважности.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность А. Б. Северному за стимулирующие обсуждения, а также В. А. Котову и Т. Т. Цапу за предоставление наблюдательных данных для исследования.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **183**, 68.
2. *Christensen-Dalsgard J., Gough D. O.*— Nature, 1976, **259**, p. 89.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

КОНТУРЫ ЛИНИЙ H и K ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ В ПОЛОСКАХ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ

А. Н. Коваль

Получены контуры линий H и K Ca II для 35 полосок непрерывной эмиссии, из них 14 ядер эмиссии, 7 усов и 14 узлов вспышек с непрерывной эмиссией.

Сравнение контуров линий H и K Ca II в полосках непрерывной эмиссии и в невозмущенной фотосфере дало следующие результаты.

1. В ядрах эмиссии и в полосках непрерывной эмиссии усов остаточные интенсивности крыльев линий H и K с точностью до 2% совпадают с остаточными интенсивностями в невозмущенной фотосфере.

2. В полосках непрерывной эмиссии вспышек остаточные интенсивности крыльев линий H и K больше, чем в невозмущенной фотосфере.

LINE PROFILES OF THE Ca II H, K IN THE CONTINUOUS EMISSION THREADS, by *A. N. Koval.*— The profiles of the H and K Ca II lines were obtained in the 35 continuous emission threads (14 profiles for the continuous spectrum of the flares, 7 profiles for moustaches and 14 for the emission grains). From the comparison of the line profiles in the continuous emission threads with those in the spectrum of the undisturbed photosphere it follows that.

1) The residual intensities of the line wings in the spectrum of the emission grains and moustaches are the same as in the undisturbed photosphere within the accuracy ±2%.

2) The residual intensities of line wings in the continuous spectrum of the flares are generally higher than the quiet residual intensities.

Узкие эмиссионные ленты непрерывной эмиссии, видимые в спектре вспышек, непрерывная эмиссия усов и ядер эмиссии по их физической природе отнесены Швесткой [1] к одному классу. Исходя из того, что усы очень часто сопровождаются непрерывной эмиссией, Бруцек [2] делает предположение, что сами усы являются продолжением факельных гранул в хромосферу.

Согласно существующим моделям, полученным на основании анализа контраста непрерывного спектра и контуров линий, температура в верхних слоях факелов повышена по сравнению с невозмущенной фотосферой [3]. Повышение температуры в фотосфере в области факелов оказывает влияние на непрерывный спектр и далекие крылья сильных линий. Т. В. Крат [4] на основании анализа контуров линии K Ca II для 23 факелов нашла, что в области факела эквивалентная ширина линии $W_{фак}$ меньше, чем в невозмущенной фотосфере. Отношение эквивалентных ширин $W_{фак}/W_{фот}$ в среднем равно 0,92 и не зависит от положения на диске Солнца. Различия контуров линий H и K Ca II в факеле и в фотосфере получены также В. Л. Хохловой [5]. Крылья линий H и K Ca II образуются в фотосфере на глубине, простирающейся от области температурного минимума (K_1) вниз. Поэтому они наиболее пригодны для исследования изменения физических характеристик с высотой.

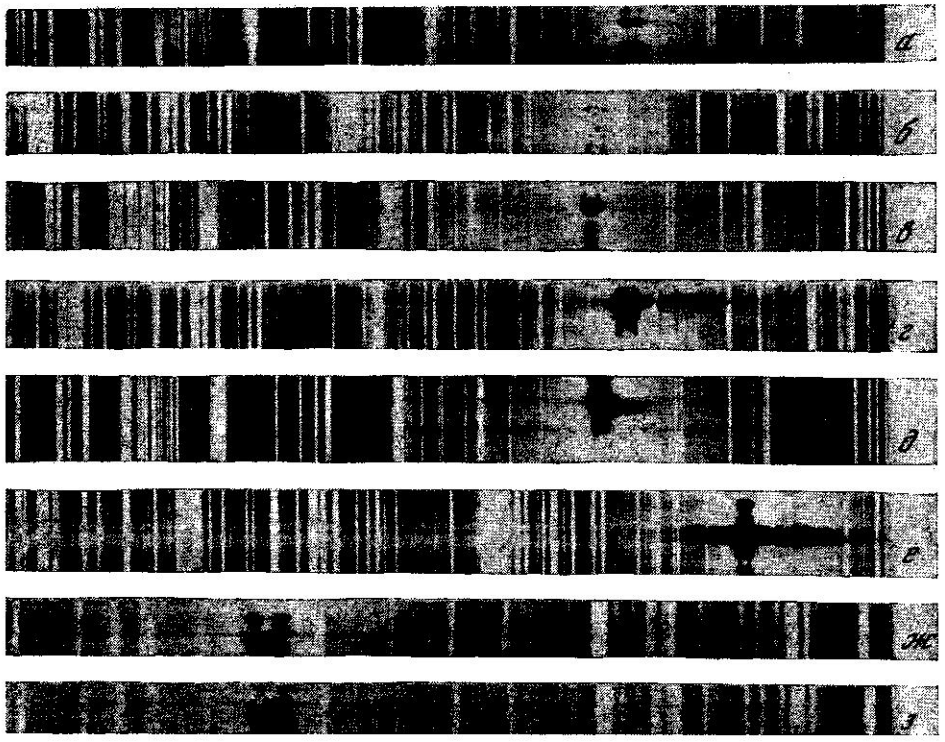


Рис. 1. Примеры спектрограмм исследуемых полосок непрерывной эмиссии

а, б — ядра эмиссии 13.VIII и 16.VII 1957 г.; *в—е* — вспышки; 21.VIII, 14.IX, 22.VII и 21.IX 1957 г.; *ж, з*— усы 29.VII 1959 г.

Мы решили исследовать изменения контуров линий H и K Ca II в месте появления непрерывной эмиссии по сравнению с невозмущенной фотосферой для выяснения вопроса об общности физической природы полосок непрерывной эмиссии вспышек, усов и ядер эмиссии и их отношения к факельной эмиссии.

Для обработки нами в основном были выбраны спектрограммы, полученные на башенном солнечном телескопе [6] при помощи спектрографа с дифракционной решеткой (дисперсия 0,2 Å/мм) и пять спектрограмм, полученных на башенном и горизонтальном солнечных телескопах [7] при помощи спектрографа с эшеле.

Как уже отмечалось А. Б. Северным [8], при хорошем качестве изображений Солнца в области факелов наблюдается большое количество светлых полосок, пересекающих спектр (факельная грануляция), но ядра непрерывной эмиссии отличаются от этих полосок существенно большей яркостью в области непрерывного спектра. Флоккульная эмиссия H_2 и K_2 в полосках очень компактна, иногда на спектрограммах расположена на разной высоте перпендикулярно направлению дисперсии с синей и красной стороны от K_3, H_3, в некоторых случаях наблюдаются изгибы линий H_2, K_2 и H_3, K_3, указывающие на заметные движения в области появления ядер эмиссии. Поэтому при выборе для фотометрической обработки спектрограмм ядер эмиссии особое внимание уделялось яркости полоски эмиссии в непрерывном спектре: выбирались яркие, резкие ядра эмиссии.

Спектрограммы вспышек с непрерывной эмиссией, вошедшие в обработку, относятся к различным по мощности вспышкам и к разным стадиям их развития. На некоторых спектрограммах видны протяженные эмиссионные крылья в линиях H и H_ε, эмиссия в линиях металлов и ге-

№№	Дата	$\frac{\Delta I}{I_{н.э.}}$	ρ	Линия	Примечания
1	2	3	4	5	6
			Ядра непрерывной эмиссии		
1	4.VII 1957 г.	0,14	—	H	Контур в полоске непрерывной эмиссии совпадает с невозмущенным контуром
2	4.VII	0,14	—	H	»
3	27.VI	0,18	—	H	Контур в полоске эмиссии приподнят над невозмущенным
4	16.VII	0,23	0,98	H	Контур в полоске эмиссии и невозмущенный совпадают
5	4.VII	0,16	—	H	»
6	4.VII	0,25	—	H	»
7	13.VII	0,20	0,97	K	»
8	13.VIII	0,22	0,97	K	»
9	20.VIII	0,10	0,96	K	»
10	21.VIII	0,03	0,22	K	»
11	25.IX	0,15	0,94	K	»
12	25.IX	0,15	0,94	H	»
13	15.VII 1967 г.	0,29	0,96	H	»
14	15.VII	0,23	0,96	H	»
			Непрерывная эмиссия усов		
1	27.VIII 1957 г.	0,11	0,87	H	Контур в полоске непрерывной эмиссии совпадает с невозмущенным контуром, за исключением тех мест, где сказывается влияние эмиссионных усов в H_ε
2	4.VII	0,20	—	H	»
3	4.VII	0,13	—	H	»
4	29.VII 1959 г.	0,17	0,78	H	»
5	29.VII	0,23	0,78	H	»
6	15.VII 1967 г.	0,29	0,96	H	»
7	9.VII 1960 г.	0,16	0,96	H	»
			Непрерывная эмиссия вспышек		
1	27.VI 1957 г.	0,14	—	H	Очень слабая вспышка с темным выбросом. Контур в полоске эмиссии приподнят над невозмущенным контуром
2	21.VIII	0,05	0,22	K	Вспышечная эмиссия в ядре линии. Контур в полоске эмиссии слегка приподнят
3	3.IV	0,04	—	K	Вспышка с небольшими крыльями. Контур в полоске приподнят над невозмущенным
4	3.IV	0,03	—	H	»
5	22.VII	0,07	0,49	H	Два узла вспышки: один с эмиссионным выбросом в линиях H и K, другой — слабая эмиссия в ядре линий
6	22.VII	0,04	0,49	H	
7	22.VII	0,04	0,49	K	Контур в полоске непрерывной эмиссии в узле с эмиссионным выбросом приподнят больше
8	22.VII	0,04	0,49	K	
9	14.IX	0,03	0,64	H	Яркая вспышечная эмиссия в виде усов, светится линия гелия λ3964,73 Å, контур в полоске эмиссии существенно приподнят
10	21.IX	0,10	0,07	H	Сильная вспышка с протяженными эмиссионными крыльями. Контур в полоске эмиссии существенно приподнят
11	28.VIII	0,06	0,78	H	Два узла вспышки с эмиссией в ядре линии. В более слабом узле контур в полоске эмиссии чуть приподнят над невозмущенным, в другом, более ярком, приподнят больше
12	28.VIII	0,07	0,78	H	
13	28.VIII	0,11	0,78	K	
14	28.VIII	0,10	0,78	K	

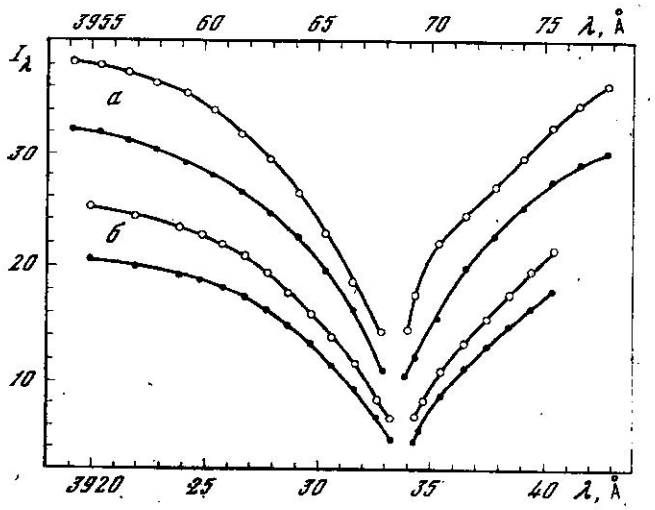


Рис. 2. Контуры линий H и K в полосках непрерывной эмиссии (кружки) и в невозмущенной фотосфере (точки)

а — ядро эмиссии 13.VIII 1957 г. (нижняя шкала), *б* — усы 29.VII 1959 г. (верхняя шкала)

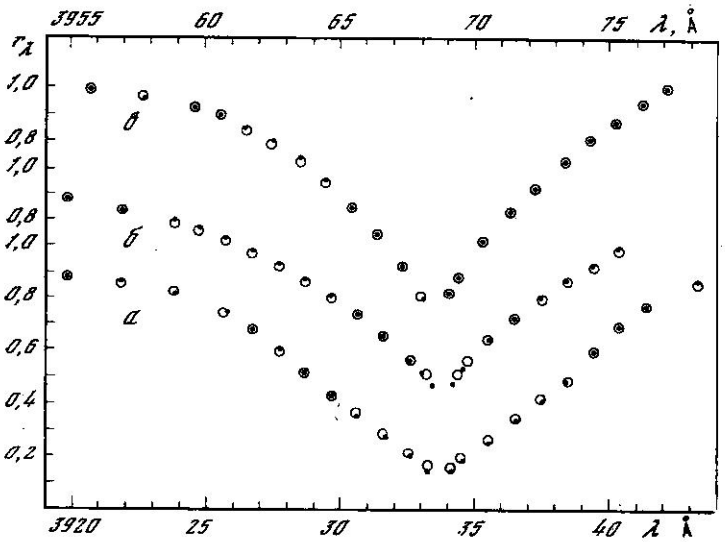


Рис. 3. Сравнение остаточных интенсивностей контуров линий H и K в ядрах эмиссии (кружки) и в невозмущенной фотосфере (точки)

а — ядро 21.VIII 1957 г., *б* — ядро 25.IX 1957 г., *в* — ядро 16.VII 1957 г.

лия λ3964,73 Å, в других случаях — только эмиссия в центре линий H, K и H_ε.

На спектрограммах усов, выбранных для фотометрии, эмиссия усов в линии H Ca II практически отсутствует, но на непрерывную эмиссию накладывается, особенно в красном крыле, эмиссия от усов в линии водорода H_ε.

Примеры исследованных спектрограмм приведены на рис. 1.

Фотометрическая обработка спектров проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Один фотометрический разрез относился к полоске непрерывной эмиссии, другой (или несколько) к области невозмущенной фотосферы. Эта область на спектрограмме выбиралась по наименьшему эмиссионному обращению в линиях H_2 и K_2. Были получены контуры линий H и K Ca II для 35 полосок непрерывной эмиссии, из них

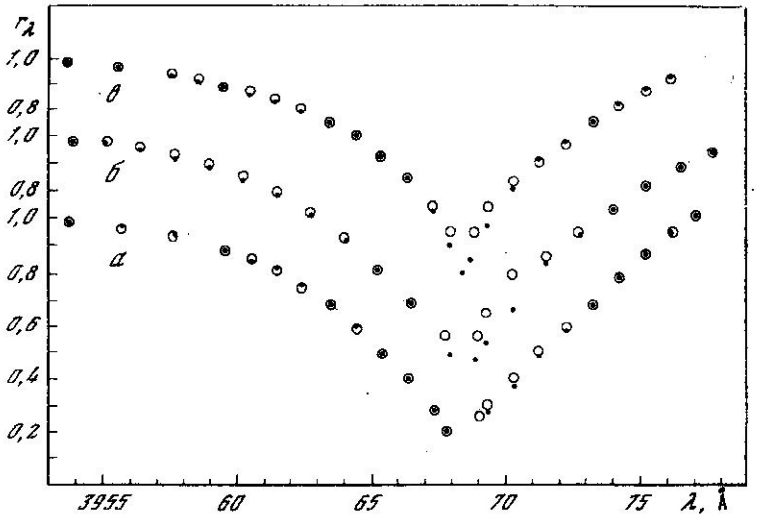


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для непрерывной эмиссии усов
а — усы 27.VIII 1957 г., *б* — усы 29.VII 1959 г., *в* — усы 4.VII 1957 г.

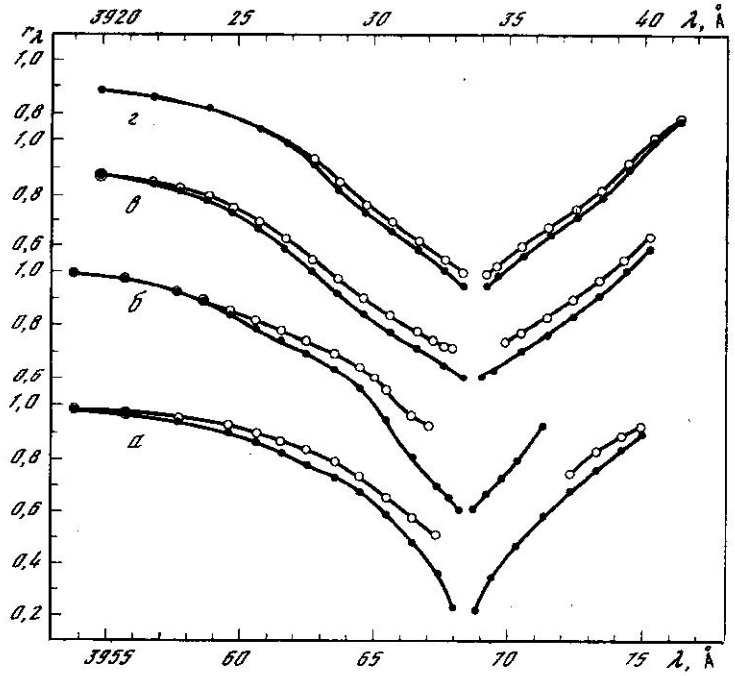


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для непрерывной эмиссии вспышек
а — вспышка 14.IX 1957 г., *б* — вспышка 21.IX 1957 г., *в* — 22.VII 1957 г., *г* — 21.VIII 1957 г.

14 ядер эмиссии, 7 усов и 14 узлов вспышек с непрерывной эмиссией. Некоторые данные об изучаемых полосках непрерывной эмиссии приведены в таблице: дата; контраст непрерывной эмиссии в области λ3954 Å для линии H и λ3920 Å для линии K, $\Delta I/I_{нев}(\rho)$, где $\Delta I = I_{н.э} - I_{нев}$, $I_{н.э}$ — интенсивность непрерывной эмиссии, а $I_{нев}(\rho)$ — интенсивность невозмущенного контура на данном расстоянии от центра диска Солнца; расстояние от центра диска ρ и исследуемая линия. В примечаниях даны результаты сравнения возмущенного и невозмущенного контуров.

На рис. 2 приведены примеры контуров линий H и K в полосках непрерывной эмиссии и в невозмущенной фотосфере.

В области линий H и K Ca II непрерывный спектр провести трудно. Поэтому далее контуры линии H Ca II выражались в единицах интенсивности спектра в области λ3954 Å. Эта область спектра уверенно определяется на регистрограммах, и согласно атласу Миннарта ее уровень составляет 98% от интенсивности непрерывного спектра. Контур линии K Ca II выражался в единицах интенсивности спектра в области λ3920 Å, которая составляет 87% от уровня истинного непрерывного спектра. Из рассмотрения была исключена область флоккульной эмиссии H_2, K_2.

Сравнение контуров линий H и K Ca II в полосках непрерывной эмиссии и в невозмущенной фотосфере дало следующие результаты.

1. В ядрах эмиссии и в полосках непрерывной эмиссии усов остаточные интенсивности линий H и K с точностью до 2% совпадают с остаточными интенсивностями в невозмущенной фотосфере.

2. В полосках непрерывной эмиссии вспышек остаточные интенсивности линий H и K больше, чем в невозмущенной фотосфере. Степень различия в остаточных интенсивностях и расстояние от центра линии Δλ, до которого эти различия наблюдаются, по-видимому, зависят от мощности вспышки или стадии развития. Для вспышек с протяженными крыльями контур в полоске непрерывной эмиссии приподнят больше над контуром невозмущенной фотосферы, чем для вспышек, в которых эмиссия наблюдается только в ядре линии. Часть изученных контуров приведена на рис. 3—5.

Таким образом, на основании спектрофотометрического исследования контуров линий H и K Ca II в полосках непрерывной эмиссии можно сделать следующие выводы.

1. Изменение контуров линий H и K в полосках непрерывной эмиссии вспышек по отношению к невозмущенной фотосфере отличается от изменений в области непрерывной эмиссии усов и ядер эмиссии.

2. Совпадение остаточных интенсивностей крыльев линий H и K Ca II в полосках непрерывной эмиссии усов и ядер эмиссии с остаточными интенсивностями линий в невозмущенной фотосфере указывает на то, что усы и ядра эмиссии отличаются от факелов.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Svestka Z.*— Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1972, **10**, p. 1.
2. *Bruzek A.*— Solar Phys., 1972, **26**, p. 94.
3. *Chapman G. A.*— Astrophys. J. Suppl. Series, 1977, **33**, p. 35—54.
4. *Крат Т. В.*— Астрон. ж., 1947, **24**, с. 329.
5. *Хохлова В. Л.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **16**, с. 73.
6. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, с. 31.
7. *Коваль А. Н., Степанян Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, с. 194.
8. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, с. 129.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

СОЛНЦЕ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТАНДАРТ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА $\lambda < 3000$ Å

А. М. Зверева

Анализируется ультрафиолетовый спектр Солнца как звезды по данным различных внеатмосферных измерений. В области $\lambda < 2000$ Å существует расхождение в 3 раза между измерениями Морской исследовательской лаборатории США и всеми остальными данными. В области $\lambda > 2000$ Å все данные согласуются между собой, и делается вывод о возможности применения Солнца в качестве стандарта излучения наряду со звездами в этой области спектра.

THE SUN AS A POSSIBLE ENERGY STANDARD IN SPECTRAL REGION WITH $\lambda < 3000$ Å, by *A. M. Zvereva* — Ultraviolet spectrum of the Sun as a star according to all available data of orbital observations is analysed. In the spectral region with $\lambda < 2000$ Å a discrepancy by factor 3 between the measurements by Naval Research Laboratory (USA) and all other data is exist. In the spectral region with $\lambda > 2000$ Å all available data are in good agreement and so the conclusion is drawn that the Sun can be used as a standard source of radiation (equally with the standard stars).

При решении задач абсолютной спектрофотометрии в ультрафиолетовой области спектра $\lambda < 3000$ Å энергетическая калибровка и контроль чувствительности приборов в космосе являются важнейшими факторами, определяющими успех экспериментов. Проблема калибровки для внеатмосферных исследований остается, несмотря на бурное развитие техники в этой области, проблемой номер один, особенно в области спектра $\lambda < 2000$ Å. Точность абсолютных измерений обусловливается двумя факторами: точностью, с которой известно распределение энергии для лабораторного стандартного источника излучения, и точностью определения абсолютной чувствительности прибора в момент наблюдения. Первая величина известна не хуже 30%, вторая является неопределенной, поскольку привязка осуществляется не в момент наблюдений, а в лабораторных условиях, не соответствующих в полной мере условиям наблюдений в космосе.

Таким образом, возникает необходимость контроля абсолютной чувствительности спектральных приборов непосредственно в момент наблюдений. Контроль можно осуществлять либо с помощью стандартных источников, включенных в комплект измерительной аппаратуры на борту, либо с помощью звездных стандартов. В настоящее время опыт применения стандартных эталонов на борту станции ОАО-2 (черенковского излучателя, эталонной лампы) [1, 2] не получил широкого распространения из-за трудностей технического характера.

Обычно в качестве стандартов принимаются звезды ранних спектральных классов. Распределение энергии в ультрафиолетовых спектрах этих звезд довольно «гладкое» (без значительных спектральных линий), и потоки составляют $\sim 10^{-8}$—10^{-9} эрг/см^2·с·Å, что оказывается удобным при осуществлении энергетической привязки. Однако существует ряд

обстоятельств, которые затрудняют эту привязку, особенно в спектральной области $\lambda < 1500$ Å. Во-первых, абсолютное распределение энергии в спектрах звезд нельзя считать хорошо известным хотя бы в пределах 30% в области $\lambda < 2000$ Å. Абсолютные потоки одних и тех же звезд по различным определениям расходятся значительно больше, чем предполагает точность абсолютной лабораторной калибровки приборов [3]. Причем вся совокупность данных по отдельным звездам, которые наиболее часто измерялись в ультрафиолетовой области спектра, говорит о том, что исследования последних 10 лет не прояснили эту картину. Анализ данных внеатмосферных измерений для четырех стандартных звезд α CMa, α Leo, η UMa и γ Ori показал, что в области $\lambda < 1500$ Å существует корреляция данных измерений указанных звезд с уровнем солнечной активности (точнее, с 11-летним циклом солнечной активности [4]). Во-вторых, почти все внеатмосферные измерения выполняются вблизи Земли, т. е. внутри геокороны, которая простирается до расстояния $15R_З$ и более [5]. Мощный источник эмиссии L_α — геокорона — может приводить к «загрязнению» наблюдаемых спектров инструментальным рассеянным светом, особенно в области $\lambda < 1500$ Å. Этот эффект более всего проявляется при наблюдении протяженных источников и фона неба [6]. Кроме того, не исключено влияние этого эффекта при регистрации ультрафиолетовых спектров звезд, особенно широкоугольными приборами. Эмиссия геокороны даже с теневой стороны Земли может достигать $\sim$1 килорэлея по данным обсерватории «Коперник» [7]. Данные, не искаженные инструментальным рассеянным светом от геокороны, можно получать лишь на расстояниях более 100 тыс. км от Земли.

Таким образом, трудности, которые обнаружились в последнее время, усложняют абсолютную энергетическую привязку по звездам. В связи с этим представляется целесообразным поиск других энергетических стандартов наряду со звездами при внеатмосферной спектрофотометрии.

Обратимся теперь к Солнцу и попытаемся ответить на вопрос, можно ли использовать излучение Солнца в качестве дополнительного энергетического стандарта в ультрафиолете? История наблюдений ультрафиолетового спектра Солнца насчитывает уже более 30 лет. К настоящему времени выполнено более 30 внеатмосферных экспериментов по измерению потоков излучения солнечной энергии в области $\lambda < 3000$ Å как для различных областей диска Солнца, так и для всего Солнца в целом как звезды. Полученные данные часто сравнивают между собой [8—11]. При этом предполагается, что солнечный диск излучает равномерно и абсолютные значения потоков от Солнца в целом $F_\lambda^\odot$ вычисляются на основании измеренной интенсивности излучения в центре диска Солнца $I_\lambda^ц$ по формуле $F_\lambda^\odot = 6{,}8 \cdot 10^{-5} I_\lambda^ц$.

В действительности такой переход содержит некоторую неопределенность из-за того, что коэффициент потемнения от центра к краю диска Солнца меняется с длиной волны довольно сложным образом [12—14] и в далекой ультрафиолетовой области спектра наблюдается поярчание к краю. Макаровой, Харитоновым [15] приводятся средние данные коэффициентов потемнения на основании опубликованных данных внеатмосферных измерений. Вопрос правильного перехода от интенсивности излучения отдельных областей диска Солнца к потоку излучения всего Солнца как звезды обсуждается Брюкнером и др. в работе [16], где приводятся данные измерений Морской исследовательской лаборатории США (NRL) на «Скайлэбе» в области спектра λ1750—2100 Å для различных площадок солнечного диска.

В нашем рассмотрении ограничимся спектральными данными для *Солнца в целом как звезды*, потому что именно эти величины представляют интерес при выявлении возможности применения Солнца как стандарта излучения. Прежде чем перейти к обзору данных для всего Солнца в це-

лом, отметим, что в существующие обзоры по распределению энергии в спектре Солнца [17—20] либо не входят результаты измерений последних семи лет, либо в них только кратко упоминаются результаты внеатмосферной спектрофотометрии Солнца. Причем предпочтение отдается измерениям, относящимся к центру диска или отдельным площадкам на диске Солнца, поскольку эти данные представлены более широко. Лишь в одной из последних публикаций Брюкнера и др. [16] указано на неправомерность сравнений потоков, измеренных для всего диска и вычисленных по интенсивностям для отдельных областей диска Солнца.

Дадим вначале краткую характеристику спектра Солнца в области $\lambda < 3000$ Å. Подробное описание ультрафиолетового спектра Солнца приведено в обзоре Тауси [17], где подведены итоги 17-летних исследований Солнца вне атмосферы Земли спектральными приборами Морской исследовательской лаборатории США, и в книге Макаровой, Харитонова [18], где собраны сведения о распределении энергии в спектре Солнца по различным публикациям, до 1971 г. включительно. Спектр Солнца в области $2100 < \lambda < 3000$ Å подобен спектру в видимой области — на фоне непрерывного спектра много фраунгоферовых линий. Затем интенсивность континуума резко падает приблизительно в 4 раза на небольшом участке спектра 2100—2085 Å, линии поглощения ослабевают и исчезают. Далее в области $\lambda < 1800$ Å появляются эмиссионные линии и по мере продвижения в коротковолновую область усиливаются, и в области $\lambda < 1400$ Å их вклад уже значителен. Наконец, самая яркая эмиссионная линия в спектре Солнца $L_\alpha H$ — 1216 Å.

Перейдем к обзору результатов, представляющих для нас интерес. Сводка данных по измерениям всего диска Солнца в области $\lambda < 3000$ Å дана в таблице, где указаны авторы работ, публикация, моменты измерений, спектральная область и спектральное разрешение, точность калибровки, прибор, установка и высота, на которых проводились измерения [8—11, 21—28]. Как видно из таблицы, спектральное разрешение приборов различное: от 0,1 до 80 Å; для сравнения результатов измерений приведем имеющиеся данные к интервалам длин волн, по возможности близким к $\Delta\lambda = 50$ Å. Результаты NRL взяты из [2, 4], где данные высокого разрешения уже приведены к интервалу 50 Å. Другие спектры, полученные с высоким разрешением [11, 26—28], приведены к средним значениям путем усреднения в полосе 50 Å. Эта процедура весьма условна для области $\lambda < 1400$ Å, где вклад эмиссионных линий значителен, при $1400 < \lambda < 2100$ Å искажение за счет линий незначительно, и в области $\lambda > 2100$ Å может быть некоторое «занижение» спектра в результате осреднения. На рис. 1 в качестве примеров представлены данные Эроу и Бродфуд [11, 27] с высоким разрешением и вычисленные средние значения в интервале $\Delta\lambda = 50$ Å. Как видно из рис. 1, искажение спектров (за счет линий) не наблюдается, и можно считать, что выполненная процедура вполне справедлива в пределах точности измерений.

На рис. 2 приведены результаты всех экспериментов, перечисленных в таблице. Из сравнения результатов видно, что все данные в области $2100 < \lambda < 3000$ Å хорошо согласуются в пределах точности измерений (см. таблицу, точность абсолютной калибровки $\leqslant 30\%$) [1]. Но в области $\lambda < 2000$ Å наблюдается систематическое расхождение в 3 раза между величинами потоков, измеренными в Морской исследовательской лаборатории США, и всеми остальными. (Исключение составляют измерения Карвера и др. [9] с ионизационными камерами; эти данные являются промежуточными между максимальными и минимальными значениями.)

Отметим кратко особенность каждого эксперимента. Морская исследовательская лаборатория в нескольких ракетных экспериментах с помощью

[1] Неопределенность потока излучения Солнца по лучшим наземным и самолетным измерениям в области спектра $\lambda = 3000$ Å составляет 25% [3, 18].

Автор	Годы измерений	λ, Å	Δλ, Å	Точность абсолютной калибровки	Калибровка	Высота, км	Установка	Прибор
Wilson N., Tousey R. e. a. [21]	1950, 1952	2635—2990	0,5	20%	Относительная калибровка по угольной дуге	150—200	R	Морская исследовательская лаборатория США (NRL)
Malitson H. H., Tousey R. e. a. [22]	1952, 1955, 1956	2085—2635	»	»	Абсолютизация по наземным измерениям	»	»	Спектрограф
Purcell J., Tousey R. e. a. [23]	1959	1700—2035	»	»		»	»	
Detwiler C. R., Tousey R. e. a. [24] Tousey R. [19]	1960 (обзор)	850—1550	»	»		»	»	
Hinteregger H.E., Hall L.A. [25]	1963	270—1750	10	30	По стандартным приемникам-вольфрамовым фотодиодам	550	OSO-3	Обсерватория Гарвардского колледжа. Спектрометр
Ackerman M. e. a. [26]	1968—1969	1850—2250	19—14,6	15	По термостолбику и салицилату натрия	38	B	Бельгия, Институт космической астрономии. Монохроматор
Carver J.H. e. a. [9]	1967	1430—1470 1580—1640	40 60	15	По L_α, стандартной ионизационной камере + салицилат натрия	?	WRESAT I	Австралия. Ионизационные камеры
Broadfoot A.L. [27]	1970	2100—3200	0,5	10	По термостолбику и фотодиоду	187	R	Обсерватория Kitt Pik США. Спектрометр
Heath D.F. [28]	1970	2550—3400	10	15÷20	По стандартному фотодиоду и по ФЭУ + салицилат натрия	1100	S (MUSE) Nimbus-3,4	NASA, Космический центр Годдарда. Двойной монохроматор
Ackerman M., Simon P. [8]	1972	1216, 1450 1710	35 14	25	1. По ртутной лампе и ионизационной камере + салицилат натрия 2. По стандартному фотодиоду NBS	250	R	Бельгия. Институт космической астрономии, 3-канальный спектрометр
Nishi K. [10]	1973	1550—1950	78	20	По термопаре и ФЭУ + салицилат натрия	232	R	Япония, ТАО. Спектрометр
Heroux L., Swirbalus R. A. [11]	1973 1974	1230—1940	0,10	20	По стандартному ФЭУ и фотодиоду	180	R	Кембриджская лаборатория Воздушных сил. Спектрометр

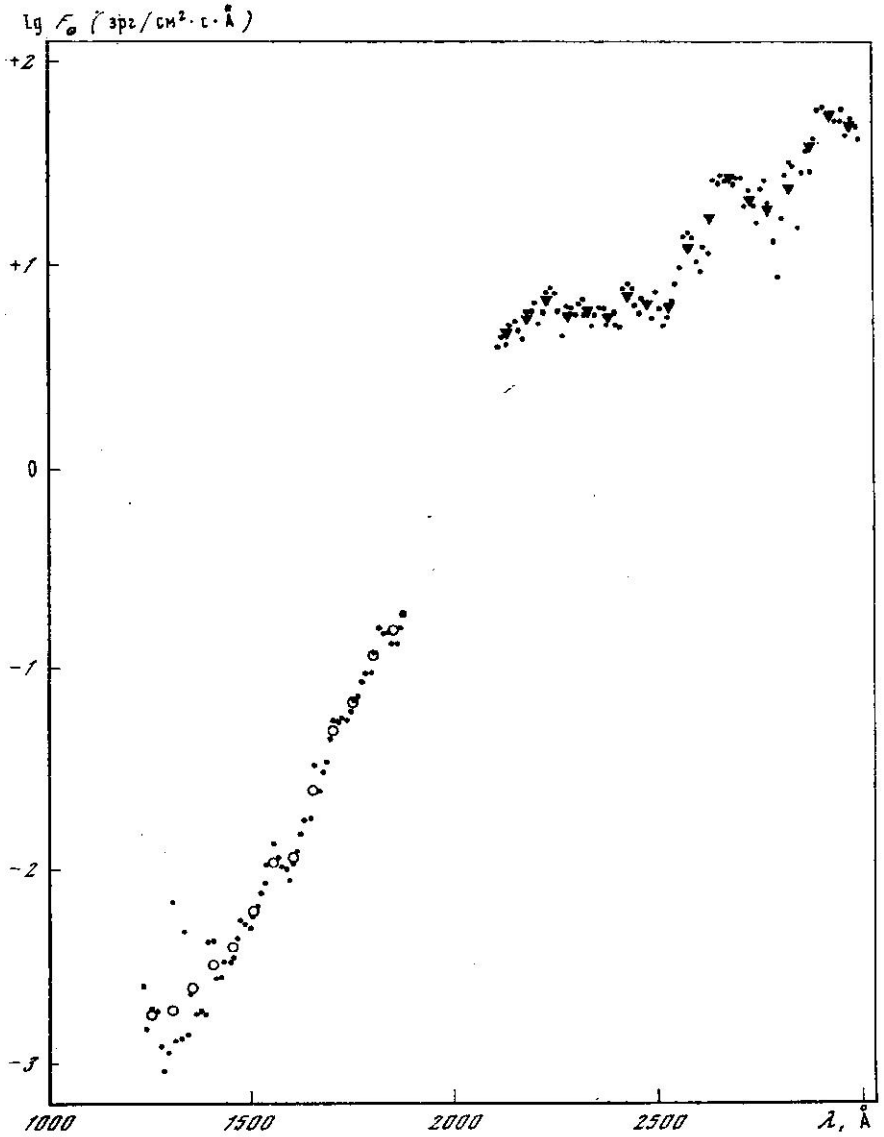


Рис. 1. Сравнение данных, полученных с высоким разрешением (точки) при $\lambda < 1800$ Å [11] и при $\lambda > 2100$ Å [27] со средними значениями в интервалах $\Delta\lambda = 50$ Å при $\lambda < 1800$ Å (кружки) и при $\lambda > 2100$ Å (треугольники)

спектрографов получила фотографии стигматических спектров Солнца в области 1100—3000 Å. Изменение фотографической плотности вдоль каждой солнечной линии является мерой изменения ее интенсивности по диску Солнца. Абсолютная привязка измерений выполнялась в основном по наземным измерениям, и данные NRL могут быть завышены на ~15% (но не в 3 раза!) из-за привязки к наземному ряду измерений Дункельмана и Школьник согласно [18]. Следует заметить, что данные NRL, относящиеся к центру диска Солнца, также показывали отличие в 2—3 раза от подобных данных других экспериментов, но в последние годы положение изменилось, и новые измерения NRL находятся уже в хорошем согласии с другими измерениями [16]. Что касается данных для всего Солнца, то они получены NRL до 1960 г., а все остальные результаты других экспериментов после 1968 г. Возможно, данные NRL для всего диска Солнца в целом отягощены систематическими ошибками

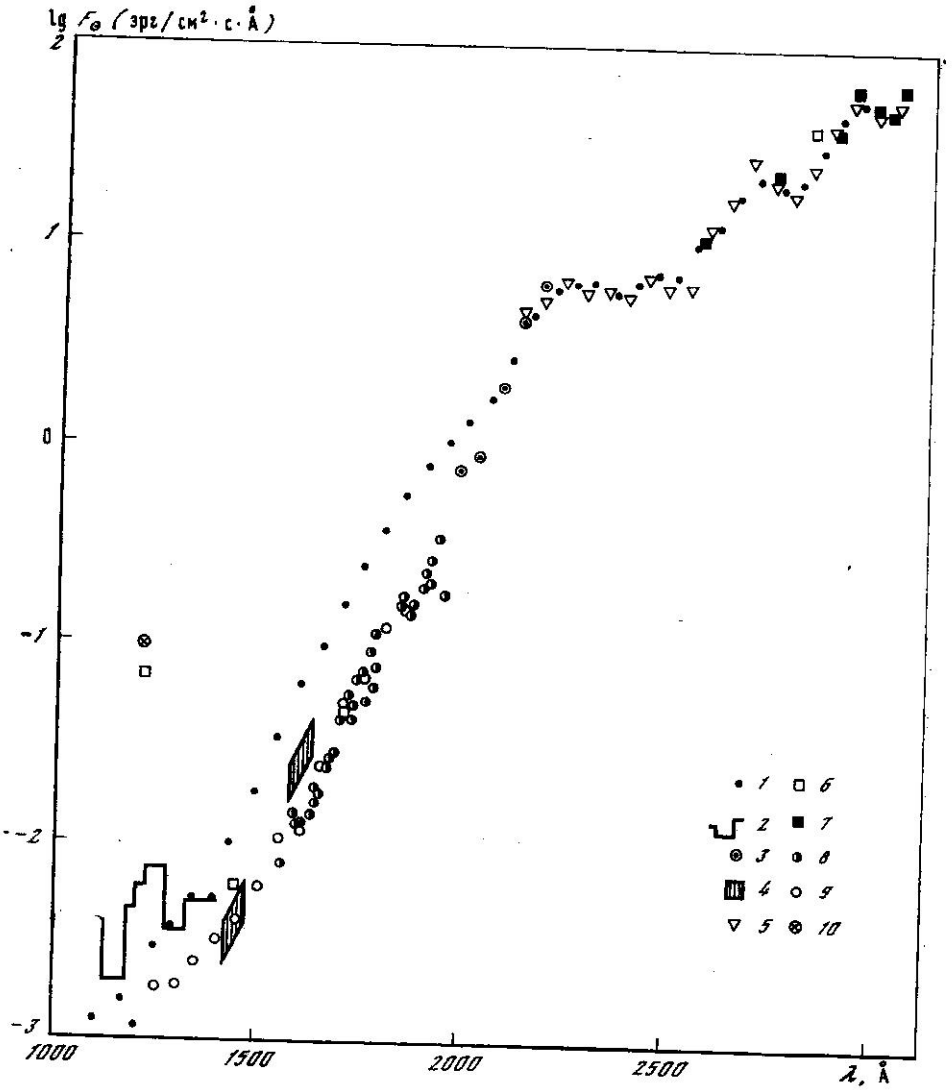


Рис. 2. Распределение энергии в спектре Солнца в целом как звезды по внеатмосферным измерениям

1 — измерения [24], *2* — [25], *3* — [26], *4* — [9], *5* — [27], *6* — [8], *7* — [28], *8* — [10], *9* — [11], *10* — средние данные согласно [8]

калибровки в области $\lambda < 2000$ Å, которые в последних экспериментах NRL устранены.

Обратимся к работам, дающим согласующиеся между собой результаты, но отличные от NRL в области $\lambda < 2100$ Å. Институт космической астрономии в Бельгии получил около 90 спектров в области 1850—2250 Å с помощью двойного монохроматора, трижды поднимавшегося на баллонах до высоты ~38 км [26]. Абсолютная калибровка выполнялась до и после каждого полета. Необходимо отметить, что высоты, на которых выполнялись эти измерения, явно недостаточны и на результатах измерений должно сказываться поглощение озоном и кислородом. Аккерманом и др. [26] не сказано, каким образом учитывалось это поглощение, и поэтому трудно судить, насколько точность измерений соответствует точности абсолютной калибровки. Тем не менее согласие с другими результатами хорошее (см. рис. 2). В другом бельгийском эксперименте исполь-

зовался трехканальный спектрометр для измерений в областях λ 1216, 1450 и 1710 Å. Калибровка выполнялась двумя независимыми способами и дала согласующийся результат. В [8] приведены также средние данные по излучению L_α из других экспериментов.

Далее, в японском эксперименте на борту ракеты регистрировался спектр всего Солнца с разрешением 78 Å в области λ1550—1950 Å на высоте 232 км (см. таблицу). И наконец, последний эксперимент Кембриджской лаборатории воздушных сил, где с помощью спектрометра с очень высоким разрешением измерялось излучение всего Солнца в спектральной области λ1230—1940 Å. Данные приведены в [11] в виде интегральных потоков в интервалах 10 Å. Несмотря на столь же высокое разрешение, как и в измерениях NRL, также видим различие с данными NRL в 3 раза.

Может ли это различие в 3 раза быть связано с переменностью солнечного излучения? Известно, что проводились эксперименты специально с целью исследования переменности солнечного излучения в ультрафиолетовой области спектра. По программе MUSE [28] (Монитор ультрафиолетовой энергии Солнца) в космическом центре им. Годдарда NASA исследовалась переменность солнечного излучения в областях спектра 1216 Å ($\Delta\lambda = 200$ Å), 1750 Å ($\Delta\lambda = 200$ Å) и 2950 Å ($\Delta\lambda = 300$ Å). Наблюдения велись в течение года на спутниках «Нимбус-3» и «Нимбус-4» на высотах ~1100 км. Энергетическая калибровка аппаратуры выполнялась особо тщательно. В результате этих исследований были обнаружены периодические изменения с 27-дневным периодом в λ1750 (и, возможно, в 2950 Å) в пределах ~20% и в области L_α — в 2 раза. Однако за год работы прибора ничего нельзя сказать о периодичности, связанной с 11-летним циклом активности Солнца. Автором [28] указывается на возможность такой периодичности на основании сравнения полученных данных с данными NRL. Другой эксперимент на геофизическом спутнике O VI-15 [29] подтвердил неслучайные изменения потока более чем на 40% в областях спектра λ1150—1600 и 1600—2100 Å. Изменения лучше всего коррелируют с индексом площади кальциевых флоккулов. Измерения проводились с помощью фотодиодов на высотах 130—440 км в течение июля — августа 1968 г. Далее на спутнике OSO-4 наряду с измерениями L_αHe проводились измерения L_αH в течение более 18 месяцев. На основании полученных данных английские исследователи Тимоти [30] заключают, что поток излучения L_α от Солнца был постоянным в течение всего периода наблюдений. В обзоре [20], посвященном солнечному излучению и его переменности в различных областях спектра, делается вывод о том, что Солнце переменно в области $\lambda < 1216$ Å, а в области $\lambda > 1216$ Å изменения пренебрежимо малы. В области $\lambda = 1216$ Å — L_α авторы указывают на возможную переменность излучения в 2 раза. Из сказанного выше представляется более правильным заключить, что вопрос переменности требует дальнейшего изучения. Сравнение данных, относящихся к различным моментам времени, не показывает зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности, и переменность (если она существует) лежит пока в пределах точности измерений (30%). Исключение составляют лишь данные NRL, и причина этих расхождений неясна.

Таким образом, подводя итог, можно сказать, что Солнце может служить энергетическим стандартом наряду со звездами довольно надежно при внеатмосферных исследованиях в области $\lambda > 2000$ Å. Но остается невыясненным расхождение между данными NRL и остальными измерениями в 3 раза в области $\lambda < 2000$ Å. Если бы удалось снять это расхождение, можно было бы Солнце использовать как стандарт и в этой области. Вопрос об 11-летней переменности солнечного излучения в ультрафиолете $\lambda > 1216$ Å также остается открытым. В

Следует в заключение упомянуть две трудности, неизбежные при калибровке измерений звезд по Солнцу. Первая — необходимость ослабления солнечного излучения в 10^8—10^9 раз. Однако опыт применения сол-

нечного излучения в качестве стандарта в видимой области имел место при внеатмосферной фотометрии протяженных источников на OSO-6 [31], достигалось ослабление в 10^{12} раз. Вторая трудность — устранение рассеянного света от длинноволновой области спектра (перепад излучения в диапазоне 1500—3000 Å ~4 порядков). Это требует особой конструкции прибора и эффективности светоприемников.

В заключение автор выражает благодарность А. Б. Северному и В. Б. Никонову за обсуждение статьи.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Davis R. J., Deutschman W. A., Lundquist C. A.* e. a. The Scientific results from the OAO-2.— NASA SP-310, 1972, 1.
2. *Bendell C. B.*— NASA SP-310, 1972, 23.
3. *Codé A. D.* IAU Symp. N 54. Problems of calibration of absolute magnitudes and temperature of stars, 1973, p. 131. Dordrecht — Holland, Boston — USA: D. Reidel publ. Co.
4. *Зверева А. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, с. 89.
5. *Carruthers G. R., Page T.*— Apollo 16 preliminary Science report NASA SP-315, 1972, 13—1.
6. *Morgan D. H., Nandy K., Thompson G. I.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, 177, N 3, p. 531.
7. *Adams T. F., Frisch P. C.*— Astrophys. J., 1977, 212, p. 300.
8. *Ackerman M., Simon P.*— Solar Phys., 1973, 33, p. 23.
9. *Carver J. H., Horton B. H., Lockey G. W. A., Bryan Rofe.*— Solar Phys., 1972, 27, p. 347.
10. *Nishi K.*— Solar Phys., 1975, 42, p. 37.
11. *Heroux L., Swirbalus R. A.*— J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 436.
12. *Bonnet R.*— Ann. Ap., 1968, 31, p. 597.
13. *Samain D., Bonnet R. M.*— Astron. Astrophys., 1975, 39, p. 71.
14. *Nishi K.*— Solar Phys., 1973, 33, p. 23.
15. *Макарова Е. А., Харитонов А. В.*— Астрон. ж., 1976, 53, вып. 6, с. 1234.
16. *Brueckner G. E., Bartoe J.-D. E., Moe O. K., Van Hoosier M. E.*— Astrophys. J., 1976, 209, N 3, p. 935.
17. *Tousey R.*— Quart. J. Roy. Astr. Soc., 1964, 5, N 2, p. 123.
18. *Макарова Е. А., Харитонов А. В.* Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: Наука, 1972.
19. *Tousey R.*— Space Sci. Rev., 1963, 2, p. 35.
20. *Smith E. P., Gottlieb D. M.*— Space Sci. Rev., 1974, 16, N 5/6, p. 771.
21. *Wilson N., Tousey R., Purcell J. D.* e. a.— Astrophys. J., 1954, 119, p. 590.
22. *Malitson H. H., Purcell J. D., Tousey R., Moore C. E.*— Astrophys. J., 1960, 132, p. 746.
23. *Purcell J. D., Packer D. M., Tousey R.* et al.— Space Res., 1960, 1, p. 581.
24. *Detwiler C. R., Garett D. L., Purcell J. D., Tousey R.*— Ann. Geophys., 1961, 17, p. 263.
25. *Hinteregger H. E., Hall L. A.*— Space Res., 1964, 5, p. 1175.
26. *Ackerman M., Frimont D., Pastiels R.*— IAU Symp. N 41, 1971, 2, p. 251.
27. *Broadfoot A. L.*— Astrophys. J. Dordrecht — Holland: D. Reidel publ. Co., 1972, 173, p. 681.
28. *Heath D. F.*— J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 2779.
29. *Prag A. B., Morse F. A.*— J. Geophys. Res., 1970, 75, p. 4613.
30. *Timothy A. F., Timothy J. G.*— J. Geophys. Res., 1970, 75, p. 6950.
31. *Roach F. E., Carroll B., Aller L. H., Smith L.*— Proc. Nat. Acad. Sci., 1972, 69, N 3, p. 694.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

О СТРУКТУРЕ ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ В ОКРЕСТНОСТЯХ РАЗВИТЫХ ГРУПП ПЯТЕН

Л. Г. Карташова

По наблюдениям в линии H_α (с разрешением 2″) исследуется направление вытянутости ячеек хромосферной сетки в окрестностях нескольких групп пятен. Получено, что:

1) вокруг исследуемых активных областей 70% из 870 ячеек вытянуты вдоль (с точностью до 30°), а 15% ячеек — почти поперек (под углами 70—90°) направления волоконец;

2) за пределами основной радиальной волоконной структуры активная область нередко огибается системой ячеек, с поперечным относительно радиальных волоконец направлением вытянутости.

ABOUT CHROMOSPHERIC NETWORK STRUCTURE AROUND DEVELOPED ACTIVE REGIONS, by *L. G. Kartashova*.— The chromospheric network structure around several developed active regions were studied on the basis of the observations in the H_α line. The resolution on the filtergrams was of 2″. The following was found:

1) in the neighbourhood of the active regions 70% (from 870) of network cells stretch along fibrils direction (with accuracy 30°), and 15% of cells stretch approximately across that (at angles 70—90°);

2) out of the boundary of the main radial fibrils structure the active region is often rounded by the system of network cells stretched approximately perpendicular to radial direction.

При исследовании структуры хромосферы в области волокон [1] нами была отмечена тенденция к вытягиванию ячеек хромосферной сетки вдоль направления волоконец. В настоящее время считается, что волоконца располагаются приблизительно вдоль силовых линий магнитного поля [2—4].

Здесь изучается характер вытянутости ячеек относительно направления волоконной структуры в окрестностях развитых групп пятен.

1. Материал наблюдений и методика обработки

Наблюдения проводились на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с H_α ИПФ «Halle» с полосой пропускания 0,5 Å. Диаметр изображения Солнца на пленке (размер кадра 18 мм × 24 мм) составлял 50 мм. Разрешение на фильтрограммах было 2″. Каждая активная область наблюдалась несколько дней, в течение 8—10 ч ежедневно. Наблюдения велись 1—4 раза в течение часа поочередно в центре линии H_α и на различных расстояниях от центра линии в синюю и красную сторону каждый раз. Номера основных исследуемых групп пятен по «Solar Geophysical Data prompt reports» и даты их наблюдений приведены ниже.

Номер группы по S.G.D.	57	738	790
Дни наблюдений	12—16. VII 1974 г.	29. VI, 1—3. VII 1975 г.	6—11. VIII 1975 г.

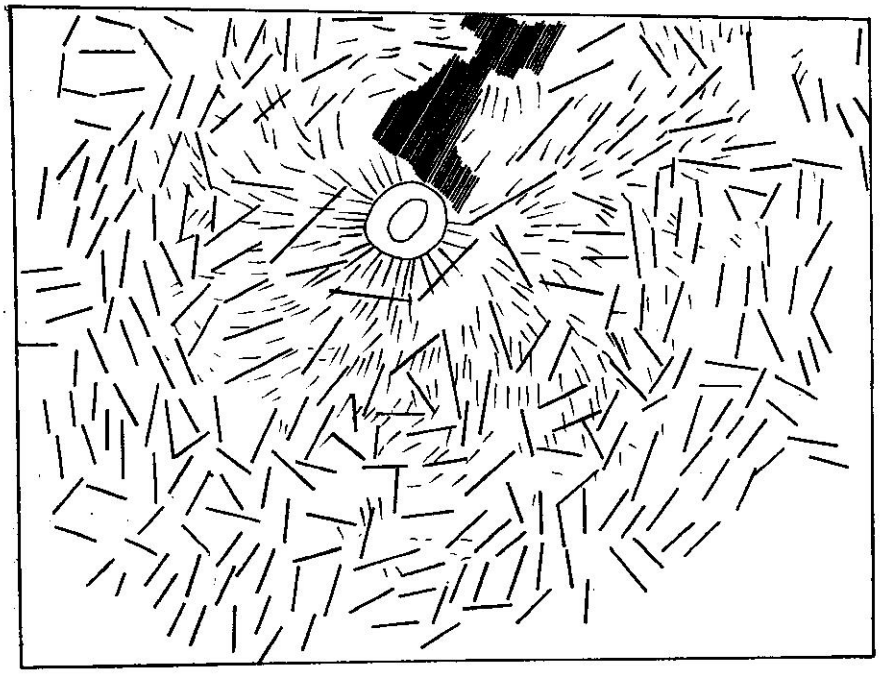


Рис. 1. Карта вытянутости ячеек в окрестности лидера активной области № 57 за 13.VII 1974 г.; UT = 14^h20^m

Отрезками прямых нанесены наибольшие оси каждой ячейки. Тонкими линиями схематично изображена волоконная структура активной области. Область флоккулов заштрихована

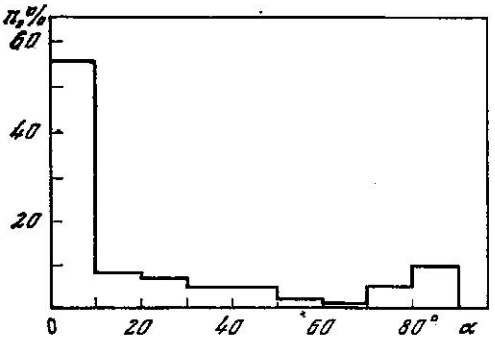


Рис. 2. Гистограмма распределения числа ячеек в зависимости от угла между направлением волоконец и наибольшей оси каждой ячейки

Исследуемые группы практически изолированы от соседних активных областей, отличаются компактными флоккулами и относительно простой биполярной конфигурацией пятен.

Хромосферная сетка видна в крыльях линии H_α наилучшим образом приблизительно на расстояниях $\pm 0{,}5$; $\pm 0{,}6$ Å от центра линии. В мощных активных областях отдельные ячейки хромосферной сетки различаются до $H_\alpha \pm 1$ Å. Волоконца наиболее четко наблюдаются вблизи центра H_α, хотя в активных областях просматриваются и далеко в крыльях, местами до $\pm 0{,}8$ Å. В соответствии с простой биполярной конфигурацией наблюдавшихся пятен волоконная структура в их окрестностях повторяет в какой-то мере картину магнитных силовых линий поля диполя [2—4]. Это означает, что основная часть волоконец расходится радиально от пятен и лишь на сравнительно небольших участках между лидирующими и хвостовыми пятнами волоконца располагаются почти вдоль оси группы.

Как хорошо известно, ячейки хромосферной сетки — структуры нерегулярные. В связи с этим каждая ячейка обводилась овалом (на снимках в H_α — 0,5 (—0,6) Å). Область флоккулов при этом исключалась. Далее для большого числа моментов наблюдений строили карты, показывающие направление вытянутости ячеек в окрестностях исследуемых активных

областей (рис. 1). Черточками на них отмечались наибольшие оси ячеек (овалов). Во внимание принимались ячейки с отношением наибольшей оси к наименьшей 1,2 и более.

2. Анализ наблюдательных данных

В исследуемых окрестностях активных областей, как и в области волокон [1], обнаружилось соответствие между характером вытянутости ячеек и направлением волоконец. Располагая достаточным материалом, мы провели количественную оценку этого соответствия. По картам вытянутости ячеек и фильтрограммам в центре H_α (из одной серии наблюдений, см. п. 1) измерялся угол между наибольшей осью каждой ячейки и направлением волоконец в области данной ячейки. Измерения были проведены для двух-трех моментов наблюдений вблизи центра диска (на расстояниях до 20° от центра) каждой из групп. На рис. 2 приведена общая для всех активных областей и всех моментов наблюдений гистограмма распределения числа ячеек (в процентах от общего числа ячеек, $N_{общ} = 870$) по углам α между направлением вытянутости ячеек и направлением волоконец. Как видно из рис. 2, для основной массы ячеек (70%) угол α не превышает 30° (назовем их продольными ячейками). В то же время для 15% ячеек угол α составляет 70°—90° (поперечные ячейки).

Поперечные ячейки имеют тенденцию появляться непосредственно возле пятен (см. рис. 1), а также в других участках с четкими радиальными волоконцами. Относительно большие области поперечных ячеек нередко наблюдаются и за пределами отчетливо просматривающейся (по крайней мере, на наших снимках) радиальной волоконной структуры. Они огибают активную область, прилежащие к ней участки радиальных волоконец и продольных ячеек примерно так, как на рис. 1. Следует отметить, что в отдельных местах этих областей иногда просматриваются слабые волоконца, расположенные вдоль направления вытянутости ячеек. Образование указанных поперечных структур хромосферной сетки может являться отражением вихревой конфигурации магнитного поля пятен [5], на снимках Хэйла она хорошо проявляется [6].

Выводы

1. Около 70% из 870 ячеек хромосферной сетки в исследуемых окрестностях активных областей вытянуты вдоль направления волоконец с точностью до 30°. В то же время 15% ячеек вытянуты почти поперек волоконец (под углами 70—90°).

2. На окраинах радиальной волоконной структуры активная область нередко огибается системой поперечных ячеек, что может являться отражением вихревой конфигурации магнитного поля пятен.

16 мая 1978 г.

Литература

1. *Карташова Л. Г.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 59, с. 73.
2. *Степанов В. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, с. 52.
3. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, с. 200.
4. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, с. 92.
5. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, с. 34.
6. *Hale G. H.*— Astrophys. J., 1930, 71, N 1, с. 73.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ПОЛЯРИЗОВАННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ МОЩНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ В ИЮЛЕ 1974 г. НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Рассмотрено поляризованное по кругу радиоизлучение мощной активной области, наблюдавшейся на Солнце (группа пятен № 96 [2], McMath Region 13043 [3]) в начале июля 1974 г.

Основные результаты.

1. Спектр степени поляризации радиоизлучения локального источника в диапазоне 1,9—3,5 см заметно изменяется со временем. С ростом активности группы пятен степень поляризации в рассматриваемом диапазоне возрастает с уменьшением длины волны.

2. Степень поляризации локального источника на волнах 1,9 и 2,5 см изменяется ото дня ко дню. На волне 3,5 см эти изменения выражены слабее. Заметные вариации степени поляризации могут происходить за 10—20 мин даже при отсутствии всплесков радиоизлучения.

3. Знак поляризации для сравнительно сильных всплесков в большинстве случаев совпадает со знаком поляризации радиоизлучения локального источника.

4. Смена знака поляризации радиовсплесков с длиной волны наблюдается на разных волнах в диапазоне 1,9—3,5 см. На фиксированной волне рассматриваемого диапазона знак поляризации во время всплеска может измениться на противоположный в течение нескольких секунд.

POLARIZED RADIO EMISSION OF AN INTENSE ACTIVE REGION ON THE SUN IN JULY 1974 AT WAVELENGTHS 1.9; 2.5 AND 3.5 cm, by *A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov.*— The circularly polarized radio emission of an intense active region on the Sun (spot group N 96 [2], McMath regions 13043 [3]) was considered at the begining of July 1974. The observations were performed with the 22-meter radio telescope of the Crimean astrophysical observatory at wavelengths 1.9; 2.5 and 3.5 cm simultaneously.

Main results are:

1. The spectrum of degree of polarization of a local source of radio emission at wavelength range 1.9—3.5 cm varies appreciably with time. Spectral maximum of degree of polarization displaces towards shorter wavelengths when activity of the sunspot group increases.

2. The degree of polarization of radio emission of the local source varies considerably at wavelengths 1.9 and 2.5 cm from day to day. At the wavelength 3.5 cm these changes were not observed. Appreciable variations of the degree of polarization can be observed during a time interval of 10—20 minutes even if radio bursts are not recorded.

3. The sense of polarization of radio emission for comparatively strong bursts, in most cases, coincides with that for a local source.

4. The change of sense of polarization for a burst depending on wavelength is observed on different wavelengths in range 1.9—3.5 cm. At a fixed wavelength of the range under review, one sense of polarization can change during the burst to the other in a few seconds.

Нами было изучено поляризованное по кругу радиоизлучение локального источника (л.и.) на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см за период с 1.VII по 7.VII 1974 г. Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР одновременно на трех волнах с использованием радиополяриметра, описанного в [1].

Рассматриваемый локальный радиоисточник был связан с мощной группой пятен № 96 [2] (McMath Region 13043 [3]). Центральный меридиан она проходила 3.VII в 19^h10^m UT. Время в дальнейшем везде мировое. Группа имела высокую вспышечную активность: 3.VII и 4.VII в ней возникали протонные вспышки.

Полная интенсивность радиоизлучения л.и. при прохождении группы по диску Солнца (с 29.VI по 10.VII 1974 г.), а также отдельно поляризованное излучение по наблюдениям 4.VII нами рассмотрены в [4—6]. Обнаружены следующие, характерные для этого л.и., особенности: 1) высокая плотность потока радиоизлучения на всех трех волнах; 2) в период наибольшей активности группы (3.VII и 4.VII) спектральный индекс л.и. в интервале длин волн 3,5—2,5 см принимал отрицательные значения; 3) степень поляризации радиоизлучения 4.VII растет с уменьшением длины волны; 4) наличие долгопериодических изменений интенсивности излучения со средним периодом 100 мин; 5) наличие слабых радиовсплесков, у которых плотность потока увеличивается с уменьшением длины волны (эти события нами были названы всплесками с необычным спектром).

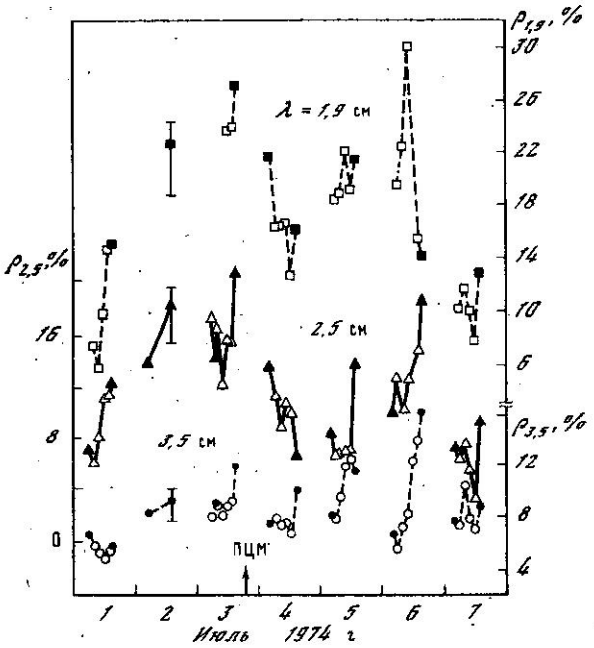
Поляризованное радиоизлучение локальных источников на Солнце имеет тесную связь с магнитными полями активных областей [7—9]. Поэтому исследование поляризованного излучения радиоисточников в сантиметровом диапазоне позволяет получить определенные сведения о магнитном поле на уровнях, простирающихся до десятка тысяч километров над фотосферой (над пятнами). И наоборот, знания о структуре и динамике фотосферных магнитных полей в активных областях очень важны для понимания процессов, происходящих в локальных источниках [10].

Группа пятен № 96 имела сложную структуру магнитного поля [2, 11] с преобладанием поля S-полярности. Напряженность магнитного поля в отдельных пятнах хвостовой части группы, где возникали мощные вспышки, в день наибольшей активности (4.VII) достигала 4200—4300 Гс [2, 12]. Имели место быстрые изменения магнитного поля. Например, 4.VII перед началом протонной вспышки наблюдалось появление (всплывание) и исчезновение в группе пятен пор за время зарисовки группы [12]. Быстрые изменения магнитного поля были замечены и в других группах пятен [13, 14].

Взаимодействие всплывающего магнитного поля с существующим уже магнитным полем в активной области при определенных условиях приводит к возникновению вспышек [15—17]. В [18] отмечается, что вновь появившиеся элементы магнитного поля на уровне фотосферы достигают уровней верхней хромосферы и переходного слоя за время порядка трех часов. Естественно предположить, что всякие значительные изменения в магнитной структуре группы пятен приводят к изменению локальных радиоисточников, а отсюда и характеристик поляризованного радиоизлучения.

1. Изменения степени поляризации ото дня ко дню

На рис. 1 представлены кривые изменения степени поляризации ρ за период с 1.VII по 7.VII. Зачерненные значки соответствуют значениям степени поляризации, найденным по записям сканов диска Солнца, проведенным по максимуму радиоисточника. Данные, обозначенные светлыми значками, получены путем усреднения отдельных участков записей при



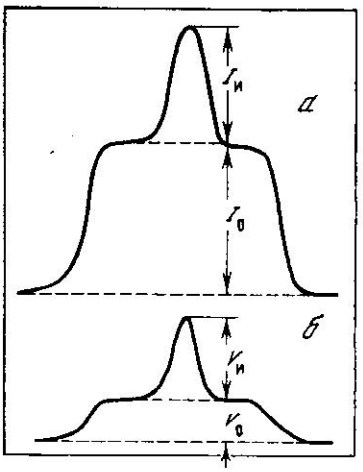


Рис. 2. Схематическое изображение сканов диска Солнца через локальный радиоисточник

Рис. 1. Изменение степени круговой поляризации радиоизлучения локального источника группы пятен № 96 [2] за период с 1.VII по 7.VII 1974 г. на волнах 1,9 (прямоугольники); 2,5 см (треугольники) и 3,5 см (кружки)

непрерывном слежении за источником (без учета всплесков). Усреднение проводилось по двухчасовым интервалам. Степень поляризации радиоизлучения л.и. определялась по формуле

$$\rho = \frac{V_и}{I_и} - \frac{V_0}{I_0}, \qquad (1)$$

где $I_и$ и $V_и$ — антенные температуры полного и поляризованного радиоизлучения л.и. соответственно. Эти величины пропорциональны параметрам Стокса I и V. Отношение V_0/I_0 учитывает эффект паразитной поляризации, обусловленной просачиванием неполяризованного сигнала в канал поляризации. Для наглядности пояснения смысла величин $I_и$, $V_и$, I_0 и V_0 на рис. 2 схематически изображены записи сканов в полной интенсивности (*а*) и в поляризованном излучении (*б*). На рис. 2 I_0 — уровень излучения спокойного Солнца, V_0 — сигнал паразитной поляризации от I_0 (при этом принимается, что радиоизлучение спокойного Солнца не поляризовано). Величины $I_и$, $V_и$, I_0 и V_0 калибровались методом, приведенным в [19].

Соотношение (1) для степени поляризации справедливо при условии, что размеры излучающей области значительно меньше размеров главного лепестка диаграммы направленности антенны или когда размеры источников в полной интенсивности и в поляризованном излучении одинаковы. Приближенные оценки показывают, что превышение размеров источника в полной интенсивности над размерами в поляризованном излучении может привести к завышению ρ от истинных значений на 15—25%. Поэтому возможно, что значения ρ на рис. 1 следует уменьшить на $\Delta\rho = 1{,}5 \div 3\%$ на волне 3,5 см, $\Delta\rho = 2 \div 4\%$ на 2,5 см и $\Delta\rho = 4 \div 6\%$ на 1,9 см. Однако при этом характер спектра останется неизменным. С учетом этого на рис. 1 вертикальными черточками (для измерений 2.VII) обозначены возможные максимальные ошибки в определении ρ. В остальные дни величина ошибок остается приблизительно такой же.

Из рис. 1 видно, что при прохождении группы по диску Солнца степень поляризации л.и. не остается постоянной, причем на разных волнах величина ρ изменяется несколько различно. На волне 3,5 см среднее за день значение ρ ото дня ко дню изменяется незначительно. На волнах 1,9 и 2,5 см наблюдается общий рост степени поляризации при приближении группы к центральному меридиану.

