

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LV



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА—1976

Редакционная коллегия:

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

УСИЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, РАДИОЯРКОСТИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН И H_{α} -АКТИВНОСТЬ В ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

А. Н. Бабин, С. И. Гопасюк, В. А. Ефанов, В. А. Котов,
И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, Т. Т. Цап

В августе — октябре 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были проведены параллельные наблюдения в полярных областях Солнца: продольных магнитных полей, радиоизлучения на волнах 8 и 13,5 мм и хромосферы в лучах линии H_{α} . Измерения магнитных полей выполнены в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I на магнитографе модернизированного башенного солнечного телескопа, наблюдения радиоизлучения — на 22-метровом радиотелескопе и в линии H_{α} — на коронографе с интерференционно-поляризационным фильтром.

Обнаружено, что в полярных областях, особенно северной, в течение периода наблюдений имело место: 1) повышенное значение напряженности магнитного поля, достигавшее в некоторых элементах около сотни гаусс, 2) увеличение радиояркости, превышавшее уровень излучения невозмущенного Солнца в среднем на 2000° K на волне 13,5 мм и на 1500° K — на волне 8 мм и 3) повышение активности в виде вспышки и выбросов.

THE ENHANCEMENT OF MAGNETIC FIELDS, RADIO BRIGHTNESS IN mm-WAVELENGTHS AND H_{α} -ACTIVITY AT THE POLAR REGIONS OF THE SUN, by A. N. Babin, S. I. Gopasyuk, V. A. Efanov, V. A. Kotov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, T. T. Tsap. — In August — October, 1974 the longitudinal magnetic fields at the polar regions of the Sun have been measured at the Crimean Astrophysical Observatory in parallel to the H_{α} -patrol observations and records of the 8 and 13,5 mm radio emissions. Magnetic field measurements were made in the Fe I $\lambda 5250$ line with the aid of magnetograph of solar tower telescope both fully modernized. The 22-m dish antenna has been used for the radio flux measurements, and the coronagraph supplied by H_{α} -birefringent filter — for the chromosphere observations.

It was found that during the period of observations the polar regions, especially the North pole, were characterized by 1) intensification of the magnetic field strength having reached the value of about 100 G in some magnetic elements, 2) enhancement of the radio brightness which has in the average exceeded by 2000° K the level of quiet solar emission at 13,5 mm and by 1500° K at 8 mm wavelength and 3) increase of the H_{α} -activity, i. e. appearance of surges and flare.

Наблюдения на магнитографе с высоким разрешением ($2'' \times 2''$) позволили установить [1—4], что общее магнитное поле Солнца состоит из отдельных магнитных элементов различной полярности, напряженности и размеров. Непосредственные измерения показали, что наиболее часто встречаются магнитные элементы размером 6—10" и напряженностью поля 3—6 гс [3—5]. Средние размеры элементов разных полярностей, как правило, не одинаковы. В основном это различие в размерах элементов приводило в 1964—1966 гг. к разбалансу магнитных потоков по всему диску Солнца [4].

По наблюдениям с разрешением в $1'$ было обнаружено [6], что в 1957—1958 гг. магнитное поле Солнца на обоих полюсах изменило свой знак на обратный. В работе [7] было обращено внимание на то, что это изменение полярности поля совпало с максимумом солнечной активности. Детальные исследования [4, 8] выявили и быстрые, иногда в течение нескольких суток, изменения результирующего полярного магнитного поля. С локальными магнитными полями на Солнце, как было найдено в [9], связаны области повышенной радиояркости в миллиметровом диапазоне волн. Во время наблюдений Солнца на волнах 8 и 13,5 мм с помощью 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в августе 1974 г. было обнаружено увеличение радиояркости на лимбе у северного полюса. Оно заметно превышало общий уровень излучения спокойного Солнца.

В этой связи в сентябре-октябре 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории были проведены параллельные наблюдения в полярных районах Солнца фотосферных магнитных полей, хромосферы в лучах линии H_α с высоким разрешением и радиоизлучения на волнах 8 и 13,5 мм. Условия в августе — октябре наиболее благоприятны для наблюдений северной полярной области, так как северный полюс Солнца в это время повернут к Земле на максимальный угол ($B = +7^\circ$).

1. Данные наблюдений

Измерения продольной составляющей магнитного поля проводились в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I на магнитографе модернизированного башенного солнечного телескопа. Сканирование изображения Солнца велось параллельно линии экватора со скоростью $2'',23$ в секунду. Ширина входной щели спектрографа была $\sim 0'',7$, а высота, равная $\sim 10''$, соответствовала расстоянию между центрами разрезов. Размеры участков поверхности Солнца в N- и S-полярных областях, на которых проводились наблюдения полей, составляли $172'' \times 200''$ (примерно по $86''$ с обеих сторон от центрального меридиана и $200''$ вдоль центрального меридиана, начиная от края диска Солнца, $\varphi > 60^\circ \text{ N}$ и $\varphi > 50^\circ \text{ S}$).

В качестве примера на рис. 1 приведены карты магнитного поля, построенные по наблюдениям 24.IX 1974 г. Видно, что в северной полярной области число элементов поля с N-полярностью значительно больше числа элементов поля с S-полярностью. Напряженность в элементах поля N-полярности зачастую превышала 20 гс и была значительно больше, чем в элементах поля S-полярности. В южной полярной области картина обратная, а именно: напряженность поля в элементах S-полярности больше, чем в элементах N-полярности, и число элементов поля S-полярности тоже больше.

Наблюдения радиоизлучения велись на 22-метровом радиотелескопе. Угловое разрешение радиотелескопа составляло $2',5$ на волне 13,5 мм и $1',7$ — на волне 8 мм. Наблюдения заключались в получении радиоизображения Солнца путем сканирования; при этом диаграмма направленности перемещалась со скоростью $7'',5$ в секунду по склону с интервалами по прямому восхождению $1-2'$. Кроме того, в моменты, близкие к кульминации Солнца, делались траверсы через весь диск Солнца вдоль диаметров с позиционными углами $+P$ (полярный траверс) и $-P$ (опорный траверс). P — позиционный угол оси вращения Солнца, который в период наблюдений изменялся от $+19$ до $+26^\circ$. Постоянная времени выхода радиометров при наблюдениях составляла 1 сек.

Пример радиоизображения Солнца на волне 13,5 мм приведен на рис. 2, а, а на волне 8 мм — на рис. 2, б. Трассы опорных сканов показаны штриховыми линиями. Градация изофот на изображениях дана в единицах уровня излучения невозмущенного Солнца.