Вследствие сложного строения группы и того, что в рассматриваемый период она находилась не далее 40° от центрального меридиана, эффектами направленности излучения, по-видимому, можно пренебречь. Поэтому изменения степени поляризации ото дня ко дню определяются вариациями активности группы пятен (локального источника). Как видно из рис. 1, соседние значения усредненной степени поляризации на данной волне могут значительно отличаться друг от друга. Далее, из рис. 1 следует, что за весь рассматриваемый период степень поляризации в среднем возрастает с уменьшением длины волны и не превышает 30%. Особенно это справедливо в дни наибольшей активности группы (3.VII и 4.VII). В начале и в конце рассматриваемого периода, когда излучение радиоисточника было относительно слабее, значения ρ на волне 1,9 см близки к значениям ρ на других волнах. Степень поляризации на волне 2,5 см 2.VII, 3.VII, 4.VII и 6.VII была выше, чем на волне 3,5 см. Следовательно, при прохождении локального источника по диску Солнца наблюдаются изменения в характере спектра степени поляризации, что находится в согласии с [20]. Под спектром степени поляризации понимается зависимость степени поляризации от длины волны. Спектр поляризованного излучения (степени поляризации) зависит от структуры магнитного поля в активной области. В частности, изменение спектра поляризации 5.VII, по всей вероятности, обусловлено перестройкой магнитного поля, вызванной протонной вспышкой 4.VII в 13^h51^m UT. В этой связи заметим, что изменение спектра степени поляризации произошло еще 4.VII после мощного всплеска. Над большей частью хвостового пятна 4.VII были измерены магнитные поля с напряженностью более 3000 Гс с максимумами 4130, 3950 и 3880 Гс вдоль яркого моста, разделяющего хвостовое пятно на области противоположной полярности. Измерения проводились через час после максимума вспышки. А спустя четыре часа самое сильное поле, которое было измерено в этой области, оказалось равным 2900 Гс. Таким образом, примерно за четыре часа величина магнитного поля заметно уменьшилась [21].

1 и 7.VII 1974 г. локальный источник был существенно слабее, чем в остальные дни наблюдений, характер спектра также заметно отличался; значения ρ на волне 1,9 см близки к значениям ρ на других волнах. Ранее [22] для слабого локального источника было получено, что степень поляризации на волне 3,5 см больше, чем на волне 2,5 см. В [20] приводятся спектры степени поляризации радиоизлучения двух локальных источников, имеющих максимум в области 3—5 см. Эти данные соответствуют локальным источникам радиоизлучения, значительно уступающим по мощности рассматриваемому здесь источнику.

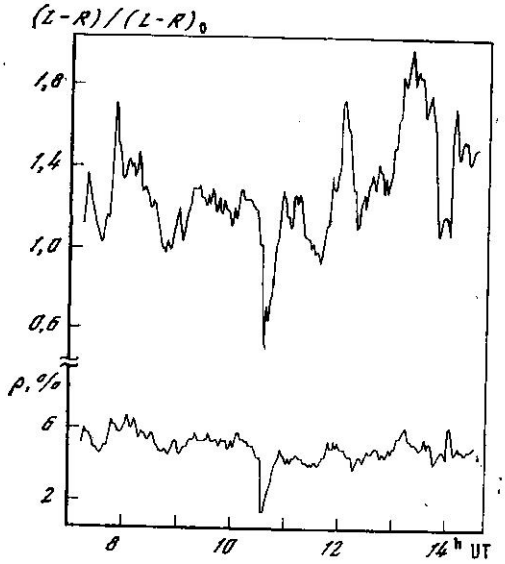
Поэтому в совокупности мы можем предположить, что с ростом активности группы пятен максимум спектра поляризации в диапазоне 1,9—3,5 см, как и в полной интенсивности [4], смещается в сторону коротких волн. Из-за сложной полярной структуры магнитного поля в излучающей области абсолютное значение степени поляризации на всех волнах сравнительно невелико, несмотря на большие значения напряженности поля в отдельных пятнах группы.

2. Изменение поляризованного излучения в течение дня

Временной ход поляризованного излучения л.и. (группы № 96) 1, 3, 5, 6 и 7.VII 1974 г. приведен на рис. 3—17. В верхней части этих рисунков даны относительные изменения антенных температур поляризованного

излучения $(L - R)/(L - R)_0$. За единицу принимались значения антенных температур $(L - R)_0$, соответствующих моменту времени, когда интенсивность полного радиоизлучения была минимальной [5]. В нижней части рис. 3—17 даны изменения степени круговой поляризации излучения ρ. Данные получены путем усреднения по четырем соседним точкам с интервалом между ними 30 с. При таком усреднении из рассмотрения выпадает большое число кратковременных слабых всплесков, зарегистрированных за период наблюдений. Во все дни наблюдений в радиоизлучении локального источника преобладало излучение, поляризованное по левому кругу. Рассмотрим поляризованное радиоизлучение за эти дни в отдельности.

1.VII 1974 г. (рис. 3—5). Изменения интенсивности поляризованного излучения за время наблюдений практически совпадают с изменениями в полной интенсивности. Все всплески в этот день, за исключением



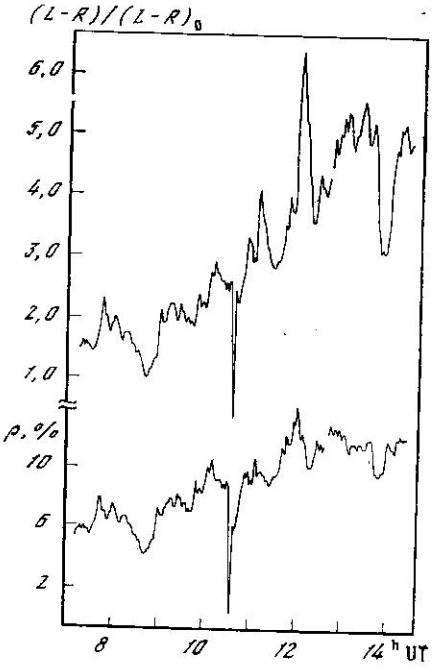


Рис. 3. Относительное изменение антенной температуры поляризованного радиоизлучения локального источника (верхняя кривая) и изменение степени круговой поляризации 1.VII 1974 г. на волне 3,5 см

Рис. 4. То же, что на рис. 3, для волны 2,5 см

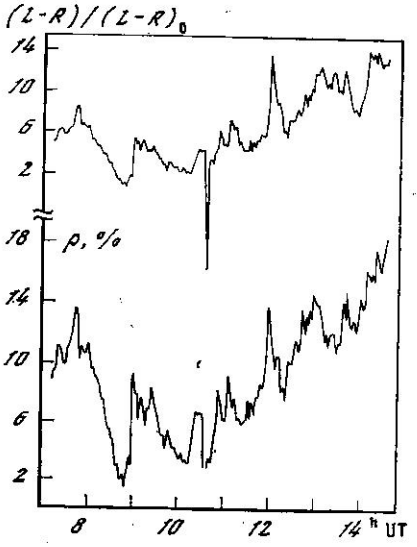


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для волны 1,9 см

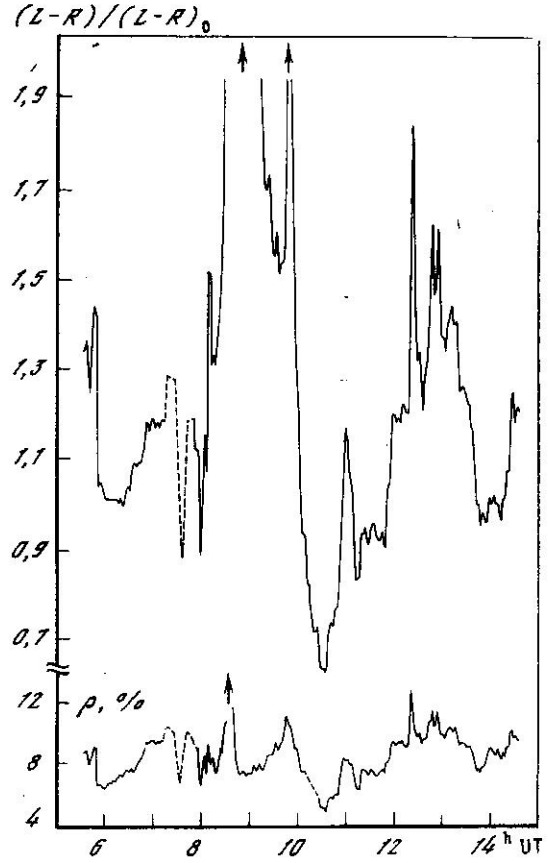
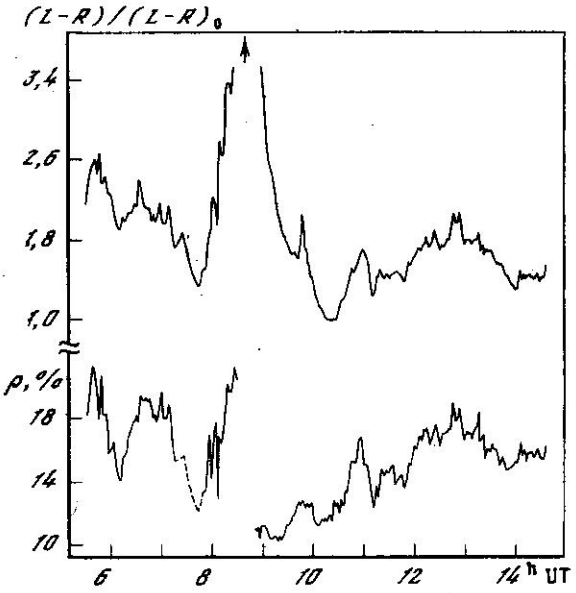
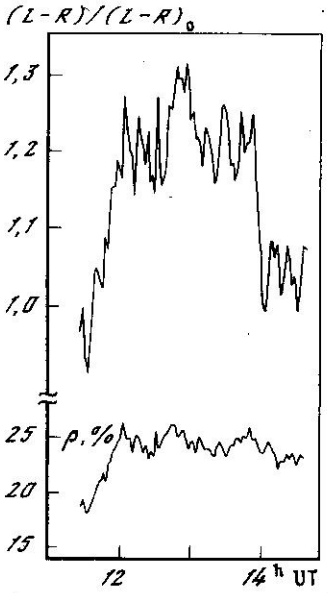


Рис. 6. Относительное изменение антенной температуры поляризованного радиоизлучения локального источника (верхняя кривая) и изменение степени круговой поляризации 3.VII 1974 г. на волне 3,5 см

Рис. 7. То же, что на рис. 6, для волны 2,5 см

Рис. 8. То же, что на рис. 6, для волны 1,9 см





всплеска в 10^h35^m UT, поляризованы по левому кругу, т. е. так же, как общее радиоизлучение источника. Интенсивность поляризованного излучения и степень поляризации на волне 3,5 см в течение дня изменялись мало. На волне 2,5 см наблюдался монотонный рост интенсивности (примерно в 4 раза) и степени поляризации (примерно в 2 раза) в течение дня. На волне 1,9 см поляризованное излучение и степень поляризации сначала уменьшались (до 10^h20^m UT), затем после всплеска монотонно возросли к концу дня (интенсивность возросла в 6 раз, степень поляризации — в 4 раза).

3.VII 1974 г. (рис. 6—8). Этот день характеризуется тем, что мощный всплеск, начавшийся в 8^h00^m UT, связан с протонной вспышкой [23]. В период с 5^h30^m по 8^h00^m UT степень поляризации на волне 3,5 см практически оставалась постоянной, а на волне 2,5 см уменьшалась (на волне 1,9 см измерений в этот период не было).

В поляризованном излучении на стадии роста мощного всплеска наблюдались пики колебаний с интервалом между ними около 8 мин. В это время имелись значительные изменения степени поляризации на волнах 2,5 и 3,5 см относительно среднего уровня с периодом не больше 8 мин. После мощного всплеска значение ρ на волне 2,5 см уменьшилось ($\sim$ в 1,5 раза) по сравнению с предвсплесковым уровнем, а на волне 3,5 см величина ρ практически не изменилась. Изменения степени поляризации и интенсивности поляризованного излучения на волне 1,9 см подобны и соответствуют изменениям в полной интенсивности. Мощному всплеску предшествует изменение ρ с периодом около 90 мин и максимальными отклонениями 15% на волне 3,5 см и 20% на 2,5 см от среднего уровня.

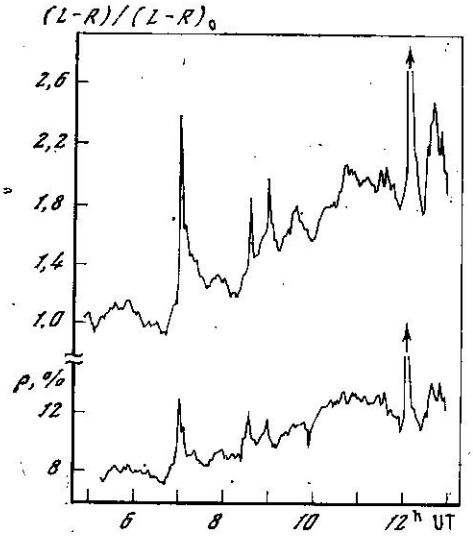
5.VII 1974 г. (рис. 9—11). Долгопериодические изменения (с длительностью около 120 мин), которые хорошо прослеживаются на записях полной интенсивности в этот день [5], в поляризованном излучении заметны на волнах 2,5 и 3,5 см, тогда как в изменении ρ на всех волнах и в поляризованном излучении на волне 1,9 см такие флуктуации трудно выделить. Во время всплеска, начавшегося в 12^h04^m UT, степень поляризации возрастала на всех волнах. Поляризованное излучение в этот день характеризуется флуктуациями с относительно коротким периодом (меньше 20 мин) и с той же особенностью, что и в полной интенсивности — их амплитуда возрастает с уменьшением длины волны. На волне 1,9 см длиннопериодические изменения маскируются короткопериодическими флуктуациями из-за их большой амплитуды. Временной ход степени поляризации повторяет ход интенсивности поляризованного излучения, т. е. мало изменяется на волнах 1,9 и 2,5 см и имеет монотонный рост к концу дня на волне 3,5 см. В 15^h07^m UT нами зарегистрирован всплеск (на записи не приводится). В 21^h00^m UT наблюдалась одна из мощнейших вспышек в этой активной области [24].

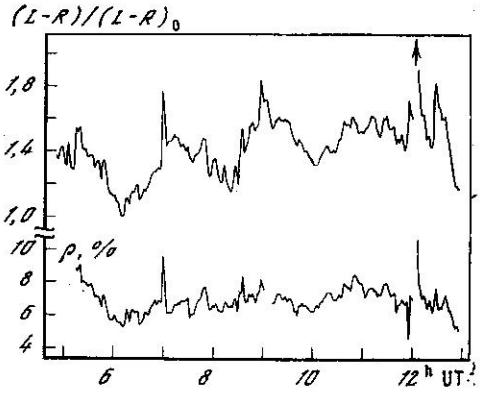
6.VII 1974 г. (рис. 12—14). Этот день характеризуется высокой активностью в радиоизлучении. Зарегистрировано больше 10 всплесков с резким подъемом и спадом интенсивности. В интервале времени с 5^h00^m до 10^h00^m UT во время всплесков степень поляризации возрастала, за исключением слабого всплеска в 8^h00^mUT, в котором значение ρ на волне 1,9 см уменьшалось. Длительность импульсных всплесков в среднем составляла 6—12 мин. Степень поляризации на волне 3,5 см монотонно увеличивалась в течение дня. Перед мощным всплеском (примерно за 30 мин до его начала) величина ρ на волне 2,5 см изменялась незначительно, а на волне 1,9 см несколько уменьшилась. После всплеска степень поляризации на волне 2,5 см уменьшилась до величины, меньшей предвсплесковой, а к концу наблюдений она снова возросла. В изменении ρ на волне 1,9 см непосредственно после всплеска отмечаются заметные падения ($\sim$в 3 раза) по сравнению с предвсплесковым уровнем, а затем — возрастание до конца наблюдений. 6.VII зарегистрировано большое число слабых импульсных всплесков.

7.VII 1974 г. (рис. 15—17) в период с 5^h00^m до 8^h00^m UT в полной интенсивности наблюдались четыре слабых всплеска [5]. В поляризованном излучении из них проявились только два (в 5^h36^m и в 6^h40^m UT), причем оба они имеют знак поляризации, обратный знаку поляризации радиоизлучения локального источника. Интенсивность их возрастала с уменьшением длины волны. В этот день наблюдаются слабые всплески, имеющие сложную поляризационную структуру. В 10^h00^m UT зарегистрирован мощный всплеск. Непосредственно перед всплеском интенсивность поляризованного излучения и степень поляризации на всех рассматриваемых волнах уменьшилась. После всплеска значения интенсивности и ρ на волнах 1,9 и 2,5 см были ниже, чем до предвсплескового периода. В двух всплесках, последовавших в 11^h54^m и 12^h20^m UT, интенсивность и величина ρ возросли на всех волнах (знак поляризации совпадал со знаком поляризованного излучения л. и.)

В интервале времени с 5^h00^m до 10^h00^m UT наблюдаются изменения степени поляризации с периодом около 100 мин амплитудой 20 и 15% от среднего значения на волнах 1,9 см и 2,5 см соответственно. На волне 3,5 см аналогичных изменений не наблюдается.

Общее рассмотрение рис. 3—17 позволяет отметить следующие особенности. Корреляция между изменениями радиоизлучения на волнах 1,9;





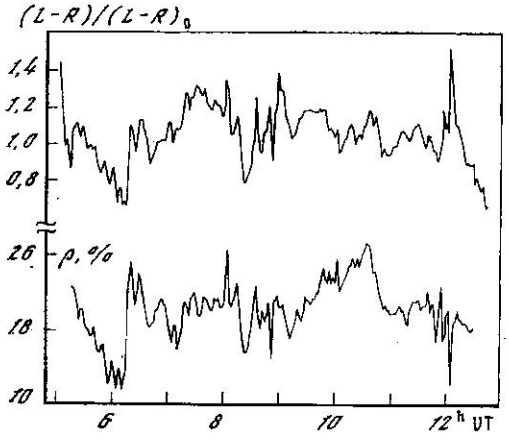


Рис. 9. Относительное изменение антенной температуры поляризованного радиоизлучения локального источника (верхняя кривая) и изменение степени круговой поляризации 5.VII 1974 г. на волне 3,5 см

Рис. 10. То же, что на рис. 9, для волны 2,5 см

Рис. 11. То же, что на рис. 9, для волны 1,9 см

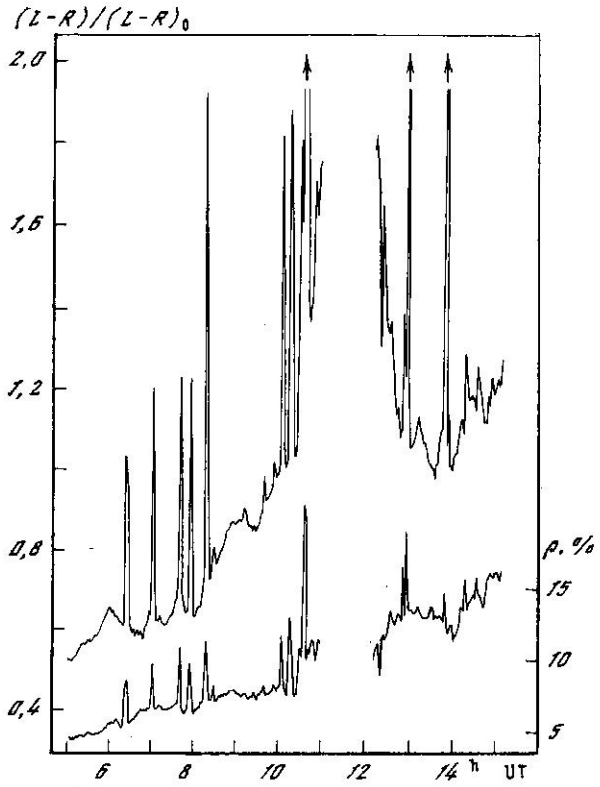


Рис. 12. Относительное изменение антенной температуры поляризованного радиоизлучения локального источника (верхняя кривая) и изменение степени круговой поляризации 6.VII 1974 г. на волне 3,5 см

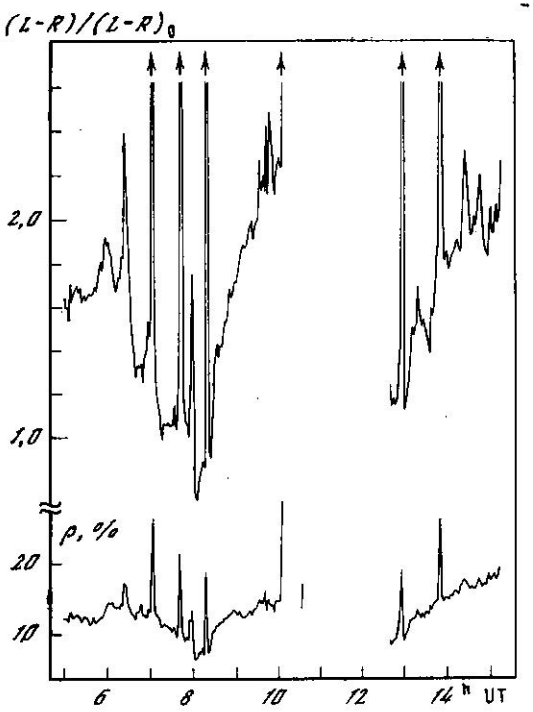


Рис 13. То же, что на рис. 12, для волны 2,5 см

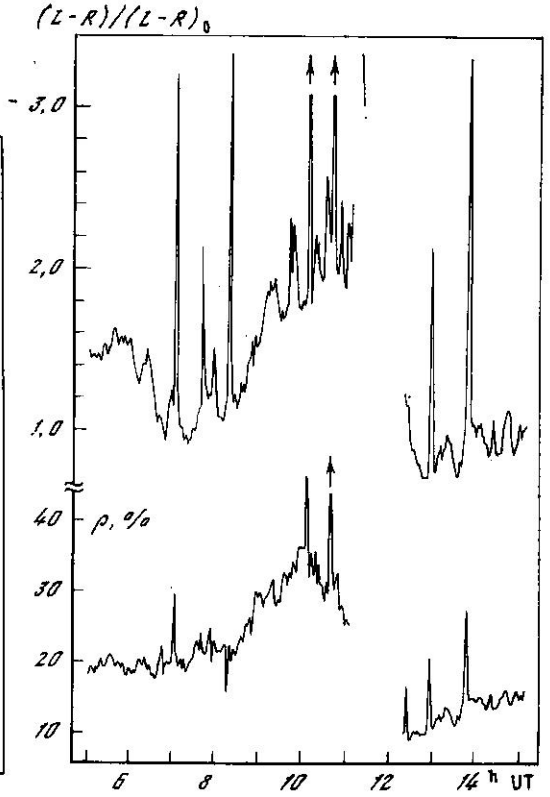
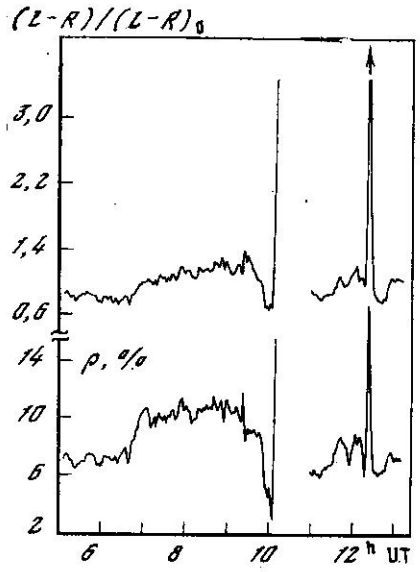
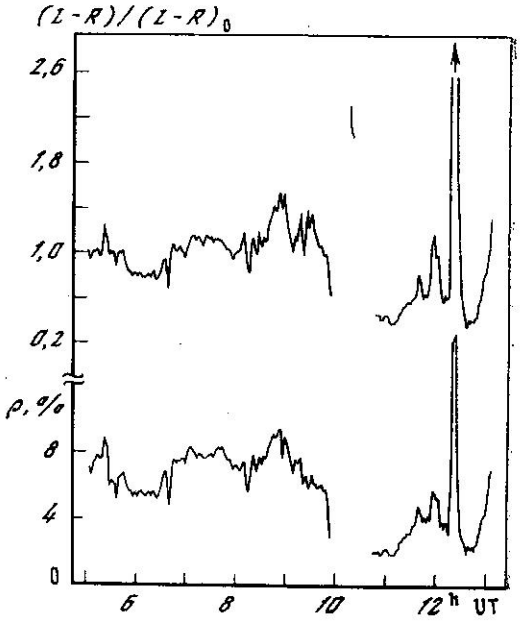


Рис. 14. То же, что на рис. 12, для волны 1,9 см





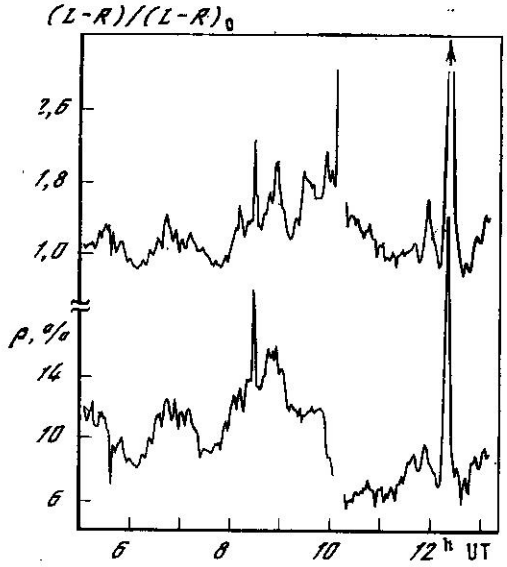


Рис. 15. Относительное изменение антенной температуры поляризованного радиоизлучения локального источника (верхняя кривая) и изменение степени круговой поляризации 7.VII 1974 г. на волне 3,5 см

Рис. 16. То же, что на рис. 15 для волны 2,5 см

Рис. 17. То же, что на рис. 15, для волны 1,9 см

2,5 и 3,5 см в течение дня в поляризованном излучении заметно меньше, чем в полной интенсивности. Временной ход поляризованного излучения в целом совпадает с ходом полного излучения, однако в деталях могут наблюдаться значительные различия. Степень поляризации может значительно изменяться в течение 10—20 мин даже в отсутствие всплесков радиоизлучения. Квазипериодические флуктуации с длительностью в среднем около 100 мин в поляризованном излучении иногда совпадают с аналогичными изменениями в полной интенсивности. Изменения поляризованного излучения малой длительности (10—20 мин) присутствуют на всех волнах. Относительная амплитуда их возрастает с уменьшением длины волны. Подавляющее большинство всплесков поляризованы по левому кругу, т. е. так же, как поляризовано радиоизлучение локального источника. Сильные всплески могут сопровождаться значительными изменениями степени поляризации локального источника.

3. Тонкая структура некоторых радиовсплесков

На рис. 18—23 представлены копии записей поляризованного радиоизлучения во время некоторых всплесков. Вертикальными отрезками указаны масштабы шкал антенной температуры. На этих рисунках отклонения записей от предвсплескового уровня вверх соответствуют поляризации по левому кругу, вниз — по правому кругу.

Как уже отмечалось, радиоизлучение рассматриваемого локального источника отличается многообразием тонкой структуры. В [5] указывалось, что ряд всплесков в полной интенсивности имеет необычный спектр, характеризующийся ростом интенсивности с уменьшением длины волны в диапазоне 1,9—3,5 см.

Как правило, поляризованное радиоизлучение этих всплесков также имеет особенности. На рис. 18 и 19 даны копии записей таких всплесков 4.VII и 7.VII 1974 г. соответственно. 4.VII в период с 7^h45^m по 8^h10^m UT зарегистрированы три всплеска (рис. 18). Всплеск с максимумом в $7^h48^m.5$ UT в поляризованном излучении проявился только на волне 2,5 см с поляризацией по правому кругу и с антенной температурой в максимуме около 1000 К. Здесь и в дальнейшем указываются антенные температуры относительно предвсплескового уровня. В полном излучении он зарегистрирован на волнах 1,9 и 2,5 см, а на волне 3,5 см этот всплеск не обнаруживается [5].

Всплеск с максимумом в $7^h56^m.5$ UT имеет левую поляризацию на всех трех волнах. Спектр его в поляризованном излучении характеризуется максимумом на волне 2,5 см. Аналогичный спектр поляризованного излучения имеет всплеск с максимумом в $8^h06^m.5$ UT, который в полной интенсивности обладает обычным спектром.

Необычный в полной интенсивности всплеск с максимумом в 5^h37^m UT 7.VII (рис. 19) в поляризованном излучении имел спектр, характеризующийся возрастанием интенсивности в сторону коротких волн. Правда, максимальные антенные температуры на волнах 2,5 и 1,9 см близки друг к другу.

Из рис. 18 и 19 следует, что для необычных в полной интенсивности всплесков спектр в поляризованном излучении близок к плоскому в диапазоне 1,9—2,5 см и заметно падает на волне 3,5 см.

На рис. 20—23 для иллюстрации тонкой структуры радиоизлучения в рассматриваемом диапазоне приведены копии записей некоторых всплесков в поляризованном излучении. На рис. 20 представлен всплеск 1.VII 1974 г. Временной ход интенсивности поляризованного излучения этого всплеска сильно отличается на разных волнах. На волне 3,5 см приблизительно в течение одной минуты знак поляризации всплеска изменился четыре раза. За этот период антенная температура изменилась от значения $T_a > 1300$ К излучения правой поляризации до 1600 К—левой поляризации. Подобные изменения интенсивности поляризованного излучения наблюдаются на волне 2,5 см, однако знак поляризации при этом практически не изменяется; излучение оставалось поляризованным по правому кругу. Временной ход всплеска на волне 1,9 см имеет относительно простой характер (он поляризован по правому кругу, антенная температура в максимуме была $T_a > 1500$ К). Ход отдельных деталей во всплеске на волнах 1,9 и 3,5 см в период 10^h35^m—$10^h36^m.5$ сходный, однако знаки поляризации противоположны.

На рис. 21 приведены записи трех всплесков 5.VII 1974 г. Всплеск с максимумом в 11^h41^mUT в поляризованном излучении наблюдался только на волне 1,9 см. Антенная температура его в максимуме составляла 460 К. Всплеск с максимумом в 11^h48^m UT наблюдался уже на волнах 1,9 и 2,5 см, причем на волне 1,9 см обнаружилась смена знака поляризации за время 30 с. Максимальная антенная температура его на волне 2,5 см достигала 600 К. На волне 1,9 см значения антенной температуры состав-

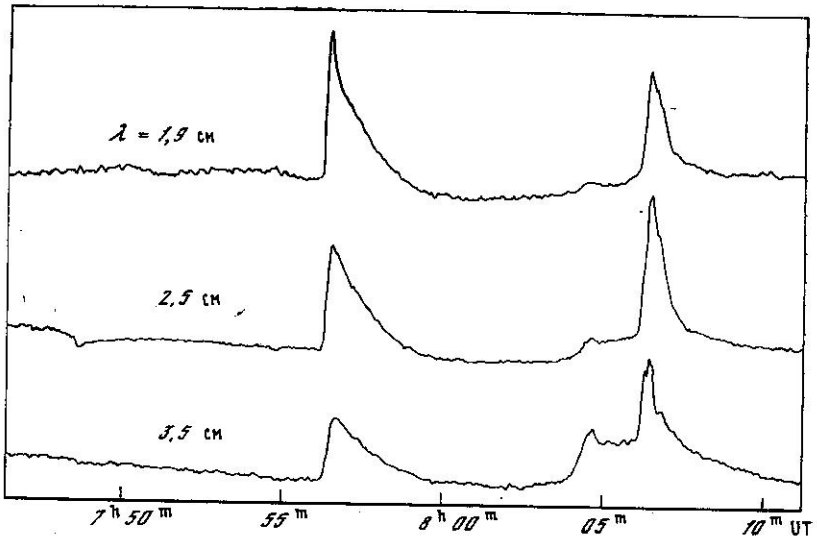


Рис. 18. Копии записей радиовсплесков в поляризованном излучении 4.VII 1974 г. Отклонения записей от предвсплескового уровня вверх соответствуют радиоизлучению, поляризованному по левому кругу, отклонения вниз — по правому кругу

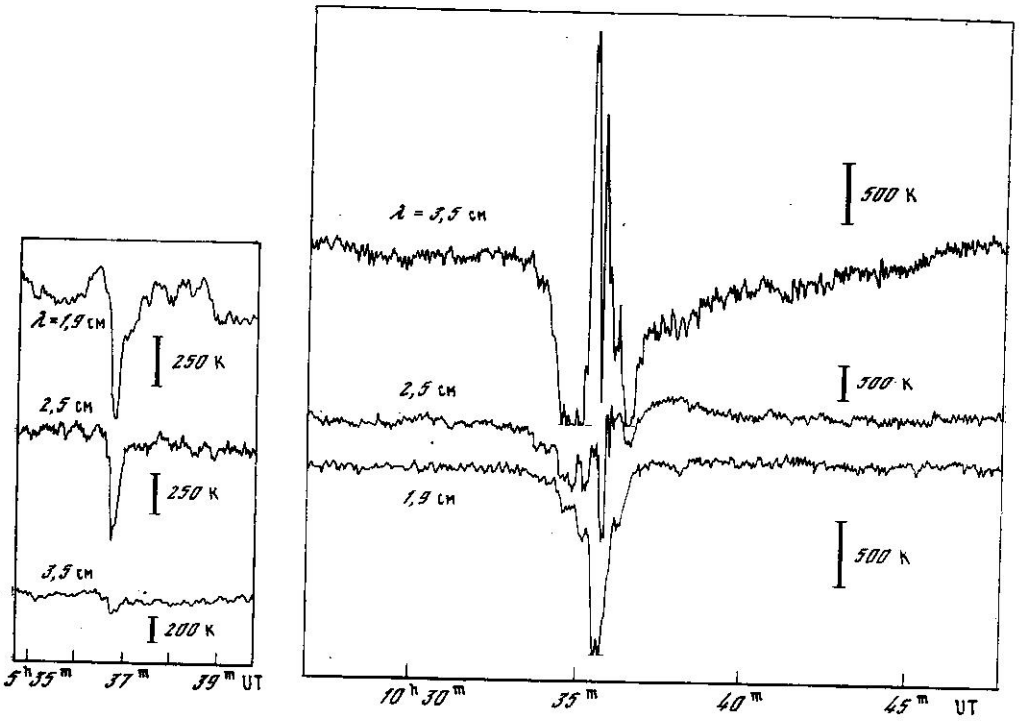


Рис. 19. То же, что на рис. 18, для 7.VII 1974 г. за период 5^h35^m — 5^h40^mUT

Рис. 20. То же, что на рис. 18, для 1.VII 1974 г.

ляли 590 и 620 К для лево- и правополяризованного излучений соответственно. Третий всплеск начался примерно в 11^h56^m UT и проявился на всех трех волнах. На волне 1,9 см произошла быстрая (за 10 с) смена знака поляризации. В дальнейшем на этой волне излучение было поляризовано по левому кругу. На волне 2,5 см излучение также было поляризовано по левому кругу, а на волне 3,5 см — по правому. Максимальные значе-

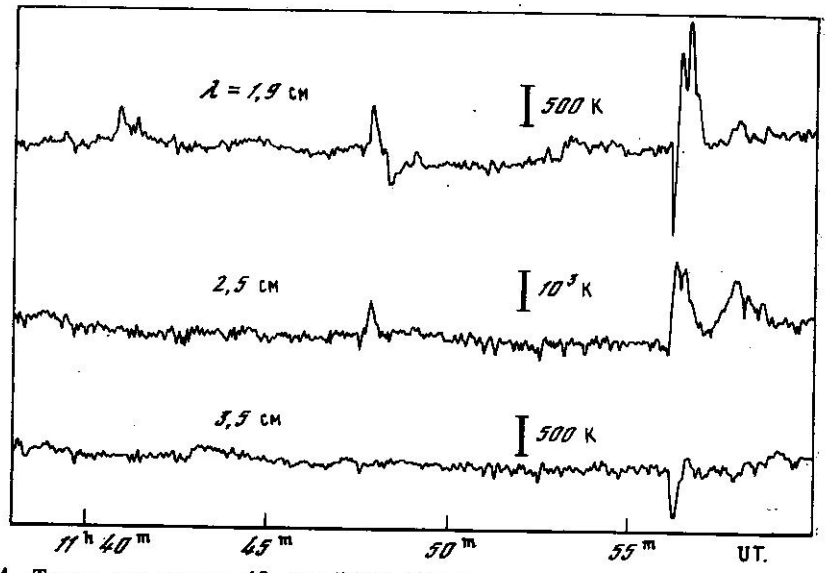
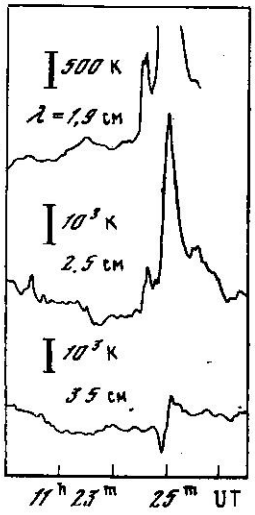


Рис. 21. То же, что на рис. 18, для 5.VII 1974 г.



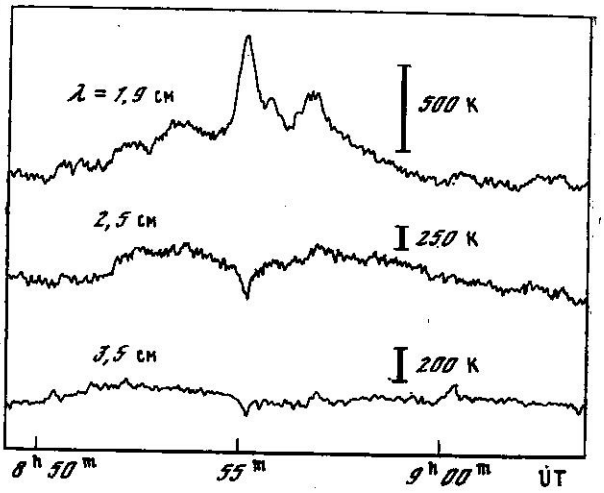


Рис. 22. То же, что на рис. 18, для 6.VII 1974 г.

Рис. 23. То же, что на рис. 18, для 7.VII 1974 г. за период $8^h50^m - 9^h03^m$ UT

ния антенных температур во время всплеска на волнах 2,5 и 3,5 см] достигали 2100 К и 700 К соответственно. На волне 1,9 см в начале всплеска изменения антенной температуры составляли от 1400 К для правой поляризации до 1300 К при левой, максимальное значение антенной температуры излучения левой поляризации достигало 1800 К.

Таким образом, 5.VII в период времени с 11^h40^m по 12^h00^m UT наблюдалась серия всплесков с интервалом между ними около 7 мин. Каждый последующий всплеск по интенсивности был выше предыдущего. С ростом интенсивности они наблюдались на все более длинных волнах. Примерно через 7 мин после последнего из указанных всплесков на всех трех волнах наблюдался еще один более сильный всплеск, который на рис. 21 не показан.

На рис. 22 представлены копии записи всплеска 6.VII 1974 г. со сменой знака поляризации на волне 3,5 см, происшедшей за 12 с. Максималь-

ные антенные температуры для этого всплеска составляли $T_a > 5200$ К на волне 1,9 см, 5400 К на волне 2,5 см. На волне 3,5 см антенная температура принимала значения 650 К в правой поляризации и 1000 К в левой.

На рис. 23 дана копия записи всплеска 7.VII 1974 г. Для этого всплеска характерным является смена знака поляризации в диапазоне волн между 1,9 и 2,5 см. На волне 1,9 см всплеск поляризован по левому кругу, максимальное значение антенной температуры достигало 870 К. На волне 2,5 см всплеск был поляризован по правому кругу с максимальной антенной температурой 570 К. На волне 3,5 см всплеск проявился очень слабо ($T_a \leqslant 100$ К).

Резюмируя сказанное выше о тонкой структуре радиовсплесков, можно подчеркнуть следующее. Необычные всплески в поляризованном излучении в диапазоне 3,5—2,5 см имеют спектр, подобный их спектру в полной интенсивности, а в диапазоне 2,5—1,9 см он близок к плоскому. У некоторых всплесков наблюдается многократная быстрая (в течение нескольких секунд) смена знака поляризации со временем. В рассматриваемом диапазоне может наблюдаться смена знака поляризации с длиной волны. Эта смена знака может происходить как в интервале длин волн 1,9—2,5 см, так и в интервале 2,5—3,5 см.

Выводы

Рассмотрены изменения интенсивности поляризованного по кругу радиоизлучения и степени поляризации локального радиоисточника, связанного с мощной группой пятен на Солнце. Проанализированы некоторые радиовсплески, возникавшие в этой активной области.

Основные результаты сводятся к следующему.

1. Абсолютные значения степени поляризации рассматриваемого локального источника на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см не превышают 30%, несмотря на большие магнитные поля в отдельных пятнах группы. Это, повидимому, связано со сложной полярной структурой магнитного поля группы пятен с малым преобладанием суммарного поля S-полярности.

2. Спектр степени поляризации л. и. в диапазоне 1,9—3,5 см изменяется со временем. С ростом активности группы пятен степень поляризации в рассматриваемом диапазоне возрастает с уменьшением длины волны.

3. Степень поляризации л. и. на волнах 1,9 и 2,5 см значительно изменяется ото дня ко дню. На волне 3,5 см эти изменения выражены слабее. Заметные вариации степени поляризации могут происходить в течение 10—20 мин даже при отсутствии всплесков радиоизлучения.

4. Знак поляризации для сравнительно сильных всплесков в большинстве случаев совпадает со знаком поляризации радиоизлучения л. и.

5. Смена знака поляризации радиовсплесков с длиной волны наблюдается на различных волнах в диапазоне 1,9—3,5 см. На фиксированной волне рассматриваемого диапазона знак поляризации может измениться на противоположный в течение нескольких секунд. Такие изменения могут происходить многократно.

6. Сильные радиовсплески могут сопровождаться значительными изменениями степени поляризации радиоизлучения локального источника.

Полученные здесь результаты представляют известный интерес, так как поляризационных наблюдений радиоизлучения Солнца в рассматриваемом диапазоне, и в особенности в коротковолновой его части, пока еще мало. До настоящего времени считалось, что явление смены знака поляризации во всплесках встречается крайне редко и происходит в основном в длинноволновой части сантиметрового диапазона [10, 25].

Тонкая структура поляризованного радиоизлучения свидетельствует о том, что в источниках радиоизлучения на Солнце протекают сложные физические процессы. Для выяснения сути этих явлений представляется важным рассмотрение данных о радиоизлучении с более полным привлечением результатов оптических наблюдений.

Выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному за ценные замечания. Авторы благодарны также М. А. Миронову за большую работу по техническому обеспечению наблюдений и Е. М. Ерюшевой за оформление рисунков.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, с. 189.
2. Солнечные данные, 1974, № 7.
3. Solar-Geophysical Data, 1974, N 360, pt. 1.
4. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 70.
5. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 156.
6. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 59, с. 111.
7. *Гельфрейх Г. Б., Петрова Н. Г.*— Астрон. ж., 1970, 47, № 4, с. 689.
8. *Erushev N., Severny A. B., Tsap T.* Solar Magnetic Fields/Ed. by R. Howard, Dordrecht—Holland: D. Reidel. Publ. Co., 1971, p. 428.
9. *Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, с. 112.
10. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
11. Solar Phenomena. Monthly Bull. Observ. astron. Roma, 1974, July, N 195.
12. Sky and Telescope, 1974, 48, N 3, p. 160.
13. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, с. 12.
14. *Зверева А. М., Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, с. 97.
15. *Moreton G., Severny A. B.*— Solar Phys., 1968, 3, p. 282.
16. *Rust D. M., Bridges C. E.*— Solar Phys., 1975, 43, p. 129.
17. *Chapman G. A., Brussard R. M.*— Astrophys. J., 1977, 216, N 3, pt. 1, p. 940.
18. *Гельфрейх Г. Б., Нефедьев В. П.*— Письма в Астрон. ж., 1975, 1, № 6, с. 32.
19. *Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 189.
20. *Ахмедов Ш. Б., Боровик В. Н., Ихсанова В. Н.* и др.— Астрон. ж., 1976, 53, с. 812.
21. *Livingston W.*— In: Flare-Related Magnetic Field Dynamics/Ed. Y. Nakagawa and D. M. Rust. Boulder. Colorado: NCAR, 1976.
22. *Бачурин А. Ф., Ерющев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, с. 171.
23. *Кобрин М. М., Коршунов А. И., Арбузов С. И.* и др.— Астрон. ж., 1976, 53, № 4, с. 789.
24. *Tanaka' K.*— Solar Phys., 1976, 47, N 1, с. 247.
25. *Ковалев В. А.*— Солнечные данные, 1976, № 7, с. 79.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТЕЙ ПОВЫШЕННОЙ ЯРКОСТИ У ПОЛЮСОВ СОЛНЦА НА ВОЛНАХ 3,5; 8 и 13,5 мм

В. А. Ефанов, Н. Лабрум[1], И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, Р. Стюарт[1]

Приводятся результаты исследования радиоизлучения полярных областей Солнца на волнах 3,5; 8 и 13,5 мм в октябре и декабре 1977 г. Показано, что на всех этих волнах вблизи полюсов Солнца существуют области повышенной яркости, эффективная температура которых в этот период превышала яркостную температуру спокойного Солнца на 270,700 и 1400 К на волнах 3,5; 8 и 13,5 мм соответственно. Размеры областей в радиальном направлении на всех волнах в среднем составляют 1′,5—2′. Отмечено, что области повышенной радиояркости вблизи полюсов существовали в течение 1972—1977 гг. по крайней мере на волнах 8 и 13,5 мм.

OBSERVATIONS OF HIGH BRIGHTNESS REGIONS NEAR SOLAR POLES AT WAVELENGTHES 3.5, 8 AND 13.5 MM, by *V. A. Efanov, N. Labrum, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov* and *R. Stewart*.— The results of observations of Solar polar regions at waves 3.5, 8 and 13.5 mm, carried out in October and December 1977, are presented. It is shown that near Solar poles there were regions of high brightness with temperature excess of 270, 700 and 1460 K at waves 3.5, 8 and 13.5 mm respectively. The radial dimensions of these regions were 1.5—2′ in average. The evidence is given that high brightness polar regions were existing during 1972—1977 at waves 8 and 13.5 mm at least.

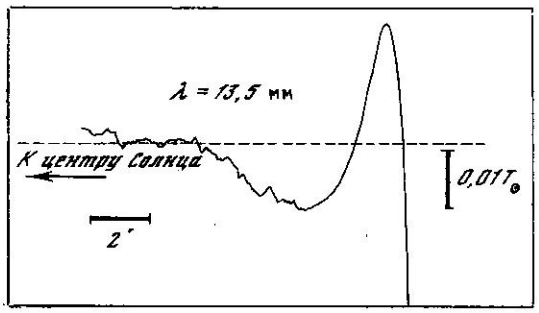
В 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР было обнаружено в миллиметровом диапазоне волн в полярных областях Солнца увеличение радиояркости, превышавшее уровень излучения невозмущенного Солнца в среднем на 1500 и 2000 К на волнах 8 и 13,5 мм соответственно. Параллельные наблюдения полярных областей Солнца на 22-метровом радиотелескопе РТ-22 и продольных магнитных полей на башенном солнечном телескопе КАО показали, что обнаруженные области повышенной радиояркости отождествляются с локальными магнитными полями повышенной напряженности, достигающей в некоторых элементах сотни гаусс [1].

На протяжении нескольких лет на РТ-22 продолжались исследования поярчания вблизи полюсов Солнца. Длинный ряд наблюдений показал, что этот эффект присущ обоим полюсам Солнца и зависит от положения того или иного полюса по отношению к наблюдателю. С целью дальнейшего исследования полюсного поярчания осенью 1977 г. были проведены наблюдения с расширением частотного диапазона в коротковолновую область миллиметровых волн.

Наблюдения на волнах 8 и 13,5 мм по-прежнему проводились на РТ-22 КАО, имеющем угловое разрешение 1′,6 и 2′,5 соответственно, а на волне 3,5 мм — на 4-метровом радиотелескопе CSIRO (Австралия), имеющем угловое разрешение 3′,2 на этой волне. Методика наблюдений и обработки материала на всех волнах была аналогичной описанной в [1].

[1] Сотрудники отдела радиофизики, CSIRO, Австралия.

Наблюдения заключались в сканировании диаграммой направленности радиотелескопа диска Солнца вдоль диаметров под углом $+P$ (P — позиционный угол оси вращения Солнца), т. е. вдоль центрального меридиана (полярные сканы) и под углом — P (опорные сканы). Путем вычитания из антенных температур полярного скана антенных температур опорного скана на одних и тех же расстояниях от центра диска Солнца можно получить, как показано в [1], исправленное за краевой эффект распределение антенных температур ΔT_a в направлении радиуса диска Солнца при прохождении диаграммой направленности радиотелескопа через область повышенной яркости вблизи полюсов. Далее обычными методами определялся угловой размер области, после чего вычислялась ее эффективная температура в предположении гауссова распределения радиояркости в радиаль-



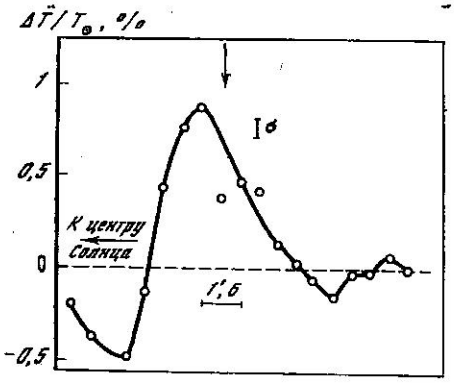


Рис. 1. Регистрограмма прохождения диаграммы направленности радиотелескопа через Южный полюс Солнца 20.IV 1976 г.

Штриховой линией показан уровень невозмущенного Солнца

Рис. 2. Распределение радиояркости вблизи полюсов Солнца на волне 3,5 мм

ном направлении [1]. При определении эффективных температур полярных областей температура невозмущенного Солнца принималась равной 7000, 8000 и 9700 К на волнах 3,5; 8 и 13,5 мм соответственно [2, 3].

На волнах 8 и 13,5 мм поярчание вблизи полюсов было видно при одиночном прохождении диаграммы направленности радиотелескопа через эти области. Пример записи такого прохождения через Южный полюс Солнца на волне 13,5 мм приведен на рис. 1. Регистрограмма получена квазинулевым методом с десятикратным увеличением масштаба [4]. Кроме области повышенной яркости, расположенной непосредственно у полюса, на регистрограмме видна область пониженной яркости, которая расположена на более низких гелиоширотах. Она обнаруживалась на большинстве полярных сканов на волнах 8 и 13,5 мм.

Для выделения полярного поярчания на волне 3,5 мм было проведено усреднение 64 полярных и 64 опорных сканов. Затем из усредненного полярного скана вычитался усредненный опорный методом, описанным выше. Поскольку в период наблюдений на 3,5 мм наклон оси вращения Солнца к лучу зрения был близок к 0°, т. е. области повышенной яркости у обоих полюсов Солнца должны быть видны одновременно, северный и южный участки полярных сканов усреднялись вместе. Результат такой обработки приведен на рис. 2, где масштаб по оси ординат указан в единицах антенной температуры невозмущенного Солнца, по оси абсцисс — угловые минуты, стрелкой показано положение оптического лимба Солнца и приведена среднеквадратичная ошибка среднего σ. Из графика видно, что максимум антенной температуры от полярной области располагается вблизи оптического лимба Солнца на расстоянии ~1′ к его центру, что соответ-

ствует гелиошироте ~75°. Как и на волнах 8 и 13,5 мм, заметна область пониженной яркости на гелиошироте ~60°.

Результаты обработки наблюдений полярных областей на всех волнах приведены в таблице.

λ, мм	13,5		8		3,5
Полюс	N	S	N	S	N, S
$\varphi_{обл}$, угл. мин	1,7	2	1,8	1,6	1,5
$\Delta T_{обл}/T_{\odot}$, %	4,5	3,5	3,5	2,5	0,9
$T_{обл}$, К	1460	1020	700	530	275
B_0	+5°		+5°		0°
Периоды наблюдений	Октябрь 1977 г.				Декабрь 1977 г.

В таблице приводятся следующие данные: размеры областей в направлении радиуса диска Солнца $\varphi_{обл}$, отношение избытка антенных температур областей к антенной температуре спокойного Солнца $\Delta T_{обл}/T_{\odot}$, исправленные за краевой эффект, и соответствующие им эффективные температуры областей и гелиоширота видимого диска Солнца B_0 в период наблюдений.

Из данных таблицы видно, что угловые размеры полярных областей повышенного излучения на всех волнах близки и составляют в среднем 1′,5—2′. Яркостный контраст области меньше на более коротких волнах, причем эффективные температуры ее на волнах 8 и 13,5 мм уменьшились по сравнению с определенными в 1974 г. на этих волнах. Спектральный индекс радиоизлучения области в диапазоне 3,5—13,5 мм составляет около —1, т. е. спектр его близок к спектру локальных источников, связанных с группами пятен, в этом диапазоне длин волн [5].

Таким образом, в районе обоих полюсов Солнца длительное время существуют области повышенной радиояркости. Уменьшение яркостных температур области с 1974 до 1977 г. свидетельствует о возможной связи этого эффекта с фазой солнечной активности. Просмотр ранних наблюдений радиоизлучения Солнца на волнах 8 и 13,5 мм с 1968 по 1974 г. показал, что при прохождении диаграммы направленности антенны вблизи полюсов Солнца область поярчания уверенно обнаруживается начиная с 1972 г. на обеих волнах. С 1968 по 1972 г. такой эффект, по-видимому, отсутствовал. Также и магнитные поля в полярных районах Солнца, с которыми связаны области поярчания в миллиметровом диапазоне, усиливаются при приближении к минимуму активности Солнца [6].

Область пониженной яркости, обнаруженная на всех трех длинах волн, связана, по-видимому, с зоной высокоширотных протуберанцев, так как гелиоширота ее близка к широте локализации зоны [7].

Нужно отметить также, что увеличенная яркость полярных областей присуща, по-видимому, только миллиметровому диапазону длин волн, поскольку наблюдения распределения радиояркости по диску Солнца в сантиметровом диапазоне волн с высоким разрешением на 100-метровом радиотелескопе в Эффельсберге (ФРГ) в 1973 г. [8] не показали заметного поярчания в полярных районах.

15 апреля 1978 г.

Литература

1. *Бабин А. Н., Гопасюк С. И., Ефанов В. А.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 3.
2. *Кисляков А. Г.*— УФН, 1970, 101, с. 606.
3. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 43, с. 21.
4. *Ефанов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, с. 183.
5. *Efanov V. A., Kislyakov A. G., Moiseev I. G.*— Solar Phys., 1972, 24, с. 148.
6. *Северный А. Б.*— УФН, 1966, 88, с. 3.
7. *Кипенхойер К. О.*— В кн.: Солнце. М.: Изд-во иностр. лит., 1957, с. 282.
8. *Fürst E., Hirth W.*— Mitt. Astron. Ges., 1973, 34, с. 102.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ДИСКРЕТНЫЕ ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСТОРИЧЕСКИЕ СВЕРХНОВЫЕ И ПУЛЬСАРЫ

Б. М. Владимирский

Предпринята попытка отождествить обнаруженные к настоящему времени дискретные источники гамма-излучения ($E_\gamma \approx 10^8$ эВ) с известными остатками вспышек сверхновых (таблица). Из анализа каталога гамма-источников следует, что эти объекты связаны, по-видимому, с остатками сверхновых, для которых наблюдаются относительно низкие спектральные индексы $\alpha \lesssim 0{,}3$. Такие объекты, вероятно, содержат пульсар с относительно большим магнитным полем. В Галактике имеется не менее 150 источников гамма-излучения. Эти источники вносят существенный вклад в диффузное гамма-излучение галактического диска.

DISCRETE SOURCES OF GAMMA-RADIATION, HISTORIC SUPERNOVAE AND PULSARS, by *B. M. Vladimirsky*.— The gamma-ray sources (energy of quanta $\sim 10^8$ eV) which were revealed by SAS-2 and COS B satellites may be identified with supernova remnant (SNR). As analysis shows the SNR associated with γ-sources have spectral indexes $\alpha \lesssim 0.3$. Such SNR probably contains a pulsar which has a magnetic field of large intensity. There are more than 150 γ-sources in the Galaxy. These sources may essentially contribute to diffuse γ-radiation of the galactic disk.

1. В связи с обнаружением значительного числа дискретных источников гамма-излучения с энергиями $E_\gamma \approx 10^8$ эВ естественно возникает вопрос об установлении их природы. Являются ли эти источники новым, особым классом объектов или же гамма-излучение присуще определенной группе уже известных объектов? Ответ на этот и некоторые другие вопросы может быть отчасти получен путем анализа каталога γ-источников. Такой сводный каталог гамма-источников, включающий данные измерений на спутниках SAS-2 [1, 2] и COS-B (последний — по данным на конец 1977 г. [3, 4]), представлен в таблице. Хотя в ранней литературе имеется некоторое число сообщений об обнаружении дискретных источников γ-излучения в этом же диапазоне энергий при баллонных и спутниковых измерениях (например, в области Лебедя), представляется нецелесообразным включать такого рода данные в сводный каталог, учитывая их низкую статистическую значимость, невысокое, как правило, угловое разрешение и возможность регистрации ложных источников вследствие магнитосферных эффектов [5]. Очевидно, что существование не всех источников, внесенных в таблицу, можно считать надежно установленным. Только около половины их уверенно наблюдались на обоих спутниках. В четвертой колонке таблицы отмечены объекты, наблюдавшиеся при наземных измерениях в области сверхвысоких энергий (отмечены звездочкой).

2. Поскольку два хорошо известных γ-источника — Крабовидная туманность и пульсар PSR 0833 — являются остатками вспышек сверхновых, интересно выяснить, не совпадают ли другие гамма-источники с остатками сверхновых, выявленных при оптических и радионаблюдениях. Просмотр известных каталогов остатков вспышек сверхновых [6—10] и

№ п/п	SAS-2	COS-B	$E_\gamma > 10^{12}$	Отождествление		α	R, кпс
				уже предложенное	настоящая работа		
1	SG 0+0	—			Sgr A west?	≲0,1	10,0
2	SG 35+0	—			G 34,6—0,5	0,28	3,0
3	?	CG 64+0					
4	Набл. ?	75+0	*?		G 74,8+0,6	0,15	3,0
5	—»—	78+1			G 78,1+1,8	0,7?	1,4
6	SG 80+1	Не набл.	*	Cyg X-3		0,3	10,0
7	?	CG 121+3					
8	Не набл.	135+1		4U 0241+61 W 3?	Simeis 22	?	3,5
9	—»—	176—7					
10	SG 185—5	185—5	*	Crab		0,26	1,7
11	?	189+1		IC 443? NGC 2175 PSR 0611+22			
12	195+4	195+4					
13	263—2	263—2	*	Vela		0,3	0,5
14	315—0?	312—1		4U 1416—62	G 311,5—0,4	0,49	13,0?
15	330+0?	327—0			G 327,1—1,1	0,36	9,0?
					G 328,4+0,2	0,24	10,0?
16	335+0	333+0			G 333,0+0,8?	0,17	17,0?
17	345+0	—			G 344,7—0,1	0,51	

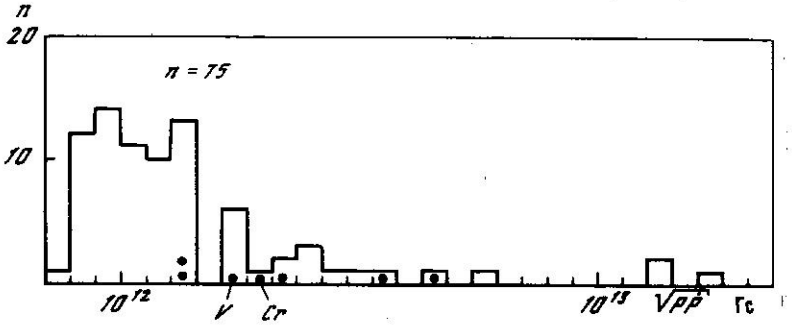
Примечания.

1. В [11] сделано предположение, что SgrA(west) является «молодой» сверхновой.
2. W44, [7—10]. Спектральный индекс взят согласно [12].
4. Sim 59. Объект исключен из каталога [10], что представляется малообоснованным, учитывая данные оптических наблюдений [13, 14]. Из этих же наблюдений [13] следует, что расстояние, оцениваемое из радиоастрономических наблюдений, видимо, преувеличено. Наблюдался эффект в области сверхвысоких энергий [15].
5. W66, Cyg X-7. Область имеет очень сложную структуру, некоторые радиоисточники, включенные в каталоги [7, 8], имеют, возможно, тепловые спектры. Согласно последним радионаблюдениям [16, 17] координаты центра остатка сверхновой (называемой иногда γ Cyg) $l^{II} = 78°,13$; $b^{II} = 2°,1$; возраст оценивается в 10^4 лет. Остаток сверхновой, возможно, связан с рентгеновским источником Cyg X-7 [18].
6. Cyg X-3 определенно не был обнаружен при измерениях на COS-B [19]. В [20] представлены соображения, согласно которым Cyg X-3 может быть молодой сверхновой. Источник обнаружен при измерениях в области сверхвысоких энергий [21].
8. Отождествление источника с комплексом W3 предложено в [22]. Следует заметить, что по долготе W3 выходит за пределы площадки, ограниченной ошибками в определении координат источника. Предлагается связать этот объект с оптической туманностью Симеиз 22. Согласно [23] туманность является остатком сверхновой с возрастом $\sim 10^4$ лет (не включена в каталоги сверхновых [7—10]).
11. Согласно [22] источник может быть связан с NGC 2175. Пульсар PSR 0611+22, находящийся в пределах ошибок, имеет относительно большое энерговыделение $6 \cdot 10^{34}$ эрг/с, большое поле ($4{,}5 \cdot 10^{12}$ Гс) и возраст $\leqslant 10^5$ лет.
14. [7—10]; оценка расстояния ненадежна. Находящиеся на краю области возможных координат источники G 310,6—0,3 и G 310,8—0,4 имеют согласно [24] тепловые спектры.
15. [7—10]; помимо перечисленных в таблице источников, в пределах области находятся также G 327,4+0,4 и G 328,0+0,3. В соответствии с соображениями, изложенными в тексте, более вероятна связь источника с объектами, имеющими более низкий спектральный индекс.
16. Идентификация является менее надежной, так как остаток сверхновой [8, 9] исключен из [10].
17. [10]; на краю области возможных координат объекта находится также остаток сверхновой G 346,6—0,2 со спектральным индексом 0,49.

соответствующей литературы показал, что по крайней мере девять неотождествленных γ-источников близки по положению к остаткам сверхновых. Учитывая большие ошибки в определении координат гамма-источников (±1°) и число известных остатков сверхновых, сама по себе позиционная близость может быть, конечно, в значительной мере случайной. Однако,

как вытекает из последующего обсуждения, остатки сверхновых, располагающиеся вблизи гамма-источников, обладают одной особенностью, существенно ослабляющей элемент случайности. Предполагаемые отождествления перечислены в 6-й колонке таблицы. В 5-й колонке приведены отождествления, предлагаемые другими авторами. Литературные ссылки приведены в примечаниях к таблице.

3. Интересно отметить, что известные исторические сверхновые, расположенные относительно близко, не фигурируют в каталоге. Между тем, если предположить, что в оболочках Cas A, SN 1572 и SN 1006 содержится пульсар с параметрами, близкими к параметрам NP 0532, а поток γ-излучения пульсара пропорционален его интегральной светимости (энерговыделению, связанному с замедлением), величина потока γ-излучения от этих



Частотное распределение пульсаров по напряженности магнитного поля $H \propto \sqrt{\dot{P}P}$, построенное по данным [25]

Отмечены положения пульсаров NP 0532 и PSR 0833 (соответственно *Cr* и *V*), а также четырех пульсаров — возможных источников гамма-излучения

объектов составляла бы соответственно 1,2; 0,9 и 2,7 в ед. потока от Крабовидной туманности. Такой поток должен быть легко обнаружен. Предположение о том, что диаграмма этих пульсаров неблагоприятно расположена относительно земного наблюдателя, не является достаточным объяснением, так как для энергий $E_\gamma \gtrsim 35$ МэВ у NP 0532 и PSR 0833 наблюдается непульсирующая составляющая. Отсутствие γ-излучения согласуется с данными радионаблюдений SN 1572 и SN 1006, не обнаруживающих яркой области вблизи центра остатка (радиогало пульсара). (В случае Cas A мощная оболочка препятствует наблюдению радиогало.) Таким образом, приходится признать, что если в этих оболочках пульсар вообще присутствует, его основные параметры отличны от таковых NP 0532. К числу таких параметров, существенно влияющих на светимость пульсара, относятся его начальный период P_0 и напряженность магнитного поля H_p, определяющего темп замедления. Предположение о том, что пульсары в SN 1572 и SN 1006 имели малые P_0, но быстро замедлились, неприемлемо, так как в этом случае (возраст $\lesssim 1000$ лет) все равно наблюдались бы «реликтовые» радиогало. Предположение о величине $P_0 \approx 1$ с пока трудно исключить. Вместе с тем можно обратить внимание на то, что два известных пульсара — гамма-источника (NP 0532 и PSR 0833) и четыре возможных источника (PSR 1747—46, PSR 1822—09, PSR 1842—30 и PSR 1818—04) не включены в таблицу, все они обладают относительно сильными магнитными полями на поверхности $H_s \propto \sqrt{\dot{P}P} \gtrsim 2 \cdot 10^{12}$ Гс (P — наблюдаемый период пульсара). Это видно из распределения, построенного по данным [25] (рисунок). Перечисленные пульсары существенно выделяются также и по значению $H_c \propto \dot{P}^{1/2}P^{-3/2}$ — напряженности магнитного поля на световом цилиндре. Таким образом, можно предположить, что видимое отсутствие пульсаров в оболочках сверхновых типа SN 1572 и SN 1006 обусловлено относительно слабым магнитным полем этих пуль-

саров. Нетрудно убедиться, что достаточно сравнительно небольшого понижения напряженности поля относительно поля пульсара NP 0532, чтобы радиогало уже не наблюдалось даже на фоне сравнительно слабой оболочки. Радиояркость Σ_ν центральной области остатка пропорциональна синхротронной светимости ξ_ν единицы объема:

$$\Sigma_\nu \propto \xi_\nu \propto kH^{(\gamma+1)/2},$$

k — коэффициент пропорциональности в спектре электронов, в свою очередь пропорциональный интенсивности пульсарного ветра, $k \propto H_p^2$. Если магнитное поле внутри оболочки имеет «пульсарное» происхождение, то $H \propto H_p$. Полагая показатель энергетического спектра электронов $\gamma = 2{,}0$ (Крабовидная туманность, Cyg X-3), получим

$$\Sigma_\nu \propto H_p^{3,5}.$$

Отсюда следует, что даже для SN 1006, радиояркость которой на четыре порядка меньше радиояркости Крабовидной туманности (возраст этих объектов одинаков!), достаточно предположить, что $H_p \lesssim 4 \cdot 10^{11}$ Гс, и радиогало не будет заметно.

4. Сказанное выше дает основание для предположения о возможности разделить наблюдаемые остатки сверхновых на два класса.

1. Объекты, у которых после взрыва образуется пульсар с мощным энерговыделением, вероятно, с достаточно сильным магнитным полем. Физика явлений в таком объекте связана с пульсарным ветром, оболочка может быть слабо выражена на фоне яркого радио- и рентгеновского гало около пульсара. Из исторических сверхновых такого типа объектом может быть кроме Крабовидной туманности SN 1181 (3C 58). Остатки сверхновых этого класса могут быть гамма-источниками.

2. К другому подклассу можно отнести остатки сверхновых SN 1572, SN 1604 и SN 1006. Для подобных объектов характерно отсутствие радиогало около пульсара (слабый пульсарный ветер) либо отсутствие вообще пульсара. Физическая картина в данном случае определяется движением оболочки при ее взаимодействии с межзвездной средой. Только для этих объектов может быть использован известный метод оценки расстояния по радиояркости [26].

Описанное деление находится в полном соответствии с классификацией Вейлера и Вилсона [27], выделивших подкласс остатков сверхновых с заполненной радиоизлучением «сердцевиной» (типа G 21,5—0,9). Отмечается, что для таких остатков сверхновых характерен плоский спектр (спектральный индекс $\alpha < 0{,}30$) и сильная поляризация. Авторы высказывают предположение, что для подобных источников не соблюдается соотношение радиояркость — диаметр оболочки (список подобных объектов см. в [28]). Можно упомянуть также о существовании объектов с промежуточными свойствами, например G 326,1—1,8, где центральная область имеет спектральный индекс $\sim 0{,}1$, а оболочка — «обычное» значение $\alpha \approx 0{,}4$ [29].

Если поставить в соответствие остатки сверхновых с яркой «сердцевиной» с объектами, у которых в центре оболочки имеется активный пульсар, то источники γ-излучения должны быть связаны прежде всего с остатками сверхновых, характеризующихся низким спектральным индексом $\lesssim 0{,}3$ (медианное значение индекса для всей совокупности известных остатков сверхновых около 0,5). Если обратиться к таблице, то нетрудно заметить, что для остатков сверхновых, попавших в пределы ошибок координат γ-источников, характерно преобладание невысоких спектральных индексов $\alpha \approx 0{,}1 \div 0{,}3$. Поскольку объекты с индексом $< 0{,}3$ составляют сравнительно малочисленную группу (15—20% всех известных остатков сверхновых), можно думать, что соответствие γ-источников перечисленным в таблице остаткам сверхновых является неслучайным.

5. В последней колонке таблицы приведены расстояния до отождествленных источников. Оценки расстояний до источников № 14—17 представляются ненадежными. Скорее всего они завышены (в каталоге [10] расстояние до SN 1006 оценивается в 4 кпс, тогда как согласно [30] оно не более 1,3 кпс). Если учитывать только более надежные оценки расстояний, то, за исключением весьма необычных источников Sgr A (west) и Cyg X-3, эти расстояния не превышают 3,5 кпс. Отсюда сразу следует, что γ-источников в Галактике должно быть много. Их число должно быть по крайней мере $(R_G/R_0)^2 n \approx 150$, где R_G и R_0 соответственно радиус Галактики и «радиус видимости» γ-источников ($R_0 \approx 3{,}5$ кпс), а n — число отождествленных источников с известным расстоянием — кроме Sgr A (west) и Cyg X-3 (см. таблицу). Эту оценку нужно рассматривать как нижний предел, поскольку, как хорошо известно, остатки сверхновых и пульсары концентрируются к галактическому центру. Оценка, очевидно, существенно зависит от среднего «радиуса видимости» γ-источников. Если принять, что чувствительность детектора γ-квантов $\sim 10^{-10}$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$ (исходя из того, что самый слабый объект каталога (таблица) по потоку равен 0,2 от интенсивности Крабовидной туманности), то для расстояния $\sim 3{,}5$ кпс светимость источника в γ-излучении составляет $\sim 10^{35}$ эрг/с. Если, далее, в гамма-кванты трансформируется $\sim 10^{-2}$ от общего энерговыделения пульсара, то для этой последней величины получаем вполне разумное значение $\sim 10^{37}$ эрг/с. (Пульсары NP 0532 $\sim 5 \cdot 10^{38}$ эрг/с, PSR 0833 $\sim 7 \cdot 10^{36}$ эрг/с.)

Если γ-источников в Галактике несколько сотен, они должны вносить существенный вклад в диффузное излучение галактического диска. Такое заключение было сделано в [31] из совершенно других соображений. Наконец, можно отметить, что представление о диффузном галактическом излучении как излучении большого числа дискретных источников позволяет понять сходство энергетического спектра γ-квантов диффузного излучения с энергетическим спектром хорошо изученных гамма-источников — Крабовидной туманности и остатка сверхновой Vela-X.

Резюмируя, можно сказать, что анализ каталога источников γ-излучения приводит к следующим основным выводам:

1) большую часть (70%) из обнаруженных к настоящему времени дискретных источников гамма-излучения, по-видимому, можно отождествить с известными остатками вспышек сверхновых;

2) отождествляемые с гамма-источниками объекты имеют, как правило, низкий спектральный индекс $\alpha \lesssim 0{,}3$;

3) можно предположить, что остатки сверхновых с низким спектральным индексом — в отличие от аналогичных объектов с индексом $\alpha \gtrsim 0{,}5$ — содержат активный пульсар, особенностью которого, возможно, является относительно большое магнитное поле;

4) в Галактике имеется не менее 150 гамма-источников, которые вносят существенный вклад в диффузное гамма-излучение галактического диска.

Автор признателен А. А. Степаняну за ряд полезных замечаний.

Май 1978 г.

Литература

1. *Hartman R. C., Fichtel C. E., Kniffen D. A.* e. a.— In: The structure and content of the Galaxy and Galactic Gamma-rays, 1976, p. 12.
2. *Kniffen D. A., Fichtel C. E., Hartman R. C.* e. a.— In: Proc. of 12th ESLAB Symposium, 1977, p. 45.
3. *Hermsen W., Bennet K., Bignami Q. F.* e. a.— In: Proc. of 12Th ESLAB Symposium, 1977, p. 13.
4. *Hermsen W., Swanenburg B. N., Bignami G. F.* e. a.— Nature, 1977, 269, p. 494.
5. *Владимирский Б. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 60.
6. *Woltjer L.*— Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1972, 10, p. 129.

7. *Downes D.*— Astron. J., 1971, **76**, p. 305.
8. *Miln D. K.*— Austr. J. Physics, 1970, **23**, p. 425.
9. *Ilovaisky S. A., Lequeux J.*— Astron. Astrophys., 1972, **18**, p. 169.
10. *Clark D. H., Caswell J. L.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, **174**, p. 267.
11. *Davies R. D., Walsh D., Booth R. S.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, **177**, p. 319.
12. *Clark D. H., Green A. J., Caswell J. L.*— Austr. J. Phys. Astrophys. Suppl., 1975, N 37, p. 75.
13. *Лозинская Т. А., Есипов В. Ф.*— Астрон. ж., 1973, **50**, p. 702.
14. *Лозинская Т. А.*— Астрон. ж., 1975, **52**, p. 39.
15. *Владимирский Б. М., Павлов И. В., Степанян А. А., Фомин В. П.*— Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, **36**, с. 2281.
16. *Higgs L. A.*— Astron. J., 1977, **82**, p. 329.
17. *Higgs L. A., Landecker T. L., Roger R. S.*— Astron. J., 1977, **82**, p. 718.
18. *Davidson A. F., Henry R. C., Snyder W. A.*— Astrophys. J., 1977, **215**, p. 541.
19. *Bennet K., Bignami G., Hermsen W.* e. a.— Astron. Astrophys., 1977, **59**, p. 273.
20. *Владимирский Б. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, **60**, с. 92.
21. *Stepanian A. A., Vladimirsky B. M., Neshpor Yu. I., Fomin V. P.*— Astrophys. Space Sci., 1975, **38**, p. 267.
22. *Strong A. W.*— Nature, 1977, **269**, p. 394.
23. *Лозинская Т. А.*— Астрон. ж., 1969, **46**, с. 730.
24. *Caswell J. L., Clark D. H.*— Austr. J. Physics Astrophys. Suppl., 1975, N 37, p. 57.
25. *Taylor J. H., Manchester R. N.*— Astron. J., 1975, **80**, p. 794.
26. *Шкловский И. С.* Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
27. *Weiler K. W., Wilson A. S.*— In: Supernovae / Ed. by N. Schramm, 1977, p. 67.
28. *Lockhart I. A., Goss W. M., Caswell J. L., McAdam W. B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, **179**, p. 147.
29. *Clark D. H., Green A. J., Caswell J. L.*— Austral. J. Phys., Astrophys. Suppl., 1975, N 37, p. 75.
30. *Stephenson R., Clark D. H., Crawford D. F.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, **180**, p. 567.
31. *Степанян А. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, с. 99.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА Cyg X-3

Ю. И. Нешпор, Ю. Л. Зыскин, Б. М. Владимирский,
С. А. Герасимов, А. А. Степанян, В. П. Фомин

По данным наблюдения гамма-излучения $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ источника Cyg X-3 за шесть лет (1972—1977 гг.) получено численное значение периода гамма-излучения $T = 0{,}199683 \pm 10^{-6}$ сут. Световая кривая периодической составляющей имеет импульсный характер с двумя пиками, разнесенными на 0,6 периода. Средняя за все годы величина потока равна $1{,}8 \cdot 10^{-10}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$ (для пика), что в предположении изотропности излучения соответствует $1{,}2 \cdot 10^{37}$ эрг/с при расстоянии до источника 10 кпс.

THE PERIODICAL COMPONENT OF HIGH-ENERGY GAMMA-RADIATION OF SOURCE Cyg X-3, by *Yu. I. Neshpor, Yu. L. Zyskin, B. M. Vladimirsky, S. A. Gerasimov, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.*— The period of high-energy γ-ray emission of Cyg X-3 was found on the observational data of this source during 6 years (1972—1977). The best value of theperiod $P = 0^d.199683 \pm 0^d.000001$. The light curve of the source has two narrow peaks. The phase interval between pulses is about 0.6 P. The flux value averaged over all years of the measurements is equal to $1.8 \cdot 10^{-10}$ quante cm^{-2}s^{-1} (for the peak). This corresponds to the isotropic gamma-luminosity of $1.2 \cdot 10^{37}$ erg/s if the distance to the source is assumed 10 kpc.

Сильная переменность радиоизлучения источника Cyg X-3 в широком диапазоне радиочастот, наличие периодической составляющей (4,8 ч) в инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах привлекают внимание исследователей к этому объекту.

Исследования рентгеновского излучения Cyg X-3 показали, что глубина модуляции потока с периодом 4,8 ч остается практически постоянной, хотя средний уровень излучения меняется в значительных пределах [1]. По данным наблюдений за продолжительный интервал времени [2] было определено значение периода с высокой степенью точности $P = 0{,}1996814 \pm 5 \cdot 10^{-7}$ сут. В [3] отмечается, что за интервал порядка одного месяца происходят значительные изменения в световой кривой рентгеновского потока (распределение интенсивности по фазе). В [4] было получено значение периода $P = 0{,}199688 \pm 7 \cdot 10^{-6}$ сут и обнаружено, что световая кривая гамма-излучения ($E > 35$ МэВ) имеет импульсный характер с длительностью пика около одного часа. Анализ данных в гамма-диапазоне ($E > 35$ МэВ) [5] показал наличие периодической составляющей ($P = 0{,}1996814$ сут), причем световая кривая имеет вид искаженной синусоиды (очень сходна с рентгеновской) с относительно медленным подъемом и резким спадом.

Авторы [6], исследуя данные, полученные на спутнике COS-B для диапазона энергий $E > 50$ МэВ и $E > 100$ МэВ, не обнаружили гамма-излучения от объекта Cyg X-3.

По данным наблюдения гамма-излучения в области энергий $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ, полученным за период с 1972 по 1975 г. [7], была найдена перио-

дическая составляющая с периодом $P = 0{,}199682 \pm 2 \cdot 10^{-6}$ сут. Излучение периодической составляющей происходит в короткие интервалы времени, а амплитуда не изменяется существенно со временем.

В КАО АН СССР наблюдения потока гамма-квантов с $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ от источника Cyg X-3 были продолжены в 1976 и в 1977 гг. Ниже приводятся результаты наблюдений за шесть лет (1972—1977). Полученные данные позволяют детально провести исследования характера световой кривой потока гамма-квантов в области энергий $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ.

Аппаратура и экспериментальные данные

Аппаратура для наблюдений потока гамма-квантов сверхвысокой энергии методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней состоит из четырех светоприемников (параболические 1,5-м зеркала с фотоумножителями) [8]. Детекторы включены попарно на совпадения, т. е. имеются две секции, пороговая энергия регистрации ливней равна $2 \cdot 10^{12}$ эВ. Для исключения данных, полученных при низкой прозрачности, использовался метод, подробно описанный в [8]. В течение 1974—1977 гг. наблюдения проводились методом Т-моды, описанным в [9]. Источник гамма-излучения находился поочередно в поле зрения одной из двух секций в течение всей наблюдательной ночи. Время прохождения источника через поле зрения детектора в 1974—1976 гг. было равно 12 мин, в 1972—1973 гг. и в 1977 г. равнялось 8 мин (другая диафрагма детектора). Длительность регистрации фонового излучения в 1974—1977 гг. равнялась соответственно (за вычетом одной минуты — времени, необходимого для перевода детекторов) длительности прохождения источника через поле зрения детектора, а в 1972, 1973 гг.— 40 мин. В результате такой методики сканирования общая длительность наблюдений Cyg X-3 составила 190 ч. Число сканирований по годам распределилось следующим образом: 1972 г.—18 сканирований, 1973 г.—36, 1974 г.—373, 1975 г.—248, 1976 г.—104, 1977 г.—307 сканирований; итого 1086 сканирований. Здесь имеется в виду число сканирований, оставшихся после отбора методом, описанным в [8].

Периодическое излучение Cyg X-3

Анализ данных наблюдений за пять лет (1970—1975 гг.) показал, что изменение периода рентгеновского излучения не наблюдается [2]. Исходя из этого, а также предполагая, что период для гамма-излучения $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ не должен отличаться в пределах ошибок от рентгеновского [2], мы обработали данные за все шесть лет наблюдений (1972—1977 гг.). Ранее [7] нами при анализе данных за 1972—1975 гг. с целью определения периода моменты наблюдений не были приведены к гелиоцентрическому времени. Наблюдения в течение года нами проводились в интервале с июля по октябрь месяц (благоприятные условия наблюдений объекта Cyg X-3 для нашей широты). В результате орбитального движения Земли в разные моменты времени наблюдений в течение одного года длительность прохождения сигнала от источника до наблюдателя будет различная. Если не учитывать эффект орбитального движения Земли, то это приведет фактически к ошибке в определении периода. Расчеты показывают, что в нашем случае ошибка в определении периода будет в пятом знаке, что повлечет за собой изменение фазы во втором знаке. На основании предыдущих результатов [7] ясно, что излучение периодической составляющей сосредоточено в довольно узком интервале фаз 20° (весь период 360°). Поправки за орбитальное движение Земли могут привести к изменению формы кривой. Скорость вращения Земли вокруг своей оси нами не учитывалась ввиду малости эффекта.

Методика обработки данных с целью уточнения периода и характера временной кривой состояла в следующем. Гелиоцентрический момент и фаза определялись для каждого сканирования из выражения

$$F_i = \frac{JD_i - JD_0 - A}{P} + \frac{A}{P}\cos[B(JD_i - JD_0)], \quad (1)$$

где F_i — значение фазы, JD_i — время, выраженное в юлианских днях для среднего момента прохождения источника через поле зрения детектора, $JD_0 = 2441550{,}533$ — момент времени, при котором $F_i = 0$, P — период, $A = -0{,}0031497$, $B = 0{,}017214$ — постоянные коэффициенты, связанные с переходом к гелиоцентрическому моменту. Затем находилась гистограмма распределения амплитуды эффекта от фазы F_i, при этом весь период разбивался на 18 равных фазовых интервалов (один интервал 20°). Амплитуда определялась в процентах относительно фона космических лучей. Для каждого значения периода (шаг периода был взят $\Delta P = 5\cdot10^{-7}$ сут) методом скользящей кривой (шаг по фазе был равен $\Delta\varphi = 0{,}4$) находилось такое распределение, при котором значение дисперсии величины A/σ (A — амплитуда эффекта, σ — величина ошибки) было максимальным. Все вычисления проводились на ЭВМ. Для каждого периода строилась гистограмма распределения амплитуды эффекта в зависимости от фазы периода. Для всех рассмотренных периодов в интервале 0,199674—0,199692 сут оказалось, что ни в одной из гистограмм не наблюдается значительных отрицательных выбросов, которые могли бы внести основной вклад в значение дисперсии.

На рис. 1 построена зависимость дисперсии A/σ от значения периода. Из рис. 1 видно, что максимальное значение дисперсии получается для периода $P = 0{,}199683 \pm 10^{-6}$ сут. Такое значение периода хорошо согласуется с результатами, полученными нами ранее ($P = 0{,}199684 \pm 2\cdot10^{-6}$ сут) [7], т. е. в пределах ошибок значения периодов совпадают. Увеличение точности (уменьшение ошибки в два раза) можно объяснить двумя факторами: во-первых, в [7] использовались данные за четыре года, а здесь за шесть лет, и, во-вторых, в [7] момент каждого сканирования не приводился к гелиоцентрическому. Учет этого фактора привел и к уменьшению значения периода, а следовательно, и к лучшему совпадению наших результатов с [2].

Для периода $P = 0{,}199683$ сут на рис. 2 приведена кривая распределения амплитуды эффекта и кривая распределения отношения A/σ в зависимости от фазы. При построении фазовой гистограммы за нулевую фазу был принят момент $JD_0 = 2441550{,}533$. Из рис. 2 видно, что имеют место два статистически достоверных отклонения в интервале фаз 0,157—0,212 и 0,768—0,823. Надежность первого пика (интервал фаз 0,157—0,212) не вызывает сомнения. Вероятность случайного отклонения на $A/\sigma = 5{,}4$ в одном из 18 интервалов равна $3\cdot10^{-5}$%, для второго пика вероятность появления отклонения на $A/\sigma = 3{,}3$ составляет 1,5%.

Из рис. 2 видно, что амплитуда периодической составляющей равна в среднем $A = 4{,}47\% \pm 0{,}83\%$ для интервала фаз 0,157—0,212 и $A = 2{,}18\% \pm 0{,}66\%$ для интервала фаз 0,768—0,823, что составляет 52% от суммарной амплитуды по периоду, это означает, что каждый второй импульс принадлежит двум небольшим интервалам фаз 20°.

Отметим некоторые особенности световой кривой (распределение потока гамма-излучения с фазой) потока гамма-излучения ($E > 2\cdot10^{12}$ эВ) источника: расстояние между первым и вторым пиками составляет 0,6 P, амплитуда первого пика больше амплитуды второго, а длительность импульса равна 5% от периода. Интересно, что все эти три особенности отмечаются для световых кривых радиопульсаров.

На рис. 3 представлена гистограмма изменения средней за год амплитуды эффекта периодической составляющей по годам. Из рис. 3 видно, если

исключить 1972 г., что от года к году периодическая составляющая заметных изменений не испытывает.

Проведем сопоставление световых кривых периодической составляющей в различных энергетических диапазонах. На рис. 4 представлен временной ход периодической составляющей рентгеновского излучения [3]. Авторы [3] отмечают, что характер распределения интенсивности рентгеновского излучения со временем изменяется. На рис. 4 также нанесены П-образными стрелками положения двух пиков периодической составляющей в диапазоне энергий $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ (результаты, полученные выше). Из рис. 4 видно, что положения двух пиков световой кривой гамма-излучения удовлетворительно совпадают с двумя пиками на световой кривой для рентгеновского излучения в диапазоне энергий 2—12 кэВ. Из рис. 4 и 2 видно, что характер световых кривых в рентгеновском и гамма-диапазонах заметно различается. Если световая кривая в рентгеновском диапазоне имеет вид искаженной синусоиды (относительно медленный подъем и более быстрый спад) с отдельными всплесками импульсного характера в области минимума и максимума, то световая кривая гамма-излучения имеет несколько другой вид — излучение периодической составляющей сосредоточено в двух интервалах фаз, в то время как в остальных интервалах фаз потока практически не наблюдается.

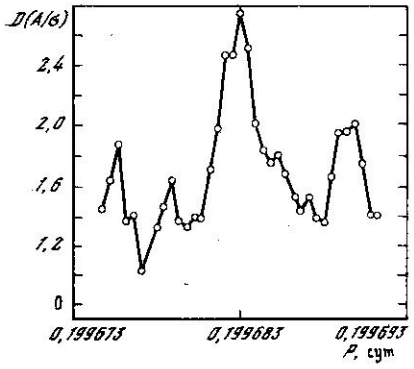
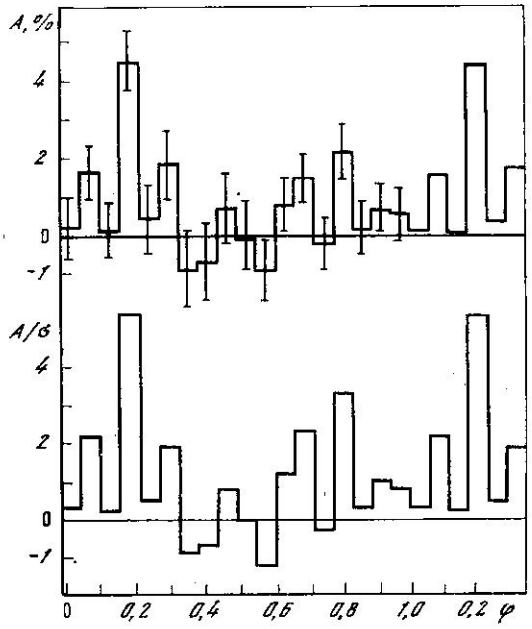
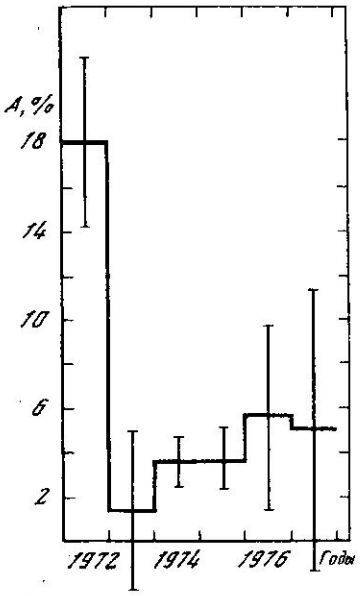


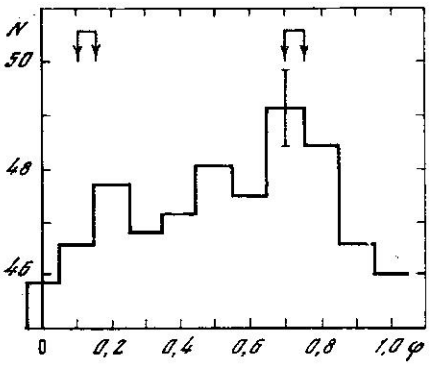
Рис. 1. Зависимость дисперсии величины A/σ от значения периода P

Рис. 2. Световая кривая потока гамма-излучения $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ

Рис. 3. Временной ход среднегодовой амплитуды A периодической составляющей потока гамма-квантов







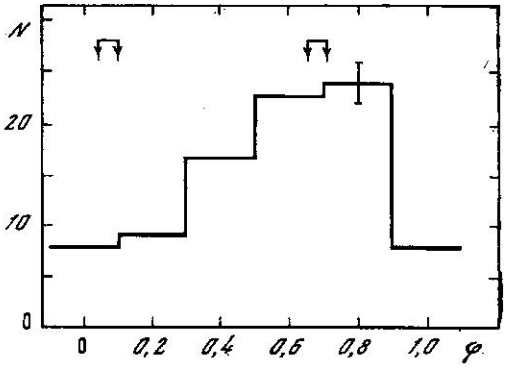


Рис. 4. Световая кривая рентгеновского излучения

Рис. 5. Световая кривая гамма-излучения $E > 35$ МэВ

На рис. 5 представлена световая кривая для гамма-излучения в области энергий $E > 35$ МэВ [5], П-образными стрелками указано положение двух пиков периодической составляющей в диапазоне энергий $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ (результаты, полученные выше). Из рис. 5 видно, что первый пик приходится на минимум потока гамма-излучения $E > 35$ МэВ, а второй — на максимум. Однако, как показано в [4], имеется заметная корреляция между временными зависимостями потоков гамма-квантов в этих энергетических диапазонах.

В программу обзора неба, проведенного американской группой исследователей [10], было также включено исследование Cyg X-3. По данным за октябрь — ноябрь 1976 г. авторы [10] получили верхний предел потока равным $2{,}1 \cdot 10^{-11}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$ для энергии $> 10^{12}$ эВ. Однако анализа возможного распределения потока гамма-квантов по периоду не приводится. Поэтому нельзя ничего сказать о вкладе периодической составляющей в этих наблюдениях. Полученное нами среднее значение гамма-квантов от периодической составляющей излучения равно $1{,}4 \cdot 10^{-11}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$ и не противоречит данным [10].

Выводы

На основании результатов обработки данных за шесть лет наблюдений (1972—1977 гг.), а также сопоставления с результатами, полученными другими авторами, можно сделать следующие выводы.

1. Световая кривая периодической составляющей в гамма-диапазоне $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ имеет импульсный характер с двумя пиками, разнесенными на 0,6 периода.

2. Характер распределения интенсивности потока $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ с фазой резко отличается от результатов для $E > 35$ МэВ, полученных по данным спутника SAS-2 [5].

3. Характер временнóго хода периодической составляющей $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ, с одной стороны, отличается от характера распределения по периоду рентгеновского излучения, усредненного за большой промежуток времени, а с другой стороны, имеет место совпадение двух пиков фазового распределения, амплитуды $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ со всплесками в максимуме и минимуме световой кривой рентгеновского диапазона.

4. Величина потока периодической составляющей гамма-диапазона $E > 2 \cdot 10^{12}$ эВ в интервале с 1973 г. по 1977 г. включительно практически не изменяется со временем.

5. Средняя за все годы величина потока в интервале фаз 0,157—0,212 и 0,768—0,823 соответственно составляет $1{,}8 \cdot 10^{-10}$ и $9 \cdot 10^{-11}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$, что в предположении изотропности излучения соответствует $1{,}2 \cdot 10^{37}$ и $6 \cdot 10^{36}$ эрг/с при расстоянии до источника 10 кпс.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Н. В. Бенюх и Т. М. Стрельник за помощь в обработке материала.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Mason K. O., Becklin E. E., Blankenship L.* e. a.— Astrophys. J., 1976, 207, p. 78.
2. *Parsignault D. R., Schreier E., Grindlay J., Gursky H.*— Astrophys. J. Lett., 1976, 209, L73.
3. *Bonnet-Bidaud J. M., Jlovaisky S., Manzo G.* e. a.— Astron. Astrophys., 1978, 62, p. 275.
4. *Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В.* и др.— Письма в Астрон. ж., 1976, 2, № 11.
5. *Lamb R. C., Fichtel C. E., Hartman R. C.* e. a.— Astrophys. J. Lett., 1977, 212, L63.
6. *Bennett K., Bignami G., Hermsen W.* e. a.— Astron. Astrophys., 1977, 59, N 12, p. 273.
7. *Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, с. 44.
8. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, с. 29.
9. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 157.
10. *Weeks T. C., Helmken H. F.*— Proc. of 12th ESLAB Symposium. Frascati, Italy 24—27 May/Ed. by R. D. Wills and B. Battrick, 1977, p. 39.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

К ВОПРОСУ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-3

Ю. И. Нешпор

Показано, что отсутствие периодической составляющей с периодом 4,8 ч на частотах $f \leqslant 8{,}1$ ГГц в радиоизлучении возможно объяснить рассеянием радиоволн на неоднородностях в окрестности источника Cyg X-3. Если это так, то обнаружить периодическую составляющую потока радиоизлучения с периодом 4,8 ч можно на частотах $f \geqslant 16$ ГГц.

ABOUT THE RADIOEMISSION OF THE X-RAY SOURCE Cyg X-3, by *Yu. I. Neshpor*.—It is evident that the absence of the periodical component of the radioemission $T = 4^h.8$ at the frequency 8.1 GHz may be caused by scattering of radio waves due to the electron density inhomogeneities in the plasma cloud around the source. If one assumes this explanation it is possible to observe this periodical component of the radioemission at the frequency of more than 16 GHz.

В настоящее время рентгеновский источник Cyg X-3 детально изучен в широком диапазоне энергий. Обнаружена периодическая составляющая с периодом 4,8 ч в инфракрасном и рентгеновском диапазонах [1], а также в гамма-диапазоне в области энергий 10^7 эВ [2,3] и 10^{12} эВ [4]. Интересно, что глубина модуляции периодической составляющей, по-видимому, растет с энергией. Если в инфракрасном диапазоне она составляет 15%, а временами может совсем исчезать, то в рентгеновском диапазоне составляет 40% и не меняется со временем [1], а в области энергий $>10^7$ и $> 10^{12}$ эВ [3, 4] (гамма-излучение) глубина модуляции периодической составляющей практически 100%.

Исследования источника Cyg X-3 в радиодиапазоне показали наличие сильной спорадической составляющей [5, 6], но составляющей излучения с периодом 4,8 ч до настоящего времени не обнаружено, хотя и были предприняты соответствующие попытки [1]. На основании данных наблюдений и теоретических исследований области Cyg X-3 авторы [7—10] приходят к заключению, что в районе источника Cyg X-3 имеется плазма с плотностью электронов в столбе $2 \cdot 10^{23}$—$2 \cdot 10^{24}$ эл·см$^{-2}$. Учитывая это, можно предположить, что в окрестности источника Cyg X-3 имеют место неоднородности электронной плотности, на которых может происходить рассеивание радиоволн, а следовательно, и размывание импульса периодической составляющей.

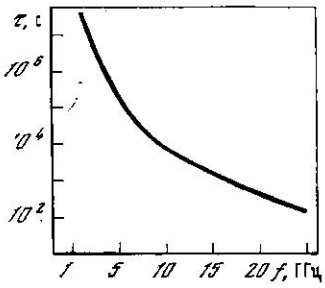
Предположим, что за счет рассеяния радиоволн в окрестности Cyg X-3 уширение импульса периодической составляющей радиоизлучения будет таково, что длительность импульса будет сравнима с длительностью периода 4,8 ч. Определим, исходя из этого, каковы должны быть параметры области рассеивания, при этом предположим, что уширение импульса много больше длительности первоначального импульса. Расчет проведем для широкого спектра размеров неоднородностей, так как это наиболее реальный случай (по сравнению с предположением, что имеют место неоднород-

ности одного масштаба), и расчет приводит к более правильной оценке [11]. Предполагая, что показатель спектра размеров неоднородностей $\alpha = 0{,}6$ [14], и учитывая соотношения, полученные в [11—13], можно записать выражение

$$\tau = 1{,}47 \cdot 10^{-42} N_e^{2,5} R^{1,5} \lambda^{4,5}, \qquad (1)$$

где τ — величина уширения импульса (с), N_e — электронная плотность (см$^{-3}$), R — линейный размер области рассеяния (см), λ — длина волны (см).

Исследование радиоизлучения источника Cyg X-3 проводят в основном на частоте $f \approx 8{,}1$ ГГц [1] или на меньших частотах, поэтому определим параметры области рассеяния N_e и R для $\lambda = 3{,}7$ см ($f = 8{,}1$ ГГц) с учетом того, что значение электронной плотности в столбе должно лежать в пределах $2 \cdot 10^{23}$—$2 \cdot 10^{24}$ см$^{-2}$ [7—10]. Перепишем выражение (1) в виде



Зависимость уширения импульса τ от частоты ($N_e = 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$, $R = 10^{16}$ см)

$$\tau = 1{,}47 \cdot 10^{-42} N_e (N_e R)^{1,5} \lambda^{4,5}. \qquad (2)$$

Тогда, полагая, что $N_e R = 7 \cdot 10^{23}$ см$^{-2}$ (среднее значение NR [7—10]), а $\tau = 4{,}8$ ч ($\tau = P$), для $\lambda = 3{,}7$ см получим, что электронная плотность неоднородности будет $N_e = 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$. Так как можно предположить, что турбулентность в окрестности источника Cyg X-3 сильная, то это есть фактически оценка средней электронной плотности $\overline{N}_e \approx 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$, тогда, учитывая, что $N_e \cdot R = 7 \cdot 10^{23}$ см$^{-2}$, получим $R = 10^{16}$ см. Найденные параметры области рассеяния ($N_e = 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$ и $R = 10^{16}$ см) не противоречат стандартным требованиям выхода радиоизлучения из плазмы на частотах $f \geqslant 8{,}1$ ГГц.

На рисунке представлена зависимость параметра τ (уширения импульса) от частоты радиоизлучения f в результате рассеяния радиоволн на неоднородностях с электронной плотностью $N_e = 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$ в области с линейным размером $R = 10^{16}$ см. Из рисунка видно, что уже при $f = 16$ ГГц значение параметра $\tau = 1000$ с, что составляет примерно одну двадцатую периода $P = 4{,}8$ ч. Если теперь предположить, что длительность импульса периодической составляющей, генерируемой в источнике, того же порядка 1000 с [15], то обнаружить составляющую с периодом $P = 4{,}8$ ч и в радиодиапазоне можно на частотах $f \geqslant 16$ ГГц.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно заключить, что если в окрестности источника Cyg X-3 имеются неоднородности электронной плотности с $N_e \geqslant 6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$, а область рассеяния радиоволн имеет линейный размер $R \leqslant 10^{16}$ см, то на частотах радиоизлучения $f \leqslant 8{,}1$ ГГц за счет рассеяния радиоволн на неоднородностях обнаружить периодическую составляющую с периодом 4,8 ч невозможно, и наблюдения необходимо производить на частотах $f \geqslant 16$ ГГц ($\lambda \leqslant 1{,}8$ см).

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и Б. М. Владимирскому за советы и замечания при обсуждении статьи.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Mason K. O., Becklin E. E., Blankenship L.* e. a.— Astrophys. J., 1976, 207, p. 78.
2. *Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В.* и др.— Письма в Астрон. ж., 1976, 2, № 11.
3. *Lamb R. C., Fichtel C. E., Hartman R. C.* e. a.— Astrophys. J. Lett., 1977, 212, L63.
4. *Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, с. 44.
5. *Gregory P. C., Kronberg P. P., Seaquist E. R.* e. a.— Nature, 1972, 239, p. 440.
6. *Hughes V. A., Woodsworth A.*— Astrophys. J., 1974, 191, p. 749.
7. *Владимирский Б. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 60.
8. *Hjellming R. M.*— Science, 1973, 182, p. 1089.
9. *Davidsen A., Ostriker J. P.*— Astrophys. J., 1974, 189, p. 331.
10. *Milgrom M.*—Astron. Astrophys., 1976, 51, p. 215.
11. *Озерной А. М., Шишов В. И.*— Письма в Астрон. ж., 1975, 1, № 3.
12. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.:Физматгиз, 1967.
13. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
14. *Jokipii J. R., Coleman P. J.*— J. Geophys. Res., 1968, 73, p. 54.
15. *Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л. Владимирский Б. М.* и др.— Наст. том, с. 61.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРЫХ ВАРИАЦИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, А. Райт [1]

Обсуждаются результаты наблюдений на волнах 0,82; 1,35; 2 и 6 см некоторых внегалактических радиоисточников, проведенных при помощи 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР и 64-метрового радиотелескопа CSIRO (Австралия) в 1975—1977 гг. Показано, что вариации излучения в течение нескольких суток присущи в основном лацертидам и квазарам, причем происходят они, по-видимому, спорадически. Подтверждено наличие флуктуаций потоков радиоизлучения в течение нескольких часов не только у объектов типа BL Lac, но и у квазара 3C 273.

INVESTIGATIONS OF RAPID RADIOEMISSION VARIATIONS OF SOME EXTRAGALACTIC OBJECTS, by *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov* and *A. Wright*.— The results of observations at wave lengthes 0.82, 1.35, 2 and 6 cm of some extragalactic radio sources, obtained using 22 meter radio telescope of USSR Academy of Sciences Crimean Astrophysical Observatory and 64 meter radio telescope of CSIRO of Australia, are discussed. It is shown that emission variations in course of several days are intrinsic to lacertids and quasars mainly taking place throughout some time intervals only. The existence of radio emission fluctuations during several hours is confirmed not only in BL Lac objects but in quasar 3C 273 too.

В 1975—1977 гг. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в течение пяти периодов наблюдений были проведены исследования быстрой, за время в несколько суток и меньше, переменности внегалактических радиоисточников. Некоторые результаты этих исследований были изложены раньше [1, 2].

Наблюдения проводились при помощи 22-метрового радиотелескопа на волне 1,35 см, а в декабре 1977 г. одновременно и на волне 0,82 см. Отдельные источники наблюдались при помощи 64-метрового радиотелескопа в Парксе (Австралия) на волне 2 см в ноябре 1977 г., а в декабре 1977 г. на волне 6 см в период наблюдений на РТ-22 КАО на миллиметровых волнах. Параметры радиотелескопов и аппаратуры, а также данные о потоках S или яркостных температурах $T_я$ калибровочных источников (со ссылками на литературу) приведены в табл. 1.

Для наблюдений было отобрано около 30 радиоисточников, имеющих компактные компоненты и обладающих значительной интенсивностью излучения на миллиметровых волнах. Потоки на 1,35 см от них измерялись с точностью в среднем от 3 до 10% в диапазоне их значений от нескольких десятков до единиц Ян. Методика наблюдений на волнах 0,8 и 1,35 см изложена в [7], а на волнах 2 и 6 см она была аналогичной описанной в [6].

Для большей объективности классификации объекта как обладающего быстрой переменностью в течение отдельного периода наблюдений при-

[1] Сотрудник отдела радиофизики, CSIRO, Австралия.

Таблица 1

Длина волны, см	Угловое разрешение, угл. мин	Чувствительность приемника, К	Калибровочные источники				
			DR 21 S, Ян *	3C 274 S, Ян	Гидра А S, Ян	Юпитер $T_я$, К	Сатурн $T_я$, К
0,82	1,6	0,07	17,5 [3,4]	14,1 [5]		157 [4]	
1,35	2,6	0,05	19,5 [3,4]	21,6 [5]		138 [7]	128 [7]
2,0	2,1	0,01		28,4 [5]			
6,0	4,1	0,01			13,6 [6]		

* 1 Ян = 10^{-26} Вт·м$^{-2}$·Гц$^{-1}$.

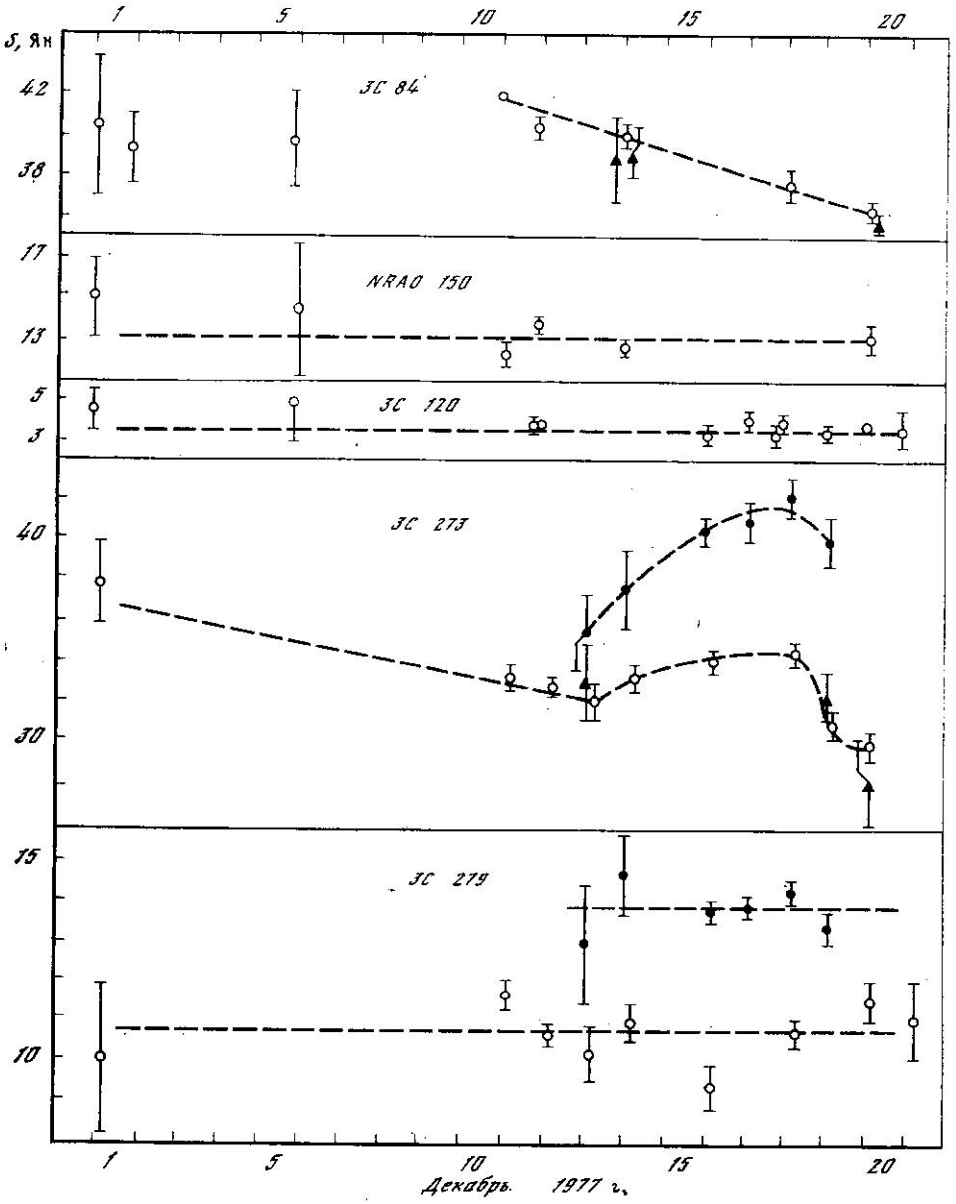
менялся критерий χ^2 следующим образом. Вначале рассчитывалась величина $\chi^2 = \Sigma \left(\frac{S_i - \bar{S}}{\sigma_i} \right)^2$, где S_i и σ_i — измеренное значение плотности потока и соответствующая ему среднеквадратичная ошибка, а $\bar{S}$ — средневзвешенная за период плотность потока. Источник считался переменным в этот период, если вероятность получения рассчитанной величины χ^2 была меньше 0,01. Если в течение рассматриваемого периода было замечено только систематическое изменение потока объекта, т. е. более медленные вариации излучения, то он считался не обладающим быстрой переменностью на данном отрезке времени, даже если выполнялось предыдущее условие.

В табл. 2 перечислены радиоисточники, у которых не было обнаружено быстрых изменений потока на волне 1,35 см согласно описанной выше оценке ни в один из периодов наблюдений. Кроме паркского обозначения источника даны также его название в одном из каталогов, оптический класс со следующими сокращениями: галактика — Г, квазар — К, лацертида — Л; пределы наблюдавшихся значений плотностей потоков в течение 1975—1977 гг.

Таблица 2

№ п/п	Источник	Другое название	Оптический тип	Плотность потока, Ян	№ п/п	Источник	Другое название	Оптический тип	Плотность потока, Ян
1	0048—09	OB—080	Г	1,1—1,7	13	1055+01	OL 093	К	2,0—2,8
2	0106+0,1	OC 012	К	1,3—1,6	14	1127—14	OM—146	К	1,5—4,1
3	0235+16	OD 160	Л	1,7—3,5	15	1219+28	ON 231	Л	1,1—2,8
4	0316+41	3C 84	Г	40,5—42,8	16	1228+12	3C 274	Г	21,6
5	0355+50	NRAO 150	Л	10,3—15,7	17	1510—08	OP—017	К	1,7—2,2
6	0430+05	3C 120	Г	3,6—11,0	18	1641+39	3C 345	К	8,5—6,3
7	0433+29	3C 123	Г	3,5	19	1730—13	NRAO 530	К	3,3—7,2
8	0528+13			1,5—2,4	20	2005+40		К	3,0—4,6
9	0624—05	3C 161	Г	1,43	21	2134+00	OX 057	К	6,2
10	0736+01	OT 061	К	2,1—3,2	22	2145+06	4C 06.69	К	1,6—3,7
11	0754+10	OT 090.4	Л	0,9	23	2223—05	3C 446	К	3,5—4,3
12	0923+39	4C 39.25	К	6,1—8,5	24	2254+07	OY 091.3	Л	0,8—1,3

В табл. 3 приводятся источники, обладавшие быстрыми вариациями излучения на волне 1,35 см хотя бы в один из периодов наблюдений. Кроме сведений, общих с предыдущей таблицей, в ней на соответствующий период словом «да» обозначено наличие быстрых вариаций, а словом «нет» —



их отсутствие в соответствии с применявшимся критерием χ^2. В этих же колонках даны величины, количественно характеризующие амплитуду изменений потока, $V = (S_{max} - S_{min})/(S_{max} + S_{min})$, где S_{max} и S_{min} соответственно максимальная и минимальная измеренные плотности потоков.

Обо всех объектах из табл. 3, кроме 3C 111 и 0735+17, уже сообщалось как о быстропеременных источниках [8—16]. Обращает на себя внимание то, что в ней находятся в основном квазары и лацертиды. Из девяти наблюдавшихся галактик только 1514—24 и 3C 111 показали быстрые изменения интенсивности. Однако в [16] сообщалось о значительных изменениях блеска 1514—24 за 20 мин и объект был классифицирован как лацертид, а 3C 111 является N-галактикой, т. е. она очень похожа на квазар по многим своим характеристикам. Следует отметить также, что, хотя для 0106 + 01 [11], NRAO 150 [12], 3C 120 [10] и 1510—08 [11] сообщалось о суточных изменениях их излучения, мы таковых не обнаружили у них ни в один из периодов наблюдений. Из табл. 3 непосредственно следует, что

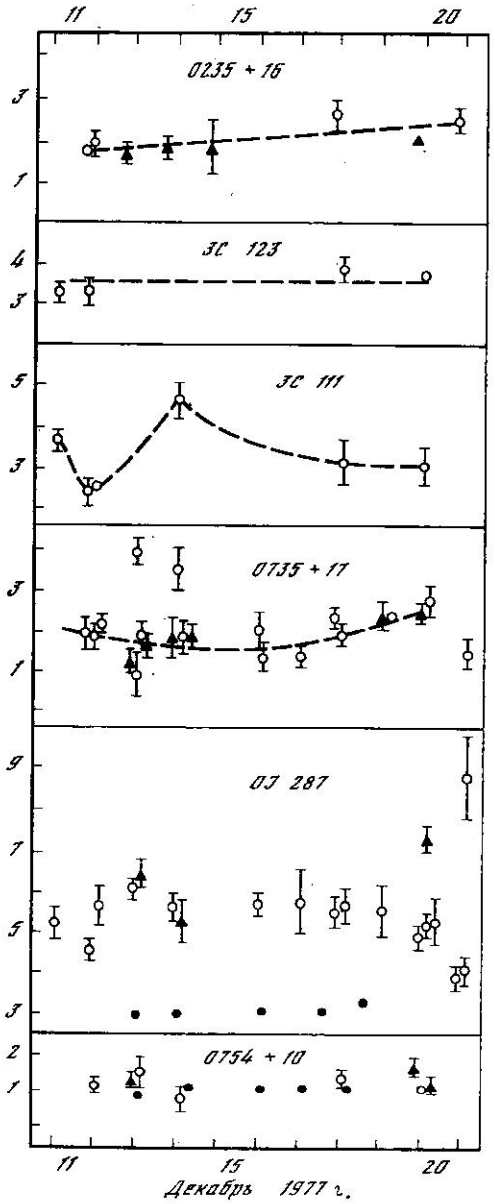
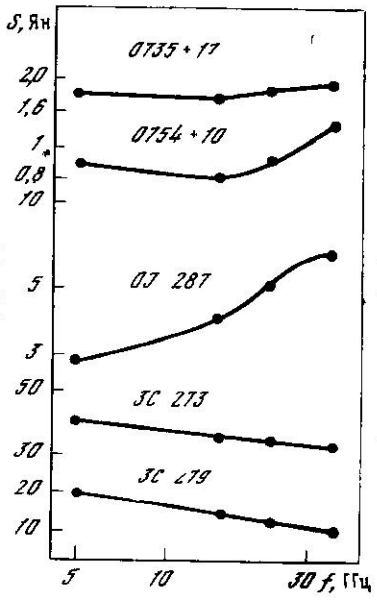


Рис. 1. Поведение радиоизлучения некоторых радиоисточников в декабре 1977 г.

Треугольниками обозначены плотности потоков на $\lambda = 8{,}2$ мм, светлыми кружками — на $\lambda = 13{,}5$ мм и темными кружками — на $\lambda = 6$ см. Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки определения потоков

Рис. 2. Средние спектры нескольких радиоисточников в декабре 1977 г.



быстрые вариации присущи излучению объектов, содержащихся в ней, только в отдельные интервалы времени. Это подтверждает предположение, сделанное в [1] на основании сопоставления данных различных наблюдателей. Если привлечь сведения о медленных (годовых) изменениях радиоисточников на 1,35 см [7], получается, что периоды, когда были замечены быстрые вариации интенсивности радиоисточников из табл. 3, соответствуют фазам медленных уменьшений или увеличений их потоков. Ни у одного из них не было обнаружено быстрых вариаций в моменты, близкие к экстремумам кривых медленных изменений.

Рис. 1 иллюстрирует результаты наблюдений в декабре 1977 г. на волнах 0,8; 1,35 и 6 см. С 1 по 6.XII наблюдения на волне 1,35 см проводились без мазера, поэтому ошибки определения потоков были бо́льшими, чем во второй половине периода. Видно, что NRAO 150, 3C 120, 3C 123, 0754 + 10 и 3C 279 в этот период имели постоянные потоки с точностью до ошибок измерений, а 0235 + 16, 3C 84 и 3C 273 изменяли свою интен-

Таблица 3

Источник	Другое название	Оптический тип	Плотности потоков	Наличие переменности для интервалов					
				29.III—17/IV 1975	20.III—11.IV 1976	20—30.IX 1976	28.III—11.IV 1977	24.V—4.VI 1977	12—21.XII 1977
0415+37	3C 111	Г	3,3—7,5	Нет / 0,044	Нет / 0,013	Нет / 0,010			Да / 0,332
0735+17		Л	1,6—2,8		Да / 0,316		Нет / 0,109		Да / 0,492
0851+20	OJ 287	Л	1,7—5,3	Да / 0,221	Да / 0,359	Нет / 0,112	Нет / 0,097		Да / 0,345
1226+02	3C 273	К	29—50	Да / 0,073	Да / 0,167	Нет / 0,053	Да / 0,168	Нет / 0,03	Да / 0,081
1253—05	3C 279	К	9,5—12,7	Да / 0,096	Нет / 0,128	Нет / 0,105	Нет / 0,074		Нет / 0,12
1514—24	OR—225	Г	2,1		Да / 0,453				
2200+42	BL Lac	Л	2,9—7,9	Да / 0,225	Да / 0,254	Да / 0,168	Нет / 0,10	Нет / 0,057	Нет / 0,08
2351+15	3C 454.3	К	5,1—8,8	Да / 0,118	Да / 0,249	Да / 0,094	Нет / 0,03	Нет / 0,17	Нет / 0,091

сивность монотонно. В то же время у 3C 273 на волне 1,35 см вместе с возможным монотонным уменьшением потока заметно всплесковое изменение интенсивности излучения длительностью около недели, которое сопровождалось значительным изменением потока и на волне 6 см. Отметим, что в апреле 1975 г. на волне 1,35 см наблюдалась вспышка в излучении 3C 273 такой же длительности [1]. Изменения потоков имели место и у 3C 111, 0735 + 17 и OJ 287. Особенно интересны зарегистрированные у 0735 + 17 12 и 13.XII, а у OJ 287 — 21.XII почти двукратные изменения потоков за несколько часов. Часовые флуктуации радиоизлучения OJ 287 уже отмечались [8, 9], а у 0735 + 17 они зарегистрированы впервые.

На рис. 2 показаны средние спектры нескольких радиоисточников, наблюдавшихся в декабре 1977 г. в диапазоне 6—0,8 см (5—36 ГГц). Интересно отметить, что источники с очень похожими спектрами могут как обладать быстрой переменностью излучения, так и не иметь ее, например, в случае 3C 273 и 3C 279 или OJ 287 и 0754 + 10 (см. рис. 1 и 2).

Во время наблюдений в марте—апреле 1976 г. на волне 1,35 см и в оптическом диапазоне одновременно было замечено падение интенсивности радиоизлучения 3C 273 в течение нескольких часов, сопровождавшееся увеличением круговой радио- и линейной оптической поляризаций при практически постоянном блеске объекта [2]. В марте—апреле 1977 г. были продолжены наблюдения на волне 1,35 см квазара 3C 273 с целью обнаружения часовых изменений в его радиоизлучении. На рис. 3 показано такое событие, зарегистрированное 29.III, а также поведение квазара 10.IV, типичное для всех остальных дней. Там же для сравнения нанесены потоки калибровочного источника 3C 274, измеренные в эти ночи. По-видимому, событие 29.III можно считать реальным, поскольку поток 3C 273 уменьшился на 20%, в то время как максимальное относительное отклонение измеренных значений потока 3C 274 от среднего не превышало 3%. Происходили в рассматриваемый период и суточные флуктуации потока от 3C 273, что видно из рис. 4, где среднесуточные значения его потоков нанесены вместе с соответствующими значениями для 3C 274, который не показывает статистически значимых отклонений интенсивности от средневзвешенного значения ее (обозначено на рисунке прямой линией) за весь период. Раньше в [17] отмечались также быстрые вариации оптической круговой поляризации в излучении квазара 3C 273.

Таким образом, обсуждавшиеся выше результаты исследований указывают на то, что вариации излучения внегалактических объектов в

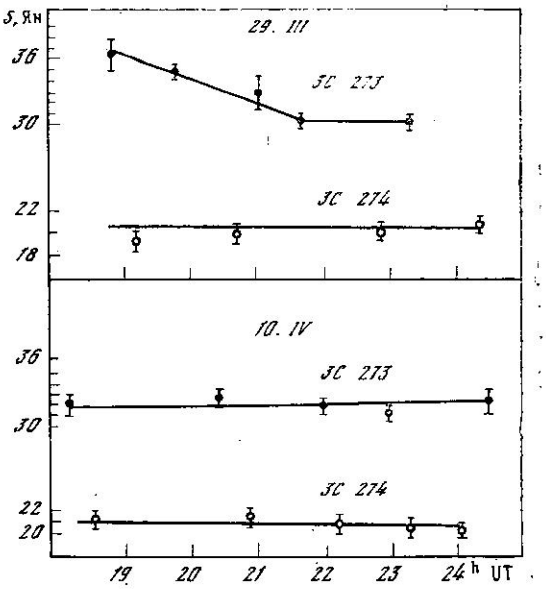


Рис. 3. Поведение квазара 3C 273 и калибровочного источника 3C 274 29.III и 10.IV 1977 г.

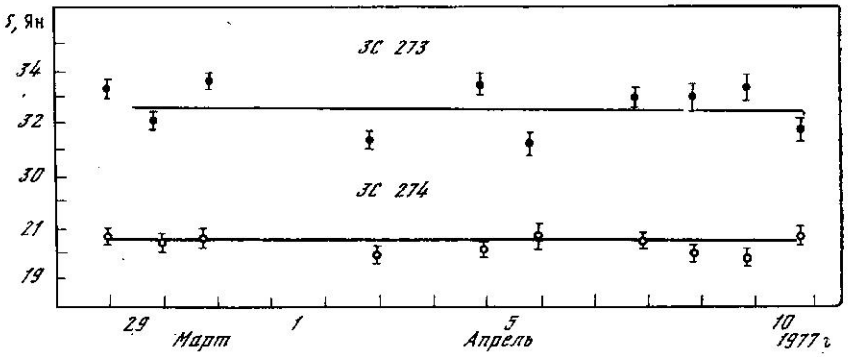


Рис. 4. Среднесуточные плотности потоков 3C 273 и 3C 274 в марте — апреле 1977 г. на волне 13,5 мм

течение нескольких суток происходят, по-видимому, только в отдельные интервалы времени, причем наблюдаются они в основном в излучении лацертид и квазаров. Типичные для радиоисточников типа BL Lac часовые флуктуации интенсивности замечены и в излучении квазара 3C 273. Эти факты свидетельствуют в пользу гипотез, привлекающих в качестве источников энергии в квазарах и ядрах активных галактик массивные компактные тела [18].

В заключение авторы выражают глубокую признательность В. Робинсону за содействие в постановке наблюдений на 64-м радиотелескопе в Парксе, а также С. Л. Домнину и И. Д. Стрепко за большую помощь при проведении наблюдений на РТ-22 КАО.

15 апреля 1978 г.

Литература

1. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*—Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 58, с. 48.
2. *Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoy N. M.*— Nature, 1977, 269, p. 493.
3. *Dent W. A.*— Astrophys. J., 1972, 177, p. 93.
4. *Ulich B. L., Cogdell J. R., Davis J. H.*— Icarus, 1973, 19, p. 59.
5. *Janssen M. A., Golden L. M., Welch W. J.*— Astron. Astrophys., 1974, 33, p. 373.
6. *Shimmins A. J., Bolton J. G.*— Austral. J. Phys., Astrophys. Suppl., 1972, 23, c. 1.

7. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз., обс., 1979, 60.
8. *Kinman T. D., Wardle J. E. C., Conclin E. K.* e. a.— Astron. J., 1974, 79, p. 349.
9. *Kikuchi S., Tabara H., Mikami Y.* e. a.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1973, 25, p. 555.
10. *Epstein E. E., Fogarty W. G., Hackney K. R.* e. a.— Astrophys. J., 1972, 178, L51.
11. *Wills B. J.*— Astrophys. J., 1971, 169, p. 221.
12. *Harvey G. A., Andrew B. H., MacLeod J. M., Medd W. J.*— Astrophys. Lett., 1972, 11, p. 147.
13. *Andrew B. H., Harvey G. A., Hackney K. R.* e. a.— Astrophys. J., 1974, 191, p. 51.
14. *Горшков А. Г., Моисеев И. Г., Согласнов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, с. 176.
15. *Pauliny-Toth I. I. K., Kellerman K. I.*— Astrophys. J., 1966, 146, p. 634.
16. *Miller H. R., Clonts S. L., Folsom G. H.*— Astron. J., 1974, 79, p. 1352.
17. *Severny A. B., Kuvshinov V. M.*— Astrophys. J., 1975, 200, L13.
18. *Озерной Л. М.*— УФН, 1976, 120, с. 309.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКТРЕ X ПЕРСЕЯ, ОТОЖДЕСТВЛЯЕМОЙ С РЕНТГЕНОВСКИМ ИСТОЧНИКОМ 3U 0352+30

Т. С. Галкина

Из анализа эмиссионного спектра пекулярной B0e-звезды X Персея, отождествляемой с рентгеновским источником 3U 0352 + 30, выявлена 22,4-часовая периодичность (аналогичная колебаниям рентгеновского потока от источника 3U 0352 + 30) в изменениях лучевых скоростей, измеренных по V- и R- компонентам эмиссионной линии H_α, и в их относительных интенсивностях. Долгопериодические колебания (с периодом 581 день) лучевых скоростей показали амплитуды 35 и 50 км/с соответственно по компонентам линии H_α и линиям поглощения водорода.

Из-за наличия двух видов периодических изменений лучевых скоростей делается предположение, что система X Персея тройная: вокруг главного компонента, имеющего спектральный класс B0e, с периодом 22,4 ч обращается компактный объект (нейтронная звезда). Эта пара в свою очередь обращается вокруг невидимого спутника с периодом 581 день.

Из анализа поведения относительных интенсивностей V- и R-компонентов эмиссионной линии H_α со временем делается заключение, что оболочка, образовавшаяся вокруг главного компонента B0e, регулярно то расширяется, то сжимается. Полный цикл занимает примерно 280 дней.

PERIODIC VARIATIONS IN THE SPECTRUM X PERSEI, ASSOCIATED WITH THE X-RAY SOURCE 3U 0352 + 30, by *T. S. Galkina*.— On the base of the analysis of the emission spectrum of X Persei peculiar B0e star, there have been discovered two kinds of periodicites. One of them is a 22-hr periodicity (amplitude $K = 15 \div 17$ km/s), analogous to the 22-hr periodicity of the X-ray variations of the source 3U 0352 + 30. Another is a 581-day one (amplitude $K = 35$ km/s). All this led us to the evident conclusion of the relation between the X Persei and the X-ray source 3U 0352 + 30.

The X Per 3U 0352 + 30 system may be considered as a tripple system: a neutron star moving around a B0e primary, and this double system moving around a far third companion with a 581-day period.

From the analysis of the temporal behavior of the relative intensity of V- and R-components of the emission line H_α one may conclude, that the envelope around the B0e primary is expanding and contracting regularly. The whole cycle amounts 280 day.

Вероятная связь рентгеновского источника 3U 0352 + 30 с яркой звездой X Персея спектрального класса B0e является предметом ряда исследований и дискуссий, проведенных за последние четыре года.

Чтобы увязать наблюденное поведение рентгеновского источника и звезды X Персея, предлагаются различные модели. Но пока что все они встречаются с теми или иными трудностями. Вероятно, многие трудности связаны с тем фактом, что X Персея является звездой Be, а природа этих звезд еще недостаточно ясна, и они обнаруживают различные неожиданные труднообъяснимые явления.

Таблица 1

Моменты наблюдений X Персея

Дата	Юлианский день	Дата	Юлианский день
Область λ 3650—4950 Å		9.IX	396,542
	2442...	10.IX	397,549
22.VIII 1975 г.	647,542	18.IX	405,542
25.VIII	650,521	10.X	427,587
26.VIII	651,521	20.X	437,531
28.VIII	653,499	22.XI	470,477
	653,549	30.XI	478,493
13.XII	760,271	7.XII 1977 г.	485,458
	760,368	Область λ 5400—6900 Å	
21.XII 1975 г.	768,421	21.XII 1975 г.	42768,310
3.II 1976 г.	812,278	5.XI 1976 г.	43088,451
	812,333	30.XI	113,562
4.II	813,267	2.XII	115,306
	813,323	16.XII	129,396
15.II	824,250		2443...
18.II	827,254	18.XII	131,285
23.II	832,292	10.XII	132,326
14.III	852,254	30.XII 1976 г.	143,333
5.X	43057,493	19.I 1977 г.	163,333
27.X	079,469	13.III	216,271
	080,528	20.IX	406,531
13.XI	095,573	22.IX	408,528
16.XI	099,528	5.X	422,510
	099,578	6.X	423,496
27.XI	110,514	9.X	426,490
	110,566	10.X	427,493
29.XI	112,528	30.XI	478,385
	112,580	6.XII	484,375
16.XII	129,476	7.XII	485,365
	129,521	9.XII	487,396
19.XII 1976 г.	132,431	11.XII	489,326
	132,483	12.XII	490,320
14.II 1977 г.	189,299	28.XII 1977 г.	506,316
15.II	190,326	11.I 1978 г.	520,312
9.III	212,283	16.I	525,222
7.IX	394,559	18.I	527,243
8.IX	395,559	21.II	561,271
		15.III 1978 г.	583,250

Некоторые особенности спектра X Персея были нами описаны ранее в [1], где был сопоставлен наш наблюдательный материал с наблюдениями других авторов [2, 3] с целью проверки 581-дневной периодичности в изменении лучевой скорости главного компонента. С тех пор получены новые данные о поведении рентгеновского источника 3U 0352 + 30, а также пекулярной звезды X Персея. В частности, открыты периодические осцилляции рентгеновского источника с периодами 13,931 мин и примерно 22 ч [4]. Первые колебания связывают с вращением компактного объекта, вторые — с орбитальным движением его вокруг главного компонента по тесной некруговой орбите [5]. Естественно поискать аналоги этих колебаний в оптическом диапазоне спектра.

Нами были поставлены следующие задачи: 1) выяснение причин 581-дневной периодичности в смещениях абсорбционных линий водорода, найденной Хатчингсом и др. [3], 2) поиск возможных короткопериодических изменений в спектре X Персея и 3) детальное исследование поведения эмиссионных компонентов линии H_α и других.

Ранее [1] анализировались спектральные наблюдения, выполненные с ноября 1974 по март 1975 г., которые охватывали только 0,2 от 581-дневного периода изменений лучевой скорости. Но и этот короткий ряд наблюдений показал противоречие с заключением Хатчингса о том, что скорости по эмиссионным компонентам водородных линий находятся в противофазе со скоростями, определенными по широким абсорбционным линиям водорода. Нами было отмечено, что в данном интервале фаз периода ($0^P,48$—$0^P,69$) можно видеть одинаковый ход в колебаниях лучевой скорости, определенной по разным линиям. Поэтому, чтобы разобраться в отмеченных противоречиях, необходимо было получить однородный ряд наблюдений.

Наблюдения, начатые в ноябре 1974 г. [1], были продолжены. Получено еще 45 спектрограмм с дисперсией 36 Å /мм в области λ 3650—4950 Å и 27 в области H_α с дисперсией 31 Å/мм. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Теперь наш ряд наблюдений охватывает свыше тысячи дней, с ноября 1974 г. по март 1978 г.

Лучевые скорости X Персея

Для определения лучевой скорости измерялись смещения линий поглощения водорода λ 3835,39 и гелия λ 4026,27 и λ 3819,76. Эти линии, по нашему мнению, свободны от бленд, и в них незаметно явной эмиссии. Были измерены также смещения компонентов эмиссионной линии H_α. Результаты измерений приведены в табл. 2 и 3 для абсорбционных линий и для компонентов линии H_α (столбцы 4—6). Изменения лучевой скорости X Персея в фазе 581-дневного периода по наблюдениям в 1974—1978 гг. показаны на рис. 1.

Изменения v_r по широкой абсорбционной линии водорода λ3835,39 показывают изменения с фазой 581-дневного периода с амплитудой $K \approx 50$ км/с, со средней скоростью $v_0 \approx 0$. В интервале фаз $0^P,48$—$0^P,70$ заметен большой разброс значений v_r. Ошибка измерений оценена равной ±15 км/с. Измерения v_r по фиолетовому эмиссионному пику H_α показывают изменения с амплитудой $K \approx 30 \div 35$ км/с при средней скорости $v_0 = -110$ км/с. Здесь также в фазах $0^P,45$—$0^P,65$ заметен большой разброс. Но в общем можно заключить, что скорости по эмиссионному компоненту находятся в фазе со скоростями, полученными из измерений широкой абсорбционной линии водорода. Ошибка измерения эмиссионных компонентов не превосходит 10 км/с, когда компонент резкий.

Измерения v_r по линиям He I λ4026 и λ3819 показывают колебания с амплитудой $K \approx 20$ км/с с большим разбросом. Причем по отношению к двум предыдущим кривым последняя имеет большое, примерно на четверть периода, смещение по фазе. Этому факту пока трудно дать конкретное объяснение. По всей вероятности, это результат наложения различных, пока еще не выделенных явно компонентов. Наблюдающийся разброс значений v_r в фазах $0^P,45$—$0^P,65$ также обусловлен не только ошибками измерений, а и влиянием каких-то дополнительных факторов. Здесь, по-видимому, могут сказаться комбинация быстрого вращения и обращения по орбите, возможного апсидального движения орбиты, а также движение вещества в системе. Этот вопрос требует дальнейшего выяснения.

Что касается найденной нами величины амплитуды изменений v_r, которая оказывается ниже, чем приведенная у Хатчингса [3], то следует заметить, что в своем последнем исследовании X Персея [6] он приходит к выводу (из анализа наблюдений за последние несколько лет) о том, что амплитуда изменения v_r по измерениям линий водорода должна быть уменьшена до 35 км/с.

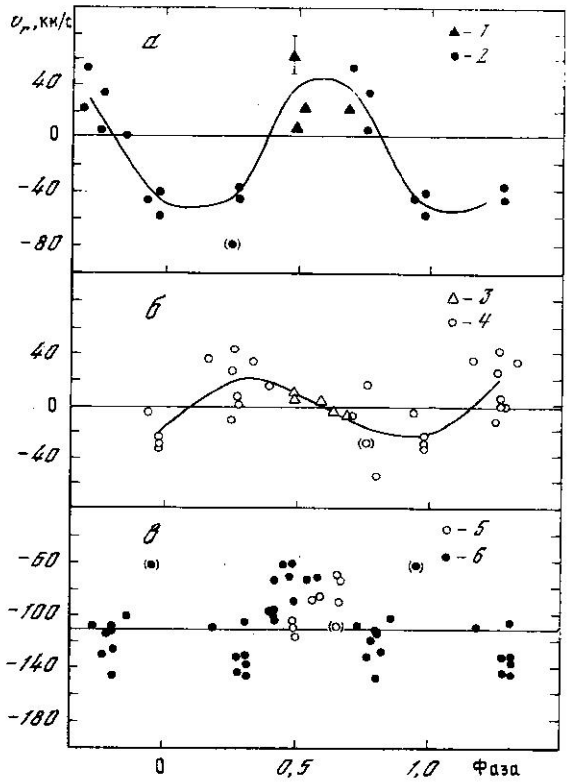


Рис. 1. Лучевые скорости X Персея в зависимости от фазы 581-дневного периода по наблюдениям с ноября 1974 по март 1978 г.

а — по широкой линии поглощения водорода λ 3835 Å:
1 — XI 1974 г.— III 1975 г.,
2 — VIII 1975 г.— XI 1977 г.;
б — по линии поглощения гелия λ 4026 и λ 3819 Å:
3 — XI 1974 г.— III 1975 г.,
4 — VIII 1975 г.— XI 1977 г.;
в — по фиолетовому V-компоненту эмиссионной линии H_α:
5 — XI 1974 г.— III 1975 г.,
6 — X 1975 г.— III 1978 г.

Далее нами были предприняты поиски 22,4-часовой периодичности в смещениях измеренных линий. С этой целью проанализированы лучевые скорости, полученные из измерений $V_{эм}$- и $R_{эм}$-компонентов эмиссионной линии H_α и их относительные интенсивности. Для чего все наблюдения с ноября 1976 г. по январь 1978 г. были разбиты на циклы продолжительностью не более $0^P,15$ 581-дневного периода. Для каждого из этих циклов строилась зависимость лучевой скорости от фазы 22,4-часового периода. Ход изменения лучевой скорости с фазой этого периода показан на рис. 2. В нижней половине рисунка показаны изменения относительной интенсивности *V*- и *R*- компонентов для тех же периодов наблюдений.

За начальную эпоху отсчета выбран момент минимального отношения интенсивности фиолетового (I_V) компонента к интенсивности красного (I_R).

Как видно из рисунка, изменения лучевой скорости, найденной из смещений фиолетового и красного компонентов линии H_α, показывают заметный ход с фазой периода 22,4 ч, с полуамплитудой $K \approx 15 \div 17$ км/с, при этом относительная интенсивность V- и R-компонентов также слегка изменяется.

Таким образом из оптических спектральных наблюдений обнаружен аналог 22,4-часовой периодичности, найденной в колебаниях рентгеновского потока от источника 3U 0352 + 30. Этот факт подтверждает связь X Персея с рентгеновским источником 3U 0352 + 30. Наиболее вероятной представляется такая модель системы X Персея/3U 0352 + 30: вокруг главного компонента (B0e) обращается компактный объект (нейтронная звезда) с периодом 22,4 ч. Эта пара в свою очередь обращается вокруг невидимого спутника с периодом 581 день. Данные измерений лучевых скоростей приведены в табл. 2 — по линиям поглощения водорода и гелия и табл. 3 — по компонентам эмиссионной линии H_α.

На рис. 2 легко видеть, что относительная интенсивность V- и R-компонентов (I_V/I_R) заметно меняется от цикла к циклу. Имеющийся в нашем распоряжении наблюдательный материал позволил провести детальный

Таблица 2

Оценки лучевой скорости по линиям поглощения водорода и гелия

Дата	Юлианский день	Фаза для $P = 581^d$	v_r, км/с		
			H I (3835)	He I (3819, 4026)	K Ca II **
	2442...	P			
17.XI 1974 г.	369,427	0,487	+64±15	+8	+18
18.XI	370,411	0,49	+8	+4	+10
8.XII	390,449	0,52	+23		
16.I 1975 г.	429,330	0,59		+3	
17.II	461,276	0,63		−5	
17.III	489,226	0,69	+21	−9	
26.VIII	651,521	0,98	−59	−34	−31
28.VIII	653,499	0,98	−51	−30	−25
	653,549	0,98	−31	−26	+7
13.XII 1975 г.	760,340	0,165		+35	
3.II 1976 г.	812,278	0,25	−80	+10	+12
	812,333	0,25		−35	+23
4.II	813,264	0,255		+28	−13
15.II	824,250	0,27	−37	+6	−3
18.II	827,254	0,28	−46	−1	+12
27.X	43079,469	0,71	+53	−8	+12
27.XI	110,540	0,76	+4	−40	−28
29.XI	112,550	0,76	+33	+4	−29
19.XII	132,431	0,80		−48	
15.II 1977 г.	190,326	0,90		+30 *	
9.III 1977 г.	212,283	0,94	−47	−6	
10.IX	397,549	0,26		+42 *	
18.IX	405,542	0,275		−1 *	
20.X	437,531	0,335		+33	
22.XI	470,477	0,39		+14	

* Оценки получены из измерений линий He I λ4388 и λ4471.

** В последнем столбце приведены данные из измерений межзвездной линии K Ca II.

анализ изменения относительных интенсивностей эмиссионных компонентов линии H_α со временем за период наблюдений с ноября 1974 по март 1978 г. При этом для некоторых моментов было возможным сделать соответствующие оценки и для H_β, и линии He I λ5876 Å. Данные о них приведены в табл. 3 и 4 для HeI λ5876 и H_β соответственно.

На рисунках 3, *а* и *б* приведены контуры эмиссионной линии H_α за период наблюдений с 5.XI 1976 г. по 15.III 1978 г. Здесь видно, что в период с 5.XI по 30.XII 1976 г. красный компонент был резким, сильным, по интенсивности превосходил фиолетовый. В следующем цикле наблюдений, спустя 20 дней, обнаружилось, что красный компонент заметно ослабел, интенсивность фиолетового компонента начала преобладать. К сожалению, с апреля по август X Персея не наблюдается на широте обсерватории, и нам не удается вести непрерывное слежение за ней. Следующий цикл начался 19.IX 1977 г. Как видно на рис. 3, интенсивность R-компонента преобладает над интенсивностью V-компонента. Это наблюдение было снова незадолго до момента, когда интенсивности компонентов, пройдя стадию равенства (с 5.X по 10.X 1977 г.), поменялись местами. 30.XI 1977 г. красный компонент был слабым, фиолетовый более резким и по интенсивности превосходил красный примерно в полтора раза. Эта картина продолжалась до 15.III 1978 г., когда наблюдения снова были прерваны. На

Таблица 3

Лучевые скорости по $V_{эм}$, абсорбции, $R_{эм}$-компонентам линии H_α и интенсивности $V_{эм}$ и $R_{эм}$-компонентов линии H_α и He I λ 5876 и их полная эквивалентная ширина

Дата	Фаза $P = 581^d$	$P = 22{,}4$ ч	H_α							He I λ5876 Å			
			v_r, км/с			W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R	W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R
			$V_{эм}$	абс.	$R_{эм}$								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
21.XII 1975 г.	$0^P{,}18$		—108	00	+77	7,65	2,13	2,09	1,02				
5.XI 1976 г.	0,73	$0^P{,}00$	—106	—20	+64	14,6	2,72	3,56	0,76				
30.XI	0,77	0,71	—130	—31	+53	14,8	2,82	3,36	0,84	1,73	1,30	1,30	1,00
2.XII	0,78	0,80	—117	—32	+66	11,2	2,45	3,05	0,81				
16.XII	0,80	0,88	—109	—25	+72	16,0	2,95	3,70	0,80	1,42	1,13	1,25	0,90
18.XII	0,803	0,90	—146	—40	+74	14,6	2,75	3,70	0,74	1,41	1,22	1,28	0,95
30.XII 1976 г.	0,82	0,88	—126	—31	+65	12,0	2,48	3,24	0,77	1,73	1,20	1,16	1,03
19.I 1977 г.	0,86	0,31	—100	—32	+38	9,10	2,26	2,15	1,05	1,42	1,30	1,17	1,11
13.III	0,95	0,03	—62:	—7:	+34:	13,8	3,12	2,75	1,14	1,58	1,32	1,33	0,99
20.IX	0,275	0,00	—131	—29	+66	14,2	2,50	2,85	0,88	2,06	1,27	1,28	0,99
22.IX	0,28	0,14	—143	—44	+54	12,8	2,45	2,72	0,90	1,18:	1,21	1,19	1,02
5.X	0,30	0,16	—104	—34	+64	12,1	2,50	2,60	0,96				
6.X	0,302	0,22	—130	—33	+43	10,7	2,43	2,43	1,00	1,68	1,26	1,17	1,07
9.X	0,31	0,42	—145	—48	+49	12,1	2,74	2,74	1,00	1,40	1,28	1,17	1,08
10.X	0,312	0,50	—136	—50	+21	12,8	2,63	2,63	1,00				
30.XI	0,40	0,03	—95	—18	+100	15,1	3,23	2,40:	1,35:	0,68	1,27	1,15	1,10
6.XII	0,41	0,38	—98	—14	+84	9,4	2,8	1,9:	1,47				
7.XII	0,412	0,44	—73	—5	+107	13,2	3,55	2,45:	1,45:	2,21	1,32	1,30	1,01
9.XII	0,415	0,615	—94	—7	+94	7,7	2,62	1,80:	1,45:				
11.XII	0,42	0,68	—102	—19	+105	10,5	2,95	2,00	1,43				
12.XII	0,42									1,50	1,30	1,15	1,13
28.XII 1977 г.	0,45	0,89	—62	+12	+132	12,4	3,16	2,26	1,40	1,02	1,25	1,30	0,96
11.I 1978 г.	0,47	0,885	—71	+41	+126	10,1	3,50	1,93:	1,80:				
16.I	0,48	0,145	—61	+22	+138	11,2	3,10	2,2	1,48	0,99	1,22	1,23	0,99
18.I	0,483	0,31	—89	+27	+121	12,8	3,62	2,52	1,47				
22.II	0,54	0,77	—73	+30	+144	12,0	3,38	2,18	1,56				
15.III 1978 г.	0,58	0,32	—70	+23	+109	14,7	3,97	2,54	1,56				

Примечание. Знак : — компонент выделяется нечетко.

Таблица 4

Интенсивности V- и R-компонентов линии H_β и ее полная эквивалентная ширина W_λ

Дата	Фаза $P = 581^d$	I_V	I_R	I_V/I_R	W_λ, Å
18.XI 1974 г.	$0^P,49$	1,23	1,23	1,00	1,12
8.XII	0,52	1,37	1,08:	1,27:	1,47
17.III 1975 г.	0,69	1,26	1,09:	1,15:	0,44
26.VIII	0,98	1,14	1,14	1,00	0,54
28.VIII	0,98	1,28	1,25	1,02	1,10
13.XII	0,165	1,23	1,30	0,98	1,58
15.II 1976 г.	0,275	1,30	1,15:	1,13:	1,21
18.II	0,28	1,17	1,18	0,99	1,11
5.X	0,67	1,15	1,24	0,93	0,97
27.X	0,71	1,16	1,24	0,94	0,61
27.XI	0,76	1,10	1,19	0,92	0,70
29.XI	0,763	1,11	1,17	0,95	0,76
16.XII	0,80	1,20	1,15	1,04	0,74
19.XII	0,805	1,11	1,17	0,95	1,33
15.II 1977 г.	0,90	1,25	1,15	1,09	0,66
9.III	0,94	1,24	1,18	1,05	0,93
10.IX	0,26	1,32	1,42	0,93	1,60
18.IX	0,27	1,29	1,38	0,93	2,42
20.X	0,335	1,37	1,33	1,03	1,76
22.XI	0,39	1,38	1,28	1,08	2,10
30.XI	0,405	1,30	1,15:	1,13:	1,19
7.XII	0,42	1,35	1,20	1,12	1,45

Примечание. Знак : — неуверенная оценка из-за нечеткого выделения компонента.

рис. 4 и 5 приведены контуры линий H_β и He I λ5876 для различных моментов наблюдений. Эти контуры показывают также двухкомпонентную структуру с переменной относительной интенсивностью. Причем относительная интенсивность V- и R-компонентов линии H_β показывает изменения на спектрах, полученных с интервалом 1,5—2 ч.

С целью выяснения возможных причин такого поведения отношения интенсивностей эмиссионных компонентов линии H_α был построен график, на котором нанесены изменения v_r ($V_{эм}$ и абсорбционного ядра H_α) и отношения I_V/I_R за период наших наблюдений с ноября 1974 г. по март 1978 г. (рис. 6). На этом рисунке можно видеть следующее.

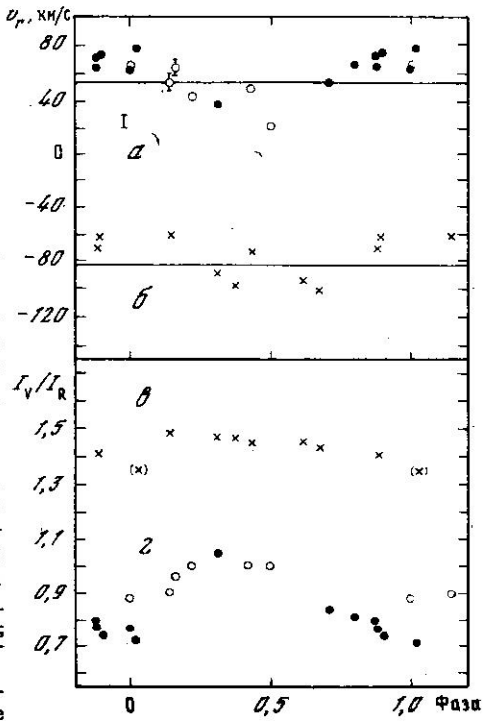


Рис. 2. Изменение лучевой скорости X Персея (верхняя половина рисунка) и относительных интенсивностей V- и R-компонентов эмиссионной линии H_α (I_V/I_R) (нижняя), с фазой 22,4-часового периода

а — по $R_{эм}$-компоненту H_α: темные кружки — XI 1976 г.— I 1977 г., светлые — IX—X 1977 г.; б — по $V_{эм}$-компоненту H_α: — XII 1977 г. — I 1978 г.

в — X 1977 г.— I 1978 г.; г — XI 1976 г.— I 1977 г. (темные кружки) и IX—X 1977 г. светлые

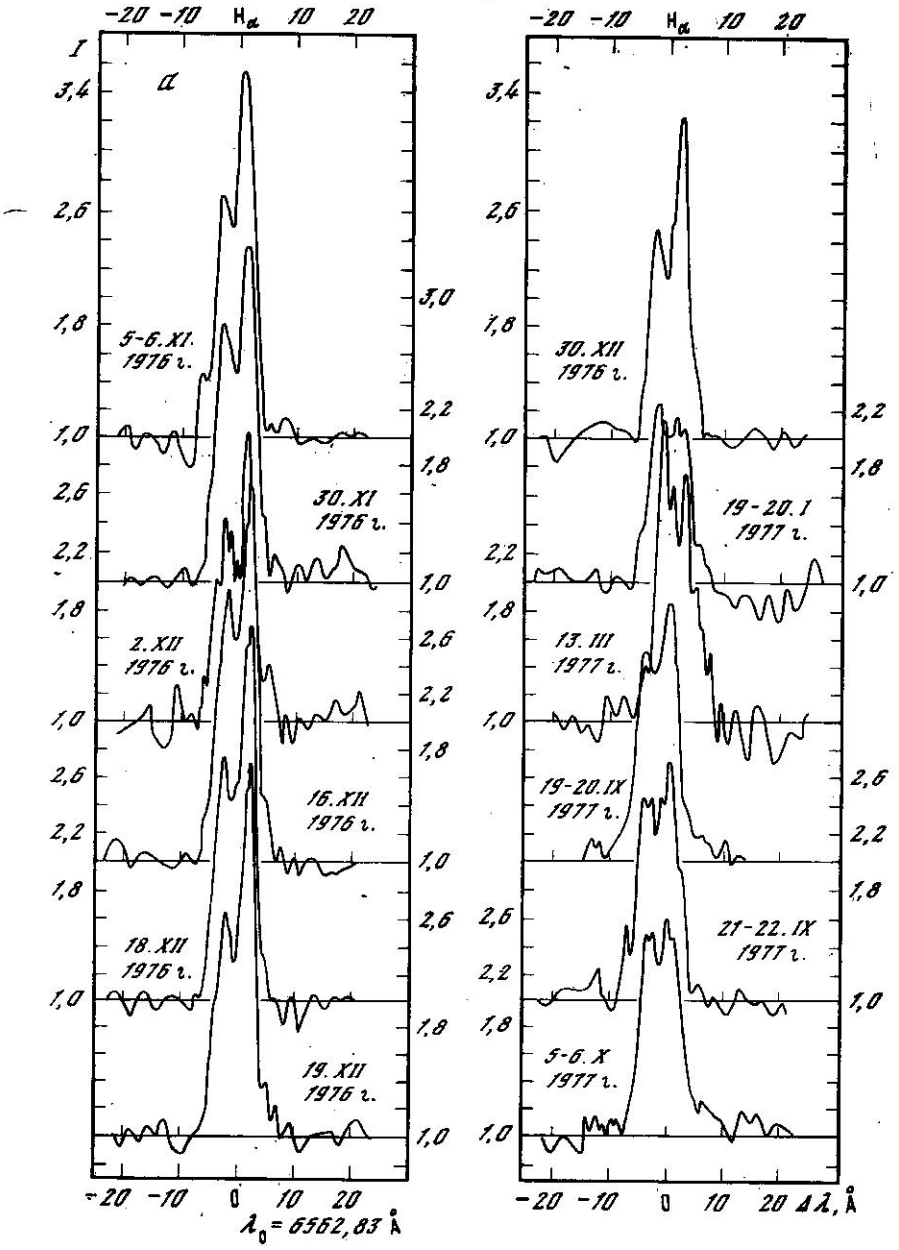
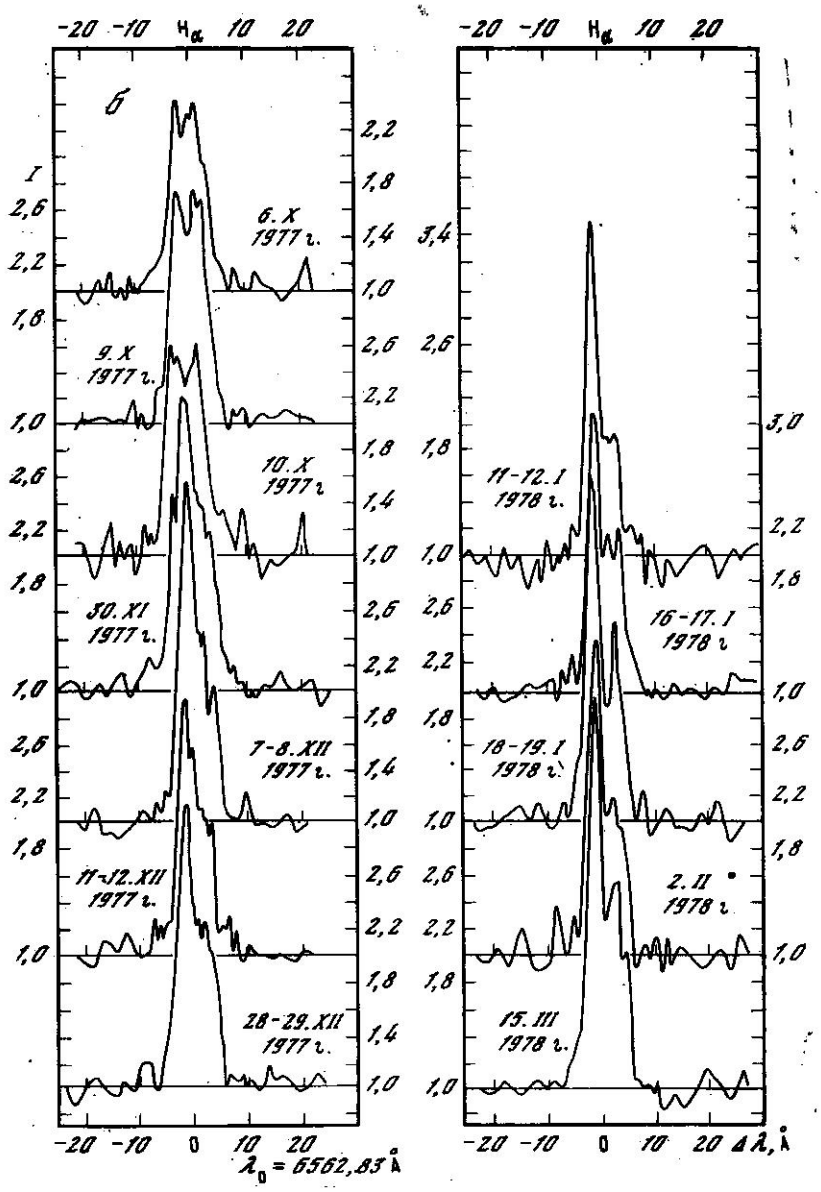


Рис. 3. Контуры эмиссионной линии H_α за период наблюдений с 5.XI 1976 г. по 15.III 1978 г.

1. С ростом I_V/I_R | v_r ($V_{эм}$) уменьшается, т. е. смещение фиолетового компонента от λ_0 становится меньше.

2. Резкое поглощение смещается в сторону более слабого компонента. Это смещение тем больше, чем больше разность в интенсивностях компонентов.

3. За период наблюдений удалось зафиксировать три обращения интенсивностей I_V к I_R: 1) XI 1974 г.— II 1975 г., 2) X 1976 г.— III 1977 г., 3) IX 1977 г.— XI 1977 г. А. А. Боярчук [7] отмечал, что отношение I_V/I_R может служить мерой скорости расширения оболочки звезды Be: при $I_V > I_R$ оболочка сжимается, при $I_V < I_R$ расширяется.



Наблюденное поведение отношения I_V/I_R можно интерпретировать так. Выброшенная из звезды в результате взрыва оболочка, расширяясь, удаляется ($I_R > I_V$) на некоторое расстояние от звезды. Это расстояние, видимо, зависит от мощности и скорости выброса. К сожалению, нам не удалось зафиксировать момент начала выброса, потому что в период наблюдений с ноября 1974 г. по март 1978 г. эти моменты приходились на месяцы, когда звезда (как отмечалось выше) не видна на широте обсерватории. Выброс и последующее расширение ($I_R \geqslant I_V$) занимают по времени 3—4 мес., после чего начинается сжатие оболочки, при этом интенсивность красного компонента падает, становится равной интенсивности фиолетового компонента, это состояние длится 5—10 дней, и далее сжатие продолжается. Эту последнюю стадию нам удалось проследить 1) с ноября 1974 по

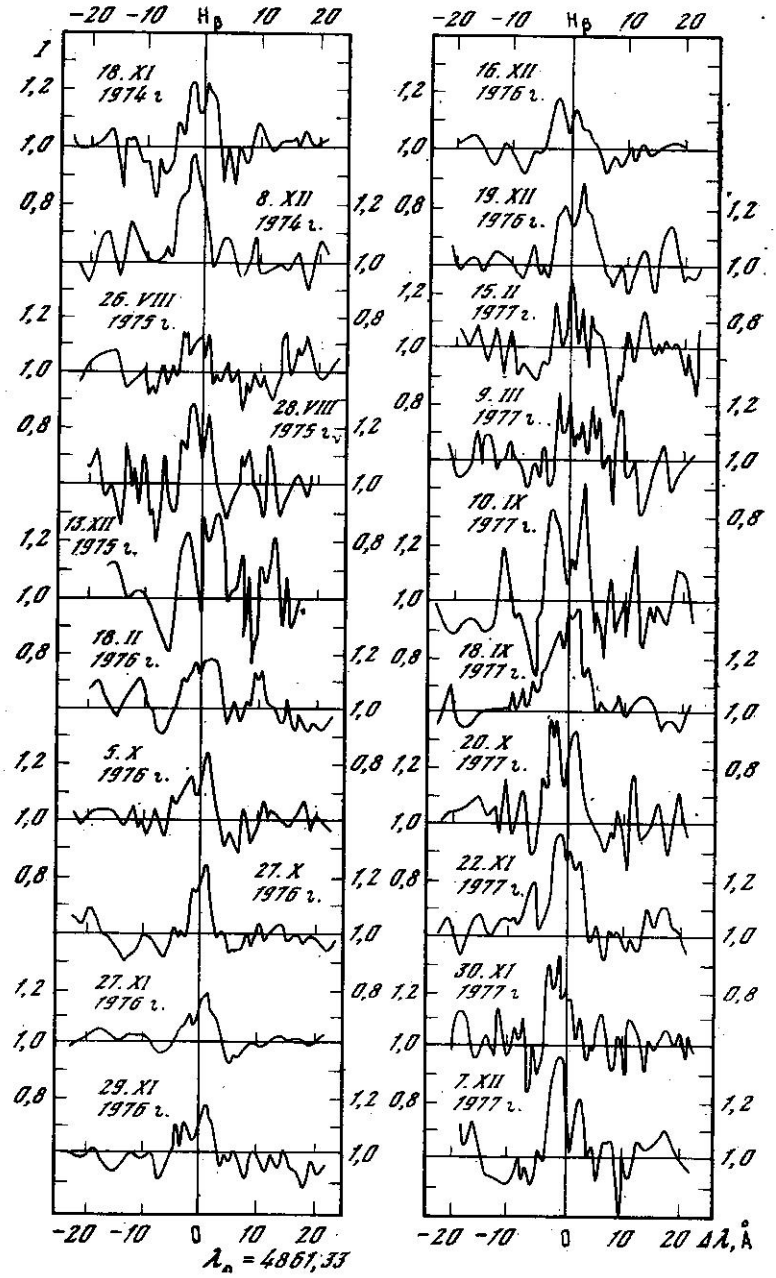


Рис. 4. Контуры линии H_β за некоторые даты

март 1975 г., 2) с ноября 1976 по март 1977 г. и 3) с сентября 1977 по март 1978 г. Последние два цикла наблюдений показывают, что промежуток времени между двумя последовательными моментами, когда после выравнивания интенсивностей фиолетового и красного компонента начинается сжатие (медленное падение интенсивности красного компонента), продолжается примерно 9 мес., что составляет около половины 581-дневного периода. Процесс сжатия нам удается проследить на протяжении пяти месяцев. На основании изложенного выше можно, по-видимому, заключить, что выброс вещества из звезды и все последующие процессы происходят регулярно и периодически.

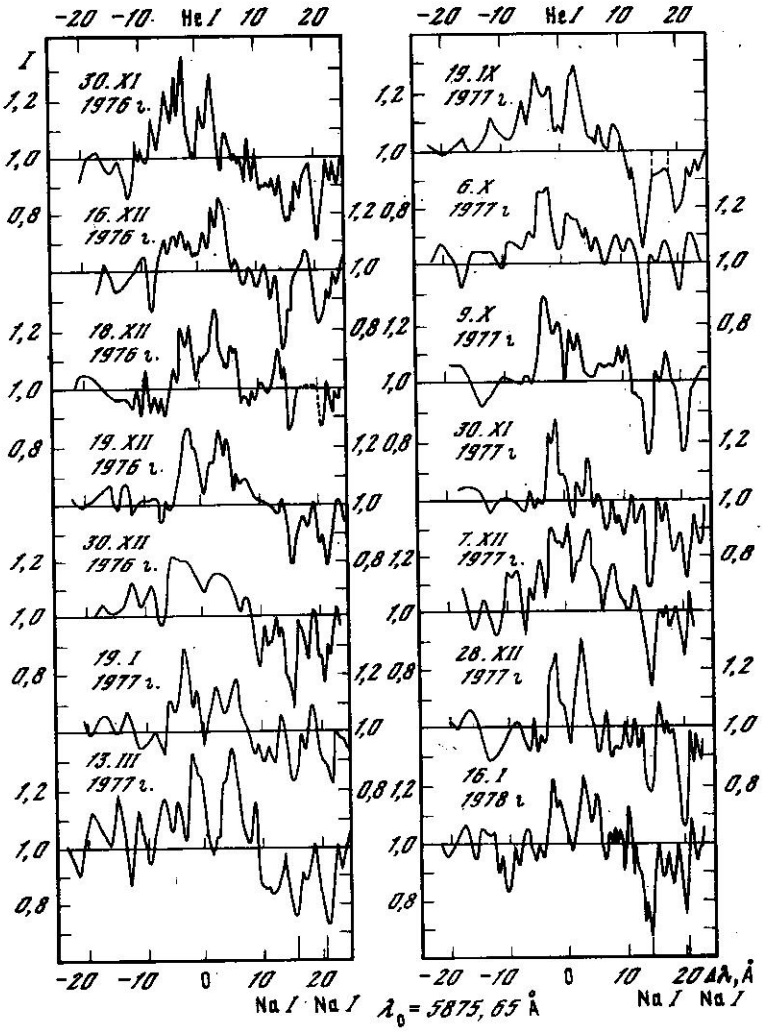


Рис. 5. Контуры линии He I λ5876 Å за некоторые даты

Мысль о том, что оболочка, образовавшаяся вокруг звезды Be, не рассеивается, а может возвращаться на поверхность звезды, высказывалась ранее А. А. Боярчуком [7]. Теперь мы получили подтверждение этому.

Результаты наших наблюдений находятся в согласии с результатами анализа *UBVIR* фотометрии X Персея, недавно выполненного П. Перси и др. [8].

Заключение

Из проведенного анализа эмиссионного спектра пекулярной B0e звезды X Персея выявлена 22,4-часовая периодичность в изменениях лучевых скоростей, измеренных по V- и R-компонентам эмиссионной линии H_α, и в отношениях их интенсивностей. Таким образом, в оптическом спектре найден аналог 22,4-часовой периодичности колебаний потока от рентгеновского источника 3U 0352 + 30, что подтверждает правильность отождествления последнего со звездой X Персея.

Проведенный анализ поведения относительных интенсивностей V- и R-компонентов эмиссионной линии H_α со временем (с ноября 1974 г. по март 1978 г.) приводит к мысли о том, что на поверхности звезды X

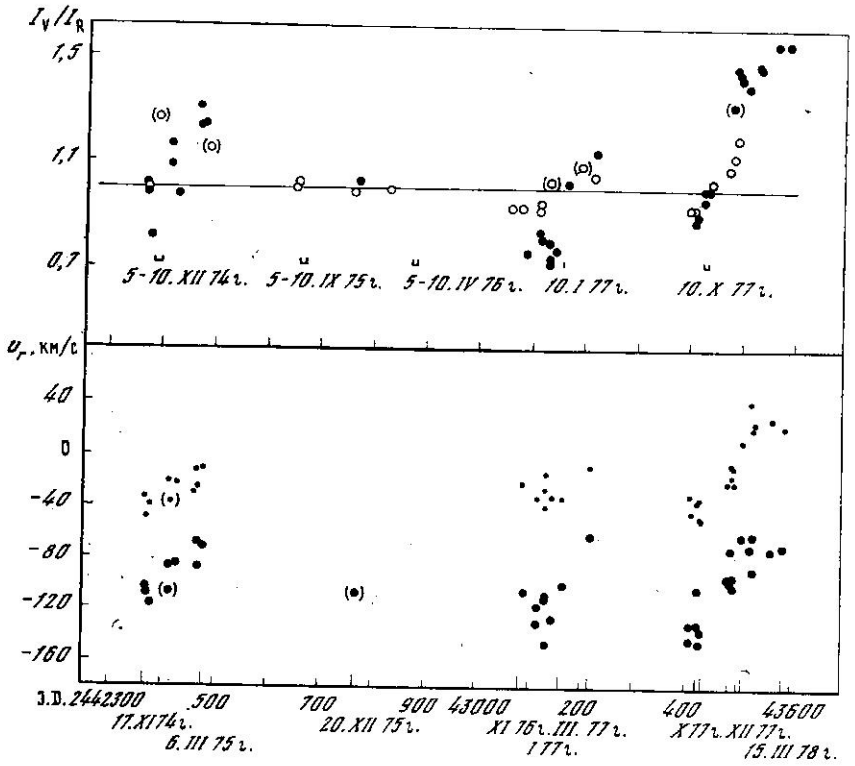


Рис. 6. Изменение относительных интенсивностей (I_V/I_R) компонентов эмиссионных линий H_α (темные кружки) и H_β (светлые) со временем (верхняя половина рисунка) и лучевых скоростей по измерениям $V_{эм}$-компонента (темные кружки) и абсорбционного ядра (точки) линии H_α за период наблюдений с XI 1974 г. по III 1978 г.]

Персея происходят регулярные взрывы, которые сопровождаются выбросом оболочки; последняя, расширяясь, удаляется на некоторое расстояние от звезды (интервал времени 3—4 мес.), после чего происходит сжатие оболочки, которое протекает по крайней мере в течение 5 мес. Полный цикл от одного момента равных интенсивностей V- и R-компонентов до другого, после которого начинается падение интенсивности красного компонента, т. е. сжатие, занимает примерно 280 дней, что близко к половине 581-дневного периода. Возможно, это не случайно, а существует какая-то связь. Сделанный вывод говорит в пользу высказывавшегося ранее А. А. Боярчуком [7] предположения о том, что оболочка в звездах Be, по-видимому, возвращается к звезде, а не рассеивается в пространство.

На основании полученных нами результатов наблюдений еще трудно сделать окончательный выбор модели X Персея/3U 0352 + 30. Из-за наличия двух видов периодических изменений лучевых скоростей с периодами 22,4 ч и 581 день можно полагать, что система X Персея тройная: вокруг главного компонента спектрального класса B0e обращается компактный объект (нейтронная звезда) с периодом 22,4 ч. Эта пара в свою очередь имеет невидимого спутника с периодом обращения 581 день. Интересно отметить, что, принимая для радиуса главного B0e-компонента согласно [8] значение $4{,}9R_\odot$ и оцененной нами скорости вращения 270 км/с, получаем период вращения его равным 22,5 ч, что почти точно совпадает с периодом орбитального обращения.

Не исключено, что и модель, предложенная Хенриксом и ван ден Ховелем [5], согласно которой компактный спутник (нейтронная звезда) обращается по тесной некруговой орбите вокруг главного B0e-компонента

с периодом 22,4 ч с апсидальным движением орбиты с периодом 581 день, может быть принята.

Сделанный нами вывод о расширении и сжатии оболочки B0e звезды согласуется с результатами фотометрического анализа X Персея, выполненного Перси и др. [8], где авторы также привлекают для объяснения изменений блеска звезды расширение и сжатие атмосферы звезды.

Для уточнения локализации отмеченных выше явлений в системе X Персея/3U 0352 + 30 необходимо дальнейшее слежение и фотометрическое и спектроскопическое за пекулярной B0e-звездой X Персея.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку и Н. М. Шаховскому за детальный просмотр работы и полезные критические замечания.

Май 1978 г.

Литература

1. *Галкина Т. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 45.
2. *Боярчук А. А., Проник И. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, с. 195.
3. *Hutchings J. B., Crampton D.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, 170, p. 313.
4. *White N. E., Mason K. O., Sanford P. W.* e. a.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, 176, p. 201.
5. *Henrichs H. F., van den Heuvel E. P. J.*— Astron. Astrophys., 1977, 54, p. 817.
6. *Hutchings J. B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, 181, p. 619.
7. *Боярчук А. А.*— Астрон. ж., 1957, 34, с. 201.
8. *Persi P., Viotti R., Ferrari-Toniolo M.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, 181, p. 685.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

СИНХРОННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В. В. Бруевич [1], В. И. Бурнашев, В. П. Гринин, Н. Н. Килячков [1], В. В. Котышев, Н. И. Шаховская, В. С. Шевченко [1]

Приводятся результаты синхронных фотоэлектрических наблюдений вспыхивающих звезд AD Leo и EV Lac, выполненных в Крыму в 1975 г. в фотометрической системе B и ближней ИК-области спектра ($\lambda_{эф} \approx 0{,}85$ мкм), и наблюдения звезд UV Cet и EV Lac, выполненных в 1976 г. в Астрономическом институте АН УзССР в трех полосах: U, i_{TiO} ($\lambda_{эф} = 7100$ Å) и i_c ($\lambda_{эф} = 0{,}8$ мкм).

Практически все сильные вспышки, зарегистрированные в видимой области спектра, сопровождались синхронно протекающими ИК-вспышками. Примерно в 70% случаев наблюдались предсказанные в [6] отрицательные предвспышки, амплитуды которых в абсолютных энергетических единицах сравнимы с амплитудой оптических вспышек.

Анализ результатов наблюдений приводит к следующим выводам: 1) амплитуды и полные энергии положительных ИК-вспышек в среднем тем больше, чем мощнее оптическая вспышка; 2) амплитуды отрицательных предвспышек, напротив, в среднем тем больше, чем слабее вспышка в видимой области спектра; 3) имеются указания на существование инфракрасных вспышек, т. е. таких вспышек, энерговыделение которых происходит в основном в ИК-области спектра; 4) цвет вспышек $U - i$ показывает положительную корреляцию с амплитудой вспышек в U: чем мощнее вспышка, тем более голубым является цвет ее излучения.

SYNCHRONOUS PHOTOELECTRICAL OBSERVATIONS OF FLARE STARS IN THE VISIBLE AND THE NEAR INFRARED REGIONS, by *V. V. Bruevich, V. I. Burnashow, V. P. Grinin, N. N. Kiljachkov, V. V. Kotyshev, N. I. Shachovskaja, V. S. Shevchenko.*— The results of synchronous photoelectrical observations of the flare stars AD Leo and EV Lac made in 1975 in the Crimea in B-filter and in the near infrared region (i-band, $\lambda_{ef} \approx 0.85$ mkm) and the observations of the UV Cet and EV Lac made in 1976 in the Astronomical Institute Uz. SSR in three passbands: U, i_{TiO} ($\lambda_{ef} = 0.71$ mkm) and i_c ($\lambda_{ef} = 0{,}80$ mkm) are given.

Practically all strong flares in the visible spectral region were followed the IR-flares. In about 70% of the cases the predicted [6] infrared negative preflares were observed. The amplitudes (in erg/s) of the negative flares are comparable with the amplitude of the optical flares.

The analysis of the observed data shows that: a) the amplitudes and the energies of the positive IR-flares are in average the larger the stronger is the optical flare; b) the amplitudes of the negative IR-preflares are on the contrary the smaller the stronger is the optical flare; c) there are infrared flares the main energy out of wich takes place in the infrared region of wavelengths; d) The color $U-i$ shows a positive correlation with the amplitude of the flare in U: the stronger is the flare the bluer is its radiation.

[1] Астрономический институт АН УзССР.

Фотоэлектрические *UBV*-наблюдения вспыхивающих звезд (в.з.), выполненные за последние двадцать лет в ряде обсерваторий (Кристальди и др. [1], Кункель [2], Моффет [3]), дали исключительный по своей ценности материал о вспышечной активности звезд типа UV Cet. Они сформировали также представление о классической форме кривой блеска вспышек, которая имеет быстрый подъем, начинающийся от невозмущенного значения блеска звезды, и медленный спад после достижения максимума блеска. Подавляющее большинство вспышек, несмотря на индивидуальные особенности, «вписываются» в эту среднюю кривую блеска.

Вместе с тем некоторые наблюдатели отмечали (см., например, [1]) наличие предвспышечных изменений блеска — кратковременных понижений или повышений блеска звезд непосредственно перед началом вспышки. Будучи, однако, совершенно незначительными по амплитуде по сравнению с основными вспышками (как правило, не больше 10% от невозмущенного блеска звезды), они не нарушали сложившегося представления о форме кривой блеска «классической» вспышки.

В 1974 г. Флеш и Оливер [4] зарегистрировали вспышку EV Lac в системе *ubr*. Кривая блеска этой вспышки в полосе *r* ($\lambda_{эф} = 6500$ Å) имела уже ощутимое (по сравнению с основной вспышкой) предвспышечное ослабление блеска. Этот результат сразу же привлек к себе внимание, и почти одновременно Мюллан [5] и В. П. Гринин [6] предложили два разных механизма, объясняющие предвспышечные ослабления блеска в.з.

Согласно [5] ослабление блеска связано с кратковременным переходом эмиссионной линии H_α, присутствующей в спектрах в.з. в спокойном состоянии (ее эквивалентная ширина $W_{H_\alpha} \approx 10$ Å), в широкую абсорбционную полосу шириной $\Delta\lambda \approx 150 \div 200$ Å.

В работе [6] высказано предположение, что предвспышечные ослабления блеска возникают в результате слабого *нагрева* поверхностных слоев атмосферы звезды (предшествующего основной вспышке и являющегося, по существу, ее началом) и связаны с особенностями реакции атмосфер холодных звезд на температурные возмущения. Согласно [6] отрицательные предвспышки должны наблюдаться в ближней ИК-области спектра и их амплитуды должны быть сравнимы с амплитудами положительных вспышек.

С целью проверки этого предсказания в 1975 г. в Крыму были начаты синхронные фотоэлектрические наблюдения в видимой (полоса *B*) и ближней ИК-области спектра, в полосе, близкой к *I* ($\lambda_{эф} \approx 8500$ Å). В 1976 г. эти наблюдения были продолжены в Астрономическом институте АН УзССР, в обсерватории на г. Майданак. Ниже подводятся итоги этих наблюдений.

1. Методика наблюдений

Патрульные наблюдения в Крыму. В Крымской астрофизической обсерватории электрофотометрический патруль осуществлялся на двух телескопах: на 64-см менисковом телескопе в видимой области спектра (в фотометрической системе, близкой к *B*) и на 122-см рефлекторе—в ИК-области спектра. В фотометре 64-см менискового телескопа использовался ФЭУ EMI-6256 B и фильтр BG-12. Кривая реакции фотометрической системы, построенная с учетом спектральной чувствительности ФЭУ и оптики телескопа, представлена на рис. 1 (кривая *B*). Сигнал с ФЭУ после усиления непрерывно записывался на электронном потенциометре ЭПП-09 с временем пробега шкалы кареткой самописца ~2 с.

На 122-см рефлекторе использовался инфракрасный фотометр СФ-68 [7], приемником излучения в котором служил ФЭУ-83 с кислородно-цезиевым фотокатодом, охлаждаемым сухим льдом. Все наблюдения проводились с фильтром КС-15. Кривая реакции фотометрической системы, полу-

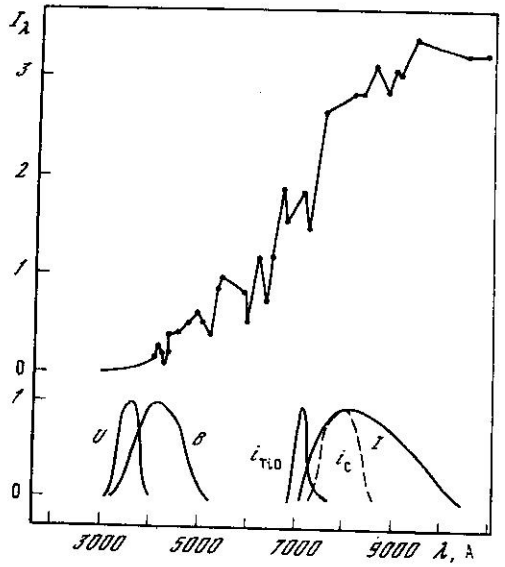


Рис. 1. Распределение энергии в спектре AD Leo по данным Спинрада [9]

В области длин волн короче 3800 А использованы данные работы [10] для звезды M4V. Внизу приведены кривые реакции полос U, B, i_{TiO}, i_C, I

ченная с учетом спектральной чувствительности ФЭУ, представлена на рис. 1 (кривая I). Сигнал после усиления записывался на электронном самописце ЭПП-09 с временем пробега кареткой шкалы самописца 1 с.

Патрульные наблюдения на горе Майданак. Наблюдения высокогорной Майданакской экспедиции (высота ~2700 м над уровнем моря) велись в основном на двух телескопах: на 60-см кассегреновском рефлекторе Цейса и 40-см фотоэлектрическом рефлекторе ФР-408 (И. С. Исаков [8]). Лишь около 30% наблюдательного времени синхронно использовался третий телескоп — 48-см рефлектор. При наблюдениях звезды UV Cet патрулирование в фильтре U проводилось только на 60-см рефлекторе, но при наблюдениях EV Lac в фильтре U иногда использовался и 40-см рефлектор. Кривая реакции фотометрической системы U представлена на рис. 1.

Инфракрасные патрульные наблюдения велись в двух спектральных участках. Для узкого спектрального диапазона применялся интерференционный фильтр с максимумом пропускания 21% при $\lambda = 7100 \pm 20$ Å; полуширина этого фильтра на уровне 10% пропускания равна 100 ± 10 Å. Кривая реакции этой системы (i_{TiO}) представлена на рис. 1.

Для более широкого спектрального диапазона была использована комбинация двух фильтров ФС7 + КС19. Кривая реакции этой системы, построенная с учетом спектральной чувствительности ФЭУ-83, представлена на рис. 1 (кривая i_C). В верхней части рис. 1 представлена кривая относительного распределения энергии в спектре звезды AD Leo M4,5 V, построенная по данным Спинрада [9], дополненным в ультрафиолетовой части спектра ($\lambda < 3800$ А) данными Страйжиса и Свидерскене [10]. При выборе спектральных диапазонов для наблюдений в ИК-области фильтры подбирались так, чтобы в одном случае (система i_{TiO}) полоса пропускания была центрирована на сильную полосу поглощения TiO вблизи 7100 Å, в другом случае (система i_C) спектральная область свободна от сильных полос поглощения.

Синхронные с патрулированием в системе U наблюдения в системе i_C ($\lambda_{эф} \approx 7900$ Å) всегда проводились на 40-см рефлекторе. Если звезда синхронно наблюдалась в трех фильтрах (U, i_{TiO}, i_C), то патрулирование в i_{TiO} осуществлялось на 48-см рефлекторе. На всех трех телескопах в качестве регистрирующей аппаратуры использованы однотипные скорост-

Таблица 1

Звезда	Время накопления, с				
	U		i_{TiO}		i_C
	60 см	40 см	40 см	48 см	40
EV Lac	5	2	5	10	5
UV Cet	2	—	2	10	2

ные фотометры на счете импульсов, кратко описанные Н. Н. Килячковым и В. С. Шевченко [11]. Вывод информации с фотометров 60-см и 40-см рефлекторов производился на цифропечатающее устройство, с фотометра 48-см рефлектора — на перфоратор. В приводимой табл. 1 даны времена накопления импульсов для используемой аппаратуры.

2. Наблюдательный материал

Даты и время Крымских наблюдений приведены на рис. 2, 3. Светлые полосы отмечают время патрулирования в системе B, заштрихованные — в системе I. Стрелками отмечены моменты вспышек. Суммарное время патрулирования AD Leo в системе B 41^h40^m, в системе I 40^h30^m. Суммарное время синхронных наблюдений 30^h50^m. Время патрулирования EV Lac равно соответственно 23^h50^m, 21^h20^m и 19^h40^m. Далее в табл. 2 представлены следующие характеристики вспышек: дата, момент максимума (UT), интенсивность вспышки в максимуме $(I_f - I_0)/I_0$, здесь I_0 — интенсивность излучения звезды в спокойном состоянии, I_f — интенсивность излучения звезды во время вспышки. Эквивалентная продолжительность вспышки в минутах $p = \int dt\,(I_f - I_0)/I_0$; σ_0/I_0, где σ_0 — стандартное уклонение I_0. Наиболее значительные вспышки AD Leo и EV Lac представлены на рис. 4, 5.

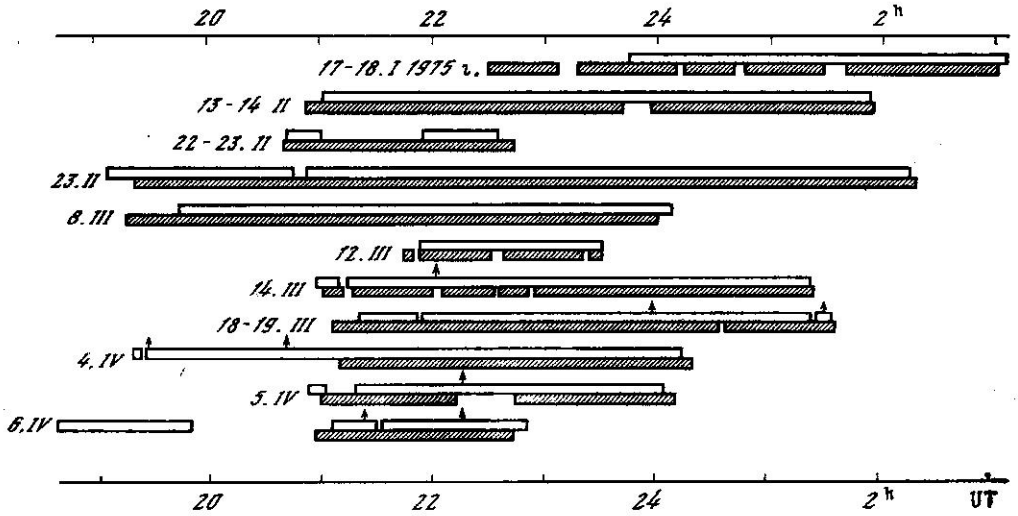


Рис. 2. Время патрулирования в Крыму звезды AD Leo

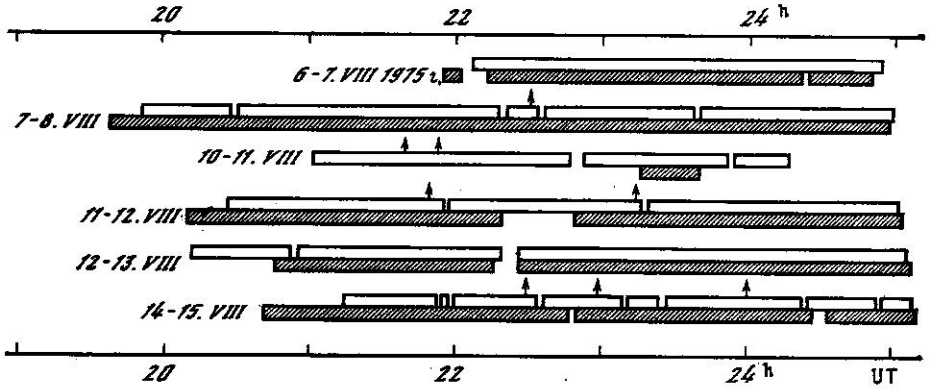


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для EV Lac

Таблица 2

Характеристики вспышек (Крым)

Дата, 1975 г.	UT max	B			I	
		$\frac{I_f - I_0}{I_0}$	P, мин	σ_0/I_0	$\frac{I_f - I_0}{I_0}$	σ_0/I_0
		AD Leo				
14.III	22^h02^m	0,15	0,20	0,004	—	—
18.III	22 59	0,15	0,43	0,006	<0,01	<0,01
19.III	1 34	0,47	1,15	0,02	0,022	0,01
4.IV	19 25	0,13	0,14	0,008	—	—
4.IV	20 41	0,12	0,27	0,005	—	—
5.IV	22 16	0,10	0,13	0,005	—	—
6.IV	21 25	0,15	0,18	0,005	<0,005	0,005
6.IV	22 16	0,17	0,20	0,010	0,010	0,005
		EV Lac				
7.VIII	32 22	0,08	0,06	0,01	0,025	0,005
10.VIII	39 21	0,18	0,64	0,03	—	—
10.VIII	55 21	0,50	0,46	0,03	—	—
11.VIII	49 21	0,10	0,14	0,01	0,007	0,005
11.VIII	14 23	0,07	0,38	0,01	0,008	0,005
14.VIII	29 22	0,58	3,91	0,05	0,012	0,005
14.VIII	59 22	3,5	5,50	0,05	0,020	0,005
15.VIII	00 00	0,95	0,64	0,05	0,008	0,005

Даты и время патрулирования на Майданаке в системе U представлены в табл. 3 и 4. Суммарное время патрулирования составляет 100^h, 3, UV Cet наблюдалась 28^h,3. В табл. 3 и 4 приводятся также характеристики вспышек в системе U: момент максимума вспышки; ΔT_1— время от начала подъема блеска до максимума; ΔT_2 — время, прошедшее от максимума вспышки до момента, когда интенсивность излучения вспышки стала равна половине максимальной интенсивности; ΔT_3 — время, прошедшее от момента максимума до момента, когда блеск звезды стал таким же, как до вспышки; Δm_U — амплитуда вспышки в системе U.

3. Результаты наблюдений. Кривые блеска вспышек

На рис. 4,5 представлены кривые блеска трех вспышек звезд AD Leo и EV Lac, зарегистрированных в Крыму, которые сопровождались вариациями блеска в ИК-области спектра. Как для видимой, так и для инфракрасной области спектра вертикальные шкалы даны в относительных единицах, причем соотношение между ними выбрано с таким расчетом, чтобы приращение блеска в обоих фильтрах на одну и ту же величину в абсолютных энергетических единицах (например, в эрг/с) соответствовало одинаковому вертикальному масштабу. Поэтому наряду с информацией о кривых блеска рис. 4, 5 дают представление о соотношении абсолютных светимостей вспышек в полосах B и I.

Как видно из рис. 4, при вспышке AD Leo 19.III 1975 г. примерно за минуту до ее начала произошло быстрое уменьшение блеска примерно на 2% от невозмущенного значения, длившееся около 30 с. Затем оно непрерывным образом перешло в положительную вспышку приблизительно такой же амплитуды. Из верхнего графика видно, что в этот период в полосе B наблюдалась средняя по мощности оптическая вспышка (незадолго до ее начала наблюдения были прерваны и производилась коррекция положения звезды в диафрагме). Из сопоставления вертикальных масштабов видно, что энергии вспышек, а также амплитуды отрицательной и положительной вспышек сравнимы по величине.

Таблица 3

Патрульные наблюдения UV Cet

Дата, 1976 г.	Начало наблюдений (UT)	Конец наблюдений (UT)	Номер вспышки	Момент максимума (UT)	ΔT_1, с	ΔT_2, с	ΔT_3, с	Δm_U	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
20.VIII	22^h40^m	23^h30^m	1	$23h01^m00^s$	22	2	30	$1^m,45$	
21.VIII	20 50	23 50	1	21 45 10	5	15	60	1,14	
			2	22 29 45	4	8	—	(0,90)	
			3	22 31 25	14	—	—	(1,00)	1
			4	22 31 55	4	10	200	(1,54)	
			5	23 08 00	10	15	54	1,7	
			6	23 16	—	—	—	1,44	2
			7*	23 31 00	17	22	300	3,80	
22.VIII	20 40	23 30	1*	21 08 50	6	4	98	3,40	
			2	21 24 10	70	108	320	2,60	
			3	21 47 46	3	2	10	1,70	
			4	22 15 00	7	3	10	1,40	
			5	22 23 12	18	8	45	1,30	
			6	22 28 28	17	15	42	1,50	
			7	22 29 12	5	8	20	0,86	
			8	22 30 45	10	15	35	1,62	
			9	23 07 50	2	15	17	0,90	
23.VIII	20 40	23 34	1	21 34 10	7	20	54	1,36	
			2	21 54 25	5	4	15	1,38	
			3	21 58 27	4	2	10	1,08	
			4	22 02 24	10	17	36	1,68	
			5*	22 34 58	100	60	600	3,90	
			6*	22 46 00	130	330	—	2,90	3
24.VIII	20 05	22 30	1*	20 16 27	26	—	—	4,42	
			2*	20 16 36	—	10	1400	4,30	4
			3	22 15 56	2	14	17	1,00	
			4	22 24 28	2	8	14	1,04	
25.VIII	19 30	22 50	1	20 19 45	2	7	10	1,30	
			2	20 31 30	5	7	17	1,34	
			3	20 32 24	5	7	14	0,80	
			4	20 32 40	2	14	19	1,22	
			5	20 36 43	10	5	17	1,04	
			6	20 45 04	4	10	17	0,60	
			7	20 45 41	2	7	10	0,84	
			8	20 47 12	9	7	19	0,96	
			9	20 52 28	7	10	22	0,88	
			10	20 58 00	2	16	30	0,84	
			11	21 13 58	21	10	46	2,00	
			12	21 27 24	5	27	48	1,00	
			13	21 31 32	7	5	12	1,30	
			14	21 43 24	20	65	5	1,35	
			15	21 48 38	2	33	53	1,10	
			16	21 50 24	14	60	90	1,10	
			17	22 33 14	3	14	46	1,25	
			18	22 38 30	5	60	120	1,44	
26.VIII	20 30	22	1	20 38 5	16	12	120	1,60	
			2*	20 46 36	20	14		4,80	5
			3*	20 46 57	—	14	270	4,32	
			4	21 00 2	10	6	34	1,25	
			5	21 05 14	2	17	34	0,94	
			6	21 08 12	130	180	1680	2,14	
			7	21 46 06	5	17	40	0,80	
			8	21 48 30	10	25	96	1,14	
			9	21 56 00	5	30	45	1,16	
28.VIII	21 50	23 12	1*	22 01 50	7	10	390	2,74	
			2	22 12 36	12	19	55	1,14	
			3	23 05 58	2	10	100	2,26	

Таблица 3 (*окончание*)

Дата, 1976 г.	Начало наблюдений (UT)	Конец наблюдений (UT)	Номер вспышки	Момент максимума (UT)	ΔT_1, с	ΔT_2, с	ΔT_3, с	Δm_U	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
29.VIII	20^h00^m	21^h40^m	1	$20^h22^m26^s$	5	24	38	$0^m,80$	
			2	20 23 40	30	30	70	1,06	
			3	20 46 30	7	3	15	1,22	
			4	20 46 56	12	15	50	1,26	
			5	20 43 30	12	48	72	1,14	
			6	20 53 40	2	15	40	0,90	
			7	21 04 30	5	8	18	0,84	
			8	21 07 08	17	15	55	1,12	
			9	21 10 55	18	40	70	0,90	
			10	21 16 17	12	14	55	1,30	
			11	21 20 25	24	36	75	1,22	
			12	21 30 25	10	40	220	1,60	
30.VIII	19 50	23 00	1	20 25 30	12	40	100	1,24	
			2	20 33 43	3	15	40	1,28	
			3	20 57 32	10	31	110	2,06	
			4	21 08 40	80	180	300	0,62	
			5	22 58 58	28	180	180	0,86	
2.IX	21 00	23 30	1	21 23 45	2	12	24	0,70	
			2	21 32 14	4	12	30	0,66	
			3	21 35 00	2	28	25	1,10	
			4	21 35 36	2	20	36	1,12	
			5*	21 37 22	19	8	180	2,26	
			6	22 00 14	2	10	60	1,02	
			7	22 02 32	4	32	46	0,80	
			8	22 37 38	2	6	60	1,48	
			9	22 57 45	3	12	31	1,02	
			10	22 59 22	2	4	32	1,20	
			11	23 20 02	4	32	140	1,44	
15.IX	20 00	21 50	1*	20 23 40	12	5	—	4,94	6
			2*	20 26 00	12	—	—	5,12	7
			3*	20 26 16	8	14	510	4,80	
			4*	20 36 50	—	—	840:	3	8

Примечания

1. Интенсивность после второй вспышки понизилась до $0^m,22$, началась вспышка 3. Интенсивность после третьей вспышки понизилась до $0^m,86$, началась вспышка 4.
2. Начало и максимум вспышки 6 не зарегистрированы.
3. Конец вспышки 6 не зарегистрирован; в 22^h58^m интенсивность понизилась до $0^m,4$.
4. Интенсивность после первой вспышки понизилась до $3,^m95$, началась вспышка 2; в графе ΔT_3 вспышки 2 проставлена общая длительность первой и второй вспышек.
5. Интенсивность после второй вспышки понизилась в $20^h46^m50^s$ до $4,^m06$, началась вспышка 3; в графе ΔT_3 третьей вспышки проставлена общая длительность второй и третьей вспышек.
6. Интенсивность после первой вспышки в $20^h24^m22^s$ понизилась до $0^m,24$, началась следующая вспышка.
7. Интенсивность после второй вспышки понизилась в $20^h26^m08^s$ до $4,^m32$, началась вспышка 3.
8. Начало и максимум вспышки не зарегистрированы.

Аналогичные изменения блеска в полосе *I* (но с меньшей уверенностью) можно подозревать во вспышке EV Lac (рис. 5, *б*).

Вспышка EV Lac 14.VIII 1975 г. (рис. 5, *а*) в полосе *B* была самой мощной из зарегистрированных в Крыму за весь период синхронных наблюдений. В ИК-области спектра ей сопутствовала слабая, но уверенно регистрируемая вспышка, не имевшая предвспышечного ослабления блеска.

Далее на рис. 6—18 приведены кривые блеска вспышек UV Cet и EV Lac, зарегистрированных на г. Майданак в 1976 г. (и отмеченных в табл. 3 и 4 звездочками). Вертикальные масштабы на этих рисунках — слева — дают число импульсов за 2 с, справа — относительные изменения блеска.

Рис. 4. Кривые блеска звезды AD Leo в полосах B и I

Вертикальные масштабы на верхнем и нижнем графиках соответствуют одним и тем же энергетическим единицам потока (эрг/с)

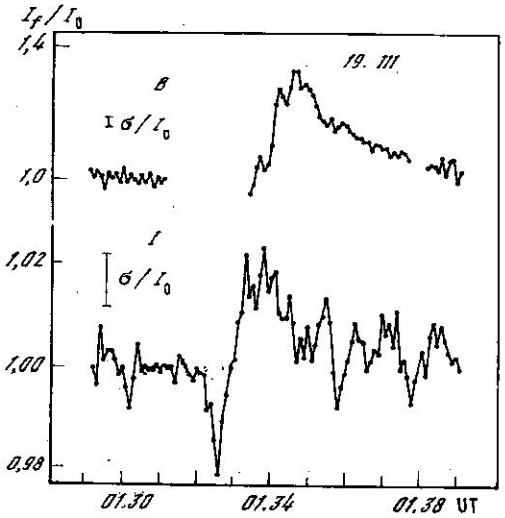
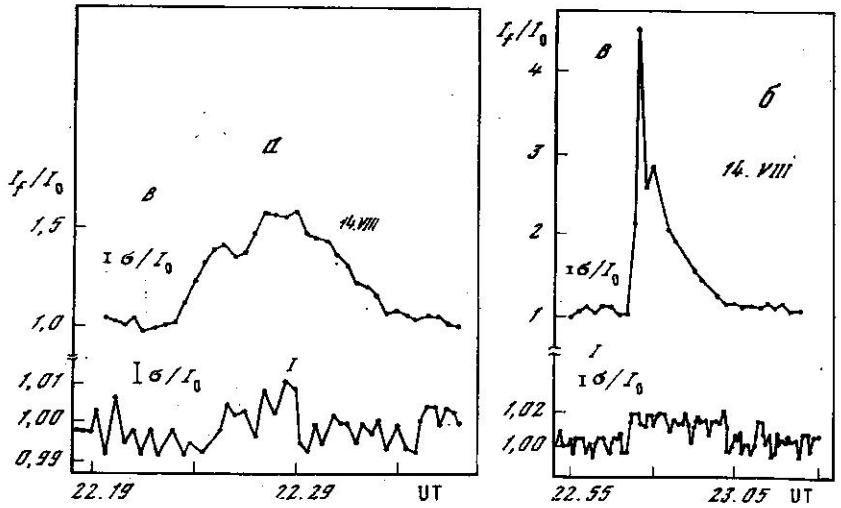


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для EV Lac



Размер вертикальной черточки на рис. 6—18 соответствует величине σ_0/I_0. Отсутствие этой черточки означает, что ее размер не превосходит размера точки на соответствующем рисунке. Соотношение между ними для полос U, i_{TiO} и i_C произвольное. Чтобы получить из этих графиков представление об энергетике процессов в видимой и инфракрасной области спектра, необходимо иметь в виду, что отношение светимостей в спокойном состоянии $(L_{i_C}/L_U)_{UV\,Cet} \approx 140$ и $(L_{i_C}/L_U)_{EV\,Lac} \approx 53$ (см. п. 4). Это означает, например, что изменению блеска в ИК-области всего на 1% от невозмущенного значения в случае UV Cet соответствует в абсолютных единицах вспышка в полосе U с амплитудой 140 %. Анализ регистрограмм кривых блеска вспышек UV Cet и EV Lac, полученных на г. Майданак, позволяет выделить два основных свойства ИК-вспышек.

1. Представленные на рис. 6—18 результаты наблюдений на достаточно большом статистическом материале подтверждают существование в ближней ИК-области спектра важной структурной особенности кривых блеска вспышек — предвспышечного ослабления блеска, зарегистрированного при вспышке AD Leo в Крыму. Всего отмечено 12 достоверных случаев ослабления блеска (амплитуда которых в 4—17 раз превышает стандартное уклонение σ) перед вспышками UV Cet и 4 случая у EV Lac. Сведения об этих явлениях собраны в табл. 5.

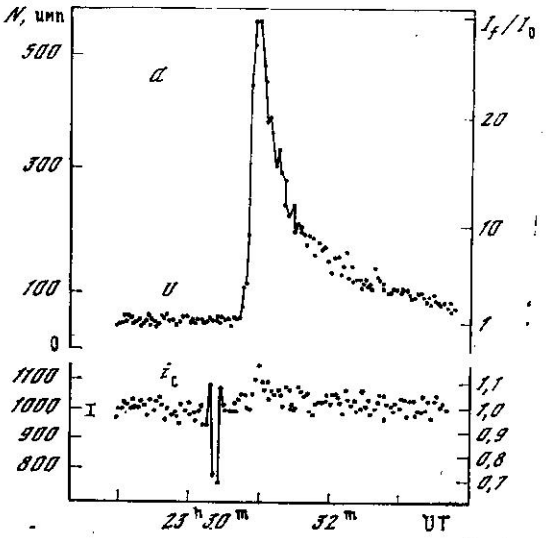


Рис. 6. Вспышка UV Cet 21.VIII 1976 г. № 7 (*а*) и 22.VIII 1976 г. № 2 (*б*)

Здесь и далее вертикальные масштабы изменений блеска в U и i_C не нормированы

Рис. 7. Вспышка UV Cet 22.VIII 1976 г. № 1

Здесь и далее пропуски в регистрации блеска связаны с коррекцией положения звезды в диафрагме

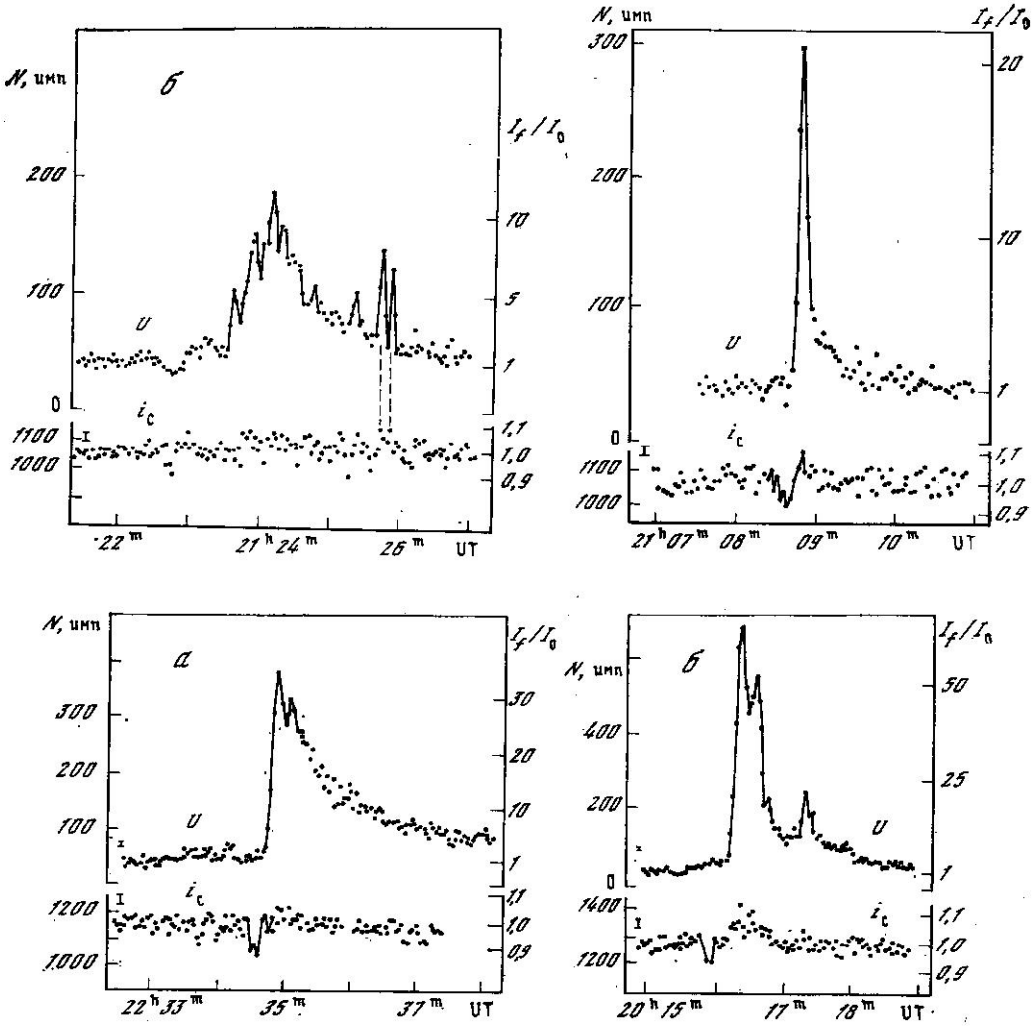


Рис. 8. Вспышки UV Cet 23.VIII № 5 (*а*) и 24.VIII 1976 г. № 1, 2 (*б*)

Таблица 4

Патрульные наблюдения EV Lac

Дата, 1976 г.	Начало наблюдений (UT)	Конец наблюдений (UT)	Номер вспышки	Момент максимума (UT)	ΔT_1, с	ΔT_2, с	ΔT_3, с	Δm_U	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5.VIII	20^h30^m	21^h40^m	—	—	—	—	—	—	
6.VIII	17 30	22 54	1	$21^h31^m45^s$	30	42	349	$2^m,41$	
7.VIII	17 06	23 00	—	—	—	—	—	—	
8.VIII	16 25	23 15	1*	18 54	54	113	400	0,67	
			2	21 05 27	3	32	50	0,41	
			3	21 53 17	621	162	1140	1,20	
9.VIII	16 07	23 30	1	17 55 27	5	5	32	0,37	
			2*	18 53 00	32	24	280	0,90	
			3	20 45 00	24	16	200	1,25	
10.VIII	16 30	23 20	1*	19 22 12	5	34	95	0,64	
			2*	20 29 28	16	48	72	0,94	
11.VIII	17 00	18 17	—	—	—	—	—	—	
16.VIII	18 10	23 15	1	18 48 00	50	250	480	0,38	
			2*	19 03 40	5	12	360	0,72	
			3*	19 19 00	5	33	180	0,45	
			4*	19 50 30	60	120	240	0,40	
			5*	21 16 40	17	17	190	0,94	
			6*	22 58 5	22	20	160	0,59	
17.VIII	17 30	22 50	1	20 01 50	45	380	1080	0,50	
			2	21 59 00	34	250	490	0,43	
20.VIII	17 25	23 20	1	20 48 00	16	48	104	0,60	
21.VIII	17 55	20 20	1*	18 35	14	7	40	0,66	
22.VIII	16 00	20 30	—	—	—	—	—	—	
23.VIII	16 50	20 00	—	—	—	—	—	—	
24.VIII	16 55	19 30	—	—	—	—	—	—	
25.VIII	17 30	18 50	—	—	—	—	—	—	
27.VIII	18 10	21 50	1	18 54 10	32	80	220	0,56	
			2	19 59 20	16	56	320	0,58	
28.VIII	17 02	19 30	1	17 44 00	40	36	1080	2,40	
29.VIII	17 24	19 30	—	—	—	—	—	—	
30.VIII	16 10	19 30	1	17 39:	—	—	900	0,74	1
1.IX	16 50	23 25	1*	20 06 04	33	24	900	2,05	
6.IX	19 00	22 10	—	—	—	—	—	—	
7.IX	18 00	22 00	1	18 45 00	10	33	190	0,41	
			2	18 57 00	10	25	60	0,93	
			3	21 14 05	22	120	780	0,54	
8.IX	19 23	23 00	—	—	—	—	—	—	
9.IX	20 25	21 30	—	—	—	—	—	—	
13.IX	19 40	22 50	1	19 48 30	11	5	45	0,70	
			2*а	20 36 30	55	—	390	0,60	
			2*б	20 38 04	22	90	—	0,72	2
			3	21 15 28	6	22	55	0,54	

Примечания

1. Начало и максимум вспышки не зарегистрированы.
2. Эта вспышка началась в $20^h37^m40^s$, когда интенсивность предшествовавшей вспышки понизилась до $0^m,42$. В столбце 8 указана общая длительность обеих вспышек.

Основные свойства этих своеобразных «предвестников» вспышек таковы. А. Частота появления предвспышечной депрессии блеска в ИК-области спектра довольно велика — примерно 70% всех зарегистрированных вспышек. Б. Ослабление блеска длится, как правило, 7—12 с, но в одном случае продолжалось 60 с и происходит непосредственно перед подъемом блеска в U (в табл.5 приводится время τ от начала ослабления блеска i_C

Таблица 5

Предвспышечное ослабление блеска в ИК-области спектра

Дата и номер вспышки	Звезда	Амплитуда в U	Время от начала ослабления блеска в i до максимума в U (с)	Амплитуда ослабления блеска в i	Продолжительность ослабления блеска (с)	$\lambda_{эф}$, Å
1	2	3	4	5	6	7
9.VIII 3	EV Lac	$0^m,90$	160	$0^m,06$	60:	i_C
16.VIII 5	»	0,94	70	0,03:	10:	»
»	»	»	18	0,03:	10:	»
16.VIII 7	»	0,59	50	0,02	15:	»
21.VIII 7	UV Cet	3,80	38	0,35	5	»
22.VIII 1	»	3,40	15	0,07	8	»
22.VIII 2	»	2,60	58	0,07	7	»
23.VIII 5	»	3,90	24	0,10	7	»
23.VIII 6	»	2,90	60	0,20	12:	»
24.VIII 1	»	4,42	30	0,07	10:	»
26.VIII 2	»	4,80	58	0,18	18:	i_{TiO}
28.VIII 1	»	2,74	70	0,08	6	i_C
»	»	»	20	0,08	6	»
1.IX 1	EV Lac	2,05	45	0,04	25	»
2.IX 5	UV Cet	2,26	18	0,15	6	»
15.IX 1	»	4,94	70	0,03	22	»
15.IX 2	»	5,12	42	0,10	8	»
15.IX 4	»	»	40	0,05	7	»

до максимума в U). Иногда перед вспышкой уверенно выделяется два ослабления блеска, следующие одно за другим (зарегистрировано два таких события, см. табл. 5). В. Амплитуды отрицательных предвспышек составляют в среднем несколько процентов от невозмущенного потока излучения в ИК-фильтрах. Однако при двух вспышках (рис. 9, 13, *а*) глубина предвспышечной депрессии составляла ~20% блеска звезды. Зарегистрирована также одна уникальная вспышка UV Cet (см. рис. 6, *а*), когда примерно за 30 с до начала оптической вспышки произошло внезапное уменьшение блеска звезды в фильтре i_C на 30% (!!) от невозмущенного значения, длившееся около 5 с, после чего блеск звезды в этом фильтре вернулся в исходное состояние. Приблизительно через 20 с после этого произошла оптическая вспышка в U. Г. При одновременной регистрации блеска в полосе U и i_C (70% всего наблюдательного времени) подавляющее большинство отрицательных предвспышек зарегистрировано в полосе i_C и только в двух случаях — одновременно в U и i_C (см. рис. 6, *б* и 13, *б*). Необходимо, однако, иметь в виду, что уровень квантовых шумов в полосе U из-за низкой светимости в. з. в ультрафиолетовой области спектра значительно превышает уровень шумов в ИК-диапазоне. Для UV Cet, например, квантовый шум эквивалентен флуктуациям блеска с амплитудой 0,5—$0^m,7$. Не исключено поэтому, что часть предвспышечных ослаблений блеска в полосе U осталась незамеченной исключительно из-за высокого уровня квантового шума. Д. При рассмотрении регистрограмм блеска, полученных синхронно в трех фильтрах U, i_{TiO} и i_C, обращает на себя внимание определенное несоответствие в изменениях блеска в фильтрах i_{TiO} и i_C: отсутствие предвспышечной депрессии блеска в полосе i_{TiO} при одновременной регистрации ее в полосе i_C в двух вспышках EV Lac (рис. 13, *а* и *б*). Аналогичное поведение блеска можно подозревать при вспышке UV Cet (см. рис. 12, *б*). Такая же картина, только на этот раз в противоположном смысле, наблюдается на нисходящей части кривой блеска вспышки EV Lac

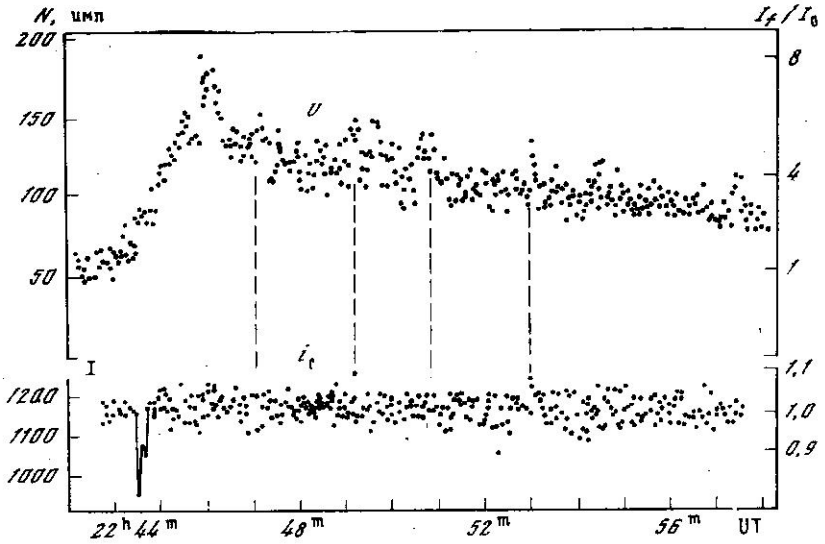


Рис. 9. Вспышка UV Cet 23.VIII 1976 г. № 6

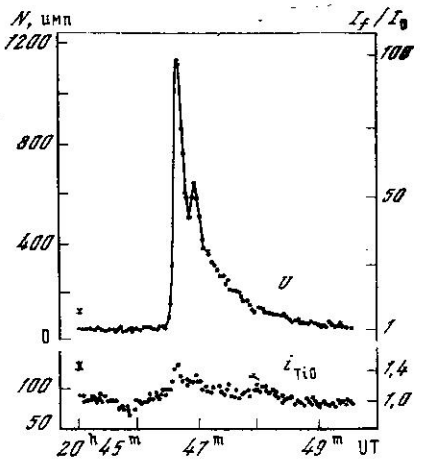
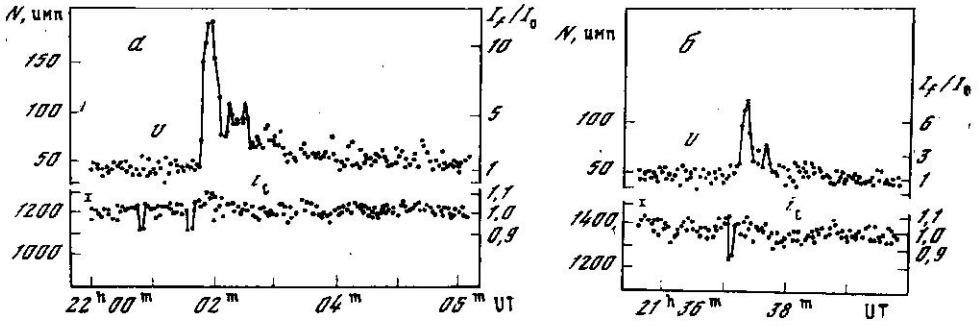


Рис. 10. Вспышки UV Cet 26.III 1976 г. № 2, 3

Рис. 11. Вспышки UV Cet 28.VIII № 1 (*а*) и 2.IX 1976 г. № 5 (*б*)



(рис. 14, *б*) в момент повторной вспышки в полосе i_{TiO}. В этот период времени наблюдается депрессия блеска в фильтре i_{TiO}, тогда как в полосе i_C блеск звезды несколько выше уровня невозмущенного значения.

2. Далее, из приведенных регистрограмм блеска видно, что практически все сильные вспышки в U сопровождаются *синхронно* протекающими *положительными* вспышками в ИК-диапазоне. Их амплитуды составляют несколько процентов от невозмущенного блеска в случае вспышек средней мощности и достигают 20% при мощных вспышках UV Cet (см. рис. 12, *б*).

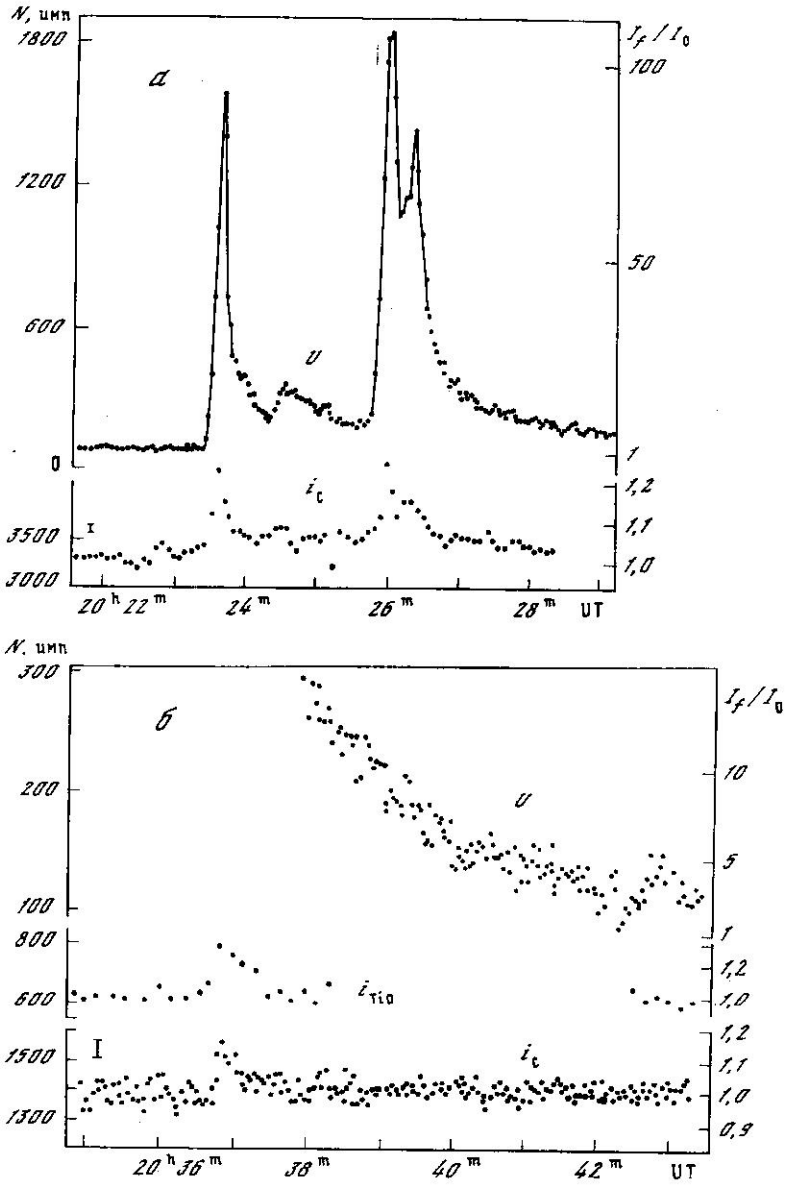


Рис. 12. Вспышки UV Cet 15.IX 1976 г. № 1, 2, 3 (*а*) и № 4 (*б*)

Время накопления в фильтре i_C равно 5 с. Пропуски в регистрации блеска связаны с коррекцией положения звезды в диафрагме

В ряде случаев наблюдаются только положительные ИК-вспышки, не имеющие предвспышечных ослаблений блеска (как правило, это мощные оптические вспышки).

По крайней мере в двух вспышках UV Cet (см. рис. 6, *б* и 9) уверенно прослеживается синхронность всплесков излучения в полосах U и i_C. Соотношение амплитуд этих всплесков в указанных полосах (см. п. 4) таково, что позволяет говорить о существовании *инфракрасных* вспышек звезд типа UV Cet, т. е. таких вспышек, основное энерговыделение которых приходится на инфракрасную область спектра.

Примечание к рис. 6—18. Мы считаем необходимым также отметить особенность, присущую большинству записей блеска в. з. в ИК-

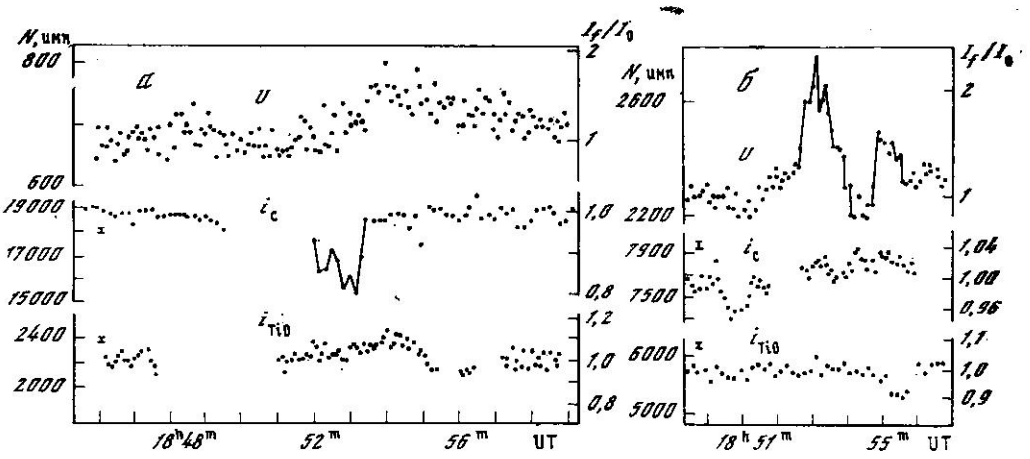


Рис. 13. Вспышки EV Lac 8.VIII № 1 (*а*) и 9.VIII 1976 г. № 2 (*б*)

Понижение блеска в фильтре i_C в момент 18^h49^m — результат ошибки гидирования (звезда подошла к краю диафрагмы). Значительное по амплитуде предвспышечное ослабление блеска в момент 18^h52^m — реально. Внеочередная коррекция в фильтре i_C 9.VIII вызвана продолжительным ослаблением блеска, которое наблюдатель принял за уход звезды из диафрагмы

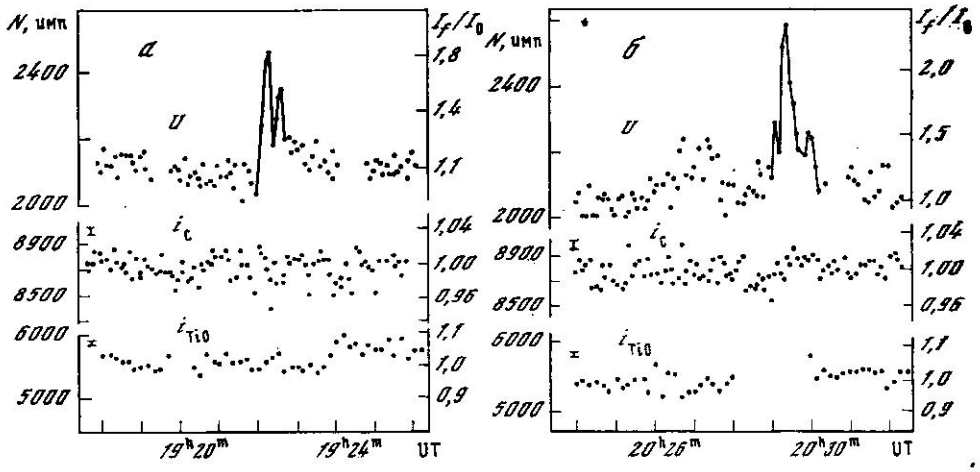


Рис. 14. Вспышки EV Lac 10.VIII 1976 г. № 1 (*а*) и № 2 (*б*)

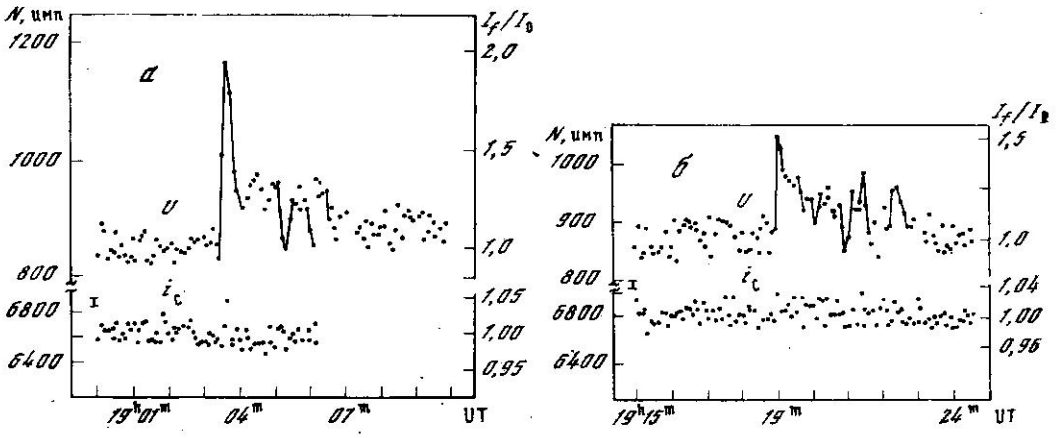


Рис. 15. Вспышки EV Lac 16.VIII 1976 г. № 2 (*а*) и № 3 (*б*)

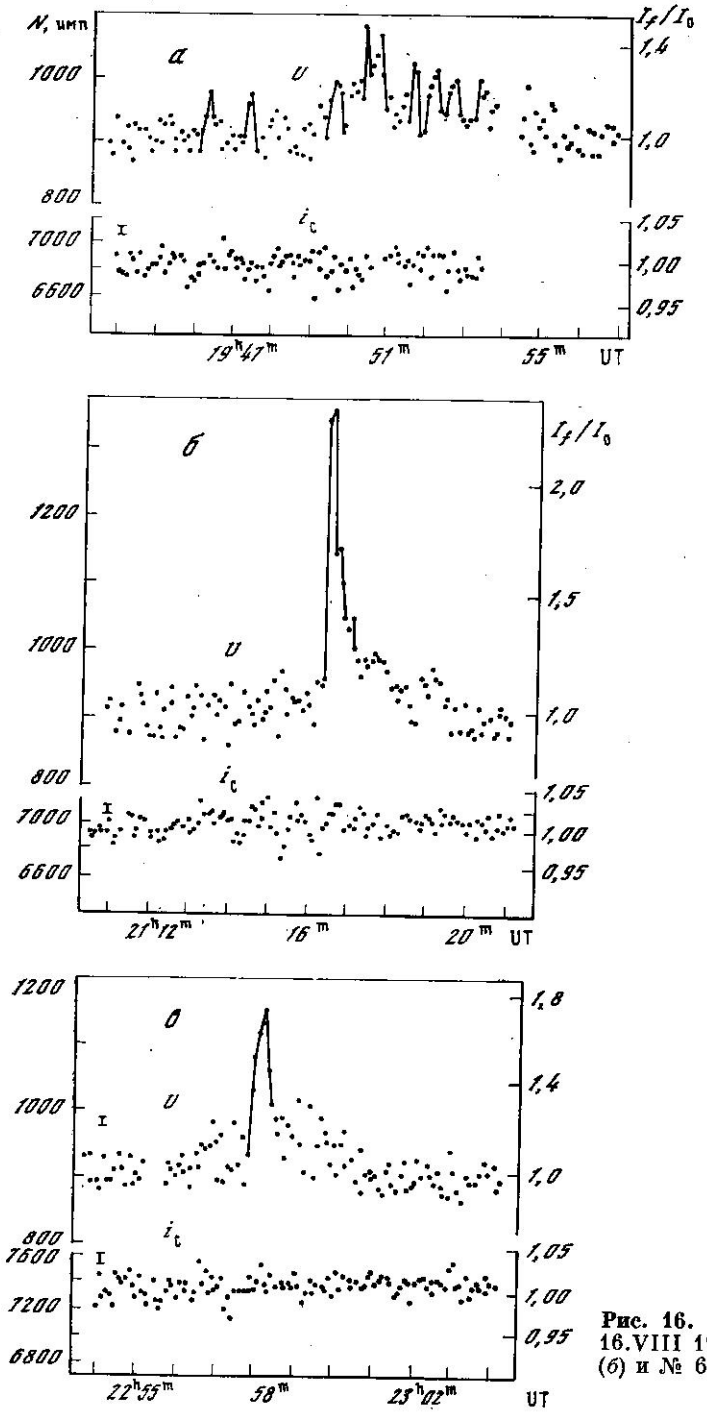


Рис. 16. Вспышки EV Lac 16.VIII 1976 г. № 4 (*а*), № 5 (*б*) и № 6 (*в*)

диапазоне и состоящую в увеличении «шумов» в период оптической вспышки. Это «вспухание» шумовой дорожки в ряде случаев составляет (2 ÷ 3) σ, где σ — стандартное уклонение блеска в ИК-диапазоне. (Последняя величина получена на основании регистрации блеска звезды в спокойном состоянии и обозначена вертикальной чертой.) Указанную особенность поведения блеска звезды в ИК-области спектра можно интерпретировать (см. ниже) как последовательность инфракрасных микровспышек

Рис. 17. Вспышка EV Lac 21.VIII 1976 г. № 1

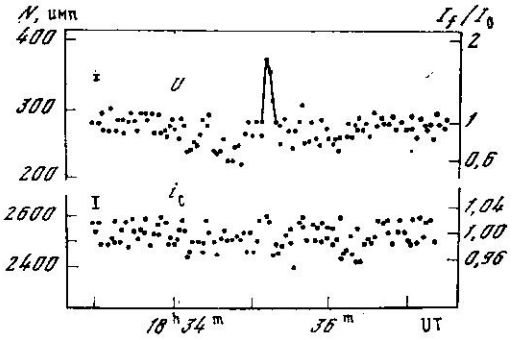
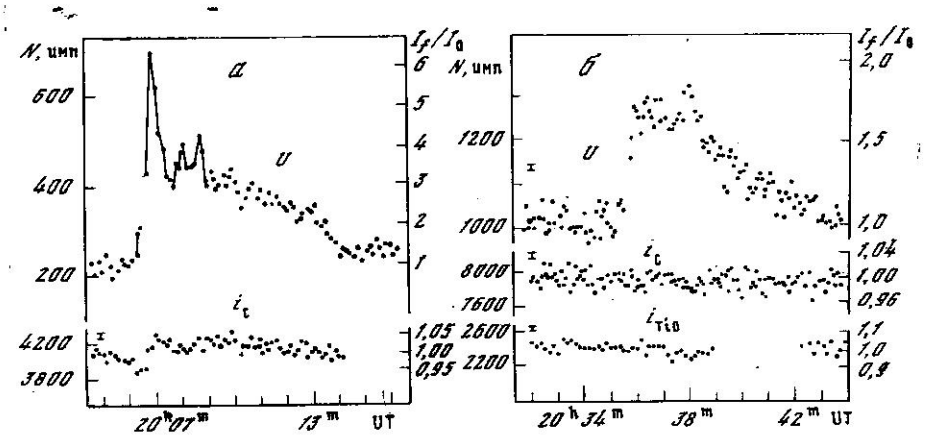


Рис. 18. Вспышки EV Lac 1.IX № 1 (*а*) и 13.IX 1976 г. № 2, 3 (*б*)



с характерными временами затухания порядка нескольких секунд. Она хорошо прослеживается на рис. 6, *б*, 11, *а*, 16, *б*. В других случаях эта особенность не видна только потому, что интервал времени, для которого приведена регистрограмма блеска, не захватывает спокойного состояния звезды с «невозмущенной» шумовой дорожкой.

4. Энергетические и колориметрические характеристики вспышек

Для представления вспышек в видимой и ИК-области спектра в единых энергетических единицах необходимо знать отношение потоков излучения в. з., регистрируемых в спокойном состоянии в соответствующих фильтрах. В случае EV Lac это отношение было вычислено обычным способом — на основании данных о кривых пропускания соответствующих полос и распределения энергии в спектрах в. з., любезно предоставленных КАО Спинрадом [9], и равно: $a = (L_{i_C} L_U) \approx 53$. В случае UV Cet данные, приводимые Спинрадом, ограничены длинами волн: $3880 < \lambda < 7400$ Å, т. е. не захватывают ни полосы U, ни инфракрасной полосы i_C. Поэтому при вычислении коэффициента a для UV Cet мы поступили следующим образом. Используя значения UBV-светимостей в. з., приводимые Моффеттом [12], мы нашли отношение $(L_V/L_U)_{UV\ Cet} \approx 22$. Затем, дополнив данные Спинрада для UV Cet в области $\lambda > 7400$ Å данными В. Страйжиса и З. Свидерскене [10] о распределении энергии в спектре звезды M5 V (что примерно соответствует спектральному классу UV Cet), мы вычислили отношение $(L_{i_C}/L_V)_{UV\ Cet} \approx 6{,}6$. Отсюда искомое отношение $a = (L_{i_C})/$ $/L_U)_{UV\ Cet} \approx 140$.

На рис. 19 представлены полные энергии ИК-вспышек в полосе i_C в зависимости от полной энергии в U. В тех случаях, когда ИК-вспышка сопровождалась отрицательной предвспышкой, при вычислении полной энергии учитывалась лишь ее положительная часть.

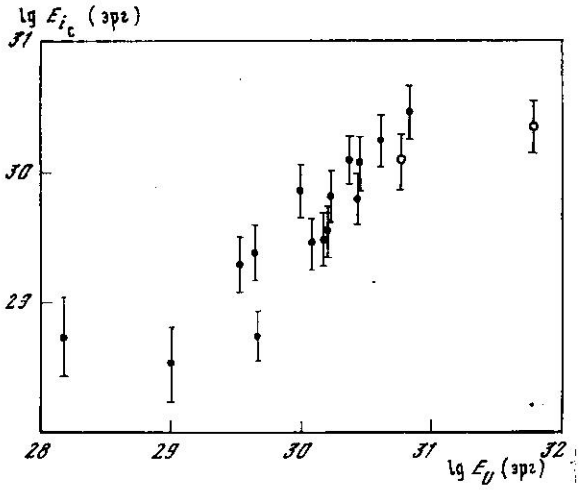


Рис. 19. Полные энергии вспышек в полосах U и i_C

Темные кружки — вспышки UV Cet, светлые — вспышки EV Lac

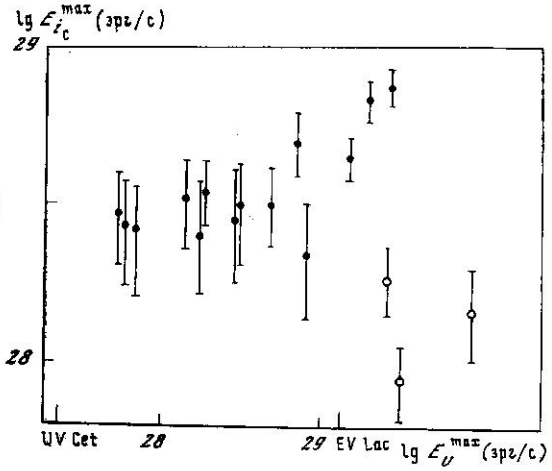


Рис. 20. Зависимость амплитуд положительных ИК-вспышек от амплитуды вспышки в U

Темные кружки — вспышки UV Cet, светлые — вспышки EV Lac. Вертикальными черточками отмечены абсолютные светимости в.з. в полосе U по данным Моффетта [12]

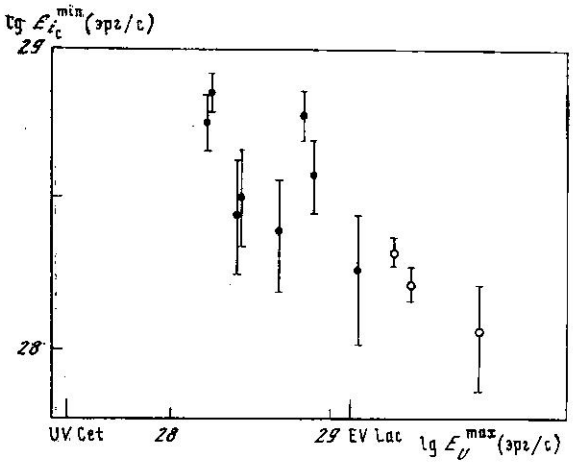


Рис. 21. То же, что и на рис.20, для амплитуд отрицательных предвспышек

Из графика видно, что полные энергии вспышек в полосе U и инфракрасной полосе i_C сравнимы по величине и между ними наблюдается в первом приближении пропорциональная зависимость: чем больше энергия вспышки в видимой области спектра, тем мощнее вспышка в полосе i_C.

Далее, на рис. 20 и 21 представлены зависимости амплитуд положительных и отрицательных ИК-вспышек (полоса i_C) от амплитуды в полосе U.

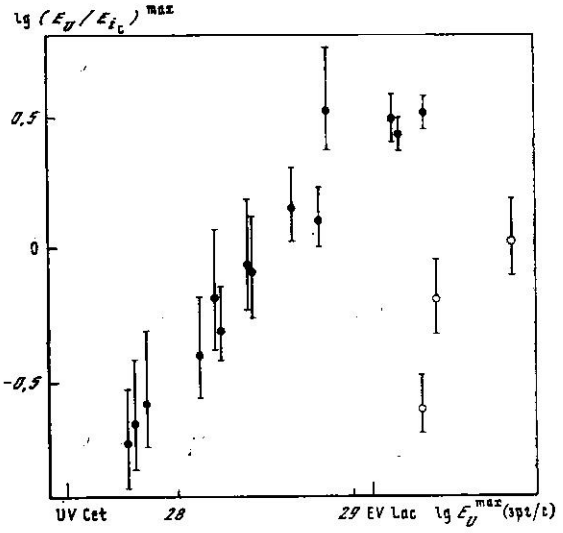


Рис. 22. Отношение светимостей вспышек в полосах U и i_C в максимуме блеска в зависимости от амплитуды вспышки в U

Темные кружки — вспышки UV Cet, светлые — вспышки EV Lac

Из рис. 20 видно: 1) светимости положительных ИК-вспышек UV Cet в максимуме блеска и соответствующие светимости средних по мощности вспышек в U сравнимы по величине; 2) при $\lg E_U^{max} \gtrsim 28{,}5$ наблюдается в первом приближении линейная зависимость между логарифмами максимальных светимостей ИК-вспышек и вспышек в полосе U; 3) при $\lg E_U^{max} \lesssim 28{,}5$ характер этой зависимости меняется. Группа точек на рис. 20 в этой области амплитуд E_U^{max} соответствует быстрым повторным вспышкам, зарегистрированным на нисходящей части кривых блеска двух вспышек UV Cet (см. рис. 6, *б* и 9). Их амплитуда в U находилась путем вычитания из интенсивности в максимуме повторной вспышки интенсивности излучения основной вспышки на нисходящем участке кривой блеска в этот же момент времени. Практически каждая такая вспышка сопровождалась всплеском излучения в полосе i_C. Как следует из рис. 20, отношения светимостей этих вспышек в максимуме блеска в полосах U и i_C свидетельствуют о том, что основное энерговыделение в данном случае происходит в ИК-диапазоне.

Мы приходим, таким образом, к выводу о существовании у звезд типа UV Cet наряду с обычными оптическими вспышками *инфракрасных* вспышек. Судя по приведенным регистрограммам блеска, это в основном быстропротекающие вспышки, амплитуды изменения блеска которых в видимой области спектра невелики.

Из рассмотрения рис. 21 видно, что амплитуды отрицательных предвспышек в ИК-области спектра *сравнимы по абсолютной величине* с амплитудами оптических вспышек в полосе U. В случае же вспышек UV Cet средней мощности ($\lg E_U^{max} \lesssim 28{,}5$) предвспышечные ослабления блеска в 1,5—2 раза превышают светимости соответствующих вспышек в максимуме блеска в полосе U.

Таким образом, хотя в большинстве зарегистрированных вспышек амплитуды отрицательных предвспышек в ИК-диапазоне не превышают 10% от невозмущенного блеска звезды (регистрируемого в этой же полосе), по своей энергетике они *не уступают оптическим вспышкам в максимуме блеска*.

Совершенно по-иному (по сравнению с положительными ИК-вспышками) выглядит зависимость амплитуд отрицательных ИК-вспышек от амплитуды вспышек в полосе U. Как видно из рис. 21, имеет место тенденция к уменьшению амплитуды отрицательных ИК-вспышек с увеличением их амплитуды в полосе U. Это свидетельствует о том, что механизм, ответ-

ственный за предвспышечные ослабления блеска, каким-то образом связан с энергетикой вспышек и условия благоприятные для его реализации осуществляются в основном при вспышках малой и средней мощности. Этот вывод качественно согласуется с выводом Г. Г. Шевченко [13], основанным на статистике предвспышечных ослаблений блеска по данным UBV-наблюдений.

Далее, на рис. 22 даны логарифмы отношений светимостей положительных ИК-вспышек и вспышек в полосе U в максимуме блеска в зависимости от амплитуды вспышки в U. Видно, что существует четкая зависимость между цветом вспышки в максимуме блеска и ее мощностью: чем больше мощность вспышки, тем больше отношение ($E_U^{max}/E_{i_C}^{max}$).

Аналогичная зависимость между цветом $B - V$ и мощностью вспышки получена недавно В. П. Гининым и В. В. Соболевым [14] из анализа UBV-наблюдений, выполненных Моффеттом [12]. Согласно интерпретации оптической эмиссии вспышек звезд типа UV Cet, предложенной в [14], этот факт указывает на существование связи между мощностью вспышки и температурой излучающего газа — она тем выше, чем мощнее вспышка.

5. Обсуждение

Резюмируя сказанное выше, выделим два основных результата.

1. Обнаружение «предвестников» оптических вспышек — инфракрасных антивспышек, амплитуда которых в абсолютных энергетических единицах соизмерима с амплитудой оптической вспышки в полосе U. Этот результат качественным образом меняет представление о характере и последовательности развития вспышек звезд типа UV Cet, и в частности сложившееся представление о форме кривых блеска вспышек.

2. Регистрация положительных ИК-вспышек, развитие которых протекает синхронно с развитием оптических вспышек в полосе U.

Отвлекаясь от детального анализа (этому вопросу будет посвящена отдельная статья), отметим несколько следствий, вытекающих из этих результатов.

Из двух обсуждавшихся в литературе механизмов отрицательных предвспышек [5, 6] механизм, предложенный Мюлланом [5], не подходит, поскольку, как следует из приведенных здесь результатов, предвспышечная депрессия наблюдается также в участках спектра, свободных от эмиссионных линий водорода.

Что касается второго механизма [6], то здесь необходимо отметить следующее: ряд свойств отрицательных предвспышек, выявленных в процессе наблюдений, совпадает с предсказанными в [6]. Это прежде всего сам факт существования отрицательных предвспышек в ИК-области спектра; соотношение между амплитудами отрицательных и положительных ИК-вспышек и характерными временами их развития (см. рис. 3, в [6]); антикорреляция в изменениях блеска в фильтрах i_{TiO} и i_C; связь между амплитудами отрицательных предвспышек и мощностью вспышек.

С другой стороны, отмечены два случая депрессии блеска в полосе i_{TiO} (см. рис. 10; 13, *б*), объяснение которых в рамках механизма [6] связано с определенными трудностями. Это говорит о том, что для решения вопроса о природе инфракрасных антивспышек желательно продолжение исследований как в теоретическом, так и в наблюдательном плане. В частности, представляется важным дальнейшее накопление статистического материала по ИК-вспышкам. Значительный интерес представляет также продвижение фотоэлектрических наблюдений в более длинноволновую часть ИК-диапазона.

Мы надеемся, что результаты настоящей работы послужат стимулом для подобных исследований.

Выражаем искреннюю признательность А. А. Боярчуку за прочтение рукописи статьи и ценные замечания, Р. Е. Гершбергу за постоянный ин-

терес к работе и обсуждение результатов на всех ее этапах. Мы благодарны также сотрудникам АН УзССР А. И. Железняковой и М. Г. Нурмухаммедову за помощь при наблюдениях на г. Майданак, Г. Т. Лактионовой, А. И. Железняковой и Н. Н. Петровой за подготовку иллюстративного материала.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Cristaldi S., Godoli G., Narbone M., Rodono M.* Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll. Budapest, 1968, p. 51.
2. *Kunkel W. E.*— Astrophys. J. Suppl., 1973, **25**, N 213.
3. *Moffett T. J.*— Astrophys. J. Suppl., 1974, **29**, p. 1.
4. *Flesch T. R., Oliver J. P.*— Astrophys. J., 1974, **189**, L128.
5. *Mullan D. J.*— Astron. Astrophys., 1975, **40**, p. 41.
6. *Гринин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **55**, р. 179.
7. *Камионко Л. А., Корепанов В. С., Новопашенный В. П.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, с. 162.
8. *Исаков И. С.* Исследование экстремально молодых звездных комплексов. Ташкент: ФАН, 1975, с. 64.
9. *Spinrad H.*— Astrophys. J., 1973, **183**, p. 923.
10. *Страйжис В., Свидерскене З.*— Бюл. Вильнюс. астрон. обс., 1972, **35**, с. 3.
11. *Килячков Н. Н., Шевченко В. С.*— Письма в Астрон. ж., 1976, **2**, с. 494.
12. *Moffett T. J.*— Astrophys. J. Suppl., 1974, **29**, с. 7.
13. *Шевченко Г. Г.*— Астрон. цирк., 1973, № 792, с. 2.
14. *Гринин В. П., Соболев В. В.*— Астрофизика, 1977, **13**, с. 639.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ R CrB

Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты наблюдений линейной поляризации излучения R CrB, полученные в Крымской астрофизической обсерватории в 1972—1976 гг. Поворот плоскости поляризации с длиной волны, наблюдавшийся во время минимума блеска звезды в 1972 г., интерпретируется в рамках гипотезы о фарадеевском вращении плоскости поляризации в магнитоактивной среде.

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF R CrB, by *Yu. S. Efimov.*—Linear polarization of R CrB is being measured at the Crimean astrophysical observatory since 1972 till 1976. The results are given. The hypothesis of Faraday rotation in the magnetoactive medium is assumed to explain the wavelength dependence on the position angle of polarization observed during the minimum of R CrB in 1972.

R CrB является прототипом немногочисленной группы звезд, показывающих значительные (до 8^m), быстрые и нерегулярные ослабления блеска различной глубины и продолжительности. В нормальном состоянии звезды ее блеск колеблется около $5^m.9$ в пределах $\pm 0^m.15-0^m.20$. Более подробные сведения об основных характеристиках этой группы звезд можно найти в монографии [1].

Ниже проводится анализ наблюдений линейной поляризации излучения R CrB, сделанных во время глубокого минимума 1972 г.

Наши наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории на однолучевом поляриметре, установленном в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа. Использовалась техника счета фотонов при быстром (33 Гц) вращении анализатора поляризации. Применялись светофильтры, выделяющие спектральные области U, B, V, O, R с центрами в 3630, 4330, 5450, 6200 и 7450 Å. Приемником излучения служил фотоумножитель типа ФЭУ-79. Наблюдения проводились с диафрагмой 10″. Все наблюдения, сделанные в 1972 г., были обработаны на ЭВМ «Минск-14». Подробное описание аппаратуры, методики наблюдений и их обработки дано в [2]. С марта 1973 г. наблюдения проводились в кассегреновском фокусе того же телескопа. Начиная с 1974 г. добавлен четвертый канал измерения. Описание всех произведенных изменений в аппаратуре приведено в [3]. Поляризация R CrB во время ее минимума 1972 г. изучалась также Койном и Шолом [4] и Орловым и Родригесом [5].

Положение моментов наблюдений поляризации по ходу минимума 1972 г. показано на рис. 1, *а*. Оценки блеска взяты из [6] и различных циркуляров МАС.

Результаты всех измерений линейной поляризации света R CrB, полученные разными наблюдателями как во время минимума 1972 г., так и в другое время, собраны в табл. 1. Все наблюдения были исправлены за влияние межзвездной поляризации, для которой были приняты значения $p_м = 0{,}2\%$ и $\theta_м = 110°$, характерные для области неба, где находится звезда.

В столбцах таблицы даны: календарная дата наблюдений; юлианская дата; оценка блеска m_V по различным данным; эффективная длина волны

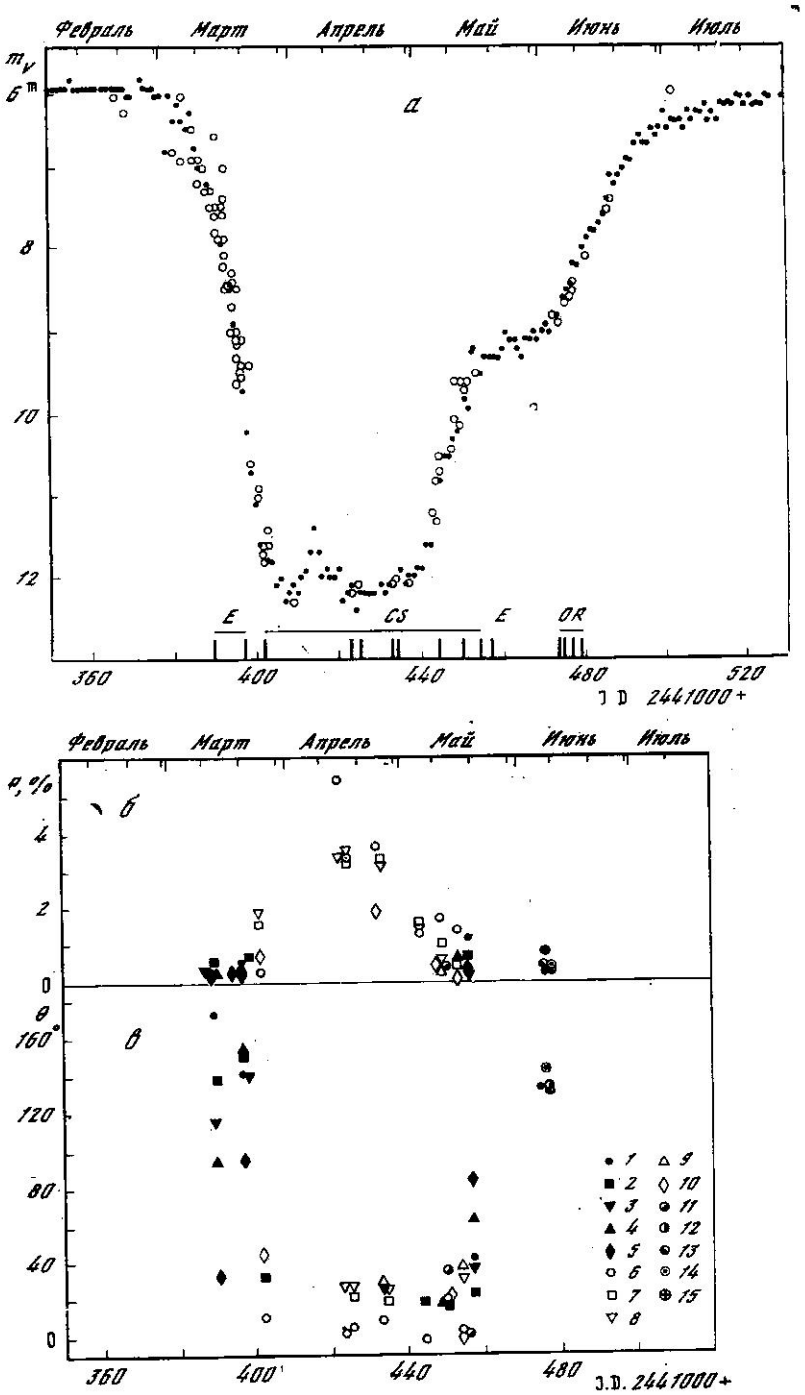


Рис. 1. Расположение поляризационных наблюдений R CrB (*а*) в ходе минимума 1972 г. (длинные черточки по оси времени), изменение наблюденных степени поляризации *p* (*б*) и позиционного угла плоскости поляризации θ (*в*)

а: *E* — наблюдения Ефимова и Шаховского, *CS* — наблюдения Койна и Шола [4]; *OR* — наблюдения Орлова и Родригеса [5]. Кружки — фотоэлектрические оценки блеска по данным из IAU Circs, точки — визуальные оценки из [6];

б: различными значками обозначены наблюдения в разных длинах волн. Для наблюдений Ефимова и Шаховского: *1* — 0,363; *2* — 0,433; *3* — 0,545; *4* — 0,620; *5* — 0,745 мкм; для наблюдений Койна и Шола [4]: *6* — 0,372; *7* — 0,445; *8* — 0,520; *9* — 0,658; *10* — 0,855; *11* — 0,97 мкм; для наблюдечий Орлова и Родригеса [5]: *12* — 0,390; *13* — 0,490; *14* — 0,590; *15* — 0,765 мкм

Таблица 1

Календарная дата	Юлианская дата	m_V	$\lambda_{эф}$, мкм	$\bar{p}$, %	$\sigma_{\bar{p}}$, %	$\bar{\theta}°$	$\sigma_{\bar{\theta}}°$	p_*, %	$\theta_*°$	Ссылка
1956—1958 гг.		6^m0	0,460	0,26		131		0,17	155	[21]
V—VIII 1961,	2437439—2437522	6,0	0,480	0,27	0,12	110	13	0,06	109	[22]
I—III 1968	2439878—2439946	6,6	0,361	0,2		6; 53				[23]
			,439	»		110				
			,548	»		110				
8.VI 1971	2441111	5,9	0,412	0,10	0,02					[5]
			,450	,18	»					
			,504	,32	»					
			,622	,30	»					
			,720	,15	»					
VIII—IX	2441184—2441197	5,9	0,373	0,11	»	70,8	5,2	0,21	36,6	[5]
			,412	,16	»	78,1	3,6	,19	45,0	
			,450	,18	»	89,9	3,2	,13	51,5	
			,504	,17	»	86,9	3,4	,15	48,8	
			,544	,18	»	91,4	3,2	,18	21,3	
			,596	,19	»	96,5	3,0	,09	54,2	
			,622	,22	»	85,5	2,3	,17	56,8	
			0,653	0,16	»	86,8	3,6	0,15	46,9	
			,688	,30	»	96,5	1,9	,15	78,3	
			,765	,18	»	89,3	3,2	,13	51,5	
13.III 1972	2441390	7,5	0,363	0,27	0,16	172,1	16,8	0,41	4,2	
			,433	,60	,18	139,4	8,6	,53	148,5	
			,545	,36	,13	116,6	10,0	,17	123,5	
			,620	,26	,17	94,7	18,1	,14	70,4	
			,745	,17	,17	32,5	28,3	,36	25,7	
20.III	2441397	9,4	0,363	0,56	0,22	142,3	10,9	0,51	152,3	
			,433	,70	,15	151,6	6,1	,70	159,5	
			,545	,22	,17	140,7	15,5	,21	168,6	
			,620	,39	,17	154,9	10,5	,43	168,5	
			,745	,24	,14	96,4	16,9	,11	67,5:	
25.III	2441402	11,7	0,372	0,24		11		0,43	15,4	[4]
			,445	1,60		32		1,78	30,6	
			,520	1,87		32		2,05	30,5	
			,855	0,69		44		0,84	39,1	
15.IV	2441423	12,2	0,372	5,39		2		5,55	2,6	[4]
			,520	3,38		27		3,57	26,6	
17.IV 1972	2441425	12,1	0,372	3,34		5		3,51	5,8	[4]
			,445	3,26		22		3,45	21,9	
			,520	3,55		28		3,74	27,6	
25.IV	2441433	12,1	0,372	3,65		9		3,83	9,6	[4]
			,855	1,87		28		2,06	27,4	
26.IV	2441434	12,0	0,445	3,29		19		3,48	19,1	[4]
			,520	3,16		27		3,36	26,6	
6.V	2441444	10,8	0,372	1,26		178		1,41	0,8	[4]
			,445	1,61		18		1,80	18,2	
			,520	1,51		20		1,71	20,0	
12.V	2441450	10,1	0,372	1,68		19		1,87	19,1	[4]
			,445	1,09		15		1,27	15,8	
			,520	0,54		18		0,74	18,7	
			,658	,24		19		,44	19,7	
			,855	,45		22		,64	21,6	
			,970	,34		35		,52	29,5	
16.V 1972	2441454	9,5	0,372	1,33		3		1,49	5,2	[4]
			,520	0,46		32		0,64	28,5	
			,658	,66		38		,83	34,0	
			,855	,14		179		,32	12,0	
			,970	,27		2		,44	9,8	
19.V	2441457	9,3	0,363	1,18	0,34	42	8,4	1,33	39,1	
			,433	0,68	,11	23	4,8	0,87	22,3	
			,545	,18	,17	36	27,3	,37	27,5	
			,620	,38	,12	64	9,0	,44	50,5	
			,745	,30	,12	85	11,4	,23	64,9	

Таблица 1 (*продолжение*)

Календарная дата	Юлианская дата	m_V	$\lambda_{эф}$ мкм	$\bar{p}$, %	$\sigma_{\bar{p}}$, %	$\bar{\theta}°$	$\sigma_{\bar{\theta}}°$	p_*, %	$\theta_*°$	Ссылка
VI 1973	2441859—2441860	6,0	0,390	0,22		107		0,03	80,8	[24]
			,500	,22		»		»	»	
			,580	,23		»		,04	90,0	
			,650	,19		»		,02	58,2	
			,750	,20		»		,02	»	
10.II 1974	2442089	11,0	0,370	4,04		10		4,22	10,5	[20]
			,44	3,71		174		3,83	175,2	
			,66	1,58		179		1,73	1,3	
			,85	1,12		177		1,26	0,3	
			,97	0,77		174		0,90	179,0	
11.II	2442090	11,0	0,37	3,92		9		4,10	9,5	[20]
			,44	3,35		179		3,50	0,1	
			,52	2,62		178		2,76	179,4	
16.II	2442096	11,0	0,44	5,08		10		5,26	10,4	[20]
			,85	1,08		7		1,26	9,0	
22.II	2442101	11,2	0,37	5,43		11		5,61	11,3	[20]
			,52	4,50		9		4,68	9,5	
23.II	2442102	11,2	0,85	1,26		6		1,43	7,9	[20]
			,97	1,42		8		1,60	9,5	
28.II	2442107	11,0	0,37	5,69		9		5,87	9,4	[20]
			,44	5,17		9		5,36	9,4	
			,52	3,28		8		3,46	8,6	
			,85	0,77		169		0,87	174,8	
4.III 1974	2442111	10,8	0,37	5,80		8		5,98	8,4	[20]
			,44	4,23		10		4,41	10,5	
			,52	2,43		10		2,61	10,8	
			,66	0,51		178		0,67	3,8	
			,85	,23		170		,37	3,8	
21.VII	2442250	6,2	0,363	0,20	0,07	98,2	10,2	0,08	61,3	
			,433	,17	,09	105,3	15,2	,04	43,6	
			,545	,18	,08	90,4	12,7	,13	51,2	
			,620	,26	,10	102,4	11,0	,09	83,7	
			,745	,26	,08	97,9	8,9	,12	75,4	
26.VII	2442255	6,1	0,433	0,19	0,06	111,7	8,8	0,01	0,0	
			,545	,29	,07	93,8	6,8	,14	91,0	
			,745	,25	,07	106,0	7,9	,09	66,2	
28.VII	2442257	6,1	0,433	0,18	0,06	114,5	9,9	0,04	177,6	
			,545	,22	,07	112,2	9,2	,02	124,4	
			,620	,14	,08	97,9	16,3	,09	41,2	
			,745	,27	,07	104,7	7,1	,09	90,7	
24.VIII 1974	2442284	6,0	0,363	0,27	0,04	11,0	4,1	0,46	15,0	
			,433	,19	,12	35,1	18,8	,38	27,6	
			,545	,20	,03	3,9	4,3	,38	12,1	
			,745	,24	,04	9,6	4,9	,43	14,6	
3.IV 1975	2442506	6,0	0,363	0,10	0,04	129,5	13,2	0,14	7,8	
			,433	,16	,03	100,4	6,1	,07	44,6	
			,545	,13	,05	114,1	10,9	,08	14,3	
			,745	,16	,05	105,1	9,0	,05	40,3	
9.VIII	2442634	6,0	0,433	0,19	0,03	94,2	5,1	0,11	54,2	
			,545	,26	,04	103,8	4,3	,08	85,5	
			,620	,24	,04	108,3	4,2	,04	98,4	
			,745	,21	,03	107,0	4,6	,03	77,2	
7.I 1976	2442785	8,3	0,363	0,62	0,10	66,7	5,6	0,64	57,8	
			,433	,54	,04	75,5	2,2	,51	64,7	
			,545	,45	,04	74,5	2,5	,43	61,4	
			,745	,31	,04	85,6	4,1	,24	65,7	
3.II 1976	2442812	8,0	0,363	0,43	0,06	63,0	4,2	0,49	51,1	
			,433	,44	,05	75,5	3,0	,42	62,3	
			,545	,41	,04	84,7	2,8	,33	70,5	
			,745	,34	,04	92,0	3,5	,21	75,0	
24.III	2442862	7,0	0,363	0,30	0,05	97,4	4,4	0,15	80,2	
			,433	,36	,04	106,5	3,2	,16	102,5	
			,545	,39	,04	99,1	2,7	,22	73,6	
			,620	,28	,04	102,1	4,0	,10	84,4	
			0,745	0,29	0,04	106,1	4,0	0,09	96,2	

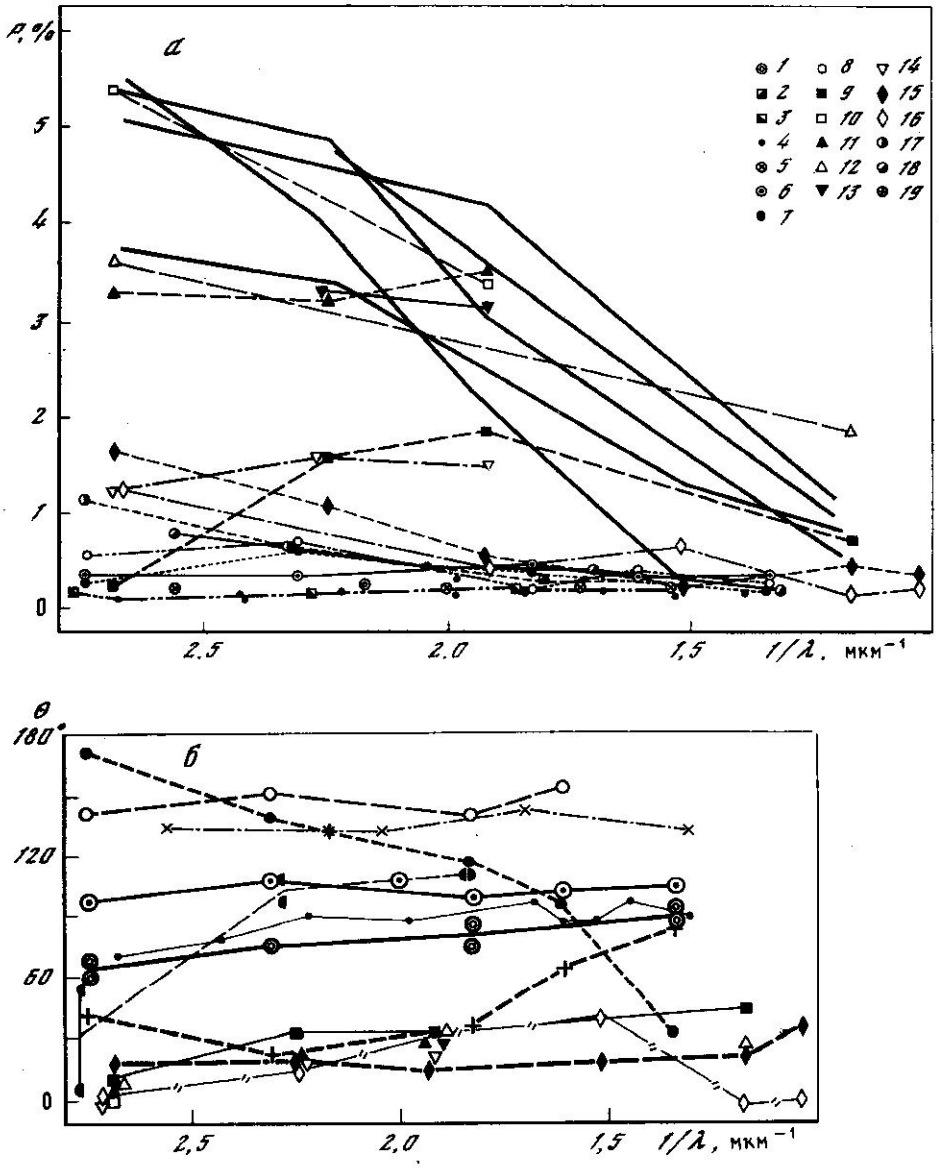


Рис. 2. Ход наблюденных величин степени поляризации p (*а*) и позиционных углов θ (*б*) с длиной волны для R CrB в разное время

1 — наблюдения Бэра [21] в максимуме, 1956-1958 гг.; *2* — наблюдения Шаховского [22] в максимуме, 1961 г.; *3* — наблюдения Серковского и Крушевского [23], 1968 г., вблизи максимума; *4* — наблюдения Орлова и Родригеса [5] в максимуме, 1971 г.; *5* — наблюдения Орлова и Родригеса [24] в максимуме, 1973 г.; *6* — наблюдения Ефимова и Шаховского вблизи максимума, 24.III 1976 г.; *7* — 13.III 1972 г. и *8* — 20.III 1972 г. для наблюдений Ефимова и Шаховского в начале минимума R CrB; *9* — 25.III 1972 г.; *10* — 15.IV 1972 г.; *11* — 17.IV 1972 г.; *12* — 25.IV 1972 г.; *13* — 26.IV 1972 г. для наблюдений Койна и Шола [4] в середине минимума; *14* — 6.V 1972 г.; *15* — 12.V 1972 г.; *16* — 16.V 1972 г. для наблюдений Койна и Шола [4]; *17* — 19.V 1972 г. для наблюдений Ефимова и Шаховского и *18* — 5—10.VI 1972 г. для наблюдений Орлова и Родригеса [5] в конце минимума; *19* — для наблюдений Ефимова и Шаховского в январе — феврале 1976 г. в конце очередного минимума звезды. Жирными прямыми линиями на рис. 2, *а* показано изменение степени поляризации с длиной волны в разные даты в ходе минимума R CrB 1974 г. по данным Койна [20]

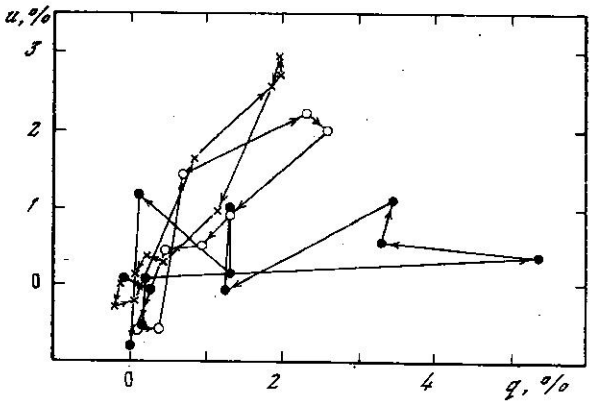


Рис. 3. Векторная диаграмма нормированных параметров Стокса для трех диапазонов длин волн, показывающая изменение параметров поляризации излучения в этих диапазонах со временем

Точки соответствуют наблюдениям в диапазоне 0,363—0,390 мкм, кружки — в диапазоне 0,420—0,445 мкм, крестики — в диапазоне 0,520—0,545 мкм. Стрелками соединены наблюдения в последовательные даты

$\lambda_{эф}$; наблюденные степень поляризации p и позиционный угол плоскости поляризации θ с их среднеквадратичными ошибками; параметры поляризации p_* и θ_* после их исправления за межзвездную поляризацию; ссылка на источник.

Изменение наблюдаемых величин степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации во время минимума 1972 г. показано на рис. 1, *б* и 1, *в*, где разными значками обозначены результаты наблюдений в разных длинах волн. Как видно из сравнения рисунков 1, *а*—*в*, поляризация максимальна только на «дне» минимума, а плоскость поляризации поворачивается более чем на 100°, возвращаясь к своему исходному значению при выходе из минимума.

Зависимость p и θ от длины волны также меняется. Эти изменения показаны на рис. 2, *а*, *б*, где приведены результаты измерений, полученные разными авторами в разные годы, как во время минимумов блеска звезды, так и во время ее нормального состояния. Амплитуда изменения степени поляризации наибольшая в коротковолновой части спектра и падает при переходе в длинноволновую. Более наглядно это показано на векторной диаграмме нормированных параметров Стокса q и u (рис. 3), построенной для наблюдений в областях $\Delta\lambda$ 3630—3900; 4200—4450; 5200—5450 Å. Из рассмотрения диаграмм также видно, что положение плоскости поляризации в различных областях спектра различно.

Наблюдавшиеся изменения формы зависимости степени поляризации от длины волны были интерпретированы Койном и Шолом [4] в рамках теории рассеяния света звезды на ориентированных графитовых частицах с учетом изменения стратификации частиц по плотности и размерам в ходе минимума. Однако изменения θ с длиной волны и со временем остались без объяснения.

Существуют несколько механизмов, способных создать монотонную зависимость θ от длины волны. Один из них [7] связан с поворотом плоскости поляризации света при прохождении его через рассеивающую среду с различной ориентацией частиц на луче зрения. Однако в настоящее время нет данных, указывающих на применимость этого механизма для объяснения наблюдаемой у R CrB зависимости $\theta(\lambda)$ и ее изменений со временем. Кроме того, этот механизм требует предположения о различной ориентации частиц в объеме, ответственном за поляризацию излучения, что само по себе нуждается в объяснении. Второй механизм — фарадеевское вращение плоскости поляризации света в магнитоактивной среде. Для того чтобы этот механизм работал, нужно, чтобы среда, через которую проходит линейно-поляризованный свет, обладала магнитным полем и чтобы в ней имелось достаточно большое число свободных электронов на пути луча света к наблюдателю. Действительно, электронная плотность в хромосфере звезды оценивается величиной порядка 10^{10} — 10^{11} см$^{-3}$ [8]. R CrB занесена Бэбкоком [9] в число звезд, которые могут иметь магнит-

ное поле. По некоторым оценкам [10, 11], напряженность этого поля порядка сотен гаусс. Таким образом, в атмосфере звезды существуют условия для возникновения фарадеевского вращения плоскости поляризации, и его можно попытаться обнаружить из наблюдений. При фарадеевском вращении изменение позиционного угла плоскости поляризации θ с длиной волны λ описывается зависимостью вида

$$\theta = \theta_0 + R\lambda^2, \tag{1}$$

где θ_0 — положение плоскости поляризации света до входа в магнитоактивную среду, а R — мера вращения, определяемая выражением

$$R = 2{,}6 \times 10^{-25} \int_L n_e H_{\parallel} dl, \text{ рад/мкм}^2, \tag{2}$$

где n_e — электронная концентрация, $H_{\parallel}$ — продольный компонент магнитного поля, а L — длина пути света в среде. Если окажется, что ход позиционных углов с длиной волны можно представить такой зависимостью, то это будет указывать на допустимость сделанного предположения.

Ход позиционных углов с квадратом длины волны для разных дат наблюдений представлен на рис. 4. На графике нанесены значения θ, полученные после учета межзвездной поляризации. Прямыми линиями на рис. 4 показаны зависимости $\theta(\lambda^2)$, построенные для каждой даты. В тех случаях, когда измерения были сделаны в трех или большем количестве фильтров, параметры R и θ_0 уравнения (1) определялись по методу наименьших квадратов. В некоторых случаях, когда наблюдения были сделаны только в двух фильтрах, предполагалось, что зависимость $\theta(\lambda^2)$ в эти даты может быть представлена прямой линией, проходящей через соответствующие точки. Отсутствие резких изломов в ходе $\theta(\lambda^2)$ в соседние даты, когда использовалось большее количество фильтров, и общий плавный характер изменения наклона прямых со временем оправдывают включение этих зависимостей в дальнейший анализ. В табл. 2 приведены величины R и θ_0 для разных дат наблюдений. Среднеквадратичные ошибки указаны только для тех случаев, когда наблюдения проводились более чем в двух фильтрах.

Таблица 2

Дата	m_V	$\theta_0^\circ \pm \sigma_{\theta_0}$	$R \pm \sigma_R$, рад/мкм²	Примечание
VIII—IX 1971	5^m8	33±11	0,84±0,55	Максимум
13.III 1972	7,5	45±12	—6,45±0,60	
20.III	9,7	—34±5	1,14±0,31	Начало минимума
25.III	11,7	19±6	0,51±0,27	
15.IV	12,2	—22,5	3,17	
17.IV	12,1	—14±11	2,83±0,94	
25.IV	12,1	5,4	0,52	Минимум
26.IV	12,0	—1,5	1,82	
6.V	10,8	—16±16	2,47±1,32	
12.V	10,1	15±2	0,23±0,06	
16.V	9,5	22±12	—0,15±0,37	Конец минимума
19.V	9,3	15±15	1,40±0,76	
15—10.VI	8,5	—46±5	0,98±0,22	

Как видно из рис. 4, изменение θ с квадратом длины волны достаточно хорошо описывается зависимостью вида (1) во всем рассматриваемом интервале времени наблюдений звезды. Таким образом, наблюдения не противоречат сделанному выше предположению о фарадеевском вращении плоскости поляризации как причине наблюдаемых изменений θ с длиной волны.

Более того, из рассмотрения рис. 4 следует, что во время минимума систематически меняется как наклон прямых, т. е. мера вращения R, так и θ_0. Изменение этих величин со временем (кружки для R и треугольники для θ_0) показано на рис. 5. Как видно из рисунка, величины R и θ_0 колеблются около некоторого среднего уровня. Постоянная, составляющая $R = 1{,}39$ рад/мкм^2, указывает на возможность существования во внешних слоях звезды постоянного компонента магнитного поля, ориентирующего пылевые частицы.

Напряженность этого поля можно оценить, зная из наблюдений меру вращения R и задаваясь длиной светового пути l в магнитоактивной среде с электронной плотностью n_e. В оценке этих величин есть некоторая неопределенность, так как до сих пор неясно, где происходит концентрация графитовых частиц: в атмосфере звезды или вне ее [11—16]. Если звезда является двойной системой, состоящей из F-гиганта и сверхгиганта типа M, богатого углеродом [17], то наблюдаемые ослабления света и его поляризация могут возникать при прохождении света F-звезды через протяженную и неоднородную атмосферу более холодного спутника, в которой легко могут образовываться поглощающие и рассеивающие свет частицы. Однако двойственность R CrB пока нельзя считать доказанной. С другой стороны, гипотеза о конденсации графитовой пыли в самой атмосфере R CrB, точнее, на уровне нижней хромосферы, несмотря на некоторые трудности, представляется лучше разработанной [1]. Так как зона образования частиц удалена от фотосферы на расстояние не менее нескольких радиусов звезды, то, если частицы образуются над областями «холодных» пятен [1] и ориентируются их магнитным полем, это поле должно простираться и в область хромосферы на расстояние порядка радиуса звезды. К сожалению, модели хромосфер звезд этого типа отсутствуют. Оценки, сделанные на основе данных Пейн-Гапошкиной [8] по наблюдениям R CrB, модели атмосферы

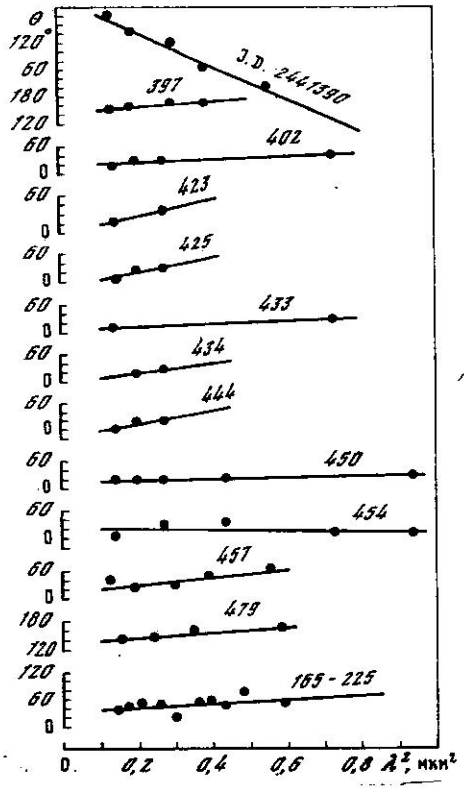
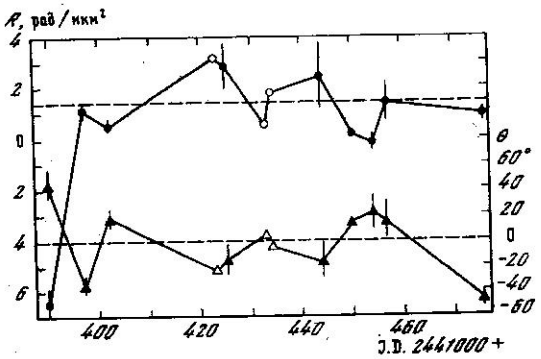


Рис. 4. Изменения θ с квадратом длины волны для различных дат во время минимума R CrB 1972 г.

Прямыми линиями представлены зависимости, полученные по методу наименьших квадратов. Возле каждой прямой указана юлианская дата наблюдений — 2441000

Рис. 5. Изменения R (кружки) и θ_0 (треугольники) со временем в ходе минимума R CrB 1972 г.

Темные кружки и треугольники — по нашим наблюдениям, светлые — по наблюдениям Койна и Шола [4]



R CrB Майерскоф [18], включающей нижнюю хромосферу, и моделей хромосфер холодных гигантов [19], приводят к величинам $N = n_e l \approx 10^{22}$ при электронной плотности порядка $10^{10} - 10^{11}$ см$^{-3}$. С этой оценкой числа электронов на луче зрения получаем оценку нижней границы напряженности магнитного поля $H \approx 50 \div 500$ Гс, что неплохо согласуется с оценками поля, полученными по совершенно другим соображениям [10, 11].

Из рассмотрения рис. 5 видно, что R и θ_0 изменяются в противофазе. Колебательный характер изменений R и θ_0 указывает на их возможную периодичность. Расчеты, проведенные на ЭВМ, дали наилучшие значения периода 48 дней для R и 24 дня для θ_0.

Колебания меры вращения могут быть обусловлены или изменением количества электронов на луче зрения, или изменениями продольного компонента магнитного поля как в результате изменения величины поля, так и при изменении его ориентации относительно луча зрения при его вращении. Что касается периодических изменений θ_0, то они могут быть вызваны только вращением объема, излучающего линейно-поляризованный свет. Таким образом, единственная возможность объяснения изменений R и θ_0 состоит в допущении, что они вызваны одним механизмом. По-видимому, таким механизмом может быть вращение частей звезды, излучающих линейно-поляризованный свет, проходящий затем через магнитоактивную среду, вращающуюся с тем же периодом. При этом магнитная ось должна быть наклонена к оси вращения, а ось вращения — к лучу зрения. В этом случае период изменения меры вращения R должен быть равен периоду вращения звезды, а период изменения θ_0 должен составлять половину периода вращения. Найденный период изменения R очень близок к характерному времени изменения блеска звезды в максимуме [1]. Это позволяет поставить под сомнение правильность интерпретации наблюдаемых колебаний блеска звезды во время максимума как проявление ее пульсаций.

Дальнейшие наблюдения линейной поляризации света звезды в минимуме 1974 г. [20] показали общее изменение позиционных углов во всех длинах волн, подобное тому, которое наблюдалось во время минимума 1972 г. Зависимость степени поляризации от длины волны в общем похожа на найденную ранее, однако позиционный угол плоскости поляризации с длиной волны меняется незначительно. Наши более поздние наблюдения (см. табл. 1), сделанные на стадии выхода звезды из очередного минимума 1975 г., снова указывают на заметный ход углов с длиной волны, подобный тому, который наблюдался в конце минимума 1972 г. По-видимому, это значит, что не существует устойчивой геометрии магнитного поля или поглощающих облаков и вид наблюдаемой зависимости θ от длины волны во время разных минимумов существенно зависит от структуры облаков и их положения относительно луча зрения. Не исключена возможность, что если облака поглощающих частиц образуются при выбросе вещества из звезды, то вместе с ними может выноситься и магнитное поле, давая в начальной стадии сильное вращение плоскости поляризации. Об этом говорят, например, наблюдения 13.III 1972 г., когда зависимость θ_0 от квадрата длины волны была наиболее крутой, а поле имело противоположный знак по сравнению с последующими датами.

Автор благодарен Н. М. Шаховскому за участие в наблюдениях и полезные обсуждения, Р. Е. Гершбергу за постоянный интерес к работе и Г. А. Козловой за обработку наблюдений на ЭВМ.

Апрель 1978 г.

Литература

1. Звезды типа R Северной Короны. Киев: Наук. думка, 1978.
2. *Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, с. 90.

3. *Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, с. 99.
4. *Coyne G. V., Shawl S. J.*— Astrophys. J., 1973, 186, p. 961.
5. *Orlov M. Ya., Rodriguez M. H.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N 742.
6. *Mayall M. W.*— J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1972, 66, p. 325.
7. *Martin P.*— Astrophys. J., 1974, 187, p. 461.
8. *Payne-Gaposchkin C.*— Astrophys. J., 1963, 138, p. 320.
9. *Babcock H. W.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1958, 3, p. 141.
10. *Бычкова В. С.*— Астрон. ж., 1973, 50, с. 427.
11. *Шульман Л. М.*— Бюл. «Переменные звезды», 1975, 19, с. 549.
12. *O'Keefe J. A.*— Astrophys. J., 1939, 90, p. 294.
13. *Krishna Swamy K. S.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1972, 84, p. 64.
14. *Жиляев Б. Е.*— Бюл. «Переменные звезды», 1975, 19, с. 515.
15. *Hartmann L., Apruzese J. P.*— Astrophys. J., 1976, 203, p. 610.
16. *Patterson R. S., Fix J. D., Neff J. S.*— Astrophys. J., 1976, 204, p. 838.
17. *Humphreys R. M., Ney E. P.*— Astrophys. J., 1974, 190, p. 339.
18. *Myerscough V. P.*— Astrophys. J., 1968, 153, p. 421.
19. *Lambert D. L., Snell R. L.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, 172, p. 277.
20. *Coyne G. V.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 914.
21. *Behr A.*— Nachr. Akad. Wissensch. Göttingen, II Math.-Phys. Klasse, 1959, 7.
22. *Шаховской Н. М.* Канд. дис. Душанбе, 1964.
23. *Serkowski K., Kruszewski A.*— Astrophys. J., 1969, 155, L15.
24. *Orlov M. Ya., Rodriguez M. H.*— In: Variable stars and stellar evolution. Sherwood and Plaut (Eds.), IAU Sympos., 1975, N 67, p. 159.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ MV Lyr

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской

Представлены результаты измерений блеска и линейной поляризации излучения новоподобной звезды MV Lyr, являющейся кандидатом в поляры. Во время наблюдений зарегистрированы неправильные колебания блеска и поляризации излучения звезды, не коррелированные между собой. Амплитуда колебаний блеска в синем фильтре с $\lambda_{эф} = 0{,}433$ мкм $\sim 0^m{,}2 \div 0^m{,}3$. Среднее по всем наблюдениям значение степени поляризации $0{,}07 \pm 0{,}06\%$. Звезда находится на расстоянии не более 160 пс от Солнца и не ярче $M_v = 7^m$.

THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF MV Lyr, by *Yu. S. Efimov, N. M. Shakhovskoy*.— A candidate to the «polar»'s group, MV Lyr, was observed for linear polarization. There were detected irregular variations of the light and linear polarization. No correlation was found between the light and polarization fluctuations. The rapid light variations in the blue spectral region ($\lambda_{ef} = 0.433$ mcm) were about of $0^m.2 \div 0^m.3$. The mean polarization was $0.07 \pm 0.06\%$. The star is at the distance of less than 160 ps from the Sun. The absolute visual magnitude of the star seems to be more than $M_v = 7^m$.

MV Lyr является голубой переменной спектрального типа Ор, испытывающей быстрые и неправильные колебания блеска с амплитудой до $0^m{,}4$ за несколько минут. Общий блеск звезды в синем фильтре колеблется от $12^m{,}5$ до 14^m. Фотометрическая переменность звезды изучалась Уокером [1] и Нэзером и Уорнером [2], спектр звезды исследовал Гринстейн [3]. Уокером [4] найдены быстрые изменения лучевых скоростей, которые могут отражать орбитальное движение с периодом около 2 ч. Согласно [5] звезда относится к типу новоподобных.

Недавно Войханская и др. [6] высказали предположение, что MV Lyr может относиться к типу «поляров», характерными представителями которого являются AM Her и AN UMa. Наиболее выдающейся особенностью этих звезд является наличие значительной круговой и линейной поляризации, меняющейся с орбитальным периодом, величина которого не превышает 3 ч. Данные, приведенные в [6], указывают на наличие в MV Lyr переменной круговой поляризации. Спектральные наблюдения, проведенные на 6-м телескопе БТА, показали, что летом и осенью 1977 г. у MV Lyr отсутствовала эмиссия в линиях H, He I и He II, наблюдавшаяся ранее Гринстейном [3].

Наблюдения линейной поляризации излучения MV Lyr проводились 21 и 23.X 1977 г. с одноканальным фотоэлектрическим поляриметром, установленным в кассегреновском фокусе 2,6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Анализатором поляризации служил поляроид, вращающийся с частотой 33 об/с. Изучение колебаний блеска и поляризации проводилось 21.X в фильтре B ($\lambda_{эф} = 0{,}433$ мкм) с диафрагмой 10″. Наблюдения звезды состояли из 10 серий последовательных четырехкратных измерений объекта, чередуемых с измерениями фона неба и звезды сравнения (звезда B на карте в [1]) в том же фильтре. Продолжи-

Таблица 1

Номер серии	№ п/п	21.X 1977 г. UT	Δm_B	p, %	σ_{op}, %	$\theta°$	$\sigma_{0\theta}°$
	1	17^h22^m0	-0^m87	0,398	±0,403	15,8	±29,1
	2	23,7	,87	,452	,405	170,8	25,7
1	3	25,3	,91	,592	,396	171,0	19,2
	4	26,6	,93	,734	,393	156,0	14,2
	5	29,8	1,00	,246	,380	87,4	44,3
	6	31,0	1,04	,436	,375	116,8	24,7
2	7	32,4	0,96	,698	,390	42,1	16,0
	8	33,8	,94	,465	,395	118,9	24,4
	9	40,6	,87	,607	,413	115,2	19,5
	10	42,0	,88	,942	,412	138,7	12,6
3	11	43,4	,92	,544	,403	102,4	21,3
	12	45,0	,76	,760	,439	109,3	16,6
	13	48,3	,93	,294	,404	15,9	39,4
	14	49,4	,88	,208	,413	96,2	57,0
4	15	50,6	,84	,257	,423	6,2	47,2
	16	52,0	,86	,531	,419	95,6	22,6
	17	18 00,0	,96	,923	,398	25,9	12,4
	18	01,2	,91	,223	,408	171,9	52,5
5	19	02,4	,96	,451	,397	128,0	25,3
	20	03,7	,98	1,564	,392	57,8	7,2
	21	07,4	,79	1,181	,432	110,1	10,5
	22	08,6	,81	,685	,427	159,0	17,9
6	23	09,9	,94	,416	,398	170,4	27,4
	24	11,3	,97	,074	,392	7,0	152,0
	25	19,5	,94	,588	,397	126,2	19,4
	26	20,7	,88	,819	,409	167,8	14,3
	27	21,9	,96	,667	,392	22,6	16,9
	28	23,1	1,02	,540	,381	115,9	20,2
	29	26,7	0,96	,230	,393	90,2	49,0
	30	28,0	,94	,590	,396	22,0	19,3
8	31	29,3	,98	,400	,387	149,6	27,8
	32	31,0	,92	,598	,400	4,6	19,2
	33	38,0	,88	,220	,407	172,2	53,1
	34	39,7	,98	,383	,388	7,2	29,1
9	35	40,9	1,05	,656	,373	168,6	16,3
	36	42,3	1,02	,208	,380	134,6	52,4
	37	45,5	0,97	,347	,389	67,0	32,2
	38	46,7	,99	,443	,384	67,7	24,9
10	39	48,3	1,01	,404	,380	67,8	27,0
	40	49,5	0,98	,178	,386	155,4	62,2

Таблица 2

Фильтр	2443440+	ΔT, с	n_*	R	m	q, %	u, %	p, %	σ_{op}, %	$\theta°$	$\sigma_0\theta°$
U	0^d2507	938	1521	27,52	11,66	0,124	−0,098	0,158	±0,145	160,8	26,3
B	,2660	624	3663	22,15	12,58	,115	− ,290	,312	,117	145,8	10,8
V	,2771	624	3075	21,37	12,55	,144	+ ,011	,144	,128	2,2	25,5

Примечание. Оценки блеска MV Lyr получены в момент времени $0^d,233$.

тельность одной экспозиции составляла 62 с. Ход параметров поляризации с длиной волны определялся 23.X 1977 г. с использованием фильтров, центрированных на 3630, 4330 и 5450 Å, и диафрагмы 5″. Полное описание использованной аппаратуры и методики наблюдений, а также данные о фильтрах приведены в [7—10].

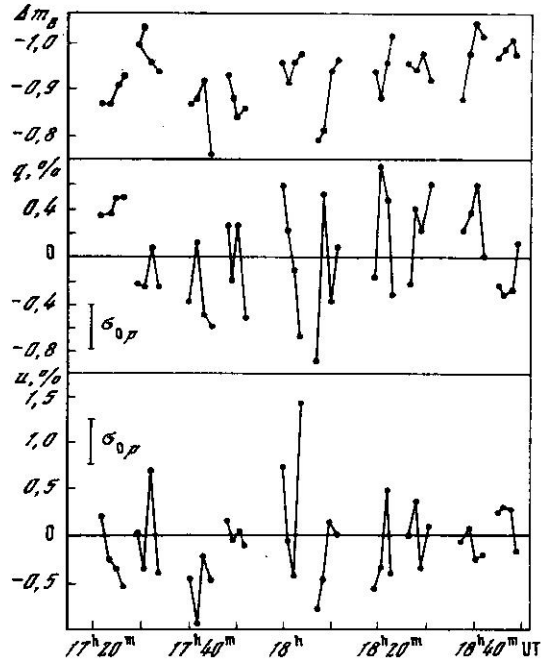


Рис. 1. Изменения блеска Δm_B MV Lyr 21X.1977 г. по отношению к звезде сравнения и параметров Стокса q и u в фильтре B в ту же дату

Время мировое. Вертикальной черточкой показана величина среднеквадратичной ошибки, определенной по статистике счета импульсов

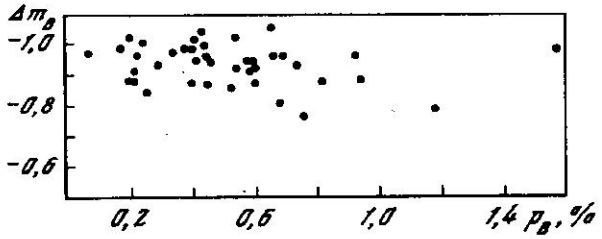


Рис. 2. Сопоставление вариаций блеска Δm_B и степени поляризации p_B излучения MV Lyr по наблюдениям 21.X 1977 г.

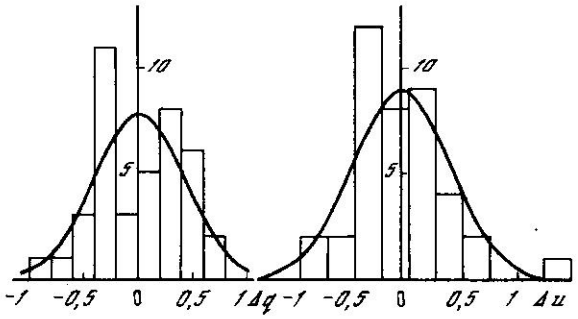


Рис. 3. Гистограммы распределения параметров q и u поляризации излучения MV Lyr по наблюдениям в фильтре B 21.X 1977 г.

Столбиками, построенными на интервалах Δq и Δu, показаны частоты n_i и n_j встречаемости параметров q и u в этих интервалах. Сплошной кривой показано ожидаемое на основе нормального закона распределение этих параметров

Результаты наблюдений 21 и 23.X 1977 г. собраны соответственно в табл. 1 и 2. В табл. 1 приводятся: 1) номер серии; 2) порядковый номер наблюдения; 3) геоцентрический момент начала экспозиции; 4) разность блеска MV Lyr и звезды сравнения Δm_B, выраженная в звездных величинах; 5) степень поляризации p; 6) статистическая ошибка σ_{0p} определения степени поляризации, определенная по статистике счета импульсов; 7) позиционный угол θ плоскости поляризации в экваториальной системе координат; 8) статистическая ошибка определения позиционного угла плоскости поляризации $\sigma_{0\theta}$, вычисленная по формуле $\sigma_{0\theta} = 28°,7\ \sigma_{0p}/p$.

Сопоставление колебаний блеска и поляризации показало, что колебания блеска имеют неправильный характер (рис. 1) и не коррелируют с вариациями степени поляризации (рис. 2) (коэффициент корреляции $r =$

$= -0{,}23 \pm 0{,}15$). Во время наблюдений звезда находилась в состоянии, близком к максимуму блеска. Данные о яркости звезды и параметрах поляризации ее излучения в фильтрах U, B, V приведены в табл. 2, где указаны: 1) обозначение фильтра; 2) юлианский геоцентрический момент середины наблюдения; 3) продолжительность наблюдения ΔT; 4) средняя скорость счета импульсов при наблюдении объекта n_* после учета фона; 5) отношение R яркости объекта к яркости фона неба; 6) оценки яркости MV Lyr в фильтрах по отношению к звезде сравнения: 7 и 8) — безразмерные параметры Стокса $q = p \cos 2\theta$ и $u = p \sin 2\theta$. Остальные обозначения те же, что и в табл. 1.

Как видно из рис. 1, вариации наблюденных параметров поляризации излучения MV Lyr не имеют регулярного характера, типичного для поляров. На рис. 3 показаны гистограммы наблюденных распределений параметров поляризации q и u. Сплошной кривой показан ход нормального закона распределения. Сравнение этих распределений по критерию χ^2 показало, что отличия полученных распределений от нормального являются статистически значимыми на уровне значимости 0,10. Так как ширина поляризационных максимумов у известных поляров составляет 15—20 мин при периодах 2—3 ч, причем вне максимумов степень линейной поляризации их излучения близка к нулю, то не исключена возможность, что отсутствие заметных (более 3σ) изменений степени поляризации излучения MV Lyr может быть связано просто с недостаточной продолжительностью (около 1,5 ч) наших наблюдений. Поэтому для более надежного решения вопроса о характере поляризации излучения MV Lyr и принадлежности ее к классу поляров необходимы дальнейшие наблюдения.

Усредненная по всей совокупности наблюдений 21.X 1977 г. степень поляризации излучения MV Lyr в фильтре B составляет $0{,}07 \pm 0{,}06\%$. Наблюдения в фильтрах U, B, V 23.X того же года также указывают на небольшую величину поляризации излучения звезды (см. табл. 2). Однако точность наблюдений недостаточна для определения как самой величины поляризации в эту ночь, так и ее зависимости от длины волны.

На основе полученных данных можно сделать оценку расстояния до звезды и ее абсолютной величины. Из отсутствия в спектре звезды линий межзвездного кальция [3] и малой величины степени поляризации ее излучения следует, что звезда находится либо в области Галактики, практически свободной от межзвездного поглощения, либо недалеко от Солнца. Последнее представляется более вероятным, так как, судя по положению звезды на двуцветной диаграмме (в области белых карликов) и по характеру переменности блеска, она является карликовой переменной. Принимая связь степени поляризации с расстоянием до объекта, найденную для окрестностей Солнца в работах [11, 12], получим, при средней поляризации 0,07% и $m_v = 13^m{,}3$ [1], что звезда находится на расстоянии не более 160 пс от Солнца и не ярче $M_v = 7^m$.

Май 1978 г.

Литература

1. *Walker M. F.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1954, 66, p. 71.
2. *Nather R. E.*, *Warner B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1971, 152, p. 209.
3. *Greenstein J. L.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1954, 66, p. 79.
4. *Walker M. F.*— Adv. Electron. Phys., 1966, 22B, p. 761.
5. *Robinson E. L.*— Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1976, 14, p. 119.
6. *Войханская Н. Ф.*, *Гнедин Ю. Н.*, *Ефимов Ю. С.* и др.— Письма в Астрон. ж., 1978, 4, № 6, с. 272.
7. *Шаховской Н. М.*, *Ефимов Ю. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45 с. 90.
8. *Ефимов Ю. С.*, *Шаховской Н. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, с. 68.
9. *Шаховской Н. М.*, *Ефимов Ю. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, с. 99.
10. *Ефимов Ю. С.*, *Нарижная Н. В.*, *Шаховской Н. М.*— Астрон. ж., 1977, 54, с. 494.
11. *Appenzeller I.*— Astrophys. J., 1968, 151, p. 907.
12. *Walborn N R.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, p. 162.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА ТИПА BY Dra: HD 1835

П. Ф. Чугайнов

Представлены фотоэлектрические наблюдения в системе B, V звезды HD 1835 типа G2. Показано, что блеск звезды изменяется с периодом 7,655 дня, причем амплитуды составляют $0^m.032$ и $0^m.037$ в V и B соответственно. Изменения блеска вызваны, вероятно, наличием темных пятен на поверхности звезды. В связи с этим представляет интерес определение спектральных характеристик звезды.

NEW VARIABLE STAR OF BY Dra-TYPE: HD 1835, by *P. F. Chugainov.*— Photoelectric observations of the G2-star HD 1835 in the B, V system are presented. It is shown that the brightness of the star varies with the period of $7^d.655$, the amplitudes in V and B being $0^m.032$ and $0^m.037$ respectively. Light variations are probably due to the presence of dark spots on the star surface. In this respect the determination of spectral characteristics of the star is desirable.

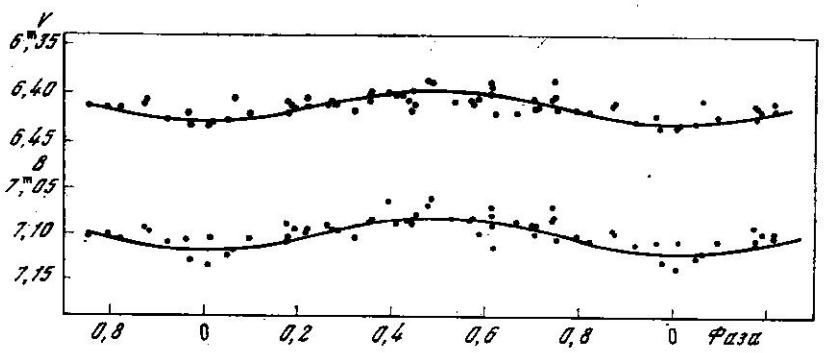
В настоящее время обнаружено более десяти переменных звезд, показывающих квазипериодические изменения малой амплитуды и вспышечную активность. Эти звезды называют переменными типа BY Dra. Предполагается, что на поверхности звезд типа BY Dra присутствуют темные пятна, появление которых в видимой полусфере звезды вызывает уменьшение блеска. Спектральные классы известных звезд типа BY Dra заключены в пределах от G8 до M4, причем в их спектрах линии H и K находятся в эмиссии [1—3]. Сама переменная BY Dra имеет спектральный класс K6 Ve.

С целью дальнейшего исследования звезд типа BY Dra в программу фотоэлектрических наблюдений нами была включена звезда HD 1835 спектрального типа G2, не известная как переменная. Согласно [4] абсолютная визуальная величина HD 1835 равна +4,8, что позволяет отнести эту звезду к главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

1. Результаты наблюдений

Фотоэлектрические наблюдения HD 1835 были проведены нами в течение 50 ночей со 2.I 1977 г. по 27.I 1978 г. в системе, близкой к B, V. Наблюдения производились с фотометром, установленным на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4. Звездой сравнения служила HD 2488. Каждое наблюдение состояло не менее чем из двух серий по три измерения разностей величин HD 1835 и звезды сравнения в фильтрах B и V. Среднеквадратичная ошибка одного наблюдения в 95% случаев не превышала $\pm 0^m.007$ для обоих фильтров. Редукция наблюдений к системе B, V и контроль постоянства звезды сравнения осуществлялись по наблюдениям стандартных звезд, величины и показатели цвета которых приведены в [5]. Изменений блеска звезды сравнения нами не было обнаружено.

Моменты наблюдений HD 1835 и полученные значения V и B приведены в таблице. Анализ этих данных, проведенный с помощью метода



Кривые блеска HD 1835 в лучах V и B (фаза выражена в долях периодов)

Юркевича [6] на вычислительной машине ЕС 10—20, показал, что блеск звезды изменяется с периодом 7,655 дня, причем амплитуды изменения составляют $0^m,032$ и $0^m,037$ в фильтрах V и B соответственно. Полученные с этим значением периода фазовые диаграммы приведены на рисунке. Кроме того, по данным таблицы способом наименьших квадратов мы нашли среднее отношение амплитуд показателя цвета и блеска $k = \frac{\Delta(B-V)}{\Delta V} = 0{,}142 \pm 0{,}006$.

J.D. 2443000+	V	B	J.D. 2443000+	V	B	J.D. 2443000+	V	B
146,1484	6^m410	7^m076	425,3584	6^m426	7^m108	463,2294	6^m410	7^m093
147,1644	6,403	7,097	426,4145	6,404	7,117	478,1934	6,414	7,105
148,1476	6,412	7,087	427,3847	6,413	7,094	482,2258	6,405	7,085
150,1461	6,432	7,128	429,2860	6,405	7,084	485,2064	6,402	7,083
160,1474	6,410	7,095	430,2866	6,404	7,082	489,1934	6,411	7,090
161,1467	6,400	7,086	434,3199	6,420	7,104	490,1890	6,398	7,063
168,1525	6,416	7,102	435,2967	6,412	7,095	496,1837	6,408	7,088
406,3725	6,395	7,081	438,3097	6,391	7,076	506,1468	6,385	7,066
407,3524	6,408	7,080	439,2888	6,400	7,079	519,1615	6,420	7,107
408,3808	6,413	7,097	440,2964	6,407	7,096	525,1659	6,420	7,106
415,3676	6,419	7,112	441,2997	6,432	7,134	527,1490	6,405	7,097
416,3926	6,413	7,103	449,2827	6,427	7,123	528,1517	6,410	—
418,3850	6,429	7,103	450,2888	6,411	7,102	529,1509	6,386	7,058
420,3626	6,407	7,094	452,2929	6,416	7,084	530,1487	6,385	7,069
422,3744	6,405	7,080	454,2774	6,401	7,087	531,1507	6,383	7,067
423,3744	6,416	7,084	459,2902	6,397	7,082	536,1697	6,400	—
424,3535	6,414	7,100	461,2511	6,397	7,088			

2. Обсуждение

Согласно [1—3, 7, 8] у звезд типа BY Dra амплитуды блеска составляют несколько сотых звездной величины, отношение $k = \frac{\Delta(B-V)}{\Delta V}$ заключено в пределах приблизительно от 0,1 до 0,2 и периоды изменения блеска порядка нескольких дней. Таким образом, результаты наблюдений показывают, что HD 1835 очень похожа по изменениям блеска и цвета на звезды типа BY Dra и, вероятно, относится к этому типу переменных. Этот вывод необходимо проверить на основе спектральных наблюдений. В [9] показано, что у звезд типа BY Dra интенсивности эмиссионных линий H и K Ca II, скорости осевого вращения и содержание лития такие же, как у молодых звезд солнечного типа. У HD 1835 указанные характеристики, насколько нам известно, не изучены, хотя по кинематическим характеристикам HD 1835 была отнесена Эггеном [10] к группе Гиад, которые имеют довольно молодой возраст.

Как установлено Вилсоном [11], глубина водородной конвективной зоны существенно уменьшается вблизи спектрального класса F4. В интервале G0 — G5 протяженность конвективных зон различается от звезды к звезде; конвективные зоны достигают большой глубины лишь у некоторых звезд этих спектральных классов [11]. С другой стороны, можно предполагать, что появление темных пятен на поверхности звезды тесно связано с протяженностью конвективной зоны. Таким образом, интервал спектральных классов G0 — G5 является наиболее ранним, в котором, по-видимому, еще есть звезды с существенно неравномерной поверхностной яркостью, и они могут быть обнаружены по фотоэлектрическим наблюдениям. Наши наблюдения показывают, что исследование таких звезд, как HD 1835, представляет особый интерес. Следует отметить, что ранее не было известно звезд типа BY Dra спектральных классов, более ранних, чем G8.

Автор благодарен Г. А. Козловой за проведение вычислений на ЭВМ.

Май 1978 г.

Литература

1. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **48**, с. 3.
2. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, с. 3.
3. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, с. 89.
4. *Gliese W.*— Veroff. Astr. Rechen Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
5. *Johnson H. L., Harris D. L.*— Astrophys. J., 1954, **120**, p. 196.
6. *Jurkevich I.*— Astrophys. a. Space Sci., 1971, **13**, p. 1954.
7. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, с. 85.
8. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, с. 94.
9. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, с 85.
10. *Eggen O. J.*— Astron. J., 1964, **69**, p. 570.
11. *Wilson O. C.*— Astrophys. J., 1966, **144**, p. 695.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ ПОЗДНЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ТИПА (HD 34454), ПОГРУЖЕННОЙ В ТУМАННОСТЬ

П. Ф. Чугайнов

Обнаружены изменения блеска звезды HD 34454 спектрального типа M5 III, ассоциирующейся с небольшой отражательной туманностью. Амплитуды составляют 0^m42, $0,^m40$ и $0,^m20$ в V, B, U соответственно. Звезда, вероятно, принадлежит к красным переменным малой амплитуды, открытых Эггеном. Возможно, что туманность относится к OB-ассоциации Ориона.

LIGHT VARIATIONS OF THE LATE SPECTRAL TYPE STAR (HD 34454) EMBEDDED IN THE NEBULA, by *P. F. Chugainov.*— Light variations of the M5 III star HD 34454 associated with the small reflective nebula are discovered. The amplitudes are $0.^m42$, $0^m.40$ and $0^m.20$ in V, B, U respectively. The star probably belongs to the group of small amplitude red variables found by Eggen. It is possible that the nebula belongs to the Orion OB-association.

В [1] отмечено пять звезд поздних спектральных типов, ассоциирующихся с яркими туманностями небольших размеров (порядка 10—20′) и приведены результаты их наблюдений. Цель указанного исследования состояла в том, чтобы выяснить, вызвано ли образование туманностей истечением вещества из звезд или звезды случайно оказались в туманностях. В [1] не обнаружено свидетельств истечения вещества из рассматриваемых звезд и приведены доводы, показывающие, что предположение о случайном попадании звезд в туманности является правдоподобным. В пользу такого предположения свидетельствует наличие у двух из рассматриваемых звезд «кильватерных следов» в туманностях, совпадающих по направлению с собственными движениями звезд. Возможно, что следы образовались в результате прохождения звезды через туманность (см. [1]). Однако согласно [1] положение каждой из пяти рассматриваемых звезд совпадает с наиболее яркой частью туманности, что является указанием на существование физической связи между звездами и туманностями или наличие некоторого взаимодействия между ними.

Физическая связь яркой туманности со звездой позднего спектрального типа хорошо видна в случае Дипольной туманности (IC 2220), ассоциирующейся со звездой HD 65750 [2]. Эта звезда расположена в наиболее яркой части туманности, причем структурные образования, напоминающие магнитные силовые линии, исходят из звезды [2]. В [3] указано на возможное образование Дипольной туманности за счет истечения вещества из HD 65750 и приведены результаты наблюдений, подтверждающие такое предположение.

Из шести этих звезд поздних типов, ассоциирующихся с туманностями, только у HD 65750 обнаружена переменность блеска. Тип переменности блеска HD 65750, однако, не определен, так как фотометрические наблюдения были немногочисленными. Для остальных пяти звезд пере-

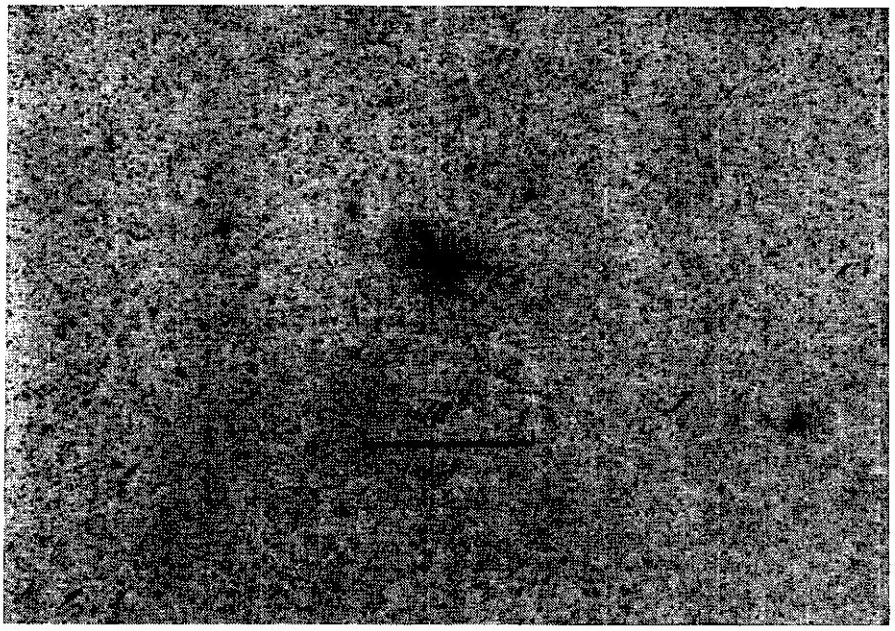


Рис. 1. Репродукция снимка туманности, связанной с HD 34454, с Паломарского обзора неба. Север вверху

менность блеска не была исследована. Учитывая это, мы включили в программу фотоэлектрических наблюдений одну из звезд, рассмотренных в [1], а именно HD 34454. Согласно [1] спектральный тип HD 34454 M5 III, и связанная с ней туманность является, вероятно, отражательной, так как цвет туманности красный. В туманности заметен «кильватерный след», и вблизи звезды туманность особенно яркая [1]. На рис. 1 показана репродукция снимка туманности, связанной с HD 34454.

1. Результаты наблюдений

Фотоэлектрические наблюдения HD 34454 были проведены в 1977—1978 гг. с фотометром, установленным на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4 в системе, близкой к U, B, V. В качестве звезды сравнения использовалась HD 34336. Кроме того, производились также наблюдения фотометрических стандартов, величины и показатели цвета которых приведены в [4, 5]. По этим наблюдениям осуществлялся контроль постоянства блеска звезды сравнения и была сделана привязка инструментальной системы к системе U, B, V. Среднеквадратичные ошибки одного наблюдения HD 34454 в 95% случаев не превышали $\pm 0^m.010$, $\pm 0^m.015$ и $\pm 0^m.037$ соответственно для V, $(B - V)$ и $(U - B)$.

Все наблюдения HD 34454 были выполнены нами с диафрагмой с диаметром, равным 1′. Влияние излучения туманности на измеренные величины и показатели цвета HD 34454 было нами исследовано по измерениям HD 34454, проведенным с диафрагмами меньших диаметров. В результате мы нашли, что относительный вклад излучения туманности для всех наших наблюдений не превышал 5%.

Полученные нами данные показывают, что HD 34454 является переменной звездой. Моменты наблюдений J. D., величины V и показатели цвета $(B - V)$ и $(U - B)$ даны в таблице. На рис. 2 приведены кривые изменения V, $(B - V)$ и $(U - B)$. По данным таблицы мы нашли, что амплитуды величин V, B, U HD 34454 составляют $0^m.42$, $0^m.40$ и $0^m.20$ соответственно.

J.D. 2443000+	V	(B − V)	(U − B)	J.D. 2443000+	V	(B − V)	(U − B)
189,2847	7^m798	1^m851	1^m572	452,3253	8^m086	1^m832	1^m430
212,2374	7,746	1,830	1,597	454,3192	8,082	1,827	1,422
213,2547	7,728	1,849	1,605	459,3666	8,061	1,815	1,430
216,2335	7,697	1,863	1,619	460,4492	8,066	1,813	1,441
225,2444	7,726	1,833	1,583	461,2910	8,046	1,840	1,451
228,2823	7,774	1,840	1,597	463,2737	8,070	1,824	1,399
229,2468	7,768	1,785	1,594	470,4865	8,107	1,827	1,437
230,2440	7,784	1,837	1,611	478,2449	8,091	1,832	1,466
232,2411	7,827	1,836	1,558	482,2693	8,001	1,834	1,477
406,4418	7,878	1,810	1,465	484,3596	7,969	1,816	1,481
407,4349	7,878	1,809	1,473	485,2486	7,948	1,831	1,520
408,4232	7,893	1,811	1,465	485,2916	7,956	1,802	1,535
409,5150	7,900	1,794	1,505	489,2333	7,890	1,832	1,526
415,4230	7,935	1,795	1,487	490,2326	7,879	1,856	1,528
416,4266	7,937	1,820	1,468	496,2235	7,848	1,848	1,570
417,4913	7,939	1,829	1,521	501,5179	7,769	1,838	1,586
418,4164	7,928	1,846	1,471	506,1809	7,795	1,864	1,614
422,4104	7,893	1,823	1,483	519,2964	7,861	1,834	1,597
423,4119	7,882	1,835	1,505	525,2036	7,933	1,819	1,541
424,3836	7,866	1,850	1,496	527,1917	7,958	1,813	1,497
426,4628	7,867	1,839	1,494	529,1965	7,959	1,829	1,496
427,4109	7,850	1,857	1,527	536,2036	7,989	1,817	1,482
431,5579	7,886	1,819	1,582	537,2910	7,988	1,806	1,548
435,3378	7,911	1,860	1,595	545,2141	7,895	1,832	1,527
438,3417	7,954	1,844	1,518	561,2029	7,686	1,869	1,659
439,3946	7,959	1,859	1,534	562,2097	7,732	1,845	1,603
439,4376	7,962	1,849	1,520	572,2693	7,839	1,822	1,555
440,3279	7,972	1,850	1,513	574,2461	7,847	1,822	1,560
449,3307	8,055	1,824	1,452	583,2230	7,801	1,837	1,570
450,3265	8,082	1,846	1,429				

2. Обсуждение

Как видно из рис. 2, изменения блеска HD 34454 являются полуправильными. В интервале J. D. 2443406—583, в котором не было больших разрывов в наблюдениях, зарегистрировано три максимума блеска звезды, разделенных интервалами 74 и 60 дней. Возможно, эти интервалы приблизительно равны основному периоду изменения блеска HD 34454. Следует, однако, отметить наличие более быстрых колебаний с амплитудой порядка $0^m.1$. В качестве примера таких колебаний может служить небольшой выброс вблизи J. D. 2443460.

Амплитуда изменений блеска HD 34454 в лучах B и особенно в U меньше, чем в лучах V. Поэтому максимумы блеска сопровождаются минимумами показателей цвета, что видно из рис. 2. Во всем интервале изменения величины V от 7,7 до 8,1 отношения изменений показателей цвета к изменениям блеска постоянны:

$$k_1 = \frac{\Delta(B-V)}{\Delta V} \approx -0{,}05, \qquad k_2 = \frac{\Delta(U-B)}{\Delta V} \approx -0{,}5.$$

Особенности изменений блеска HD 34454 такие же, как у полуправильных переменных малой амплитуды поздних спектральных типов, открытых Эггеном [6, 7]. У переменных этого типа (см. [6, 7]), как и у HD 34454, амплитуды блеска в лучах U существенно меньше, чем в V; колебания блеска с амплитудой порядка $0^m.2$ у них сопровождаются более значительными (порядка нескольких десятых звездной величины) неправильными изменениями блеска, что можно заметить также у HD 34454 (см. рис. 2).

Как показано Эггеном, все гиганты спектральных типов M3 и более поздних являются переменными по блеску. Наиболее многочисленны среди них переменные малой амплитуды с периодами от 20 до 200 дней [6, 7]. Выше было отмечено, что HD 34454 имеет спектральный тип M5 III,

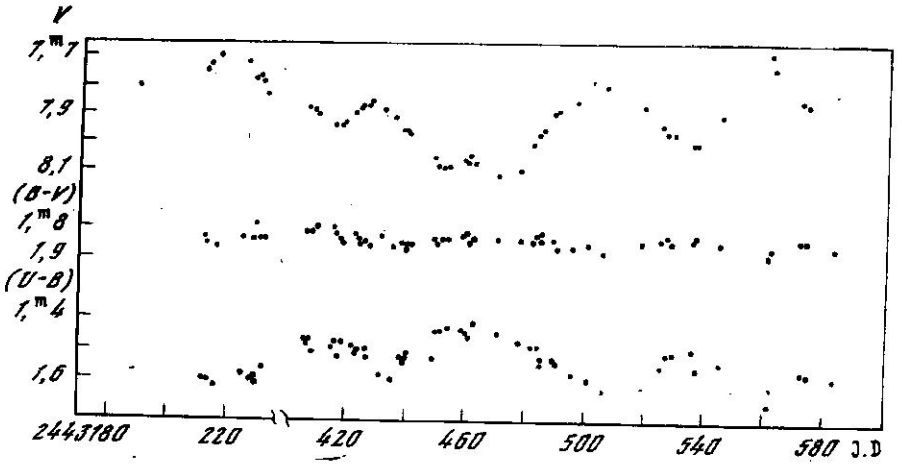


Рис. 2. Кривые изменения блеска и показателей цвета HD 34454

и поэтому обнаруженные нами изменения блеска HD 34454 не являются, вообще говоря, указанием на физический процесс, который вызван тем, что звезда погружена в туманность, так как подобные изменения блеска наблюдаются у звезд того же спектрального типа, не связанных с туманностями. Тем не менее дальнейшие фотометрические и спектральные исследования HD 34454 представляют значительный интерес, так как известно очень мало звезд поздних спектральных типов, связанных с туманностями.

Поскольку HD 34454 расположена в области Млечного Пути, в которой преобладает население Орионова рукава, то возможно, что туманность, связанная с HD 34454, принадлежит к комплексу туманностей Ориона, хотя ее угловое расстояние от NGC 1976, наиболее яркой туманности этого комплекса, составляет около 18°. Если принять расстояние до HD 34454 таким же, как расстояние до OB-ассоциации Ориона (~500 пс), то абсолютная визуальная величина звезды (без учета межзвездного поглощения) $M_V \approx -1^m.2$. С другой стороны, согласно [6] спектральному типу HD 34454 соответствует абсолютная болометрическая величина $M_{bol} \approx -3^m.5$; принимая болометрическую поправку для рассматриваемого спектрального типа согласно [8] в пределах $-2,0 \div -2,5$, мы получим $M_V \approx -1^m.2$. Значение M_V, найденное по спектральному типу, согласуется со значением, вычисленным в предположении о принадлежности туманности, связанной с HD 34454, к ассоциации Ориона.

Май 1978 г.

Литература

1. *Cohen M.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1975, 87, p. 421.
2. *Dachs J., Isserstedt J.*— Astron. Astrophys., 1973, 23, p. 241.
3. *Dachs J., Isserstedt J., Rahe J.*— Astron. Astrophys., 1967, 63, p. 353.
4. *Priser J. B.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, p. 1974.
5. *Johnson H. L., Harris D. L.*— Astrophys, J., 1954, 120, p. 196.
6. *Eggen O. J.*— Mem. Roy. Astron. Soc., 1973, 77, p. 159.
7. *Eggen O. J.*— Astrophys. J., 1973, 184, p. 793.
8. *Johnson H. L.*— Bol. Tonantzintla y Tacubaya, 1964, N 25.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

СТРУКТУРА ГАЗА В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275, ВЫЯВЛЕННАЯ ПО ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

И. И. Проник

Проведен анализ относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275. Относительные интенсивности использованных линий были получены в 1942—1978 гг. Сейфертом, Дибаем, В. Проником, Андерсеном, Вамплером, Шилдсом, Оуком, Дорошенко, Теребижем, Чуваевым и автором. Изменения относительных интенсивностей запрещенных линий со временем имеют две составляющие, медленную и быструю, с характерным временем 6,5 и 1,0 года соответственно. Эти изменения обусловлены колебаниями электронной температуры газа под влиянием переменного ультрафиолетового излучения и неизвестного источника, связанного с радиовспышками ядра галактики. Все полученные данные позволили сделать заключение о том, что газовая оболочка ядра NGC 1275 имеет сложную структуру: внутри разреженной области размером 2,2 пс с $n_e \leqslant 5 \cdot 10^4$ см$^{-3}$ имеются газовые облака размером около 0,3 пс с $n_e \geqslant 10^5$ см$^{-3}$ и еще более плотные с $n_e \geqslant 10^9$ см$^{-3}$. Выдвинуто предположение, что некоторые элементы структуры газа могут быть связаны с деталями на схеме радиоядра NGC 1275, полученной по наблюдениям на интерферометре со сверхдлинной базой [21].

GAS STRUCTURE IN THE NUCLEUS OF SEYFERT GALAXY NGC 1275, REVEALED BY THE STUDY OF THE EMISSION LINES VARIABILITY, by *I. I. Pronik*.— The analysis of relative intensities of emission lines in the spectrum of Seyfert galaxy NGC 1275 nucleus has been carried out. The relative line intensities used were obtained in 1942—1978 by Seyfert, Dibaj, V. Pronik, Anderson, Wampler, Shields, Oke, Doroshenko, Terebizh, Chuvaev and the author. The relative intensities of forbidden lines showed two kinds of time variations with the scales of 6.5 and 1.0 years. These variations are probably due to the changes of gas electron temperatures under the influences of variable UV emission and the some unknown source connected with the radiobursts in the nucleus. All these events led us to the conclusion of the complexity of the gaseous envelope of galaxy nucleus: inside of a rarefied region with dimension of 2.2 pc and $n_e \leqslant 5 \cdot 10^4$ cm^{-3} there are gas clouds of about 0,3 pc having $n_e \geqslant 10^5$ cm^{-3} and even denser ones with $n_e \geqslant 10^9$ cm^{-3}. It is supposed that some stuctural elements of galaxy's gas envelope are connected with those of the NGC 1275 radionucleus scheme obtained with a very long base interferometer [21].

Ядро галактики NGC 1275 (3C 84 = Per A) принадлежит к подтипу сейфертовских ядер, в спектре излучения которых ширины запрещенных и водородных линий равны [1]. Спектр ядра впервые был описан Хьюмасоном в 1930 г. Он выглядел крайне необычно: самыми яркими среди эмиссионных линий в фотографической области спектра были линии дублета λλ4069 + 76 [S II] [2].

Первую модель газовой составляющей ядра NGC 1275 предложили Дибай и Проник [3]. Согласно этой модели наблюдаемые эмиссионные линии излучения ядра светятся в трех зонах, отличающихся по плотности

и температуре: в самой плотной зоне с $n_e \geqslant 10^7$ см$^{-3}$ светятся широкие линии водорода; в менее плотной зоне с $n_e \sim 3 \cdot 10^6$ см$^{-3}$ и $T_e = 16\,000°$ светятся линии [O III] и [Ne III] и в самой разреженной — с $n_e \sim 4 \cdot 10^3$ см$^{-3}$ и $T_e = 12\,000°$ светятся линии [O II], [S II] и [N II]. Эти зоны принято называть зонами H II, [O III] и [O II] соответственно. Ионы, излучающие в каждой из зон, имеют близкие потенциалы ионизации. Взаимное пространственное расположение отдельных зон, или подсистем газа, точно неизвестно. Наибольшее распространение получила модель, в которой плотные области излучающего газа расположены ближе к ядру [4]. Несимметричность зеленых линий [O III] (N_1 и N_2), на которую обратил внимание еще Сейферт [1], навела на мысль, что газовые образования ядра NGC 1275 нестационарны. Очень важными для выяснения природы ядра NGC 1275 явились наблюдения переменности его излучения в U, B, V-системе и в радиодиапазоне [5, 6].

В Крыму систематическое фотографирование оптического спектра ядра NGC 1275 началось с осени 1971 г. [7—10]. Анализ полученных спектров и спектральных данных, опубликованных Андерсеном [11], Вамплером [12], Шилдсом и Оуком [13], показал, что эмиссионные линии в спектре излучения газовой оболочки ядра NGC 1275 меняют интенсивность с характерным временем, близким к характерному времени изменения потока ядра галактики в системе U, B, V и в радиодиапазоне [5, 6]. Анализ наблюдаемого изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 позволил установить, что в зонах [O III] и [O II] меняются электронные плотности n_e и температуры T_e. Увеличение T_e всегда сопровождается увеличением n_e. Детальные исследования относительных интенсивностей эмиссионных линий, излучаемых в разных зонах ионизованного газа, привели к предположению о неоднородности физических условий внутри каждой из зон: линия 4363 Å [O III] светится в более плотных местах зоны [O III], чем области свечения линий 4959 + + 5007 Å [O III] и 3869 Å [Ne III]; в зоне [O II] область свечения дублета 6716 +31 Å [S II] разреженнее области свечения дублетов 4069 + 76 Å [S II] и 3727 + 29 Å [O II]. Было также показано, что повышение T_e и n_e в зоне [O II] происходит параллельно с повышением плотности радиопотока ядра NGC 1275 в сантиметровом диапазоне длин волн и изменением параметров поляризации U, B, V излучения этого ядра. Последнее обстоятельство позволило оценить величину магнитного поля в области деполяризующей среды ~1 Гс. Ниже приводятся результаты дальнейшего исследования переменности относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 с учетом последних данных наблюдений и уточняются физические условия в его газовой оболочке.

1. Наблюдательный материал

В табл. 1 приведены данные, относящиеся к спектрам ядра NGC 1275, полученным после марта 1975 г. Материал по более раннему периоду времени описан нами в [7—10]. Все спектры получены на 2,6-м телескопе им. академика Г. А. Шайна со светосильными спектрографами СПП-16 с дисперсией 380 Å/мм и СП-110-М с дисперсией 570 Å/мм на пленке А-700 Ф. При этом одновременно фотографировалась область спектра 3700—6800 Å при ширине щели 2″. Спектры при наблюдениях не расширялись.

После обработки спектрограмм на микрофотометре с ФЭУ были определены эквивалентные ширины W_λ наиболее ярких и четких эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, которые перечислены в табл. 2. В этой же таблице приведены относительные интенсивности линий, определенные по W_λ и распределению энергии в непрерывном спектре, взятом из [11], осредненные по группам наблюдений за 1—7 дней. Средние квадратичные ошибки $\bar{\sigma}_{W_\lambda}$ определения эквивалентных ширин, осредненные по всем группам наблюдений, показаны в табл. 3. Для оценки ошибки относительных

Таблица 1

Спектры ядра NGC 1275, полученные после марта 1975 г.

Дата	Число спектрограмм	Спектрограф	Дата	Число спектрограмм	Спектрограф
11.XI 1975 г.	2	СПП-16	20.X	2	СП-110-М
29.XI	3	»	29.X	1	»
27.XII	4	»	25.XI	1	»
23.II 1976 г.	1	СП 110-М	14—20.XII	6	»
9.III	1	»	9 и 10.III 1977 г.	2	»
26.VIII	1	»	4 и 5.III 1978 г.	2	»
2.IX	2	»	7 и 11.IV	2	»

интенсивностей линий кроме $\overline{\sigma}_{W_\lambda}$ надо знать еще ошибки, возникающие из-за изменения градиента непрерывного спектра ядра галактики. Анализ величин $(B - V)$, которые характеризуют этот градиент в фотографической области спектра, по данным В. М. Лютого [5] показал, что они меняются в пределах $+0^m.09—0^m.05$ около $(B - V) = +0^m.65$ и только в одном случае $(B - V) = +0^m.82$. Это говорит о том, что градиент в фотографической области спектра в моменты наших наблюдений менялся не более чем на $\pm 10\%$.

Интенсивности эмиссионных линий в табл. 2 по традиции приводятся в единицах интенсивности линии H_β, хотя известно, что в спектрах излучения ядер сейфертовских галактик эта линия блендирована [14, 15]. Поэтому относительные интенсивности линий в табл. 2 носят несколько условный характер.

В табл. 2 помещены не только полученные нами, но также и собранные из литературных источников данные об эмиссионном спектре ядра NGC 1275 [1—3, 7, 9, 11—13, 15]. В том случае, когда даты наблюдений у разных авторов перекрывались, данные об относительных интенсивностях линий усреднялись. Всего имеется 43 группы наблюдений спектра ядра NGC 1275, проведенных с 1930 по 1978 г.

Данные табл. 2 представлены на рис. 1. Из него следует, что относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 меняются со временем. Иногда эти изменения достигают большой величины — до 8 раз. В первом приближении все кривые рис. 1 похожи: они имеют максимумы в 1966—1967 гг., в начале 1972 г. и 1975—1976 гг. и минимумы — около 1970 г. и 1973—1974 гг. Наиболее естественно предположить, что эти особенности в основном связаны с изменениями со временем интенсивности линии H_β. В [15] показано, что доля блендирующих линию H_β компонентов в общем свечении бленды составляет меньше 30%. Если наше предположение верно, то интенсивность H_β была относительно ослабленной в 1966—1967 гг., в начале 1972 г. и в 1975—1976 гг. и усиленной — в 1970 г. и в конце 1974 г. Характерное время изменений линии H_β составляет несколько лет.

Внимательный просмотр кривых рис. 1 показывает, что между ними есть не только сходство, но и отличия, присущие целым группам линий. Можно проследить общие закономерности в изменении со временем у относительных интенсивностей I_λ/I_{H_β} линий $(N_1 + N_2)$ [O III], 3869 [Ne III], 3727 + 29 [O II] и 4069 + 76 [S II], с одной стороны, и у линий 6300 [O I] и 6716 + 31 [S II] — с другой. Кривые I_λ/I_{H_β} всех линий первой группы имеют два широких максимума около 1971—1972 гг. и 1975 г., а кривые второй показывают резкий, характерный только для них максимум в 1976 г.

Чтобы выяснить особенности поведения запрещенных линий в газовой оболочке ядра NGC 1275, обратимся к рис. 2. На нем представлены отно-

Таблица 2

Относительные интенсивности эмиссионных линий ядра галактики NGC 1275, полученные разными авторами в 1930—1978 гг.

Дата или период наблюдения	Наблюдатели	λ (Å) и ион								
		3726+29	3869	4069+76	4363	4861	4959+5007	6300+64	6563+6548+83	6716+31
		[O II]	[Ne III]	[S II]	[O III]	H_β	[O III]	[O I]	H_α+[N II]	[S II]
XII 1930 г.	Humason M. [2]	3,1	0,6	3,8	2,5	1,0	0,6:	—	—	—
1942 г.	Seyfert C. [1]	1,4	0,4	0,5	0,4	1,0	3,5	1,4	7,0	2,1
IX—XI 1964 г. и II 1966 г.	Дибай Э. А., Проник В. И. [3]	3,0	1,0	—	0,35	1,0	2,7	—	6,0	1,0
1966—1967 гг.	Anderson K. [11]	2,5	0,7	0,4	0,3	1,0	5,4	1,6	11,9	3,4
8.IX 1969 г.	Проник В. И.	1,1	0,6	0,5	—	1,0	6,6	3,8	10,3	2,3
1968—1969 гг.	Wampler W. [12]	2,0	—	0,5	—	1,0	5,2	1,7	12,9	3,6
19.XI 1970 гг.	Shields G. A., Oke J. B. [13]	1,0	0,4	0,4	—	1,0	2,4	1,7	8,3	1,5
14.X 1971 г.	Проник И. И. [7]	2,5	1,3	0,6	0,3	1,0	7,6	—	—	—
8.I 1972 г.	Проник И. И. [7] и Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю., Чуваев К. К. [15]	2,6	0,8	0,4	0,8	1,0	4,4	2,0	9,0	3,1
6 и 7.II 1972 г.	Проник И. И. [7]	3,8	0,4	0,7	0,7	1,0	7,2	3,3	16,6	3,1
9.IV 1972 г.	Проник И. И. [7]	3,1	1,0	1,1	0,6	1,0	7,5	4,2	17,2	2,7
12.X 1972 г.	»	2,8	0,7	0,3	0,5	1,0	6,1	3,0	13,6	3,5
1—3.XII 1972 г.	»	1,6	0,6	0,4	0,3	1,0	3,7	1,8	5,3	1,2
4.IV 1973 г.	»	2,2	0,8	0,7	—	1,0	3,7	1,2	5,2	1,7
7.X 1973 г.	Проник И. И. [9]	0,7	0,2	0,1	—	1,0	1,2	0,5	3,0	0,5
3.XII 1973 г.	Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю., Чуваев К. К. [15]				—			1,9	9,3	1,9
17.XII 1973 г.	То же				—	1,0	2,8			
20—23.XII 1973 г.	Проник И. И. [9], Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]	1,4	0,5	0,3		1,0	4,2	2,0	8,7	1,9
2.I 1974 г.	Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю., Чуваев К. К. [15]					1,0	3,3			
30.I 1974 г.	То же					1,0	2,8			

15—17.II 1974 г.	Проник И. И. [9]	1,0	0,4	0,4	—	1,0	3,4	1,4	4,9	0,8
19—23.III 1974 г.	Проник И. И. [9], Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]	1,3	0,5	0,4	—	1,0	3,1	1,6	7,8	1,2
19.IV 1974 г.	Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]							1,1	4,7	1,4
21—22.X 1974 г.	Проник И. И. [9]	0,8	0,3	0,2	—	1,0	2,2	0,6	1,6	0,3
11—12.XI 1974 г.	»	2,0	0,7	0,8	—	1,0	6,9	1,3	7,9	1,1
21.XI 1974 г.	Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]						5,0			
10.XII 1974 г.	Проник И. И. [9], Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]	1,6	0,6	0,3	—	1,0	3,1	0,6	4,9	0,8
2.I 1975 г.	Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]							0,5	2,9	1,2
13—15.I 1975 г.	Проник И. И. [9], Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. и Чуваев К. К. [15]	1,0	0,4	0,3	—	1,0	3,1	1,2	3,1	1,5
12.III 1975 г.	Проник И. И. [9]	2,6	1,2	0,8	—	1,0	6,0	1,4	6,1	2,4
11.XI 1975 г.	Проник И. И.	1,5	0,4	0,2	—	1,0	3,9	0,5	5,9	0,5
29.XI 1975 г.	»	2,0	0,8	0,7	—	1,0	7,0	1,2	9,3	1,3
27.XII 1975 г.	»	1,7	0,6	0,7	—	1,0	4,7	0,5	6,6	0,9
23.II 1976 г.	»	1,0	0,4	0,1	—	1,0				
9.III 1976 г.	»	1,0	0,4	0,3	—	1,0				
26.VIII 1976 г.	»	0,6	0,2	<0,1	—	1,0	4,7	5,2	6,9	3,5
2.IX 1976 г.	»	0,8	0,2	0,2	—	1,0	2,9	2,8	7,1	2,1
20—29.X 1976 г.	»	0,4	0,1	0,1	—	1,0	—	0,7	2,1	0,6
25.XI 1976 г.	»	1,3	0,4	0,2	—	1,0	2,5	1,0	3,9	0,9
14—20.XII 1976 г.	»	1,0	0,3	0,3	—	1,0	3,4	1,1	4,3	1,1
9—10.III 1977 г.	»	1,1	0,4	0,2	—	1,0	3,4	0,7	3,8	0,8
4—5.III 1978 г.	»	1,1	0,3	0,5	—	1,0	4,1	1,4	2,6	0,8
7—11.IV 1978 г.	»	0,7	0,5	0,5	—	1,0	3,8	1,3	5,3	0,9

Примечание. 3.XII 1973 г., 19.IV, 21.XI 1974 г., 2.I 1975 г., 23.II, 9.III, 20.X и 29.X 1976 г. относительные интенсивности линий даны в произвольных единицах, так как линия H_β не наблюдалась.

Таблица 3

Средние по всем группам наблюдений значения средних квадратичных ошибок определения эквивалентных ширин линий

λ, Å	Ион	$\bar{\sigma}_{W_\lambda}$, %	λ, Å	Ион	$\bar{\sigma}_{W_\lambda}$, %
3727+29	[O II]	14	4959+5007	[O III]	10
3869	[Ne III]	14	6300+64	[O I]	10
4069+76	[S II]	21	6548+83	[N II] }	9
4861	H_β	18	6563	H_α }	
			6716+31	[S II]	23

Таблица 4

Параметры областей свечения запрещенных линий в ядре галактики NGC 1275

Область	Излучаемые линии	Плотность, см$^{-3}$	T_e max, град	Размер
[O III] *a*	4363 [O III]	$\geqslant 10^9$	25 000	$\leqslant 0,3$
[O III] *b* + [O II] *a*	4959+5007 [O III], 3869 [Ne III], 3727+29 [O II], 6548+83 [N II]	$\geqslant 10^5$	22 000	0,3
[O II] *b*	3727+29 [O II], 6716+31 [S II]	$\sim 10^5$	22 000	0,3
[O III] *c* + [O II] *c*	4959+5007 [O III], 3869 [Ne III] 3727+29 [O II], 6548+83 [N II] 6716+31 [S II]	$\sim 5 \cdot 10^4$	11 000	2,2
[O I]	6300+64 [O I], 6716+31 [S II]	$< 5 \cdot 10^3$	$<$10 000	0,3

шения интенсивностей отдельно для запрещенных линий зон [O III] и [O II]. В зоне [O III] светятся линии дважды ионизованных элементов ($N_1 + N_2$) [O III] и 3869 [Ne III], а в зоне [O II] — линии однажды ионизованных элементов 3727 + 29 [O II], 6548 + 83 [N II] и 6716 + 31 [S II]. Линии [N II] на наших спектрах блендированы линией H_α, но есть основания считать, что в этой бленде они составляют большую долю интенсивности. Дибай опубликовал спектр области [N II] + H_α ядра NGC 1275, полученный осенью 1967 г. с дисперсией 25 Å/мм [16]. Из него следует, что интенсивности в центре линий H_α и 6583 Å [N II] относятся как 1,2 : 1,0. При этом отношение интегральных интенсивностей оказалось равным $I_{H_\alpha}/I_{6548+83} = 0,6$. На наших спектрах трудно разделить линии бленды, но можно оценить отношение интенсивностей в пиках контуров линий H_α и 6583 Å [N II]. Эти отношения менялись за все время наблюдений с 1971 по 1978 г. в пределах $0,6 \leqslant \frac{I_{H_\alpha}(\text{пик})}{I_{6583}(\text{пик})} \leqslant 1,2$ и в среднем $\frac{I_{H_\alpha}(\text{пик})}{I_{6583}(\text{пик})} = 0,95$. Это дает основание считать, что за время наших наблюдений отношение интегральных интенсивностей линий $I_{H_\alpha}/I_{6548+83}$ было меньше 0,6. Такое предположение подтверждается и тем, что кривые $I_{H_\alpha+[NII]}/I_{H_\beta}$ и $I_{3727+29}/I_{H_\beta}$ на рис. 1 похожи. На рис. 2 за интенсивность $I'_{6548+83}$ принято $0,6\,I_{H_\alpha+[NII]}$. Учитывая приближенное значение $I'_{6548+83}$, мы воспользуемся им только для качественного анализа результатов и не будем его использовать для количественных оценок.

Кривые рис. 2 показывают, что относительные интенсивности запрещенных линий зон [O III] и [O II] меняются со временем. В этих изменениях можно выделить медленный и быстрый компоненты. Медленный компонент ведет себя одинаково на всех трех кривых рис. 2 — он одинаков в зоне [O III] и зоне [O II]. Последний цикл этого компонента хорошо

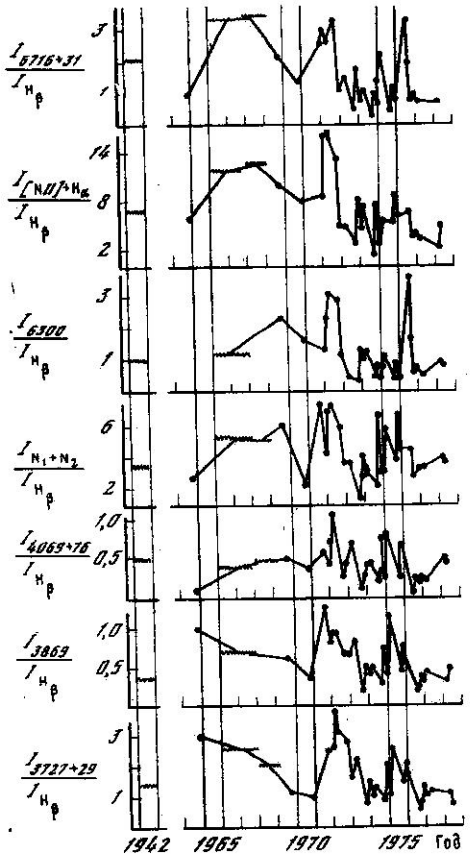
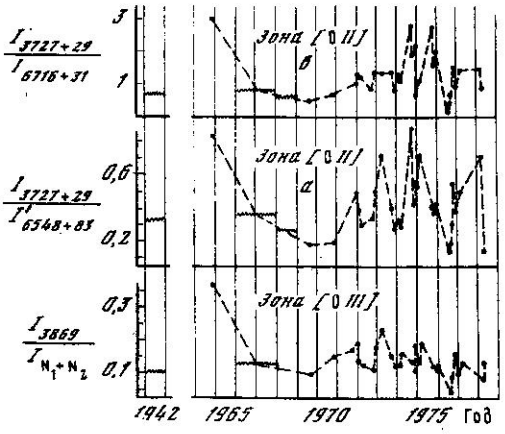


Рис. 1. Изменение относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 со временем

Горизонтальными зубчатыми линиями показаны величины неопределенности некоторых моментов наблюдения

Рис. 2. Изменения отношений интенсивностей запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 со временем. См. подпись к рис. 1 и текст



заметен — от конца 1969 до средины 1976 г. Продолжительность быстрого компонента изменения относительных интенсивностей линий также одинакова на всех трех кривых, она равна примерно одному году. Подробнее эти кривые будут рассмотрены ниже. Здесь только можно еще добавить, что сравнение рис. 1 и 2 показывает, что характер изменения отношений интенсивностей запрещенных линий зон [O III] и [O II] не похож на характер изменения интенсивности линии H_β. По общим чертам кривых рис. 1, с одной стороны, и кривых рис. 2, с другой стороны, видно,

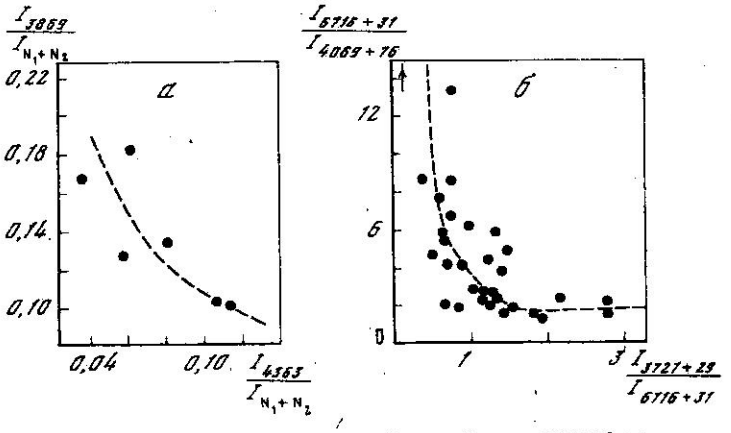


Рис. 3. Связь относительных интенсивностей линий зоны [O III] (*а*) и зоны [O II] (*б*), полученных для разных моментов времени

Стрелка соответствует точке, где $I_{6716+31}/I_{4069+76} = 67$

что характерное время изменения для линии H_β меньше характерного времени медленной составляющей, но больше быстрой составляющей линий зон [O III] и [O II].

На рис. 3, *а* показано, что между относительными интенсивностями линий зоны [O III] существует определенная связь. На рис. 3, *б* видно, что связь также имеется и между относительными интенсивностями линий зоны [O II]. На рис. 3, *б* значительно больше точек, чем на рис. 3, *а*, так как последний содержит данные только для тех дат, когда имелись надежные определения эквивалентных ширин линии 4363 Å [O III]. Разброс точек на зависимостях рис. 3, *а*, *б* свидетельствует о том, что внутренняя точность относительных интенсивностей линий, участвующих в них, не хуже 30%. Это обстоятельство весьма существенно. Оно позволяет считать, что быстрые компоненты на рис. 2 являются уверенно наблюдаемым явлением.

2. Физические условия в газовой оболочке ядра NGC 1275

Изменения относительных интенсивностей линий различных зон свечения в ядре галактики NGC 1275 отражают изменения физических условий в этих зонах. Методом «пересеченных кривых» Ситона по относительным интенсивностям линий табл. 2 были определены T_e и n_e для каждой из зон. Теоретические зависимости между относительными интенсивностями линий и T_e и n_e газовых образований взяты из [17], данные для учета влияния межзвездной пыли ядра галактики NGC 1275 на относительные интенсивности линий — из [18]. Обилие элементов принималось как среднее в Солнечной системе по Аллеру [19], а степени ионизации такими, что $N_{OII}/N_O = N_{SII}/N_S$ и $N_{OIII}/N_O = 2{,}1\ N_{NeIII}/N_{Ne}$. Для зоны [O III] ис-

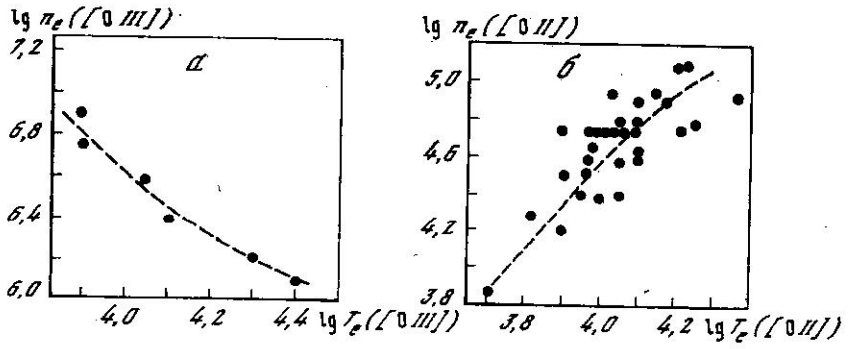


Рис. 4. Связь T_e и n_e классической зоны [O III] (*а*) и зоны [O II] (*б*) для разных моментов времени

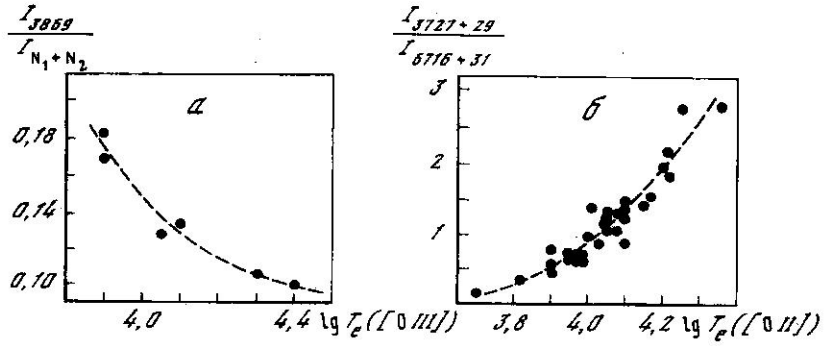


Рис. 5. Зависимость относительных интенсивностей линий от электронной температуры классической зоны [O III] (*а*) и зоны [O II] (*б*)

пользовались относительные интенсивности линий 4363 [O III], 4959 + + 5007 [O III] и дублета 3869 + 3968 [Ne III], для зоны [O II] — дублетов — 3727 + 29 [O II], 4069 + 76 [S II] и 6716 + 31 [S II]. Относительная интенсивность дублета 3869 + 3968 [Ne III] оценивалась по интенсивности линии 3869 и вероятностям перехода линий этого дублета, приведенным в [20]. Диапазон полученных значений T_e и n_e оказался в пределах: для зоны [O III] $8000° \leqslant T_e \leqslant 28\,000°$ и 10^6 см$^{-3} \leqslant n_e \leqslant 8 \cdot 10^8$ см$^{-3}$; для зоны [O II] $5000° \leqslant T_e \leqslant 22\,000°$ и $6 \cdot 10^3$ см$^{-3} \leqslant n_e < 10^5$ см$^{-3}$.

Рис. 4, *а* и *б* показывают, что значения T_e и n_e в каждой из зон связаны между собой. Эту связь можно ожидать, она отражает зависимости рис. 3, *а*, *б*. Повышение T_e во время вспышек в зоне [O III] сопровождается уменьшением, а в зоне [O II] увеличением n_e. Этот результат был получен ранее в [7, 9] и теперь подтверждается на новом материале. Диапазон наблюдаемых значений T_e и n_e расширился.

Из рис. 3—4 видно, что для анализа поведения T_e и n_e каждой из зон достаточно пользоваться только одной парой линий соответствующей зоны. Так, на рис. 5, *а* такой парой выбрана 3869 [Ne III] и ($N_1 + N_2$) [O III], а на рис. 5, *б* 3727 + 29 [O II] и 6716 + 31 [S II]. Рис. 4—5 достаточны для исследования поведения T_e и n_e каждой зоне. Это обстоятельство важно не только для удобства исследования, оно показывает, что физические условия в газовой оболочке ядра галактики NGC 1275 повторяются время от времени с хорошей точностью.

3. Структура газовой оболочки ядра NGC 1275

Сопоставим теперь зависимости, отраженные на рис. 5, с кривыми рис. 2. Видно, что верхняя и нижняя кривые последнего отражают колебания со временем T_e соответственно зон [O II] и [O III]. Из теории [17, 20] известно, что отношение $I_{3727+29}/I_{6548+83}$ находится в прямой зависимости от T_e в зоне [O II], где светятся линии [O II] и [N II]. Следовательно, все кривые рис. 2 показывают колебания T_e в зонах [O II] и [O III] со временем. Кроме того, они также отражают и колебания n_e в этих зонах, поскольку, как было показано выше, T_e и n_e в каждой зоне связаны между собой.

Рассмотрим рис. 2 внимательнее. Как было выяснено выше, в изменениях относительных интенсивностей линий, представленных на этом рисунке, выделяется медленный и быстрый компоненты. Теперь мы можем сказать, что они отражают колебания T_e и n_e в зонах свечения запрещенных линий с разными характерными временами. Медленный компонент одинаков на всех трех кривых рис. 2. Последний цикл его протекал от конца 1969 до средины 1976 г. и охватывал промежуток времени 6,5 года. Этот факт позволяет предположить, что в газовой оболочке ядра NGC 1275 есть область протяженностью 6,5 светового года или меньше, где светятся вместе линии как однажды ионизованных, так и дважды ионизованных элементов. Это общая часть зон [O III] и [O II]. Сопоставление данных рис. 2 и рис. 4, *б* и 5, *б* позволяет заключить, что T_e и n_e в этой области колебались в течение последних 6,5 года в пределах: $5000° \leqslant T_e \leqslant 11\,000°$, $5 \cdot 10^3$ см$^{-3} \leqslant n_e \leqslant 5 \cdot 10^4$ см$^{-3}$.

Сопоставляя нижнюю и среднюю кривые рис. 2, можно заметить, что $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ и $I_{3727+29}/I_{6548+83}$ изменяются почти синхронно. Но согласно рис. 5, *а* отношение $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ изменяется в обратной зависимости с T_e зоны [O III]. Согласно теории [17] $I_{3727+29}/I_{6548+83}$ изменяется в прямой зависимости от T_e зоны [O II]. Таким образом, рис. 2 как будто показывает, что T_e в зоне [O II] меняется в противофазе с T_e зоны [O III]. Этот факт кажется маловероятным. Более того, в обычных газовых туманностях нашей Галактики существует прямая зависимость между $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ и T_e зон [O III] [20]. Поэтому возникает подозрение, что обратная зависимость $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ и T_e для зоны [O III] на рис. 7 является следствием формаль-

ного подхода к методике определения n_e и T_e. Наиболее сомнительным в нем является предположение о том, что линии 4363 [O III], 4959 + 5007 [O III] и 3869 [Ne III] светятся в одной и той же области. Из теории свечения запрещенных линий [4] известно, что линии элементов с близкими потенциалами ионизации и, следовательно, принадлежащие одной зоне, но имеющие существенно разные вероятности перехода, эффективно светятся в разных по плотности областях этой зоны. Линии, имеющие большие вероятности перехода, эффективно светятся в более плотных областях, а линии с меньшими вероятностями перехода — в более разреженных. У линии 4363 Å вероятность перехода на два порядка больше, чем у дублета 4959 + 5007 Å. Чтобы снять возникшее выше противоречие, приходится предположить, что в зоне [O III] существует стратификация плотности и температуры. Анализ кривых рис. 2 показал, что средняя и нижняя кривые на нем изменяются синхронно. Это означает, что зоны [O III] и [O II] имеют общую часть, где T_e и n_e в них меняются одинаково. В этой части зоны [O III] $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ находится в прямой зависимости с T_e.

Что можно сказать про часть зоны [O III], где светится линия 4363 [O III]? Во-первых, величина потока излучения в линиях 4959 + 5007 [O III] и 3869 [Ne III], идущего от этой части зоны [O III], мала. Поэтому реальное отношение $I_{4363}/I_{N_1+N_2}$ здесь значительно выше, чем наблюдаемое, приведенное в табл. 2. Это означает, что область свечения линии 4363 [O III] очень плотная и горячая. Оценки, полученные с учетом только что приведенных рассуждений о местах свечения разных линий зоны [O III], показывают, что области свечения линии 4363 имеют $n_e \geqslant 10^9$ см$^{-3}$ и $T_e \geqslant 28\,000°$. Скорее всего, эта область ближе расположена к центру Галактики, чем главная часть области свечения линий ($N_1 + N_2$) [O III] и 3869 [Ne III].

Рассмотрим теперь быстрые компоненты кривых рис. 2. Длительность быстрых компонентов одинакова и равна примерно одному году. Следовательно, быстрые компоненты изменения относительных интенсивностей запрещенных линий в спектре ядра NGC 1275 могут быть связаны с областями, размер которых порядка или меньше одного светового года или 0,3 пс. Как показывают рис. 2, 6, 8, значения T_e и n_e в этих областях в среднем выше, чем в области, связанной с медленным компонентом изменения относительных интенсивностей запрещенных линий. Для мелких (0,3 пс) областей свечения запрещенных линий были получены оценки: $11\,000° \leqslant T_e \leqslant 22\,000°$, $5 \cdot 10^4$ см$^{-3} \leqslant n_e \leqslant 10^5$ см$^{-3}$. Таким образом, наряду с относительно разреженной и протяженной областью в зонах [O III] и [O II] есть сгустки, где плотность повышена в несколько раз, а T_e принимает более высокие значения.

При сопоставлении кривых рис. 2 можно заметить, что моменты быстрых всплесков на них не всегда совпадают. Лучшее согласие в этом смысле имеется между нижней и средней кривыми этого рисунка. Можно сказать, что моменты вспышек мелких очагов зоны [O III] совпадают с моментами вспышек в мелких очагах зоны [O II], где светятся линии 3727 + 29 [O II] и 6548 + 83 [N II]. Как показывает верхняя кривая рис. 2, моменты же вспышек в линиях 6716+31 [S II] относятся к несколько другому времени. Иначе говоря, в мелких очагах свечения запрещенных линий наблюдается стратификация излучения: вспышки в разных линиях происходят в разное время. Следовательно, мелкие очаги свечения линий 4959 + + 5007 [O III] 3869 [Ne III] и 6548 + 83 [N II], с одной стороны, и очаги свечения дублета 6716 + 31 [S II], с другой, не совпадают в пространстве. Поскольку вероятности перехода последнего дублета меньше первых трех, то можно предположить, что очаги свечения дублета линий 6716 + 31 [S II] находятся в более разреженном газе, чем очаги свечения линий [O III], [Ne III] и [N II]. Таким образом, различия в поведении быстрого компонента на кривых рис. 2 свидетельствуют о существовании дисперсии плотности в мелких плотных сгустках газа зоны

свечения запрещенных линий. При этом быстрый компонент средней и нижней кривой рис. 2 отражает изменения T_e и n_e со временем более плотных, а верхний — менее плотных сгустков газа.

Таким образом, наши данные позволили сделать вывод о существовании облаков разных размеров и плотностей в зонах свечения запрещенных линий. Различия плотности и температуры имеются не только между зонами свечения линий разных степеней ионизации, они существуют также внутри каждой из этих зон. Результаты исследования стратификации электронной плотности и температуры в области свечения запрещенных линий в спектре ядра NGC 1275 приведены в табл. 4. В зоне [O III] выделены области «a» (где светится основная часть газа в линии 4363 [O III]), «b» (с которой связан быстрый компонент переменности $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$)

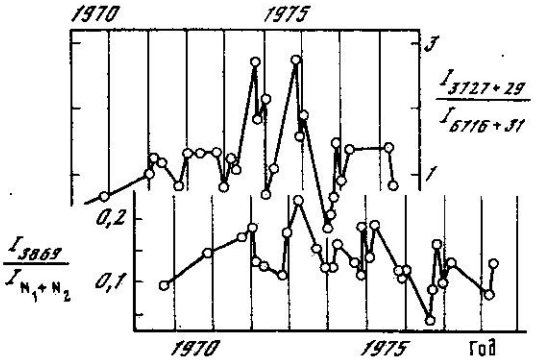


Рис. 6. Изменения относительных интенсивностей запрещенных линий зон [O III] $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ и [O II] $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ со временем

Показан предполагаемый сдвиг во времени быстрого компонента этих изменений в зоне [O II] относительно быстрого компонента зона [O III]

и «c» (с которой связан медленный компонент переменности $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$). В зоне [O II] выделены области «a» (с которой связан быстрый компонент изменения $I_{3727+29}/I_{6543+83}$), «b» (с которой связан быстрый компонент изменений $I_{3727+29}/I_{6717+31}$) и «c» (которая связана с медленным компонентом всех линий зоны [O II]).

В последней строчке этой таблицы приведены некоторые характеристики области свечения линий 6300 + 64 [O I] и 6716 + 31 [S II], которая проявила себя во время вспышки 1976 г., в это время во всех остальных местах свечения запрещенных линий наблюдалось понижение T_e (см. рис. 2).

Вернемся снова к рис. 2. Он отражает изменение T_e и n_e в разных областях свечения запрещенных линий газовой оболочки ядра NGC 1275 под действием какого-то привходящего фактора. Внимательное сопоставление верхней и нижней кривых этого рисунка позволяет выдвинуть предположение, что мелкие очаги свечения линий 6716 + 31 [S II] испытывают действие возбуждающего агента через 2,5 года после того, как он проявил себя в зоне [O III]. На рис. 6 представлены смещенные друг относительно друга на 2,5 года верхняя и нижняя кривые рис. 2. Из него видно, что после такого сдвига в наблюдаемом интервале времени кривые пришли в соответствие. Если дальнейшие наблюдения покажут, что этот сдвиг реален, то это будет означать, что очаги свечения линий 6716 + 31 [S II] (зона [O II] *b*) находятся на 2,5 световых года, или 0,84 пс, дальше от возбуждающего агента по сравнению с очагами свечения линий 4959 + + 5007 [O III], 3869 [Ne III] и 6548 + 83 [N II] (зоны [O III]*b* + + [OII] *a*).

Таким образом, мы получили данные об облачном строении газовой оболочки ядра NGC 1275, которые собраны в табл. 4. Они позволяют предполагать, что выявленная по переменности относительных интенсивностей запрещенных линий геометрия газовых облаков и плотность газа в них не меняются со временем. Переменными являются электронные плотность n_e и температура T_e. Они меняются под влиянием привходящего перемен-

ного агента. Этот результат заставляет делать предположение, что газ в области свечения запрещенных линий ионизован не полностью. Какова структура неионизованного компонента, пока сказать трудно. Возможно, что это плотные жгуты, подмешанные к полностью ионизованному, светящемуся в виде [O III]- и [O II]-зон газу. Эта модель нуждается в дальнейшей разработке.

Наша модель является очередным шагом в изучении подсистем газа ядра сейфертовской галактики NGC 1275, открытых Дибаем и В. Проником [3]. Она подтверждает возможность существования стратификации плотности в газе и в то же время показывает, что эта стратификация не связана так тесно, как это предполагалось в [3], со стратификацией излучения ионов разной степени ионизации. Например, линии 4959 + 5007 иона [O III] светятся и в протяженной разреженной части газовой оболочки, и в более плотных облаках.

4. Сопоставление с радиоданными

Радиоядро галактики NGC 1275 (3C 84) переменно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн и имеет возраст порядка 20 лет [6, 21—23]. При изменении плотности радиопотока положение пиков яркости радиоядра в пространстве не меняется. Ранее нами была установлена связь между изменениями плотности радиопотока и T_e и n_e зоны [O II] ядра галактики [10]. Теперь в нашем распоряжении имеется дополнительный материал по изменениям T_e и n_e зоны [O II], а также плотности радиопотока ядра NGC 1275. На рис. 7 показаны изменения со временем плотности потока излучения радиоядра NGC 1275 в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн согласно [6, 21—27], а также плотности n_e и температуры T_e зоны [O II] по нашим определениям. Из рис. 7 следует, что в изменениях радио- и оптических данных имеется определенная синхронность: рост плотности радиопотока на 1,9 и 2,8 см сопровождается ростом плотности свободных электронов. Этот процесс продолжался по крайней мере с 1964 г. до конца семидесятых годов. В радиоизлучении на длине волны 2,8 см имеется самопоглощение, а на более коротких волнах оно выходит из более прозрачной среды. На рис. 7 видно, что вспышка радиоядра на коротких волнах проявилась примерно на 2 года раньше, чем на более длинных. Начало ее приходится на начало 1970 г., а максимум — на конец 1972 г. Согласно рис. 7 к 1975 г. радиовспышка закончилась. Как видно из всего сказанного, проявления переменности ядра галактики в радиодиапазоне находятся в согласии с изменениями медленной составляющей T_e и n_e зоны свечения запрещенных линий.

Радиоизлучение ядра галактики NGC 1275 на коротких волнах обусловлено синхротронными процессами. В этом случае возрастание плотности потока можно объяснить либо увеличением плотности релятивистских электронов, либо увеличением силы магнитного поля в области радиоизлучения. Поярчание радиоядра во время вспышки скорее всего связано с увеличением плотности релятивистских электронов, так как изменение силы магнитного поля за короткое время маловероятно. Таким образом, рис. 7 позволяет считать, что в радиоядре и зоне свечения запрещенных линий действовал фактор, который привел к увеличению числа релятивистских электронов и повышению плотности свободных электронов и электронной температуры газовой составляющей ядра галактики NGC 1275. С чем связано действие этого фактора, пока сказать трудно. Чтобы ответить на этот вопрос, надо знать модель ядра. К вопросу о выяснении природы неизвестного фактора, вызывающего рост со временем тепловых и релятивистских электронов, может иметь отношение рис. 7. Сопоставление форм кривых, показывающих изменение F_ν и $\lg n_e$ со временем, показывает, что $F_\nu \propto \lg n_e$. Хорошо известно, что $F_\nu \propto N_e$ (релятивистских), следовательно, рис. 7 дает основание написать зависимость: $\lg n_e$ (свободных) $\propto N_e$ (релятивистских).

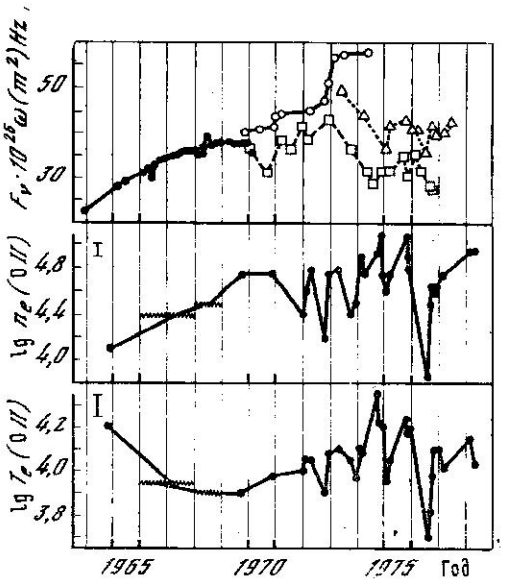


Рис. 7. Зависимость от времени плотности потока F_ν радиоядра согласно [6, 21—27], а также электронной плотности n_e и электронной температуры T_e в зоне [O II] ядра галактики NGC 1275

Вертикальные черточки показывают ошибки наблюдений, а горизонтальные — то же, что на рис. 1, светлые кружки — 2,8 см, темные кружки — 1,9 см, треугольники — 1,35 см, квадраты — 0,33 см

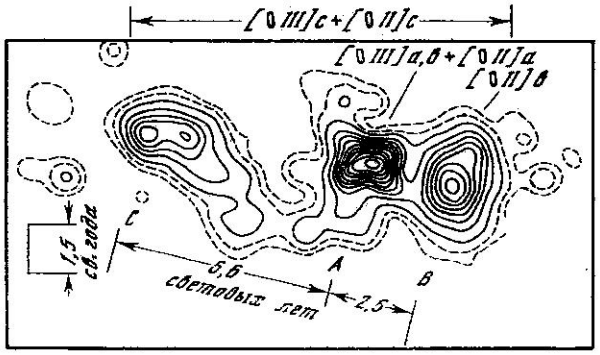


Рис. 8. Сопоставление отдельных деталей на схеме радиоядра галактики NGC 1275 согласно [21] со схемой расположения газовых облаков, полученной по переменности эмиссионных линий (табл. 4)

Рис. 7 показывает, что вспышки в радиоядре находятся в хорошем согласии с изменениями медленной составляющей T_e и n_e зоны запрещенных линий. Быстрая составляющая изменения T_e и n_e этой зоны не связана с радиособытиями. Наиболее вероятно предположить, что она вызывается возбуждениями, приходящими от ядра галактики NGC 1275, которые проявляются в колебаниях U, B, V излучения этого ядра. Характерное время переменного U, B, V излучения согласно наблюдениям Лютого [5] как раз составляет примерно один год.

Рассмотрим схему строения радиоядра NGC 1275, полученную на интерферометрах со сверхдальней базой (рис. 8) [21]. Оно состоит из вытянутого образования размером около 3 пс, внутри которого имеется три ярких радиосгустка. Мы обозначили их в соответствии с яркостью согласно [21] A, B, C. Большая часть переменного радиопотока приходит из области A из объема размером $< 0{,}5$ пс. Как видно на рис. 8, расстояние AB равно 0,86 пс, или 2,6 светового года, а расстояние AC равно 2,2 пс, или 6,6 светового года. Эти размеры неожиданно хорошо согласуются с размерами и расстояниями, полученными нами для отдельных деталей области свечения запрещенных линий ядра NGC 1275 и собранными в табл. 4. Действительно, если возбуждающий агент находится в источнике A, то, двигаясь со скоростью света, он возбудит плотные сгустки зоны ([O III] b + [O II] a) через несколько месяцев, а в точке B его действие начнется через 2,6 года. Как раз такое же расстояние в световых годах имеет область [O II] b от области ([O III] b + [O II] a). Возбуждение от A до C доходит за 6,6 года. Это время совпадает с продолжительностью све-

чения разреженной зоны ([O III] *c* + [O II] *c*). Если продолжительность ее свечения равна времени распространения по ней возбуждающего и ионизующего агента, то 6,6 светового года как раз равны размеру этой зоны. Таким образом, возникает предположение, что элементы структуры газа, излучающего запрещенные линии в ядре галактики NGC 1275, как будто связаны с деталями на схеме радиоядра (см. рис. 8). Если предположение о соответствии радио- и оптических деталей в ядре NGC 1275 подтвердится новыми наблюдательными фактами, то оно будет означать, что в распределении газа около ядра существенную роль играют магнитные поля. Иными словами, области повышенной радиояркости, отражающие места усиления магнитных полей, совпадают с местами повышенной яркости газа, излучающего в запрещенных линиях.

Автор благодарен д-ру Е. Пройсу за препринты, В. Пронику за обсуждение, В. Жоголевой, А. Брунс и Н. Меркуловой за помощь в вычислениях и изготовление рисунка.

Май 1978 г.

Литература

1. *Seyfert C. K.*— Astrophys. J., 1943, **97**, p. 195.
2. *Humason M. L.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1932, **44**, 267.
3. *Дибай Э. А., Проник В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, с. 87.
4. *Проник В. И.*— Астрофизика, 1977, **13**, с. 51.
5. *Лютый В. М.* Дис. М., Гос. астрон. ин-т им. Штернберга, 1976.
6. *Kellerman K. J.*— IAU Symposium N 44, 1972, p. 190. Dordrecht—Holland: D. Reidel publ. Co.
7. *Проник И. И.*— Астрон. ж., 1974, **51**, с. 457.
8. *Проник И. И.*— Астрон. ж., 1974, **51**, с. 1204.
9. *Проник И. И.*— Астрон. ж., 1976, **53**, с. 251.
10. *Проник И. И.*— Астрон. ж., 1977, **54**, с. 260.
11. *Anderson K. S.*— Astrophys. J., 1970, **162**, 743.
12. *Wampler E. J.*— Astrophys. J., 1970, **164**, 1.
13. *Shields G. A., Oke J. B.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1975, **87**, p. 879.
14. *Disney M. J.*— Astrophys. J., 1973, **181**, p. 255.
15. *Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю., Чуваев К. К.*— Астрофизика, 1976, **12**, с. 417.
16. *Дибай Э. А.*— Астрон. ж., 1969, **46**, с. 725.
17. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., Проник В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, с. 147.
18. *Wampler E. J.*— Astrophys. J., 1968, **154**, p. L 53.
19. *Аллер Л.* Распространенность химических элементов. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 256.
20. *Каплан С. А., Пикельнер С. Б.* Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963.
21. *Pauliny-Toth I. I. K., Treuss E., Witzell A.* e. a.— Nature, 1976, **259**, p. 17.
22. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, **60**, с. 3.
23. *Hobbs R. W., Deut W. A.*— Astron. J., 1977, **82**, p. 257.
24. *Kellerman K. J., Pauliny-Toth J. J.*— Astron. J., 1973, **78**, p. 828.
25. *Schilizzi R. T., Cohen M. H., Romney J. D.* e. a.— Astrophys. J., 1975, **201**, p. 263.
26. *Pauliny-Toth J. J., Preuss E. Witzel A.* e. a.— Письма в Астрон. ж., 1978, **4**, с. 64.
27. *Preuss E., Kellerman K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Witzed A.* Preprint. M. P. J., 1979, № 34.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 40

Л. П. Метик

Проведена многоцветная фотометрия ($\lambda_{эф}$ 3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) галактики Маркарян 40. Это компактная и симметричная галактика, сфероидальной формы, с диффузной полосой, содержащей еще два сгущения. Определены звездные величины центральной области галактики и более яркой конденсации.

Излучение центральной области галактики по цветовым характеристикам близко к излучению ядер сейфертовских галактик и синхротронному излучению, а излучение ореола этой галактики и более яркого сгущения — к излучению центральных областей нормальных галактик.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE GALAXY MARKARIAN 40, by *L. P. Metik.*— Multicolour photometry (λ_{ef} 3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 and 7400 A) of the Markarian galaxy 40 has been carried out. This is a compact, symmetric and spheroidal galaxy with diffuse band, containing two condensations.

Stellar magnitudes of central body of the galaxy and its brighter condensation have been obtained.

Colour characteristics of the central part of galaxy Markarian 40 are rather similar to those of central parts of Seyfert galaxies and to synchrotron emission, while the halo of the galaxy and the brighter condensation — are alike to that of the central parts of normal galaxies.

Галактика Маркарян 40 — сфероидальное образование (размер 10″, $m_{pg} = 16^m$) с диффузной полоской, содержащей еще два сгущения ($17^m.5$ и 18^m) [1]. На рис. 1 приведено изображение галактики Маркарян 40 с карты Паломарского атласа в синих лучах.

Саржент [2] нашел красное смещение ($z = 0{,}020$) галактики и ее абсолютную величину ($M_{pg} = -18^m.9$). Несколько позже Видман [3] наблюдал эту галактику фотометрически в системе UBV и отнес ее к первому типу сейфертовских галактик с довольно высоким показателем цвета $B - V = 0^m.82$ ($V = 15^m.38$, $U - B = -0^m.23$, $A_V = 0^m.21$, $M_V = -19^m.37$). Более ранние исследования Видмана и Хачикяна [4] характеризуют эту галактику как диффузную, с центральным сгущением, умеренным непрерывным спектром и эмиссией в линиях H_β, N_1, N_2, H_α.

Мы исследовали эту галактику методом многоцветной фотометрии. Снимки галактики Маркарян 40 получены И. И. Проник на 2,6-м телескопе им. академика Г. А. Шайна с ЭОПом и фильтровой приставкой [5]. Эффективные длины волн установки $\lambda_{эф}$ — 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å. Масштаб изображения — 21″ в 1 мм. На рис. 2 приведены кривые реакции использованной системы из [5] в интервале длин волн, в которых возможно излучение в эмиссионных линиях. Для абсолютной калибровки получены внефокальные снимки звезды HD 143705 ($V = 7^m.98$, $B - V = 0^m.60$, $U - B = 0^m.09$, G0 V [6, 7]).

Наблюдения галактики и звезды проведены 7—8.VI 1970 г. и 26—27.VI 1971 г. Получено по 16 негативов галактики и звезды с экспозиция-

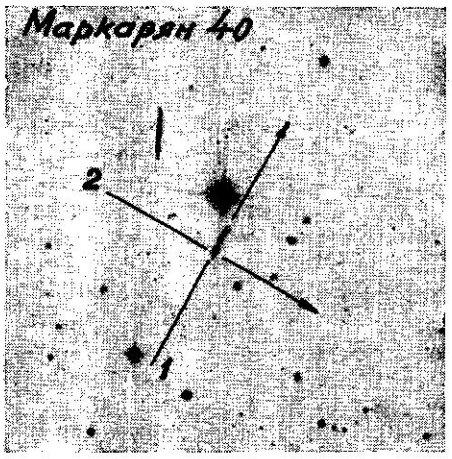


Рис. 1. Карта для отождествления галактики Маркарян 40 (в синих лучах) из Паломарского атласа

Размер области 12 × 12′. Север вверху, восток слева. Стрелками показаны направления фотометрических разрезов

ми от 16^s до 7^m в разных фильтрах. Измерения проводились на микрофотометре МФ-2 с прямоугольной диафрагмой 1 × 1 мм, вырезающей на негативе площадку размером 1,0 × × 1″,0. По каждому из снимков галактики было получено два взаимно перпендикулярных фотометрических разреза. Направления разрезов показаны стрелками на рис. 1. Первый разрез совпадает с направлением диффузной струи и проходит через максимумы галактики и более яркого сгущения.

На рис. 3 представлены относительные интенсивности $I(\lambda)$ галактики Маркарян 40 в фотометрических разрезах в четырех фильтрах, отнесенные к $I(\lambda)_{max}$ в каждом фильтре. Среднеквадратичные ошибки определения среднего значения $I(\lambda)$ составляют $\sim 10\%$. Из рисунка видно, что центральная область галактики размером 4″ (1,5 кпс при $H = 75$ км/с/кпс) довольно симметрична, по фотометрической структуре напоминает эллиптические галактики и окружена ореолом, который прослеживается до 4,5″ (1,8 кпс) по обе стороны от центра галактики. Как видно из рис. 3, в первом разрезе справа, в красных лучах ($\lambda = 7400$ Å) в направлении диффузной полосы заметно поярчание ореола. Возможно, это объясняется влиянием диффузной полосы, простирающейся примерно на 16 кпс от центра галактики, в которой, как уже отмечалось раньше, расположены галактика и два сгущения. Полоса имеет, по-видимому, звездную природу. Не исключено, что эта диффузная полоса со сгущениями представляет выброс галактики Маркарян 40, поэтому вместе их можно рассматривать как единый морфологический комплекс.

Из-за очень малой поверхностной яркости диффузная полоса не фотометрировалась нами; измерена более яркая из двух конденсаций, расположенных в полосе.

Калиброванные и исправленные за атмосферную экстинкцию интенсивности фотометрических разрезов затем освобождались от влияния межзвездного поглощения по данным Видмана [3]. После этого весь фотометрический материал использовался для получения распределения энергии излучения центральной области галактики размером 4″ (1,5 кпс), ореола на расстоянии от 4 до 9″ (1,5—3,5 кпс) и яркой конденсации размером около 4″ (1,5 кпс) ($H = 75$ км/с/кпс). Результаты приведены на рис. 4. Как следует из рисунка, центральная часть галактики Маркарян 40 немного «синее» ореола и конденсации в синем участке спектра. Распределение энергии в сине-зеленой части спектра центральной области галактики свидетельствует о существовании небольшого голубого избытка по сравнению с ореолом и конденсацией, о наличии звезд ранних спектральных классов (около F). Подъем в красной области спектра происходит, по-видимому, за счет присутствия звезд поздних спектральных классов, излучение которых проявляется в этой области спектра.

Маловероятно, что такие компактные образования, как галактики Маркаряна или их центральные части, состоят только из звезд крайних спектральных типов. По-видимому, у ядер таких галактик есть дополнительное коротковолновое излучение, которое обусловливает их ультрафиолетовый континуум, бальмеровские линии и радиоизлучение, превосходящее ра-

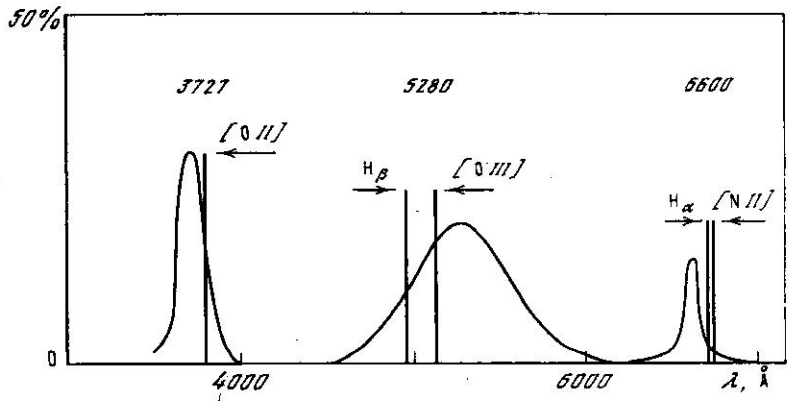


Рис. 2. Кривые реакции фильтров из [5], в которых можно ожидать излучение в эмиссионных линиях

Вертикальными линиями показано положение эмиссионных линий с учетом красного смещения галактики Маркарян 40

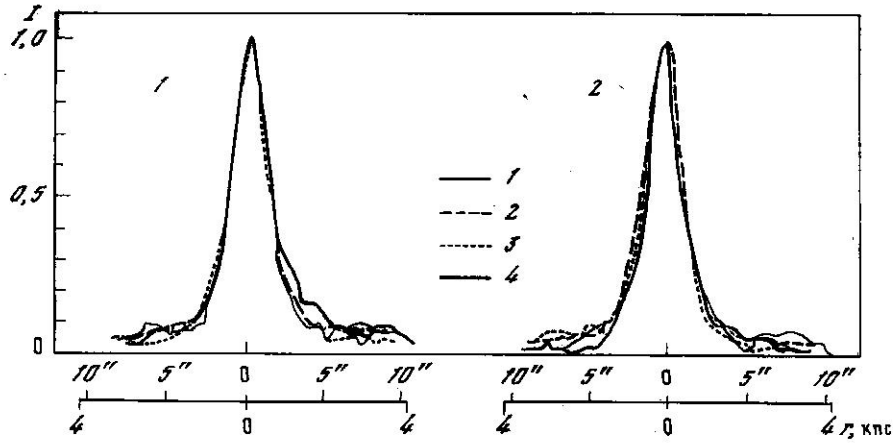


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения в фотометрических разрезах галактики Маркарян 40 в разных фильтрах

По оси абсцисс отложены расстояния r в сек дуги и килопарсеках. Слева — первый разрез, справа — второй. *1* — 3600 Å (2), *2* — 4400 Å (6), *3* — 5280 Å (2), *4* — 7400 Å (2). В скобках указано число использованных негативов

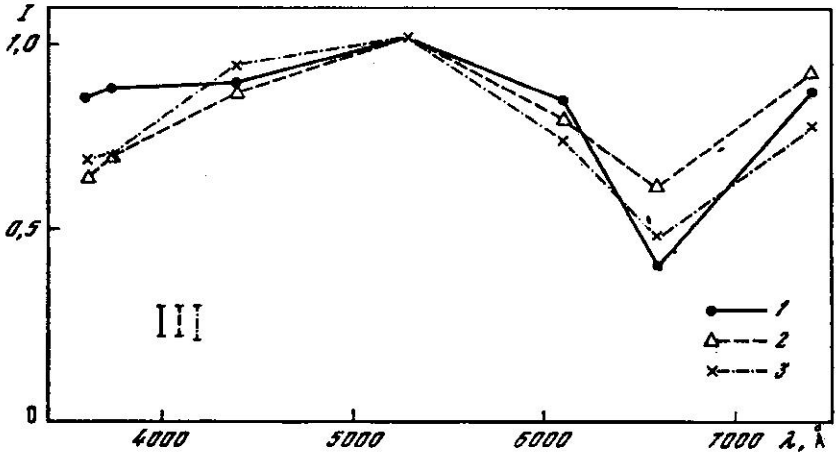


Рис. 4. Относительное распределение энергии в спектре галактики Маркарян 40

1 — центральной области, размером 4″; *2* — ореола, расположенного на расстоянии от 4 до 10″ от ядра; *3* — конденсации, размером около 4″

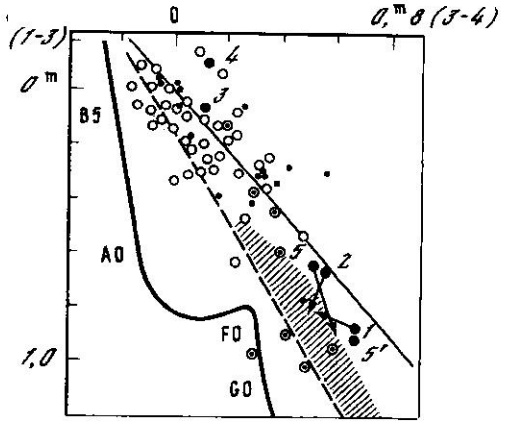


Рис. 5. Двуцветная диаграмма в системе Тифта (*1* — 3730 Å, *3* — 4860 Å, *4* — 5950 Å)

Заштрихованная область — центральные области нормальных галактик [8—10]; светлые кружки — группировки горячих звезд спиральных ветвей галактики NGC 5194 [11]; кружки с точкой — ядра галактик Сейферта по [12]; точки — квазары по [13—17]; жирная линия — звезды главной последовательности; тонкая линия—излучение синхротронного типа ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$); штриховая линия — излучение абсолютно черного тела; темные кружки — галактики Маркаряна: *1* — № 34, *2* — № 42, *3* — № 69, *4* — № 205, *5* — № 40, *5'* — конденсация близ № 40; концы стрелок показывают положение ореолов галактик Маркаряна

диоизлучение нормальных галактик. Ультрафиолетовое излучение ядер компактных галактик можно рассматривать как одну из форм проявления активной деятельности их ядер. Маркарян [1] считает, что эта форма деятельности ядер более распространена, но менее заметна, так как не всегда приводит к быстрым изменениям структуры галактики, какие наблюдаются при взрывах, выбросах или делениях ядер.

Относительное распределение энергии излучения в ореоле и конденсации галактики Маркарян 40 в отличие от ее центральной части свидетельствует об их звездной природе.

По фотометрическим разрезам после калибровки их при помощи стандартной звезды и учета атмосферной экстинкции (по наблюдениям В. И. Бурнашева) были вычислены звездные величины галактики Маркарян 40 в диафрагмах 18″,5 и 15″ (последняя для удобства сравнения с данными Видмана [3]). Среднеквадратичная ошибка определения среднего значения составляет $\mp 0^m.04$. Результаты представлены в таблице.

Сравнение звездных величин галактики Маркарян 40, полученных разными авторами

Размер	Маркарян [1] до 1969 г. m_{pg}	m_{4400} Метик		Видман [3] II и XI 1972 г.
		1970 г.	1971 г.	
15×15″	16^m	$16^m.80$	$16^m.30$	$B = 16^m.21$
16×20″				
18,5×18″,5		$16^m.66$	$16^m.09$	

Расхождения в $0^m.5$ величины галактики, определенные нами для 1970 и 1971 гг., превышают возможные ошибки. По-видимому, это можно рассматривать как указание на переменность излучения центральной области галактики.

Абсолютные величины M_V галактики и яркой конденсации по нашим данным равны $-18^m.6$ и $-17^m.2$ соответственно, а поверхностная яркость галактики Маркарян 40 $B_{4400} = 20^m.5$ с кв. сек. дуги, конденсации — $B_{4400} = 21^m.4$ с кв. сек. дуги.

На рис. 5 представлено вычисленное по данным рис. 4 положение галактики Маркарян 40, ее ореола и более яркой конденсации на двуцветной диаграмме в системе Тифта. На этом же рисунке изображено и положение звезд главной последовательности, нормальных галактик [8—10], компактных голубых деталей спиральных ветвей галактики NGC 5194 [11], ядер сейфертовских галактик по данным [12], квазаров по данным

[13—17] и вычисленные нами две линии, соответствующие синхротронному излучению ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$) и излучению черного тела.

Из диаграммы следует, что излучение центральной компактной области галактики Маркарян 40 по цветовым характеристикам близко к излучению ядер сейфертовских галактик и синхротронному, тогда как излучение ореола и конденсации ближе к излучению центральных областей нормальных галактик.

По мнению Саакян и Хачикяна [18], эту галактику в целом можно рассматривать как группу сверхассоциаций.

Выражаю глубокую благодарность И. И. Проник за полезные обсуждения и В. Т. Жоголевой за изготовление фотографий.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Маркарян Б. Е.*— Астрофизика, 1967, 3, с. 55.
2. *Sargent W. L. W.*— Astrophys. J., 1972, 173, p. 7.
3. *Weedman D. W.*— Astrophys. J., 1973, 183, p. 29.
4. *Видман Д., Хачикян Э.*— Астрофизика, 1969, 5, с. 113.
5. *Проник И. И., Чуваев К. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, с. 219.
6. *Eggen O. J.*— Astron. J., 1964, 69, p. 570.
7. *Priser J. B.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, p. 474.
8. *Tifft W.*— Astron. J., 1961, 66, p. 390.
9. *Tifft W.*— Astron. J., 1963, 68, p. 301.
10. *Tifft W.*— Astron. J., 1969, 74, p. 354.
11. *Pronik I., Chuvaev K.*— IAU Sympos. N 44, 1972, 62. Dordrecht—Holland: D. Reidel Co.
12. *Anderson K. S.*— Astrophys. J., 1970, 162, p. 743.
13. *Oke J. B.*— Astrophys. J., 1966, 145, p. 668.
14. *Wampler E.*— Astrophys. J., 1967, 147, p. 1.
15. *Oke J. B.*— Astrophys. J., 1967, 147, p. 901.
16. *Oke J. B.*— Astrophys. J., 1967, 150, L5.
17. *Oke J. B.*— Astrophys. J., 1970, 159, p. 341.
18. *Саакян К. А., Хачикян Э. Е.* — Астрофизика, 1975, 11, с. 207.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

К ТЕОРИИ КАМЕРЫ ПОПОВА — БОУЭНА

Б. А. Бурнашева, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник

Дан систематический анализ двухзеркальной концентрической камеры Попова — Боуэна. Определены максимально достижимые светосилы и возможное исправление сферической аберрации высших порядков как в чисто зеркальной системе, так и в системе с плоскопараллельной пластинкой на выходе. Детально рассмотрены возможности получения плоского поля диаметром до 9° с помощью простой плоско-вогнутой линзы, установленной перед фокусом системы. Оптимальные параметры таких систем для ряда светосил приведены в табл. 4, соответствующие точечные диаграммы даны на рис. 3.

ON THE THEORY OF THE POPOV — BOWEN'S CAMERA, by *B. A. Burnasheva, R. E. Gershberg, V. I. Pronik.*— The Popov — Bowen's two-mirror camera is systematically analysed. The fastest attainable systems are found and the possible correction of the high orders of spherical aberration is determined both for the pure mirror systems and for the similar systems with a plane-parallel plate at the exit. Possibilities to obtain a flat field up to 9° in diameter with a simple concave-flat lens that is placed just before a focus of a systems are considered in details. For several focal ratios optimal parameters of such systems are given in Table 4; proper spot diagrams are displayed in Fig. 3.

Концентрическая двухзеркальная камера, впервые, видимо, теоретически рассмотренная Линфутом [1] и введенная в астрономическую практику Г. М. Поповым [2] и Боуэном [3], в простейшем варианте имеет оптическую схему, изображенную на рис. 1. Состоящая из двух концентрических сферических зеркал, эта система не имеет выделенной оси симметрии и, следовательно, свободна от полевых аберраций. Фокусное расстояние такой системы определяется радиусами кривизны ее зеркал

$$F=\frac{1}{2\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)}. \tag{1}$$

Условие отсутствия сферической аберрации третьего порядка таково:

$$r_1=\frac{3+\sqrt{5}}{2}r_2. \tag{2}$$

Расчеты показывают, что, используя несколько меньшее отношение r_1/r_2, можно понизить остаточную сферическую аберрацию.

Преимущества подобных систем — достижимая высокая светосила и сферичность используемых оптических поверхностей, недостатки — кривая фокальная поверхность, значительные габариты вторичного зеркала и заметное виньетирование.

Ниже дается систематический анализ камеры Попова — Боуэна, позволяющий определить предельные возможности этой камеры, которая в последние годы находит все более широкое применение в спектрографах крупных телескопов.

1. Система с исправленными аберрациями третьего порядка

Рассмотрение рис. 1, которое существенно упрощается введением дополнительной окружности радиуса h_1, позволяет записать следующие соотношения для хода лучей в камере Попова — Боуэна:

$$\gamma = \alpha - \beta; \quad \omega = 2\gamma; \quad h_1 = r_2 \sin\alpha = r_1 \sin\beta = F \sin\omega,$$

$$h_2 = r_2 \sin(3\alpha - 2\beta). \qquad (3)$$

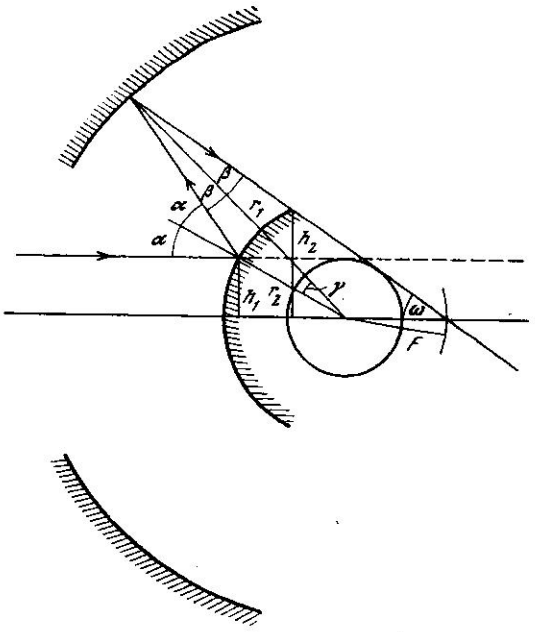


Рис. 1. Принципиальная схема двухзеркальной концентрической камеры Попова — Боуэна

Тригонометрический расчет по формулам (2), (3) приводит к обнаружению следующих предельных параметров рассматриваемой системы.

а. При $\alpha = 65°$ получаем $\omega = 90°$, т. е. имеет место скользящее падение крайних лучей пучка к фокальной поверхности, и регистрация изображения при этом невозможна. Светосила системы A, определяемая как отношение фокусного расстояния системы F к диаметру входящего пучка $D_2 = 2h_1$, равна в этом случае 0,50.

б. При $\alpha = 54°$ получаем $\alpha + \gamma = 90°$, т. е. большое вогнутое зеркало должно иметь вид полусферы, чтобы перехватить все лучи, отраженные от выпуклого зеркала; для перехватывания лучей с бóльшим α вогнутое зеркало должно приближаться по форме к замкнутой сфере. При $\alpha = 54°$ $A = 0{,}53$.

в. При $\alpha = 40°$ получаем $\alpha + \omega = 90°$. Следовательно, при $\alpha < 40°$ лучи, отраженные от вторичного зеркала, могут снова попасть на выпуклое первичное зеркало и не достичь фокуса системы. Но первичное зеркало нет смысла делать больше полусферы, так что при $\alpha > 40°$ оно уже не может виньетировать идущие от вторичного зеркала лучи. При $\alpha = 40°$ $A = 0{,}64$.

г. Центральное виньетирование в камере Попова — Боуэна определяется отношением h_1/h_2. Согласно (3) при малых α, т. е. при больших A, имеем

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\sin\alpha}{\sin(3\alpha - 2\beta)} \approx \frac{1}{3 - \frac{2\beta}{\alpha}} \approx \frac{1}{3 - \frac{4}{3 + \sqrt{5}}} = 0{,}45 \qquad (4)$$

и центральное виньетирование составляет 20%. С увеличением светосилы виньетирование растет: при $A = 0{,}50$ $h_1/h_2 = 0{,}53$ и виньетирование достигает 28%. Однако осевой монохроматический пучок, идущий в камеру спектрографа, имеет в сечении кольцо, а не круг, так что из-за центрального виньетирования в камере Попова — Боуэна, установленной, например, в спектрографе 2,6-м рефлектора им. Г. А. Шайна, реально может теряться от 11 до 20% света, содержащегося в осевом монохроматическом пучке. Рост потерь на центральное виньетирование происходит довольно медленно, так что с энергетической точки зрения системы с минимальными A оказываются наиболее выгодными.

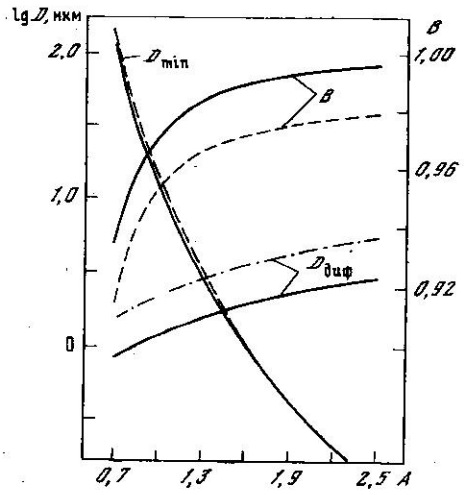


Рис. 2. Оптимальные значения параметра B и соответствующие минимальные диаметры изображения в системах Попова — Боуэна различной светосилы

Сплошные линии соответствуют чисто зеркальным системам, штриховые — зеркальным системам с плоскопараллельной пластинкой на выходе. Две нижние кривые — диаметры дифракционного изображения

2. Минимизация аберраций высших порядков

Изменяя отношение r_1/r_2, можно ввести в систему аберрацию третьего порядка, которая существенным образом скомпенсирует остаточные аберрации высших порядков. Отклонение отношения r_1/r_2 от величины $k = (3 + \sqrt{5})/2$, необходимое для минимизации аберраций, зависит от светосилы системы. Для получения сопоставимых результатов удобно ввести переменный коэффициент B:

$$r_1/r_2 = Bk \tag{5}$$

и варьировать r_1 и r_2 таким образом, чтобы получающиеся системы всегда имели одно и то же фокусное расстояние; нетрудно убедиться, что если

$$r_1 = 2(Bk - 1)F,$$

$$r_2 = \frac{2(Bk-1)}{Bk}F, \tag{6}$$

то условия (1) и (5) всегда остаются выполненными.

На рис. 2 представлены диаметры кружков наименьшего изображения D, вычисленные для $F = 15$ см и диапазона светосил от 0,7 до 2,5. Для каждой светосилы (A) методом точечных диаграмм на ЭВМ ЕС-1020 отыскивалась величина B, дающая наименьший D; подбор B выполнялся с точностью до 0,001, и на рис. 2 даны полученные таким образом величины B. В каждом варианте расчета отыскивалась плоскость наименьшего изображения с точностью до 0,1 мкм, и при этой фокусировке учитывалось виньетирование центральной части пучка лучей.

При больших A метод точечных диаграмм дает величины D, которые меньше дифракционного предела. Сплошная кривая внизу на рис. 2 соответствует этому пределу, вычисленному как диаметр центрального пятна в картине, которая строится пучком света, имеющим в сечении круг:

$$D_{диф} = 2{,}44\lambda A \quad \text{или} \quad D_{диф}(H_\beta) = 1{,}19A \text{ мкм}. \tag{7}$$

Однако в камере Попова — Боуэна выходящий пучок имеет в сечении не круг, а кольцо, причем отношение внутреннего и внешнего диаметров этого кольца, как показано выше, заключено в пределах от 0,45 до 0,53. В таком случае в центральном пятне дифракционной картины концентрируется не 84% света, как в изображении, построенном круглым пучком, а только 53—43% и 86—78% света собирается в центральном пятне и первом дифракционном кольце. Поэтому для камеры Попова — Боуэна в качестве размера дифракционного изображения следует принять внешний диаметр первого кольца, и в таком случае коэффициент в (7) возрастет на множитель 1,92—1,82. Этот дифракционный предел дан на рис. 2 штрихпунктирной линией.

Из рис. 2 следует, что двухзеркальная концентрическая система с фокусным расстоянием 15 см позволяет получить разрешение 23 мкм при $A = 0{,}9$, 12 мкм при $A = 1{,}0$ и еще более высокое разрешение при бо́льших значениях A. Такие системы должны быть весьма полезны в сочетании со светоприемниками, допускающими изгиб светочувствительного слоя по форме фокальной поверхности системы.

3. Концентрическая двухзеркальная система с плоскопараллельной стеклянной пластинкой на выходе

При использовании ЭОПов и других подобных светоприемников входное окно вакуумного баллона вносит определенную сферическую аберрацию. Однако, как отметил Боуэн [3], варьированием величины B можно ввести противоположную по знаку сферическую аберрацию зеркальной системы, которая в значительной степени скомпенсирует аберрацию входного окна светоприемника. В связи с этим мы провели расчеты для отыскания соответствующих величин B и D_{min} для двухзеркальной концентрической системы, на выходе которой установлена плоскопараллельная пластинка. Толщина пластинки принята равной 4 мм — такова примерно толщина входного окна каскадного ЭОПа — и расчет велся для $n_F = 1{,}5220$ (стекло К-8). Результаты вычислений B и D_{min} представлены на рис. 2 штриховыми линиями. Как следует из сравнения соответствующих сплошных и штриховых линий, подбором величины B можно достичь довольно полной компенсации сферической аберрации стеклянной пластинки: размер изображения в системе с пластинкой не более чем на 14% превышает размер в чисто зеркальной системе той же светосилы.

Таким образом, сферическая аберрация на входном окне вакуумного светоприемника не является принципиальной помехой при использовании камеры Попова — Боуэна в качестве камеры ЭОПного спектрографа. Главной трудностью в сочетании такой камеры и ЭОПа является необходимость спрямления фокальной поверхности камеры.

4. Камера Попова — Боуэна с простейшей полеспрямляющей линзой конечной толщины. Исходная система

В камере Попова — Боуэна выпуклость фокальной поверхности обращена в сторону светоприемника (см. рис. 1). Поэтому полеспрямляющий элемент типа линзы Пиацци—Смита должен быть тонким в центре и толстым на краю. Простейший вариант такого элемента — плоско-вогнутая линза со сферической вогнутой поверхностью. Согласно элементарной теории линзы Пиацци—Смита [4] радиус кривизны ее сферической поверхности определяется величиной

$$R = \frac{n-1}{n} F, \tag{8}$$

где n — коэффициент преломления, F — радиус кривизны спрямляемого поля, равный в нашем случае фокусному расстоянию системы. Очевидно, желательна минимальная толщина линзы в центре, чтобы вносимые ею аберрации были невелики; примем эту толщину в центре равной 4 мм.

Как известно, для уменьшения аберраций, вносимых полеспрямляющим элементом, его следует располагать возможно ближе к фокальной поверхности. Мы рассмотрели системы, в которых фокальная поверхность касается в центре задней плоской поверхности полеспрямляющей линзы. Несложный в принципе расчет позволяет определить положение линзы относительно зеркальной системы, при котором выполняется это условие.

В табл. 1 для ряда светосил приведены характеристики камеры Попова — Боуэна с таким простейшим полеспрямляющим элементом. Поскольку речь идет о камерах спектрографа с ЭОПом, а в существующих ЭОПах хорошее поле не превышает 25—30 мм, то были рассчитаны размеры изображений для пучков, образующих с осью симметрии системы углы $\theta = 0°$; 1°,5; 3°,0 и 4°,5; при фокусном расстоянии системы 15 см эти углы соответствуют расстояниям от центра в фокальной плоскости, равным 0, 4, 8 и 12 мм.

Таблица 1

A	B	δ, мм	$\Delta x(\theta)$, мм				D, мм
			0°	1°,5	3°,0	4°,5	
0,8	0,933	2,835	0,063	0,212	0,470	0,960	1,705
1,0	,953	2,648	,018	,099	,235	,518	0,870
1,2	,962	2,601	,006	,042	,122	,280	0,450
1,4	,968	2,578	,003	,030	,088	,219	0,340
1,6	,972	2,568	,002	,021	,072	,152	0,247
1,8	,974	2,565	,001	,017	,051	,128	0,197
2,0	,976	2,562	,0008	,014	,044	,096	0,155
2,2	,977	2,561	,0005	,012	,039	,085	0,136
2,4	,978	2,560	,0004	,009	,031	,068	0,107

Расчет табл. 1, как и рис. 2, проводился методом точечных диаграмм. На круглую входную диафрагму системы, совмещенную с плоскостью отверстия вогнутого сферического зеркала, направлялся квадратный в сечении пучок 17 × 17 лучей под тем или иным углом к оси системы. Сторона сечения пучка равнялась диаметру входной диафрагмы, который в свою очередь был равен диаметру выпуклого зеркала: $D_2 = 150$ мм. При расчете хода лучей в системе учитывалось виньетирование на входной диафрагме в углах квадрата, а также потери лучей на внутренних диафрагмах — на внешнем диаметре выпуклого зеркала и на внутреннем диаметре вогнутого зеркала. Величины B были взяты из описанного выше расчета камеры Попова—Боуэна с плоскопараллельной пластинкой на выходе — штриховая линия на рис. 2. Величины δ — это те расстояния по оси системы от передней поверхности полеспрямляющей линзы до фокуса осевого пучка без этой линзы, при которых в присутствии линзы фокус осевого пучка оказывается на задней поверхности этой линзы. $\Delta x(\theta)$ — полная ширина изображения в плоскости задней поверхности полеспрямляющей линзы в направлении отсчета расстояния от центра поля. Наконец, $D = \Sigma \Delta x(\theta_i)$.

Если иметь в виду фотографическую регистрацию спектра, которая сейчас наиболее распространена, то размер изображения — ширина спектральной линии — не должен превышать 15—20 мкм. Табл. 1 показывает, что камера Попова—Боуэна с описанным полеспрямляющим элементом имеет лишь очень небольшое плоское поле с таким качеством изображения.

5. Камера Попова — Боуэна с простейшей полеспрямляющей линзой конечной толщины. Результаты оптимизации

При фиксированной толщине в центре плоско-вогнутой линзы имеется один свободный параметр — радиус кривизны вогнутой поверхности. Соотношение (8) определяет этот параметр в приближении теории аберраций третьего порядка, и естественно попытаться улучшить рассматриваемые довольно светосильные системы варьированием этого параметра. Будем задавать радиус кривизны вогнутой поверхности полеспрямляющей линзы произведением CR, где R по-прежнему определяется (8), а C — варьируемый безразмерный коэффициент. Тогда при фиксированной светосиле A и фокусном расстоянии F рассматриваемая камера Попова—Боуэна будет полностью определяться двумя безразмерными параметрами B и C, и задача сводится к отысканию таких значений этих параметров, которым соответствует наилучшая оптическая система.

Как известно, численный поиск оптимального решения задачи с несколькими неизвестными имеет три независимых принципиальных аспек-

та: выбор оценочной функции решения, выбор алгоритма минимизации этой функции и выбор в пространстве варьируемых параметров начальной точки.

Поскольку речь идет о камерах спектрографа, то оценочную функцию целесообразно определять как функцию ширины изображения для осевого и наклонных пучков. Мы остановились на простейшей функции этих величин — их сумме D.

В качестве алгоритма минимизации оценочной функции мы воспользовались следующей схемой непрерывного спуска с переменным шагом — схемой НЕСПЕША. Пусть $D(\{\xi_i^0\}) \equiv D_0$ — значение оценочной функции для исходной оптической системы. Вычисляем производные этой функции по всем ее аргументам и в качестве первого приращения аргументов берем величины

$$\Delta\xi_i^{(1)} = -\frac{1}{2}\frac{D_0}{\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\xi_i}\right)_0}. \tag{9}$$

Если

$$D(\{\xi_i^0 + \Delta\xi_i^{(1)}\}) > D_0, \tag{10}$$

то все приращения аргументов уменьшаем вдвое, и такая процедура повторяется до изменения знака неравенства в соотношении (10). Все последующие приращения аргументов вычисляем по формуле

$$\Delta\xi_i^{(j)} = \Delta\xi_i^{(1)}\left(\frac{\partial D}{\partial\xi_i}\right)_{j-1} \Big/ \left(\frac{\partial D}{\partial\xi_i}\right)_0, \qquad j = 2, 3, \ldots \tag{11}$$

и на каждом шаге проверяем выполнение условия непрерывного спуска. Как показал опыт, в формуле (11) следует использовать величины $\Delta\xi_i^{(1)}$, определяемые формулой (9), независимо от того, удовлетворяют ли они соотношению (10) или нет. Такой спуск может быть закончен, когда, например, приращения всех аргументов по абсолютной величине окажутся меньше некоторого наперед заданного числа.

Как и другие методы численного определения минимума функции многих переменных, схема НЕСПЕША позволяет найти лишь близкий к начальной точке локальный минимум, но не дает представлений о всей совокупности минимумов, существующих в рассматриваемом пространстве варьируемых параметров. По-видимому, лишь методом проб и ошибок можно приблизиться к тому оптимуму, когда, с одной стороны, число начальных точек, взятых для последующего спуска к минимуму, еще не слишком велико, чтоб вся программа вычислений оказалась практически реализуемой, но, с другой стороны, число начальных точек уже не слишком мало, чтоб не принять мелкий локальный минимум за искомое решение.

Мы провели оптимизационные расчеты с различными способами выбора начальных точек. Сперва в качестве исходных были взяты системы, перечисленные в табл. 1; очевидно, все они соответствуют начальному значению параметра $C = 1$. Затем полученные параметры B и C для одной светосилы рассматривались как исходные для системы с другой светосилой. Лучшие системы, найденные в результате таких вычислений, приведены в табл. 2. Сравнение данных в табл. 1 и 2 обнаруживает заметный положительный результат оптимизационных расчетов.

6. Сравнение с другими вариантами камеры Попова — Боуэна

В настоящее время в астрономической практике находятся несколько спектрографов с камерами Попова—Боуэна, в которых используются различные полеспрямляющие элементы.

Таблица 2

A	B	C	δ, мм	Δx (θ), мм				D, мм
				0°	1°,5	3°,0	4°,5	
0,8	0,922	1,978	3,046	0,109	0,123	0,154	0,278	0,664
0,9	,933	1,879	2,883	,065	,074	,100	,148	0,388
1,0	,941	1,460	2,776	,041	,042	,040	,101	0,224
1,1	,946	1,421	2,728	,029	,029	,030	,074	0,162
1,2	,949	1,406	2,698	,023	,021	,019	,057	0,121
1,3	,952	1,391	2,675	,018	,016	,013	,032	0,079
1,4	,954	1,382	2,656	,014	,012	,011	,024	0,061
1,5	,956	1,342	2,644	,011	,009	,007	,024	0,051
1,6	,957	1,336	2,636	,010	,007	,006	,020	0,043
1,8	,958	1,329	2,623	,007	,006	,005	,009	0,027
2,0	,964	1,315	2,602	,004	,002	,003	,011	0,021
2,2	,964	1,317	2,599	,003	,002	,003	,008	0,017
2,4	,963	1,305	2,596	,003	,002	,003	,006	0,014

Первая такая камера с $F = 18{,}2$ см была рассчитана Боуэном для спектрографа куде Ликского 3-м рефлектора [5]. Концентрическая зеркальная система была дополнена полеспрямляющим элементом в виде толстой кварцевой линзы, и согласно расчетам эта система при $F/1{,}1$ должна была давать изображение диаметром 13 мкм и иметь хорошее поле около 18 мм. Первые испытания этой системы в сочетании со спектроконом дали следующие результаты: ширина линии на оси 12 мкм, но при полном поле 23 мм можно использовать спектры длиной около 14 мм, и хороший фокус сохранялся на 9 мм; разрешение спектрокона достигало 80 лин/мм на всем поле, так что обнаруженные ограничения поля были обусловлены оптикой камеры [6].

Вскоре после спектрографа Ликского куде был изготовлен кассегреновский спектрограф с камерой Попова—Боуэна для 200″ рефлектора. Согласно [7] в нем используется полеспрямляющий элемент боуэновского типа и светосила камеры около 0,8; по-видимому, в этой величине учтен эффект повышения светосилы системы толстым полеспрямляющим элементом.

Рассматривая проект камеры Попова—Боуэна для спектрографа куде рефлектора Исаака Ньютона, Винн и Киджер [8] пришли к выводу, что такая система при $F = 20$ см, $F/1$ и с боуэновским полеспрямляющим элементом даст изображение не лучше 50 мкм. Кроме того, толщина этого элемента должна быть около 18 см, т. е. сравнима с фокусным расстоянием камеры. Поэтому они предложили заменить одиночную толстую линзу Боуэна двумя более тонкими. Согласно их схеме такой полеспрямляющий элемент, в котором суммарная толщина линз не превышает 4 см, позволил бы получить систему с $F = 20$ см, $F/1$ и размером изображения около 10 мкм.

Реально система Попова—Боуэна с полеспрямляющим элементом Винна—Киджера осуществлена в двух спектрографах 72″ рефлектора Доминион обсерватории. В камере $F/1{,}3$ и $F \approx 6$ см в центре поля размер изображения 7,5 мкм и на расстоянии $\pm 6°$ от оси 13 мкм [9].

Для сравнения наших расчетов камеры Попова—Боуэна с простейшим полеспрямляющим элементом и перечисленных более сложных схем приведем эти схемы к единому фокусному расстоянию $F = 15$ см. Тогда получаем следующую таблицу сопоставимых данных.

Из сравнения данных табл. 2 и 3 следует, что при $A \geqslant 1{,}3$ камера Попова—Боуэна с соответствующим образом подобранной плоско-вогнутой линзой становится конкурентоспособной по качеству даваемого изображения с камерой Попова—Боуэна с более сложным полеспрямляющим элементом Винна—Киджера.

Таблица 3

Описание схем	Светосила	Размер изображения на оси, мкм	Характеристика изображения вне оси	Полеспрямляющий элемент
[8]	$F/1{,}0$	38		Боуэна
[8]	$F/1{,}0$	8		Винна — Киджера
[6]	$F/1{,}1$	10	Хороший фокус на длине $\pm 3{,}7$ мм	Боуэна
[9]	$F/1{,}3$	19	32 мкм на $\pm 6°$	Винна — Киджера

Заключение

Из результатов оптимизационных расчетов в табл. 4 отобраны лучшие оптические системы со светосилой от $A = 1{,}2$ до $A = 2{,}0$. По-видимому, этот диапазон светосил ограничивает область целесообразного использования камеры Попова—Боуэна с плоским полем и с фокусным расстоянием, близким к 15 см, так как в более светосильных системах не удается достаточно хорошо устранить остаточные аберрации, если не использовать более сложный полеспрямляющий элемент Винна—Киджера, а при $A > 2{,}0$ быстро возрастает виньетирование наклонных пучков. Кроме безразмерных параметров B и C, по которым проводилась оптимизация, в табл. 4 приведены линейные параметры рассчитанных систем: радиусы кривизны (r) и диаметры (D) сферических зеркал и радиус кривизны сферической поверхности полеспрямляющего элемента (CR). Затем дано относительное виньетирование по полю, вычисленное как отношение чисел достигающих фокальной поверхности лучей в наклонных и осевом пучках. В последних столбцах приведены полные ширины линий для осевого и наклонных пучков. Все линейные размеры в табл. 4 даны в миллиметрах.

Таблица 4

A	B	C	r_1	D_1	r_2	D_2	CR	Относительное виньетирование по полю				Полная ширина линии			
								0°	1°,5	3°,0	4°,5	0°	1°,5	3°,0	4°,5
1,2	0,949	1,406	445,39	481,8	179,26	125,0	72,35	1	0,93	0,87	0,74	0,023	0,021	0,019	0,057
1,4	0,954	1,382	449,54	419,3	179,93	107,1	71,12	1	0,94	0,79	0,73	0,014	0,012	0,011	0,024
1,6	0,957	1,336	451,50	370,0	180,24	93,8	68,74	1	0,91	0,80	0,70	0,010	0,007	0,006	0,020
1,8	0,958	1,329	452,41	330,5	180,38	83,3	68,36	1	0,89	0,74	0,66	0,007	0,006	0,005	0,009
2,0	0,964	1,315	457,52	300,7	181,19	75,0	67,68	1	0,89	0,74	0,62	0,004	0,002	0,003	0,011

Размеры и качество получающихся изображений иллюстрируют точечные диаграммы на рис. 3. Дополнительные расчеты для ультрафиолетовых (λ3650 Å) и красных (λ6563 Å) лучей показали, что вводимый полеспрямляющим элементом хроматизм пренебрежим: лишь на краю поля ширина линии увеличивается не более чем на 1—2 мкм. Следует, однако, отметить, что, как показывает рис. 3, при $A < 2{,}0$ эффективная ширина линии на краю поля заметно меньше полной ширины, определявшейся в оптимизационных расчетах как расстояние между крайними точками точечной диаграммы.

С помощью пропорционального изменения фокуса системы, всех входящих в табл. 4 линейных величин и масштаба рис. 3 нетрудно получить представление о пригодности камеры Попова—Боуэна с простейшим полеспрямляющим элементом для решения различных практических задач.

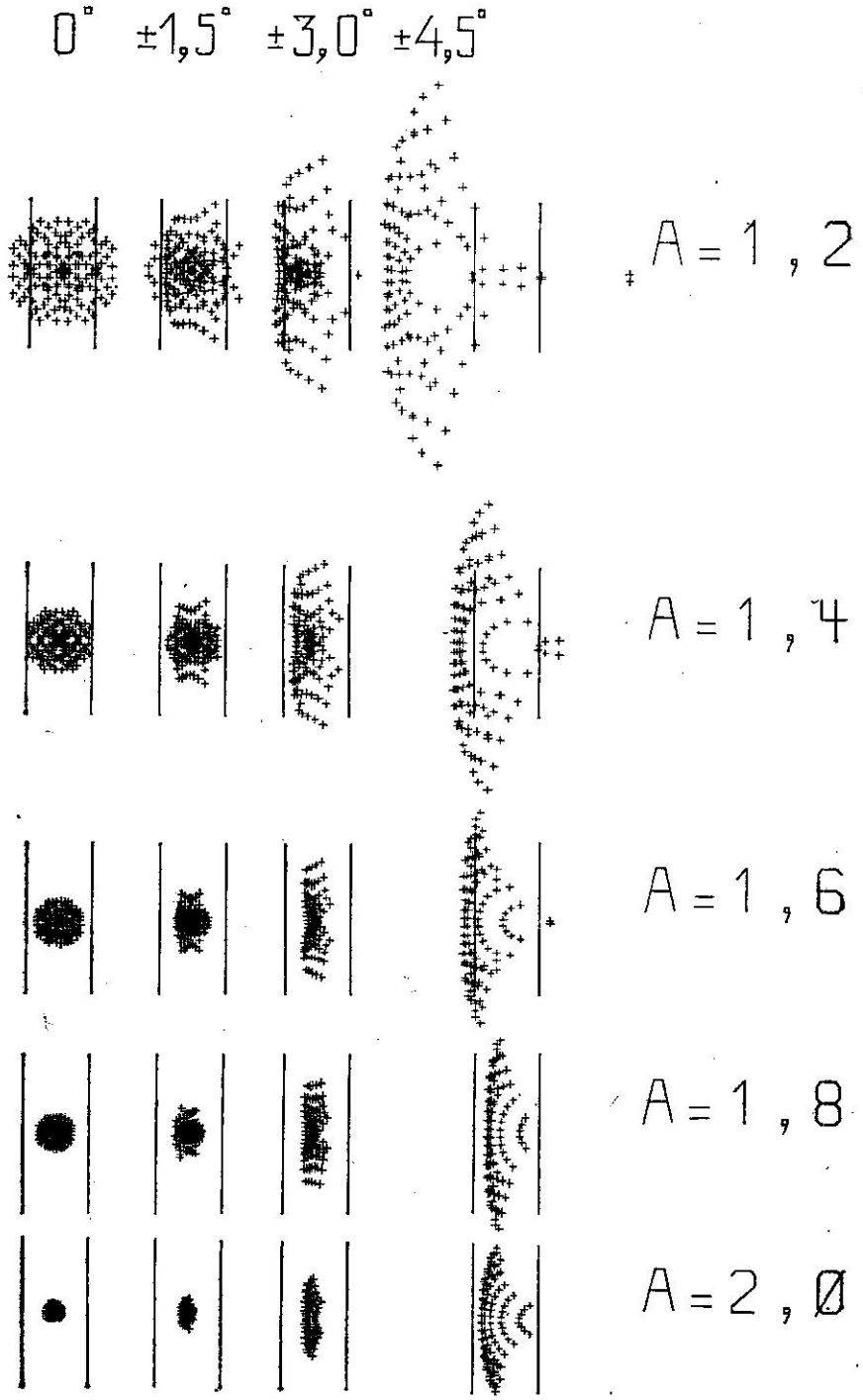


Рис. 3. Точечные диаграммы камер Попова — Боуэна различной светосилы с оптимизированными параметрами *B* и *C*. Расстояние между вертикальными штрихами 15 мкм

Выражаем глубокую благодарность В. Т. Жоголевой и Н. В. Киселевой и Г. Е. Локтионовой за помощь в изготовлении иллюстраций.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Linfoot E. H.* Recent advances in optics. Oxford: Clarendon Press, 1955, p. 251.
2. *Попов Г. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, с. 318.
3. *Bowen I. S.*— Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1967, 5, p. 45.
4. *Михельсон Н. Н.* Оптические телескопы. М.: Наука, 1976, с. 252.
5. *Walker M. F.*— Advances in Electronics and Electron Physics, 1966, 22B, p. 761.
6. *Walker M. F.*— Advances in Electronics and Electron Physics, 1969, 28B, p. 773.
7. *Dennison E. W., Schmidt M., Bowen I. S.*— Advances in Electronics and Electron Physics, 1969, 28B, p. 767.
8. *Wynne C. G., Kidger M. J.*— Advances in Electronics and Electron Physics, 1969, 28B, p. 759.
9. *Richardson E. H.* ESO/CERN Conference on auxiliary instrumentation for large telescope. Geneva, 1972, p. 275.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

СИСТЕМЫ РИЧИ — КРЕТЬЕНА С ПРЕДФОКАЛЬНЫМ КОРРЕКТОРОМ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Описана модифицированная система Ричи — Кретьена, содержащая предфокальный линзовый компенсатор. Рассмотрена оригинальная методика расчета этой системы на ЭВМ, использующая метод вариации параметров. Рассчитаны варианты системы с компенсатором в виде пластины, одна из поверхностей которой имеет форму планоида; другие рассчитанные системы Ричи — Кретьена имеют мениковую линзу перед фокусом системы. Диаметр главного зеркала рассчитанных систем 1 м при относительном отверстии 1 : 8 и поле зрения порядка 1—1°5.

RITCHEY-CHRETIEN SYSTEMS WITH A LENS CORRECTOR BEFORE IMAGE, by *G. M. Popov, M. B. Popova.*— The modified Ritchey — Chretien system with a lens corrector before the image is described. The original method of designing this system by a computer is discussed. The method of variable parameters is used. Some systems with a plate corrector with an aspheric surface are designed; other Ritchey — Chretien systems have meniscus lens before the focal plane. The diameter of the large mirror of these systems is one meter and speed F/8; the field of view is about 1—1.°5.

В настоящее время система Ричи—Кретьена, представляющая собой апланатическую систему из двух асферических зеркал кассегреновского типа, получила широкое распространение в наземных телескопах [1, 2]. Предполагается использовать эту систему и в космосе (проект ST) [3].

Однако значительным недостатком этой системы является малое полезное поле зрения, обычно не превышающее $2w = 20'$ по диаметру, при высоких требованиях к качеству изображения. Основной аберрацией, ограничивающей поле зрения системы Ричи—Кретьена, является астигматизм в сочетании с кривизной поля зрения. Но поскольку с кривизной поля легко бороться, применяя линзу Пиацци—Смита либо изгибая светоприемник по форме фокальной поверхности, то основной задачей при разработке усовершенствованной системы Ричи — Кретьена с увеличенным полем зрения является исправление астигматизма. Эту задачу можно решить применением предфокального линзового корректора, что впервые было предложено Гаскойном [4]. Гаскойн поместил перед фокусом системы Ричи—Кретьена асферическую коррекционную пластину; форма поверхности асферической пластины напоминает форму поверхности пластины, используемой в известной системе Шмидта. Недостатком системы Гаскойна является значительный хроматизм, вынуждающий перемещать пластину вдоль оптической оси при переходе от одной области спектра к другой.

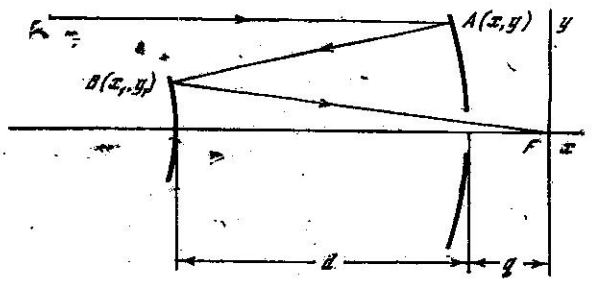
Мы рассмотрим систему Ричи—Кретьена с видоизмененным асферическим корректором, имеющим планоидную поверхность и свободным от недостатка корректора Гаскойна. Сходство корректора Гаскойна с пластиной Шмидта позволяет предположить, что возможно заменить трудную в изготовлении асферическую поверхность корректора менискообразным

компенсатором со сферическими поверхностями аналогично тому, как это было сделано Д. Максутовым по отношению к системе Шмидта [5]. Исследования подтвердили целесообразность такой замены, и во второй части мы рассмотрим и эту новую систему — модифицированную систему Ричи—Кретьена с предфокальным менискообразным компенсатором (компенсатор не имеет асферических поверхностей).

Вначале выведем основные формулы и опишем методику расчета, затем дадим результаты численных расчетов различных вариантов.

1. Методика предварительного расчета

В первую очередь следует произвести предварительный расчет системы Ричи—Кретьена без корректора по приближенным формулам. Для этого целесообразно использовать выражения, полученные в [6], где выведены общие формулы, пригодные для расчета произвольной стигматической системы из двух зеркал (рисунок).



Будем использовать обычное правило знаков [7], а фокусное расстояние системы примем за единицу. Выражение для профиля вторичного зеркала в полярных координатах может быть представлено в виде ряда [6]

$$\frac{1}{\rho} = \alpha + \beta\nu + \gamma\nu^2 + \delta\nu^3 + \ldots,$$

где $\alpha = \frac{1}{s'}$, $\beta = \frac{1-q}{s'd}$, $\gamma = \frac{4c_1 - 1}{2s'd}$, (1)

$$\delta = \frac{1 - d - 4c_1(1+3d)}{6s'd^2}; \quad \nu = \sin^2\frac{u'}{2}; \quad s' = q - d,$$

где c_1 — коэффициент комы, u' — угол луча, выходящего из системы, с оптической осью для предмета, расположенного на бесконечности.

Или в декартовых координатах (вторичное зеркало)

$$x_1 = \rho(1-2\nu); \quad y_1 = 2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}. \tag{2}$$

Для главного зеркала в параметрической форме (через параметр ν) [6] имеем

$$x = d + \rho(1-\nu) - \frac{\nu(1-\nu)[1-\rho+4c_1\nu(1-\nu)]^2}{d+\rho\nu}; \tag{3}$$

$$y = 2\sqrt{\nu(1-\nu)}\,[1+4c_1\nu(1-\nu)]. \tag{3}$$

Для систем кассегреновского типа, в том числе и для систем Ричи—Кретьена, параметр ν мал, поэтому можно представить выражения (2) и (3) в виде рядов по степеням ν, затем, исключая параметр ν, нетрудно представить выражения для зеркал в виде

$$y^2 = ax + bx^2 + \ldots = 2rx + (e^2 - 1)x^2 + \ldots,$$

причем членами третьего и более высоких порядков можно пренебречь; иными словами, поверхность каждого зеркала может быть представлена коническим сечением с радиусом кривизны r при вершине и эксцентриси-

тетом e. Для главного зеркала получим

$$r_1 = \frac{2d}{1-s'};$$

$$e_1^2 = 1 + \frac{2d^2 s'(1-4c_1)}{(1-s')^3}. \tag{4}$$

Для вторичного зеркала найдем

$$r_2 = \frac{2s'd}{1-q+2d};$$

$$e_2^2 = \frac{4d(s'-1)}{(1-q+2d)^2} + \frac{2d^2(1-4c_1)}{(1-q+2d)^3} + 1. \tag{5}$$

Здесь r_1 и r_2 — радиусы кривизны при вершинах главного и вторичного зеркал, e_1 и e_2 — эксцентриситеты главного и вторичного зеркал соответственно. В частном случае, когда $c_1 = 0$, получаем систему, свободную от комы, т. е. апланатическую. При $c_1 = {}^1/_4$ главное зеркало имеет форму параболоида, а выражения (4) и (5) описывают классическую систему Кассегрена.

Из выражений (4) и (5), считая известными d, q и f' (а тем самым и $s' = q-d$), находим r_1, r_2, e_1^2, e_2^2, причем параметр c_1 — коэффициент комы — в первом приближении можно принять равным нулю. Остаточная сферическая аберрация системы, как правило, мала, и ее можно не принимать во внимание, если относительное отверстие главного зеркала не превышает 1 : 3,5 при диаметре отверстия порядка 2—3 м.

2. Окончательный расчет системы

Окончательный расчет системы производится на ЭВМ по специальной методике. Опыт показал, что традиционная автоматическая программа, основанная на методе наименьших квадратов, в этом случае работает неэффективно, так как сходимость процесса оказывается неприемлемо медленной. Поэтому была разработана специальная методика расчета, обеспечивающая получение решения во всех случаях при приемлемой сходимости процесса. Кратко опишем ее. Как известно [7], процесс расчета оптической системы сводится к решению системы трансцендентных уравнений, выражающих условия коррекции ее аберраций. Одним из наиболее надежных методов решения подобных систем уравнений является метод вариации параметров, позволяющий найти все действительные корни системы [8]. Например, в системе из двух уравнений

$$f_1(x, y) = 0, \quad f_2(x, y) = 0 \tag{6}$$

всегда можно одну из независимых переменных, например y, рассматривать в качестве параметра, т. е. положить

$$y = p.$$

Тогда каждое из уравнений системы (6) обратится в уравнение с одним неизвестным

$$f_1(x, p) = 0, \quad f_2(x, p) = 0. \tag{7}$$

Корни каждого из уравнений системы (7) можно найти различными методами; наиболее надежным из них является метод половинного деления, обеспечивающий уверенное нахождение всех действительных корней. Поскольку уравнения (7) являются непрерывными функциями переменных, к ним можно применить известную теорему Коши: если функция задана и непрерывна в интервале $[a, b]$ и на концах его значения $f(a)$ и $f(b)$ имеют разные знаки, то между a и b существует по крайней мере одно значение c, при котором $f(x)$ обращается в нуль. Очевидно, если в интервале $[a, b]$

имеется один корень, то теорема Коши позволяет локализовать его, а затем и уточнить (методом половинного деления), разделив интервал $[a, b]$ пополам, затем половинный интервал, содержащий корень, вновь делится пополам и т. д. до тех пор, пока не будет получена локализация корня с требуемым допуском. Если же в интервале $[a, b]$ содержится четное число корней, то теорема Коши не позволяет их локализовать, и следует разделить этот интервал на несколько интервалов, настолько малых, чтобы в любом из них содержалось не более одного корня; после этого каждый корень можно уточнить методом половинного деления. Поэтому без ограничения общности можно считать, что каждое из уравнений [7] имеет только один действительный корень; обозначим эти корни $x_1 = x_1(p)$ и $x_2 = x_2(p)$. Рассмотрим невязку

$$\delta(p) = x_1(p) - x_2(p); \tag{8}$$

она зависит только от величины параметра p. Полагая $\delta(p) = 0$, получим еще одно уравнение с одним неизвестным, каждый действительный корень которого определяет соответствующую пару действительных корней системы (6). Корни уравнения $\delta(p) = 0$ также находим методом половинного деления. Таким образом, система (6) сведена к трем уравнениям (каждое с одним неизвестным), решение которых не представляет затруднений.

Система трех трансцендентных уравнений решается аналогично. Действительно, рассмотрим систему

$$f_1(x, y, z) = 0, \quad f_2(x, y, z) = 0, \quad f_3(x, y, z) = 0. \tag{9}$$

Будем одну из неизвестных переменных считать параметром; пусть для определенности параметром будет z:

$$z = p.$$

Подставив $z = p$ в любые из двух исходных уравнений (9), получим систему с двумя неизвестными

$$f_1(x, y, p) = 0, \quad f_2(x, y, p) = 0. \tag{10}$$

Найдя одно из решений этой системы

$$x_0 = x_0(p), \; y_0 = y_0(p)$$

и подставив его в третье уравнение, получим уравнение с одним неизвестным

$$f_3(x_0, y_0, z_0) = 0, \tag{11}$$

корень которого является функцией параметра p. Введем невязку $\delta_1(p) = p - z_0(p)$ и приравняем ее нулю

$$\delta_1(p) = 0. \tag{12}$$

Найдя корень уравнения (12), получим тем самым и решение уравнения (11).

Для решения системы (10) вводим второй параметр, например $y = q$. Подставив $y = q$ в первое уравнение системы (10), получим уравнение с одним неизвестным

$$f_1(x, p, q) = 0,$$

корень которого $x_0 = x_0(p, q)$ подставим во второе уравнение (10), после чего система принимает вид, аналогичный (7), уже рассмотренный выше. Очевидно, результаты легко обобщить и на случай системы n нелинейных уравнений с n неизвестными, сведя ее к системе $n - 1$ уравнений, содержащих параметр p, и двум уравнениям, аналогичным (11) и (12) (каждое с одним неизвестным), и т. д., в результате чего система n нелинейных уравнений будет сведена к уравнениям с одним неизвестным, которые можно решить методом половинного деления. В нашем случае число уравнений невелико, поскольку ставится задача исправить сферическую аберрацию,

кому и астигматизм, т. е. имеем три уравнения вида (8). Заметим, что одно из этих уравнений — условие исправления сферической аберрации системы — имеет простой вид и не зависит от конструктивных элементов корректора, а только от d, q, s' и c_1:

$$1 - e_2^2 + \frac{4d(s'-1)}{(1-q+2d)^2} + \frac{2d^2(1-4c_1)}{(1-q+2d)^3} = 0, \tag{13}$$

где

$$c_1 = \frac{1}{4} + \frac{(1-s')^3(1-e_1^2)}{8d^2s'}.$$

Величины c_1, d, q, s' предполагаются известными; e_1^2 и e_2^2 — неизвестные, подлежащие определению. Из (13) можно выразить одно из неизвестных, например e_2^2, и подставить его в оставшиеся два условия из (9), сведя таким образом задачу к системе двух уравнений с двумя неизвестными (неизвестными являются e_1^2 и какая-либо величина, характеризующая корректор). К сожалению, условия исправления комы и астигматизма не могут быть записаны в явном виде, но кома и астигматизм могут быть вычислены из расчета хода лучей, а поэтому и система вида (6) может быть решена на ЭВМ численно описанным выше методом вариации параметра. Соответствующие расчеты были произведены на ЭВМ ЕС-1020 по специальной программе (программа была составлена программистом В. Комиссаровой по алгоритму авторов).

3. Результаты расчета систем Ричи — Кретьена с асферическим планоидным корректором

Используя изложенную выше методику, мы рассчитали ряд систем типа Ричи — Кретьена с асферическим планоидным корректором. Диаметр главного зеркала систем $D = 1{,}0$ м, относительное отверстие систем $A = 1:8$ при полезном поле зрения порядка 1—1°,5; расстояние между зеркалами около 2 м (табл. 1—4). Входной зрачок во всех случаях совмещен с оправой главного зеркала. Коррекционная линза изготавливается из плавленого кварца, поэтому системы могут использоваться в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра. В таблицах приведены: расстояние s' изображения от последней поверхности системы, эквивалентное фокусное расстояние системы f_0', максимальный размер пятна изображения ρ' для лучей D для $w = 21'$, $31'$, $41'$, радиус кривизны поля R и поперечный хроматизм Δl увеличения для спектральных линий $\lambda = 4358$ Å, $\lambda = 6562{,}8$ Å для $w = 31'$. Каждая таблица содержит данные, относящиеся к одной системе; в первом столбце приведен порядковый номер поверхности, отсчитываемый по ходу луча, во втором столбце дано значение радиусов r кривизны поверхностей системы при вершинах, расстояние d между вершинами соседних поверхностей, показатели преломления n и квадраты эксцентриситетов e^2, а также коэффициент E последней поверхности системы, имеющей форму планоида. Уравнение поверхности планоида имеет вид

$$x = Ey^4/4.$$

Сферическая аберрация на оси для всех систем не превосходит $\lambda/_{20}$, т. е. пренебрежимо мала. Из табл. 1—4 следует, что при изменении расстояния s' корректора от фокуса системы значительно изменяется коэффициент E, определяющий отступление последней поверхности системы от плоскости, т. е. асферичность планоида. В первом приближении можно считать, что E растет обратно пропорционально квадрату s'. Хроматизм увеличения в системах из табл. 1—4 растет в первом приближении обратно пропорционально s', достигая 0,5″. Размеры пятна рассеивания ρ' для поля $2w = 1°22'$ в монохроматическом свете у всех систем соизмеримы с диаметром дифракционного пятна.

Таблица 1

$s' = 0{,}3998$ м; $f'_0 = 7{,}8611$ м; $R \approx -2{,}8$ м; $\rho'_{21'} = 4$ мкм $= 0'',1$; $\rho'_{31'} = 12$ мкм $= 0'',3$; $\rho'_{41'} = 10$ мкм $= 0'',25$; $\Delta l = -3$ мкм $= -0'',075$

№	r, м	d, м	n_D	e^2	E
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,15625	0
2	—2,71097	2,0	—1,0	6,47174	0
3	∞	0,01	1,0	0	0
4	∞		1,4584	0	3,3125

Таблица 2

$s' = 0{,}2998$ м; $f'_0 = 7{,}8611$ м; $R \approx -2{,}8$ м; $\rho'_{21'} = 3$ мкм $= 0'',075$; $\rho'_{31'} = 8$ мкм $= 0'',2$; $\rho'_{41'} = 0'',3$; $\Delta l = -5$ мкм $= -0'',13$

№	r, м	d, м	n_D	e^2	E
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,145313	0
2	—2,71097	2,10	—1,0	6,33525	0
3	∞	0,01	1,0	0	0
4	∞		1,4584	0	5,4375

Таблица 3

$s' = 0{,}1998$ м; $f'_0 = 7{,}8611$ м; $R \approx -2{,}96$ м; $\rho'_{21'} = 3$ мкм $= 0'',075$; $\rho'_{31'} = 5$ мкм $= 0'',13$; $\rho'_{41'} = 13$ мкм $= 0'',3$; $\Delta l = -8$ мкм $= -0'',2$

№	r, м	d, м	n_D	e^2	E
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,135938	0
2	—2,71097	2,20	—1,0	6,21827	0
3	∞	0,01	1,0	0	0
4	∞		1,4584	0	17,5

Таблица 4

$s' = 0{,}0998$ м; $f'_0 = 7{,}8611$ м; $R \approx -3{,}86$ м, $\rho'_{21'} = 12$ мкм $= 0,''3$; $\rho'_{31'} = 11$ мкм $= 0'',28$; $\rho'_{41'} = 12$ мкм $= 0'',3$; $\Delta l = -21$ мкм $= -0'',5$

№	r, м	d, м	n_D	e^2	E
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,128906	0
2	—2,71097	2,3	—1,0	6,13053	0
3	∞	0,01	1,0	0	0
4	∞		1,4584	0	43,75

Недостатком системы с планоидным корректором является трудность изготовления асферической поверхности, поэтому мы предприняли попытку заменить планоидный корректор менискообразной линзой, содержащей только сферические поверхности. Мениск имеет четыре свободных параметра — два радиуса кривизны поверхностей, толщины и показатель преломления. Поскольку желательно рассчитать систему, прозрачную для ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра, в качестве материала для мениска по-прежнему возьмем плавленый кварц. Толщину мениска, имея в виду трудности получения толстых заготовок оптически однородного плавленого кварца, возьмем равной 10 мм (более тонкие мениски трудны в обработке). Радиусы кривизны мениска следует выбирать так, чтобы

в системе были исправлены кома и астигматизм при минимальной хроматической аберрации. Исследование показало, что лучше (в отношении остаточных аберраций) использовать мениски со значительной отрицательной оптической силой. В то же время хроматизм мениска растет пропорционально его оптической силе; хорошим компромиссом может служить концентрический мениск, удовлетворительно исправляющий монохроматические аберрации и в то же время обладающий умеренным хроматизмом.

Методика расчета системы Ричи—Кретьена с мениском аналогична описанной выше методике расчета системы с планоидным корректором, но в качестве коррекционного параметра в этом случае используется один из радиусов мениска; другой радиус кривизны находят из условия концентричности: $r_1 - r_2 = d_3$ (d_3 — толщина мениска). Мы рассчитали несколько вариантов систем Ричи—Кретьена с концентрическим мениском; четыре варианта приведены в табл. 5—8. Диаметр главного зеркала рассчитанных систем по-прежнему 1 м; радиус кривизны зеркал и расстояния между зеркалами прежние. Из табл. 5—8 очевидно, что системы с мениском имеют несколько худшую коррекцию аберраций, нежели системы с планоидом, особенно это касается хроматизма увеличения. Их преимущество — простота изготовления и контроля мениска. Хроматизм увеличения, вносимый мениском, может быть полностью устранен, если применить мениск, склеенный из двух линз, имеющих одинаковый средний показатель преломления, но различные дисперсии (например, стекла ТК16 и Ф1). Дан-

Таблица 5

$s' = 0{,}4164$ м; $f'_0 = 8{,}0904$ м; $R \approx -2{,}7$ м; $\rho'_0 = 10$ мкм $= 0'',25$; $\rho'_{21'} = 17$ мкм $= 0'',42$; $\rho'_{31'} = 25$ мкм $= 0'',63$; $\rho'_{41'} = 25$ мкм $= 0'',63$; $\Delta l = -28$ мкм $= -0'',7$

№	r, м	d, м	n_D	e^2
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,2
2	—2,71097	2,0	1,0	7,01767
3	—0,26875	0,01	1,0	0
4	—0,27875		1,4584	0

Таблица 6

$s' = 0{,}3119$ м; $f'_0 = 8{,}0769$ м; $R \approx -2{,}5$ м; $\rho'_0 = 7$ мкм $= 0'',18$; $\rho'_{21'} = 25$ мкм $= 0'',63$; $\rho'_{31'} = 20$ мкм $= 0'',5$; $\rho'_{41'} = -20$ мкм $= -0'',53$; $\Delta l = -29$ мкм $= -0'',73$

№	r, м	d, м	n_D	e^2
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,182031
2	—2,71097	2,1	1,0	6,79345
3	—0,25125	0,01	1,0	0
4	—0,26125		1,4584	0

Таблица 7

$s' = 0{,}156$ м; $f'_0 = 8{,}0572$ м; $R \approx -2{,}8$ м; $\rho'_0 = 2{,}0$ мкм $= 0'',05$; $\rho'_{21'} = 20$ мкм $= 0'',4$; $\rho_{31'} = 22$ мкм $= 0'',44$; $\rho_{41'} = 15$ мкм $= 0'',38$; $\Delta l = -30$ мкм $= -0'',75$

№	r, м	d, м	n_D	e^2
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,159375
2	—2,71097	2,25	1,0	6,51073
3	—0,21375	0,01	1,0	0
4	—0,22375		1,4584	0

Таблица 8

$s' = 0{,}0521$ м; $f'_0 = 8{,}0396$ м; $R \approx -2{,}86$ м; $\rho'_0 = 0$; $\rho_{21}' = 27$ мкм $= 0'',68$; $\rho_{31}' = 28$ мкм $= 0'',7$; $\rho_{41}' = 13$ мкм $= 0'',33$; $\Delta l = -29$ мкм $= -0'',73$

№	r, м	d, м	n_D	e^2
1	—5,6648	—1,9653	1,0	1,14375
2	—2,71097	2,7	1,0	6,31576
3	—0,176875	0,01	1,0	0
4	—0,186875		1,4584	0

Таблица 9

$s' = 0{,}051$ м; $f'_0 = 8{,}1758$ м; $R \approx -4{,}8$ м; $\Delta l = 0$; $\rho'_0 = 0$; $\rho_{21}' = 5$ мкм $= 0'',13$; $\rho_{31}' = 23$ мкм $= 0'',58$

№	r, м	d, м	n_D	e^2
1	—5,6648		1,0	1,13875
2	—2,71097	—1,9653	1,0	6,25336
3	—0,179688	2,35	1,0	0
4	—0,25	0,002	1,6126 (ТК16)	0
5	—0,194688	0,013	1,6128 (Ф1)	0

ные подобной системы приведены в табл. 9. Применение склеенных менисков дает возможность увеличивать оптическую силу мениска с целью исправления кривизны поля или улучшения коррекции полевых монохроматических аберраций.

Авторы признательны программисту В. Комиссаровой за составление программы и помощь в расчетах на ЭВМ.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Offner A.* A null Corrector for paraboloidal Mirrors.— Appl. Opt., 1963, 2, N 2, p. 153.
2. Large Tel. Design., Proc. ESO/CERN Conf. Geneva, March 1—5, 1971/Ed. by R. West. Geneva, 1971.
3. Announcement of opportunity for space telescope/Ed. by NASA, March 18, 1977.
4. *Gascoigne S. C. B.*— Observatory, 1965, 85, N 945, p. 79.
5. *Максутов Д. Д.*— Астрон. опт. М.; Л.: Гостехиздат, 1946.
6. *Попов Г. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, с. 200—210.
7. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. М.; Л.: Гостехиздат, 1937.
8. *Фильчаков П. Ф.* Численные и графические методы прикладной математики. Киев: Наук. думка, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ КОМПЕНСАТОР ОФФНЕРА

Г. М. Попов

Рассмотрен специальный вид компенсатора, позволяющий контролировать вогнутые зеркала, имеющие форму параболоида либо гиперболоида. Возможна настройка компенсатора для зеркал с различными значениями радиусов кривизны при вершине и эксцентриситетами.

AN UNIVERSAL OFFNER NULL CORRECTOR, by *G. M. Popov*.— The special kind of the Offner null corrector is discussed. It can be designed to test concave paraboloidal or hyperboloidal mirrors. It is possible to fit this corrector to the testing mirrors with different curvatures and eccentricities.

Наиболее распространенным методом контроля точных вогнутых асферических зеркал является метод Оффнера [1]. Оффнер предложил компенсатор, состоящий из двух линз сравнительно небольшого диаметра, разделенных значительным воздушным промежутком (рис. 1). Отметим,

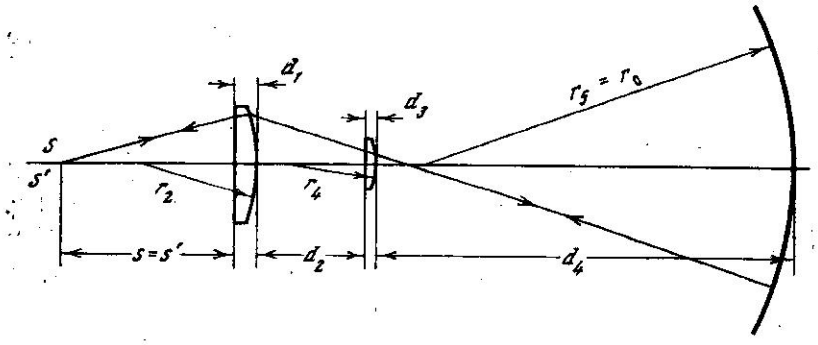


Рис. 1.

что основную роль в компенсаторе Оффнера играет первая (большая) линза, вносящая в основном аберрацию третьего порядка; малая линза практически не влияет на аберрацию третьего порядка, но позволяет воздействовать на аберрации высших порядков и получить весьма хорошее исправление остаточной сферической аберрации схемы. Обе линзы изготовляются из одной марки стекла. Недостатком компенсатора являются значительные габариты и большая кривизна выпуклой поверхности первой линзы, затрудняющая ее изготовление. Исследования автора показали, что можно значительно уменьшить габариты и кривизну выпуклой поверхности первой линзы, а также сделать компенсатор достаточно универсальным, пригодным для контроля зеркал с различными радиусами кривизны и эксцентриситетами.

1. Методика расчета

В [2] был описан сравнительно простой метод расчета компенсатора Оффнера; для наших целей этот метод, однако, неудобен, так как связан с изменением радиусов кривизны и толщин линз компенсатора. При на-

личии ЭВМ удобнее использовать другой метод, примененный нами на ЭВМ ЕС-1020. Как известно, аберрация нормалей Δr (рис. 2) конического сечения выражается простой формулой [2]

$$\Delta r = xe^2, \tag{1}$$

где x — абсцисса точки зеркала, e — эксцентриситет. Угол нормали u' с осью испытуемого зеркала выражается формулой, очевидной из геометрических соображений:

$$u' = \operatorname{arctg} \frac{y}{r_0 + \Delta r - x} = \operatorname{arctg} \frac{y}{r_0 + x(e^2 - 1)}, \tag{2}$$

где r_0 — радиус кривизны испытуемого зеркала при вершине, y — ордината точки зеркала. Величины x и y связаны зависимостью (уравнение конического сечения)

$$y^2 = 2r_0x + x^2(e^2 - 1). \tag{3}$$

Зная r_0, e^2 и значения y для разных зон зеркала, можно найти u' для этих зон (и нормалей), а затем, считая световые лучи совмещенными с нормалями, определить ход этих лучей через малую и большую линзы компенсатора Оффнера. Основной целью расчета является хорошее исправление сферической аберрации в точке S', совпадающей с S (точечным источником света) при небольших размерах компенсатора и приемлемых допусках на изготовление его; желательно, чтобы компенсатор можно было использовать для контроля зеркал с различными r_0 и e^2, не меняя его линз, а лишь изменяя расстояние между ними, т. е. компенсатор должен быть достаточно универсальным.

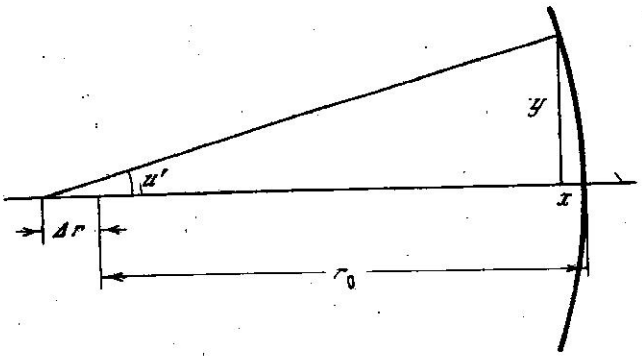


Рис. 2.

Ход лучей через линзы компенсатора Оффнера можно просчитать по известным формулам [3], которые в нашем случае (поскольку достаточно рассмотреть только лучи, лежащие в плоскости, содержащей оптическую ось) принимают простой вид (поверхности имеют сферическую форму):

$$\begin{aligned}
&y_1 = [(r_0 + \Delta r) - d] \operatorname{tg} u', \qquad \eta_1 = n_1 \sin u',\\
&\sigma_1 = \sqrt{1 - \eta_1^2}, \qquad B = \frac{1}{r_1},\\
&q_1 = y_1\sigma_1, \qquad A = Bq_1^2, \qquad D = \sigma_1^2 + Bq_1\eta_1,\\
&q = \sqrt{D^2 - ABn_1^2}, \qquad q' = \sqrt{q^2 + \sigma_1^2(n_2^2 - n_1^2)},\\
&z = \frac{A}{D + q}, \qquad \psi = \frac{q' - q}{\sigma_1^2},\\
&\beta = \psi(q_1 - z\eta_1), \qquad \eta_2 = \eta_1 + B\beta,\\
&q_2 = q_1 + \beta - d_1\eta_2,
\end{aligned} \tag{4}$$

где y_1 — ордината точки пересечения луча с плоскостью, касательной к вершине первой поверхности, r_1' — радиус кривизны первой поверхности, d_1 — расстояние между вершинами соседних поверхностей, n_1 и n_2 — показатели преломления. Зная η_2 и q_2, вычисляем ход луча через вторую поверхность компенсатора по формулам (4), увеличив в них индексы на единицу и т. д. Компенсатор Оффнера имеет 10 свободных параметров — радиусы кривизны r_1, r_2, r_3, r_4, два показателя преломления, расстояния d_1, d_2, d_3, d_4 между вершинами поверхностей. Отметим, однако, что далеко не все параметры равноценны — так, например, толщины линз и показатели преломления можно менять лишь в ограниченных пределах. Толщины линз должны удовлетворять технологическим нормам, обеспечивающим удобство их изготовления и контроля. Поэтому полноценными параметрами следует считать радиусы кривизны линз компенсатора, расстояние компенсатора от зеркала и расстояние между линзами компенсатора. Поскольку наиболее простой и удобной в изготовлении является плоская поверхность, целесообразно использовать плоско-выпуклую форму линз компенсатора. Для линз компенсатора целесообразно использовать тяжелые стекла, т. е. стекла с большими показателями преломления, так как это обеспечивает малые кривизны линз. В особенности это важно для большой линзы, имеющей обычно значительную оптическую силу. Мы использовали для малой линзы стекло К8, для большой — ТФ5 и ограничились плоско-выпуклой формой линз, имеющих отрицательные радиусы кривизны (см. рис. 1); толщины линз были выбраны для малой линзы 3,87 мм, для большой 8,125 мм. Исследование показало, что изменение толщины линз мало влияет на аберрационные свойства компенсатора. Все вычисления проводились для $\lambda = 6328$ Å, на которой работает гелий-неоновый лазер, обычно применяемый как источник света в неравноплечем интерферометре. Показатели преломления для стекол К8 и ТФ5 для $\lambda = 6328$ Å равны 1,51466 и 1,74971 соответственно. Нашей задачей являлся расчет такого компенсатора типа Оффнера, который позволял бы производить контроль вогнутых асферических зеркал, имеющих форму конического сечения с e^2 в пределах от 1 до 2, т. е. от параболической формы до гиперболоида со значительным эксцентриситетом. Диаметр испытуемого зеркала был выбран равным 0,8 м, а его радиус кривизны r_0 изменялся в пределах от —5,6648 м до —10 м. Зеркала эллиптической формы не рассматривались, так как они могут быть легко проконтролированы (в большинстве случаев) и без компенсатора.

Варьируя оставшиеся четыре свободные параметра компенсатора, как правило, удается найти такой вариант, который исправляет остаточную сферическую аберрацию заданного зеркала с высокой точностью — обычно не хуже $\lambda/20 - \lambda/40$ при умеренных габаритах (расстояние между линзами 200—300 мм) и приемлемых допусках на изготовление линз и их положение. Практика показала, что целесообразно автоматизировать подбор одного из параметров, считая остальные известными; при этом достаточно надежным и удобным оказался метод полиномиальной аппроксимации, сущность которого сводится к следующему. Условие коррекции сферической аберрации на заданной зоне y можно представить в виде трансцендентного уравнения

$$y = f(x) = 0, \tag{5}$$

которое хотя и затруднительно записать в явном виде, но можно вычислить значения $f(x)$ из расчета хода лучей через компенсатор Оффнера. Уравнение (5) можно решить, если имеется возможность построить для $f(x)$ обратную функцию

$$x = \varphi(y).$$

В этом случае корнями уравнения (5) будут значения, которые обратная функция $\varphi(y)$ принимает в точке $y = 0$. Задачу построения обратной функ-

ции можно решить приближенно при помощи полинома Лагранжа. Для построения более точной обратной функции целесообразно использовать полином Лагранжа для четырех узловых точек, который при $y = 0$ принимает вид [4]

$$x_0 = \frac{-x_1y_2y_3y_4}{(y_1-y_2)(y_1-y_3)(y_1-y_4)} - \frac{x_2y_3y_4y_1}{(y_2-y_1)(y_2-y_3)(y_2-y_4)} - \frac{x_3y_1y_2y_4}{(y_3-y_1)(y_3-y_2)(y_3-y_4)} - \frac{x_4y_1y_2y_3}{(y_4-y_1)(y_4-y_2)(y_4-y_3)}, \quad (6)$$

где x_0 — приближенное значение корня, (x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3), (x_4, y_4) — координаты узловых точек. Заметим, что координаты узловых точек должны выбираться в непосредственной близости к корню, который должен быть предварительно локализован. Найдя первое приближение x_0, сужаем интервал аппроксимации в 2—3 раза, вычисляем новые координаты узловых точек и вновь повторяем вычисления по формуле (6) — получаем второе приближение и т. д., пока не найдем значение корня с заданной точностью.

2. Результаты вычислений

На первом этапе расчета рассматривалось параболическое вогнутое зеркало с радиусом кривизны $r_0 = -5664{,}8$ мм и диаметром 0,8 м. Варьируя свободные параметры и исправляя сферическую аберрацию схемы на краю зеркала изложенным выше методом, мы получили корректор Оффнера, данные которого приведены в таблице (№ 23). На втором этапе расчета была сделана попытка применить полученный корректор для контроля зеркал с другими радиусами кривизны и эксцентриситета, причем в качестве параметров использовались только расстояния d_2 между линзами и расстояние d_4 от малой линзы до зеркала. Оказалось, что для каждой пары значений r_0, e^2 можно найти такие значения d_2, d_4, при которых сферическая аберрация схемы исправлена весьма хорошо (поперечные аберрации менее 1 мкм). При этом выяснилось, что следует тщательно подбирать d_2, между тем как d_4 мало влияет на аберрацию и может быть определено грубо (см. таблицу).

В таблице приведены: радиус кривизны испытуемого зеркала r_0 при вершине, расстояние от источника света до первой поверхности s_1 (оно равно также расстоянию от этой поверхности до изображения), расстояние между линзами d_2, расстояние малой линзы от зеркала d_4 и квадрат эксцентриситета e^2 испытуемого зеркала. Все размеры в таблице даны в миллиметрах. Все системы в таблице имеют остаточную сферическую аберрацию менее 1 мкм при длине корректора порядка 0,6 м. Из таблицы следует, что этот корректор является достаточно универсальным, пригодным для контроля зеркал с e^2 от 1 до 2 при r_0 от —5664,8 до —10000 мм. Мы не проводим подробных вычислений для зеркал с меньшими радиусами кривизны, но можно ожидать, по-видимому, что полученный компенсатор будет пригоден и для более короткофокусных зеркал. Путем параболической интерполяции можно получить значения s_1, d_2, d_4 и для других зеркал, параметры которых близки к приведенным в таблице. Заметим также, что переход к работе на другой длине волны света легко может быть осуществлен изменением расстояния между линзами, восстанавливающим коррекцию системы. С целью оценки допусков на изготовление было проведено исследование аберрации варианта № 12 при малых изменениях параметров. Выяснилось, что изменение показателя преломления на 0,0002 вызывает увеличение радиуса пятна рассеивания на 0,2 мкм; изменение радиуса кривизны большой линзы на 0,05 мм увеличивает радиус пятна на 0,3 мкм; аналогичное изменение радиуса кривизны малой линзы не дает заметного изменения аберрации. Изменение расстояния между линзами на 0,05 мм или толщины любой линзы на 0,07 мм также

$r_2 = r_3 = \infty$; $n_1 = 1{,}74971$ (ТФ5); $d_1 = 8{,}125$; $r_2 = -112{,}955$; $d_3 = 3{,}87$; $n_2 = 1{,}51466$ (К8); $r_4 = -286{,}33$; $\lambda = 6328$ Å; $D = 800$

№ п/п	$r_0 = r_5$	$s_1 = s'$	d_2	d_4	e^3
1	— 10 000,0	—220,074	332,747	10 100,0	1,0
2	»	—217,125	345,464	10 100,0	1,1
3	»	—214,588	357,277	10 100,0	1,2
4	»	—203,469	356,195	10 140,0	1,3
5	»	—201,862	367,563	10 140,0	1,4
6	»	—200,426	378,296	10 140,0	1,5
7	»	—199,134	388,450	10 140,0	1,6
8	»	—187,736	380,058	10 200,0	1,7
9	»	—186,928	390,809	10 200,0	1,8
10	»	—186,186	401,058	10 200,0	1,9
11	»	—185,500	410,877	10 200,0	2,0
12	—7500	—235,267	302,147	+7585,0	1,0
13	»	—231,38	313,728	+7585,0	1,1
14	»	—228,06	324,492	+7585,0	1,2
15	»	—225,179	334,563	+7585,0	1,3
16	»	—222,651	344,022	+7585,0	1,4
17	»	—216,434	348,596	+7600,0	1,5
18	»	—214,579	357,319	+7600,0	1,6
19	»	—212,904	365,61	+7600,0	1,7
20	»	—202,61	362,192	+7640,0	1,8
21	»	—201,469	370,448	+7640,0	1,9
22	»	—200,423	378,315	+7640,0	2,0
23	—5664,8	—289,313	297,584	+ 5752,9	1,0
24	—5664,8	—269,172	300,734	+ 5694,8	1,1
25	»	—263,364	309,858	+ 5694,8	1,2
26	»	—258,407	318,391	+ 5694,8	1,3
27	»	—241,861	317,72	+ 5724,8	1,4
28	»	—235,958	333,268	+ 5724,8	1,6
29	»	—233,465	340,463	+ 5724,8	1,7
30	»	—223,580	340,474	+ 5749,8	1,8
31	»	—221,796	347,367	+ 5749,8	1,9
32	»	—220,171	353,932	+ 5749,8	2,0

увеличивает радиус пятна на 0,3 мкм. Радиус кривизны r_0 испытуемого зеркала может отличаться на ± 3 мм от табличного значения при допустимых изменениях аберрации схемы. Заметим в заключение, что все линейные размеры систем, приведенных в таблице, можно умножить на произвольное число, т. е. изменить масштаб системы; это дает возможность контролировать зеркала с радиусами кривизны, значительно отличающимися от использованных в таблице. Приведенные выше допуски и аберрации при этом также следует умножить на это число.

Апрель 1978 г.

Литература

1. *Öffner A.*— Appl. opt., 1963, 2, N 2, p. 153.
2. *Попов Г. М., Попова М. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, с. 109.
3. *Герцбергер М.* Современная геометрическая оптика. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, с. 452.
4. *Фильчаков П. Ф.* Численные и графические методы прикладной математики. Киев: Наук. думка, 1970, с. 129.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXI, 1980 г.

ВЫБОР ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА И ТЕРМИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА ОТ ДЕГРАДАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕРКАЛ ОРБИТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА ОСТ-1

А. В. Брунс, В. В. Бенюх

Тепловой режим зеркал орбитального солнечного телескопа рассматривается как фактор, влияющий на процесс деградации оптической поверхности. Приведена методика предварительного расчета равновесных температур зеркал, а также температур в переходном процессе. С принятым значением тепловых постоянных следящее зеркало имеет значение равновесной температуры 166° С. Из анализа телеметрических данных температуры определены значения термических констант зеркал.

THERMAL CONTROL AND PROTECTION OF MIRRORS AGAINST CONTAMINATION ON THE ORBITING SOLAR TELESCOPE OST-1, by *A. V. Bruns*, *V. V. Benyukh* — Depending degradation surface coating of the mirrors of the Orbiting Solar Telescope from the thermal heating are considered. The method of preliminary calculation temperature of the mirrors in the balance and transition regime has been obtained with the adopting value of the thermal constants balance temperature of the mirror was 166° C. The real temperature constants of the mirrors have been determined from telemetric data.

Одной из важнейших проблем, возникающих при проведении внеатмосферных исследований, является сохранение характеристик оптических элементов, входящих в состав аппаратуры. В наземных условиях деградация оптики может происходить в результате загрязнения во время различных технологических процессов: сборки, регулировки, калибровки, а также термовакуумных и предстартовых испытаний. Устранить эту опасность удается повышением требований к чистоте помещений для сборки, разработкой специальных технологических приемов обращения с прибором при различных операциях и т. д.

Однако загрязнение поверхностей в космическом пространстве все еще остается очень серьезной проблемой. Сложный и многообразный процесс деградации оптических характеристик является следствием воздействия ряда факторов космической среды, таких, как рентгеновское и ультрафиолетовое излучение, корпускулярные потоки, микрометеориты и т. д. Но, как показали исследования [1, 2], самую большую опасность для оптических элементов представляет загрязнение в результате конденсации на них различных веществ газовыделения спутника. Можно назвать ряд причин газовыделения: утечка газов сквозь недостаточно герметичные уплотнения, постепенная дегазация внешних поверхностей, работа двигателей и т. п. Наиболее существенный вклад в газовыделение вносят различные конструкционные и отделочные материалы, содержащие компоненты, испаряющиеся или сублимирующие в условиях глубокого вакуума и ионизующего излучения [3, 4]. Как известно, испарение будет тем выше, чем парциальное давление в окружающем пространстве меньше давления на поверхности материала, насыщающего пространство. Если же парциальное давление в окружающем пространстве выше, то будет происходить

обратный процесс конденсации вещества на поверхности. Парциальное давление экспоненциально зависит от температуры пара, которая в свою очередь определяется температурой испаряющей поверхности.

Таким образом, в общем случае двух поверхностей, имеющих различную температуру, будем иметь газовыделение с горячей поверхности и конденсацию на холодной.

Температура тела в космосе при отсутствии активного терморегулирования определяется тепловыми параметрами его поверхности: отношением A_S/ε — коэффициента поглощения солнечного излучения в условиях открытого космического пространства к излучательной способности в инфракрасной области спектра (степень черноты). Для металлических поверхностей, не имевших специальной обработки, $1 < A_S/\varepsilon < 5$. В то же время в случае прозрачных материалов, применяемых для оптических элементов, $A_S/\varepsilon = 0{,}01 \div 0{,}2$. Это приводит к тому, что из всех частей прибора, как правило, оптические элементы имеют самую низкую температуру, а следовательно, являются наиболее вероятными местами конденсации. Поэтому важным средством уменьшения деградации оптических поверхностей в результате образования на них слоя конденсата является повышение их температуры. С этой целью для зеркал орбитального солнечного телескопа был создан такой тепловой режим, при котором происходило сравнительно быстрое их нагревание во время облучения Солнцем и последующее медленное остывание в тени.

1. Устройство тепловой системы телескопа — отсек научной аппаратуры

Телескоп ОСТ-1 (рис. 1) был установлен на орбитальной станции «Салют-4» и предназначен для получения изображения спектров активных образований на Солнце в области длин волн 950—1400 Å [5]. Конструктивно он располагается на внутренней и внешней поверхностях отсека научной аппаратуры, имеющего форму усеченного конуса, большее основание которого через отверстие открыто в космос [6]. Питающая оптика телескопа состоит из двух зеркал: параболического главного, имеющего диаметр 250 мм и фокусное расстояние 2,5 м, и плоского следящего зеркала диаметром 270 мм. Оба зеркала изготовлены из ситалла. Солнечный свет, прошедший внутрь отсека научной аппаратуры, освещает следящее зеркало *1*, отраженные от него лучи попадают на главное зеркало *2*, которое строит изображение Солнца на входной щели спектрографа. Щель образована двумя зеркальными щечками, так что свет, не прошедший внутрь спектрографа, отражаясь в сторону, проходит через иллюминатор внутрь станции и используется в системе визуального контроля положения изображения.

Рабочая поверхность следящего зеркала имеет покрытие Al + LiF, защищенное тонким слоем MgF_2. Покрытие главного зеркала Ge + ZnS. Нерабочие поверхности обоих зеркал также полированы и имеют алюминиевое покрытие. На обратную металлизированную поверхность зеркал наклеены датчики телеметрического измерения температуры. Сверху датчики закрыты тремя слоями стеклоткани. Внутренняя поверхность конуса облицована экранно-вакуумной изоляцией (ЭВТИ). Она состоит из двух основных частей: тонкой стеклоткани, ответственной за радиационные характеристики ЭВТИ, и многочисленных слоев тисненой алюминированной лавсановой пленки, разделенных стеклянной вуалью и определяющих теплопроводные характеристики изоляции [10].

Облицовка поверхности конуса отсека научной аппаратуры ЭВТИ крайне осложняет сохранение чистоты во внутреннем пространстве. На своей поверхности, в десятки, а то и сотни раз превышающей защищаемую площадь, ЭВТИ способна адсорбировать большое количество различных веществ. Кроме того, при изготовлении стекловолокна, используемого

в ткани, и вуали применяется кремнийорганическая смазка. Поэтому во время нахождения станции на орбите ЭВТИ является мощным источником выделения паров и газов.

Не меньшую опасность для рабочих поверхностей зеркал представляет газовыделение находящихся в непосредственной близости от них оправ зеркал, монтировок, редукторов, электронных узлов и т. п.

В этих условиях особенно важно учитывать тепловой режим элементов, находящихся в конусе, так как неправильное распределение температур может привести к интенсивному осаждению пленки конденсата на оптических поверхностях зеркал.

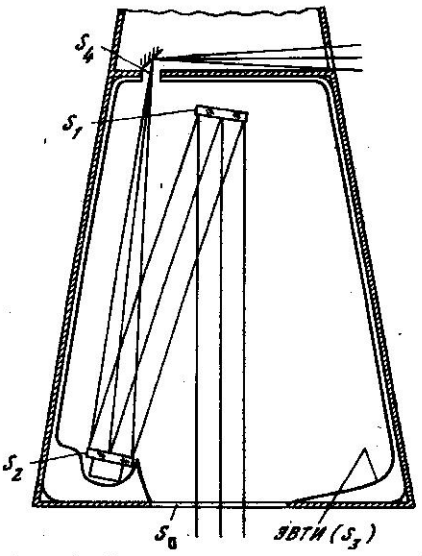


Рис. 1. Расположение зеркал орбитального солнечного телескопа ОСТ-1 в отсеке научной аппаратуры станции «Салют-4»

Основу системы термической защиты зеркал от деградации составляет специальная обработка их нерабочих поверхностей. Как указывалось, выше, значение отношения A_s/ε для прозрачных веществ колеблется в пределах 0,01—0,2. Повысить значение этого отношения удалось путем полировки всех нерабочих поверхностей зеркал с последующим алюминированием. В результате этого удалось выравнять температуру зеркал с температурой окружающих их металлических конструктивных элементов, а также повысить их равновесную температуру до значений, на несколько десятков градусов превышающих температуру ЭВТИ.

2. Тепловые потоки в конусе, облучаемом Солнцем, и равновесные температуры

Расположение телескопа внутри полости, облучаемой Солнцем, существенно усложняет тепловую картину, так как каждая поверхность тепловой системы телескоп — конус кроме прямого потока солнечного излучения получает еще энергию путем взаимного облучения. Для вычисления количества этой энергии необходимо знание угловых коэффициентов облучения, точных размеров поверхностей и значений их степени черноты.

Значительного упрощения рассматриваемой картины удалось добиться введением эквивалентной тепловой модели отсека научной аппаратуры. Внутренняя поверхность отсека не имеет выпуклых участков и при рассмотрении может быть заменена равновеликой замкнутой сферической полостью с площадью S_3 (рис. 2). Входное отверстие отсека в этом случае может быть представлено поверхностью S_0 со степенью черноты $\varepsilon = 1$ и температурой $T_0 = 0$. Остальная поверхность эквивалентной сферы покрыта ЭВТИ со степенью черноты $\varepsilon = 0{,}85 \div 0{,}9$ и практически нулевой теплопроводностью (поэтому в дальнейшем будем считать стенки полости адиабатическими). Здесь, как и в дальнейшем, цифровые индексы, стоящие при буквенных обозначениях параметров, показывают номер соответствующей поверхности, к которой эти параметры относятся. Буква S указывает на принадлежность параметра к солнечному излучению.

Поток солнечного излучения, проходящего в полость через отверстие S_0, равен

$$E_{S_0} = q_S S_0, \tag{1}$$

где q_S — солнечная постоянная, равная 1400 Вт/м².

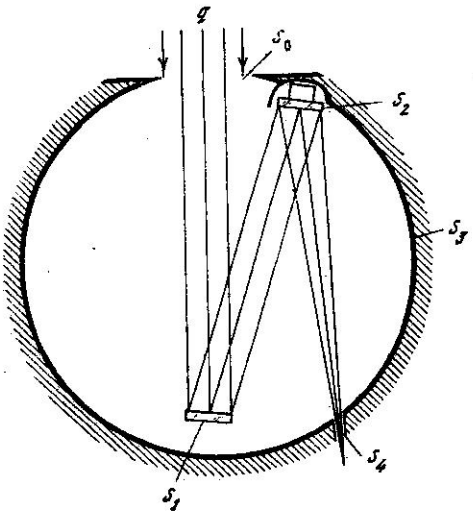


Рис. 2. Тепловая модель отсека научной аппаратуры станции «Салют-4»

Часть этого потока попадает на плоское зеркало S_1, отражается на зеркало S_2 и затем через отверстие S_4 выводится из полости. Если коэффициенты поглощения солнечного излучения для зеркал соответственно A_{S_1} и A_{S_2}, то величина светового потока E_4, отводимого через S_4, равна

$$E_4 = q_S S_1 (1 - A_{S_1})(1 - A_{S_2}).$$

Поглощающийся полостью поток $E_{погл}$ будет равен разности между прошедшим в отверстие S_0 потоком E_{S_0} и выведенным через отверстие S_4 потоком E_4:

$$E_{погл} = E_{S_0} - E_4 = q_S [S_0 - S_1 (1 - A_{S_1})(1 - A_{S_2})]. \quad (2)$$

Для определения потока собственного излучения полости через отверстие S_0 воспользуемся понятием эффективной степени черноты $\varepsilon_{эф}$ [7]. Для излучения поверхности S_0, имеющей температуру стенок полости T_3 и излучающей такой же тепловой поток, что и полость, $\varepsilon_{эф}$ определяется по формуле

$$\varepsilon_{эф} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_3} - 1\right)\frac{S_0}{S_3}}.$$

Для $\varepsilon = 0{,}9$ и $S_0/S_3 = 0{,}10$ эффективная степень черноты равна $\varepsilon = 0{,}988$. Следовательно, полость излучает, как практически абсолютно черное тело. По закону Стефана — Больцмана излучение E_0 такой полости через отверстие S_0 будет

$$E_0 = \sigma T_3^4 S_0, \quad (3)$$

где $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м^2·град^4 — постоянная Стефана — Больцмана.

Пренебрегая излучением полости через отверстие S_4, можем записать уравнение теплового баланса $E_{погл} = E_0$, или

$$q_S [S_0 - S_1 (1 - A_{S_1})(1 - A_{S_2})] = \sigma T_3^4 S_0. \quad (4)$$

Отсюда равновесная температура стенок полости и температура излучения, выходящего через отверстие S_0', равна

$$T_3 = \sqrt[4]{\frac{q_S}{\sigma}\left[1 - \frac{S_1}{S_0}(1 - A_{S_1})(1 - A_{S_2})\right]}. \quad (5)$$

При $A_{S_1} = A_{S_2} = 0{,}1$ и $S_1/S_0 = 0{,}028$ равновесная температура составит $T_3 = 120°$ С. Из этого выражения видно, что для отношения площадей $S_1/S_0 < 0{,}1$ равновесная температура T_3 практически не зависит от физических характеристик поверхностей зеркал и от их покрытий, а излучение полости будет близко к излучению абсолютно черного тела. Заметим, что вследствие того, что полость заполнена черным излучением, имеющим температуру T_3, любое тело, находящееся внутри полости, будет иметь равновесную температуру, равную T_3, независимо от физических характеристик этого тела (черное, серое и т. д.). Если тело освещено дополнительно прямым солнечным светом, то температура его будет выше T_3.

Для нахождения равновесных температур зеркал определим поглощаемые ими суммарные потоки.

Первое зеркало передней поверхностью поглощает прямое солнечное излучение, а передней и задней поверхностями — излучение полости,

равное $q_0 A_{пр} 2S_1$. Плотность излучения полости q_0 может быть определена из выражения (3):

$$q_0 = \frac{E_0}{S_0} = \sigma T_3^4 = q_S.$$

Для вычисления приведенного коэффициента $A_{пр}$ [8] воспользуемся выражением

$$A_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{S_1}{S_3}\left(\frac{1}{A_3} - 1\right)}. \tag{6}$$

В нашем случае $S_1/S_3 = 3 \cdot 10^{-3}$, поэтому $A_{пр} = A_1 = A_S$. Поглощаемая зеркалом энергия прямого солнечного света равна $q_S A_S S_1$. Таким образом, полная энергия, поглощаемая зеркалом S_1, равна

$$E = q_S A_S S_1 + q_0 A_{пр} \cdot 2S_1 = 3 q_S A_S S_1. \tag{7}$$

Из (7) следует, что нахождение зеркала S_1 в конусе в три раза повышает количество поглощаемой им энергии по сравнению с расположением в открытом космосе. Равновесная температура зеркала S_1 определится из уравнения теплового баланса

$$3 A_{S_1} q_S S_1 = 2 S_1 \varepsilon_{1эф} \sigma T_1^4, \tag{8}$$

$$T_1 = \sqrt[4]{\frac{3 q_S A_{S_1}}{2\sigma\varepsilon_{1эф}}}. \tag{9}$$

Приняв, как для большинства металлических поверхностей [9], $\varepsilon_{эф} = \varepsilon_1$ и $A_{S_1}/\varepsilon_1 = 1$, вычислим равновесную температуру первого зеркала $t = 166°$ С. Второе зеркало в отличие от первого поглощает энергию только одной передней поверхностью. На нее падает отраженный от первого зеркала поток солнечного света $q_S (1 - A_{S_1}) S_1$ и собственное излучение полости q_0. Общее количество энергии, поглощаемое зеркалом, будет равно

$$E_2 = q_S (1 - A_{S_1}) A_{S_2} S_2 + q_0 A_{пр} S_2 = (2 - A_S) A_S q_S S. \tag{10}$$

Здесь

$$A_{пр} = A_{S_1} = A_{S_2} = A_S, \qquad S_1 = S_2 = S.$$

Уравнение теплового баланса второго зеркала

$$(2 - A_S) A_S q_S S = S \varepsilon_{эф} \sigma T_2^4,$$

откуда

$$T_2 = \sqrt[4]{\frac{(2 - A_S) q_S A_S}{\sigma\varepsilon_{эф}}}. \tag{11}$$

Равновесная температура второго зеркала равна 192° С.

3. Переходный температурный режим

Программа работы станции «Салют-4» предусматривала ориентацию на Солнце только при выполнении некоторых экспериментов. В остальное время ориентация станции была произвольной, в общем случае которой конус с телескопом отвернут от Солнца. Периодический заход станции в теневую часть орбиты также приводит к прерыванию облучения Солнцем, а соответственно и к охлаждению конуса. Поэтому представляет интерес состояние системы в нестационарном режиме.

Если равновесные температуры определяются падающим потоком, отношением A_S/ε и геометрическими соотношениями, то температура в переходном режиме зависит еще от массы и теплоемкости тел, участвующих

в теплообмене. Температура зеркала с массой m и удельной теплоемкостью C, поглотившего энергию dE, повысится на dT:

$$dE = mCdT. \tag{12}$$

Внешний слой ЭВТИ, обладая очень малой массой, приходящейся на единицу площади, по сравнению с зеркалом, практически мгновенно приходит в тепловое равновесие с падающим на него излучением. Поэтому при расчете нагрева и охлаждения зеркал поверхность можно считать адиабатической переизлучающей поверхностью с нулевой теплоемкостью. В силу большой разницы площадей зеркал и поверхности S_3 относительный вклад собственного излучения зеркал в поле излучения полости q_0 пренебрежимо мал, и в дальнейшем будем считать, что плотность излучения полости остается практически неизменной в процессе нагрева зеркал. Приращение энергии dE при нагревании первого зеркала S_1 за время $d\tau$ с учетом (7) и (8) будет равно

$$dE = (3A_{S_1}q_S S_1 - 2\varepsilon_1 S_1 \sigma T_1^4)\, d\tau. \tag{13}$$

Из (12) и (13) получим дифференциальное уравнение процесса нагрева

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{3A_{S_1}q_S S_1}{m_1 C} - \frac{2\varepsilon_1 \sigma S_1}{m_1 C} T_1^4,$$

или

$$M\frac{dT}{d\tau} + T^4 - N^4 = 0. \tag{14}$$

Здесь

$$M = \frac{m_1 C}{2\varepsilon_1 \sigma S_1}, \qquad N = \left(\frac{3A_{S_1}q_S}{2\varepsilon_1 \sigma}\right)^{1/4}.$$

После интегрирования и преобразований получим окончательное выражение для времени τ, необходимого для нагрева зеркала S_1 от температуры T_1 до T:

$$\tau = \frac{M}{4N^3}\left[\ln\frac{(N+T)(N-T_1)}{(N-T)(N+T_1)} + 2\left(\operatorname{arctg}\frac{T}{N} - \operatorname{arctg}\frac{T_1}{N}\right)\right]. \tag{15}$$

Для второго зеркала дифференциальное уравнение теплового состояния и его решение будут иметь такой же вид, как и для первого ((14) и (15) соответственно). Значения параметров M и N в этом случае находятся из соотношений

$$M = \frac{m_2 C}{\varepsilon_2 \sigma S_2}, \qquad N = \left[\frac{(2 - A_{S_1})A_{S_2}}{\varepsilon_2}\frac{q_S}{\sigma}\right]^{1/4}.$$

Если считать, что металлизированное зеркало как металлическая поверхность имеет $A_S = 0{,}35 \div 0{,}5$ и $\varepsilon = 0{,}1 \div 0{,}3$ [9], то вычисленное по (15) значение времени нагрева первого зеркала на 40° будет лежать в пределах 24 мин $< \tau <$ 40 мин.

В случае прекращения облучения отверстия S_0 Солнцем начинается процесс охлаждения полости и находящихся там зеркал. Очевидно, что радиационное выхолаживание системы происходит путем выхода излучения из полости через то же отверстие S_0.

После прекращения действия солнечного излучения основным источником тепла в конусе будут разогретые зеркала S_1 и S_2, которые, остывая, равномерно облучают поверхность полости. Поток этого излучения равен

$$E_{\text{изл}} = 2\sigma\varepsilon_1 S_1 T_1^4 + \sigma\varepsilon_2 S_2 T_2^4.$$

Пренебрегая частью потока, непосредственно выходящей через S_0, и считая для простоты $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, $S_1 = S_2 = S$ и $T_1 = T_2 = T$, запишем

выражения для потока, поглощаемого поверхностью S_3:

$$E_{\text{погл}} = 3\sigma\varepsilon S T^4.$$

Поток, излучаемый полостью через поверхность S_0, определяется из (3).

Из уравнения теплового баланса выразим температуру полости через температуру зеркал:

$$T_3 = T\sqrt[4]{3\varepsilon\frac{S}{S_0}}. \tag{16}$$

Таким образом, абсолютная температура полости при остывании зеркал прямо пропорциональна их температуре. Обратное влияние полости на охлаждение зеркал пренебрежимо мало, и зеркала будут охлаждаться так же, как при нахождении в открытом космосе.

Следует напомнить, что рассмотрение проводилось при условии, что в полость не проникает никакое излучение, сравнимое с излучением зеркал. Однако при понижении температуры зеркал излучаемая ими энергия падает пропорционально четвертой степени температуры, и в термодинамическом равновесии системы конус—телескоп со временем начинают играть роль такие факторы, как поток излучения от Земли q_E и явления теплопроводности. Поэтому изменение температуры зеркала S_1 будет происходить в соответствии с уравнением баланса, имеющим вид

$$mC\,dT = [3A_1 q_E S_1 - 2\varepsilon_1\sigma S_1 T^4 - (T - T_{\text{ст}})\,k]\,d\tau,$$

где $(T - T_{\text{ст}})\,k$ — энергия, передаваемая через теплопроводность; $T_{\text{ст}}$ — температура внутренней поверхности конуса, на которой закреплено зеркало, $T_{\text{ст}} = 20°$ С; k — фактор теплопроводности, зависящий от материала, поперечного сечения и размера конструкции монтировки зеркала; или

$$M\frac{dT}{d\tau} = N^4 - T^4 - (T - T_{\text{ст}})\,L, \tag{17}$$

здесь

$$M = \frac{m_1 C}{2\varepsilon_1\sigma S_1}; \quad N = \left(\frac{3q_E}{2\sigma}\right)^{1/4}; \quad L = \frac{1}{2\sigma S}\frac{k}{\varepsilon_1}.$$

В уравнение (17) входят трудноучитываемые параметры: фактор теплопроводности и лучистые потоки, падающие в отверстие S_0 от Земли (при наличии соответствующей ориентации станции). Поэтому температура зеркал может сильно варьировать в зависимости от предшествующей программы ориентации станции и длительности перерывов между сериями наблюдений.

Предположив, что станция повернута в пространстве таким образом, что в конус не попадает излучение ни Солнца ни Земли ($q = 0$), из (17) можем найти темп охлаждения зеркала при температуре $T \approx T_{\text{ст}}$:

$$\frac{dT}{d\tau} = -\frac{T^4}{M}. \tag{18}$$

Следует отметить, что поскольку в ЭВТИ помещен весь блок главного зеркала S_2, то в процессе нагрева и охлаждения участвует масса всего блока, превышающая массу собственного зеркала в 3,5 раза. Поэтому значение параметра M для второго зеркала в семь раз превышает значение этого параметра для первого зеркала. Во столько же раз соответственно темп охлаждения главного зеркала S_2 ниже, чем зеркала S_1.

4. Результаты эксперимента

На рис. 3 приведены примеры изменения температуры зеркал в процессе работы. Данные соответствуют началу работы на 2748-м витке. Участки *аб* и $a_1б_1$ кривых соответствуют нагреву на Солнце. Участки *бв* и $б_1в_1$ —

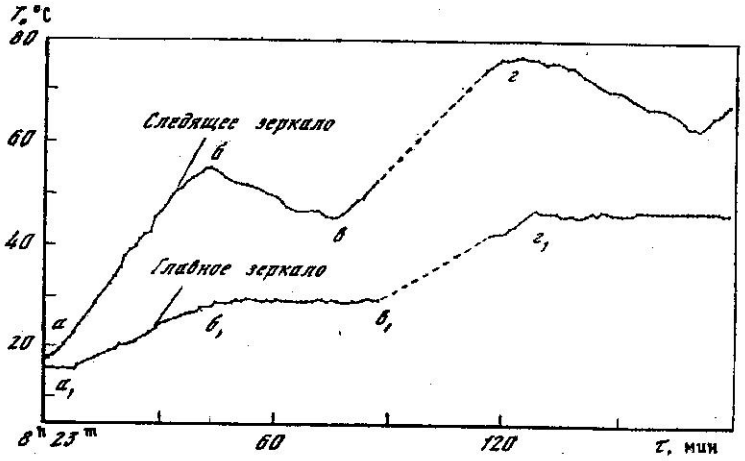


Рис. 3. Изменение температуры главного и следящего зеркал орбитального солнечного телескопа на 2748-м витке

охлаждению. Исследования телеметрических записей температуры позволяют получить некоторые данные о реально имевших место значениях коэффициентов A_S, ε и k. Равновесная температура зеркал при ориентации на неосвещенную Землю составляет 283 К. Учитывая, что $dT/d\tau = 0$, $q_E = 0{,}3$ кал·см$^{-2}$·мин и $T_{ст} = 293$ К, из (17) найдем значение отношения

$$\frac{k}{\varepsilon} = \frac{(N^4 - T^4)\,2\sigma S}{T - T_{ст}} = 33{,}8.$$

Далее, измерив на участке кривой *бв* рис. 3 скорость охлаждения зеркала S_1 при температуре $T = 323$, равную $dT/d\varepsilon = 0{,}3$ град·мин$^{-1}$, можем определить значения ε и k:

$$\varepsilon = \frac{Cm_1 \dfrac{dT}{d\tau}}{2\sigma\,[N^4 - T^4 - (T - T_{ст})\,L]\,S} = 0{,}18,$$

$k = 6{,}2$ кал·град$^{-1}$·мин$^{-1}$.

Для определения реального значения A_S воспользуемся значением темпа нагрева. На участке *аб* при температуре $T = 323$ К $dT/d\tau = 1{,}07$ град·мин$^{-1}$ из выражения (17)

$$A_S = \frac{2\sigma\varepsilon}{3qS}\left[M\frac{dT}{d\tau} + T^4 + (T - T_{ст})\,L\right] = 0{,}46.$$

Расчет по (17) равновесной температуры зеркала S_1 с учетом реальных значений A_S и ε дает значение $t_1 = 166°$ С. Точное совпадение этой температуры со значением, полученным при предварительном расчете, чисто случайно. При реально имевших место значениях A_S и ε равновесная температура должна была бы быть выше. Снижение температуры произошло из-за наличия в системе теплопроводности между зеркалом и корпусом отсека научной аппаратуры.

Таким образом, металлизация всей поверхности зеркал позволила существенно увеличить их температуру и тем самым снизить вероятность деградации отражающих поверхностей за счет конденсации на них веществ из микроатмосферы станции.

Май 1978 г.

Литература

1. *Scialdone J. J.*— J. Vac. Sci. and Technol., 1972, N 1, 9, p. 461.
2. *Sciealdone J. J.* Predicting] spacecraft self-contamination in Space and in a test chamber.— Space Simul. Prosc. Symp. New York G. J. N. Y., 1972, p. 349—360.
3. *Scialdone J. J.* Self Contamination and Environment of an Orbiting Spacecraft.— NASA TN D-6645. May 1972.
4. *Gates D. W., Zerlaut G. A., Carroll W. F.* Recent Advances in Spacecraft Termal-Control Materials Research, Presented at the 20th IAF Congress. Mar del Plata, Argentina, Oct. 10, 1969.
5. *Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarev A. A.* e. a.— Space Research, 1976, 16, p. 813.
6. *Брунс А. В.*— Изв. Крымской астрофиз., обс., 1979, 59, с. 31.
7. *Фаворский О. Н., Кадапер Я. С.* Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высшая школа, 1967.
8. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. М.: Энергия, 1975.
9. Теплообмен и тепловой режим космических аппаратов: Сб. статей/Пер. с англ. М.: Мир, 1974.
10. Космонавтика. М.: Сов. энциклопедия, 1968.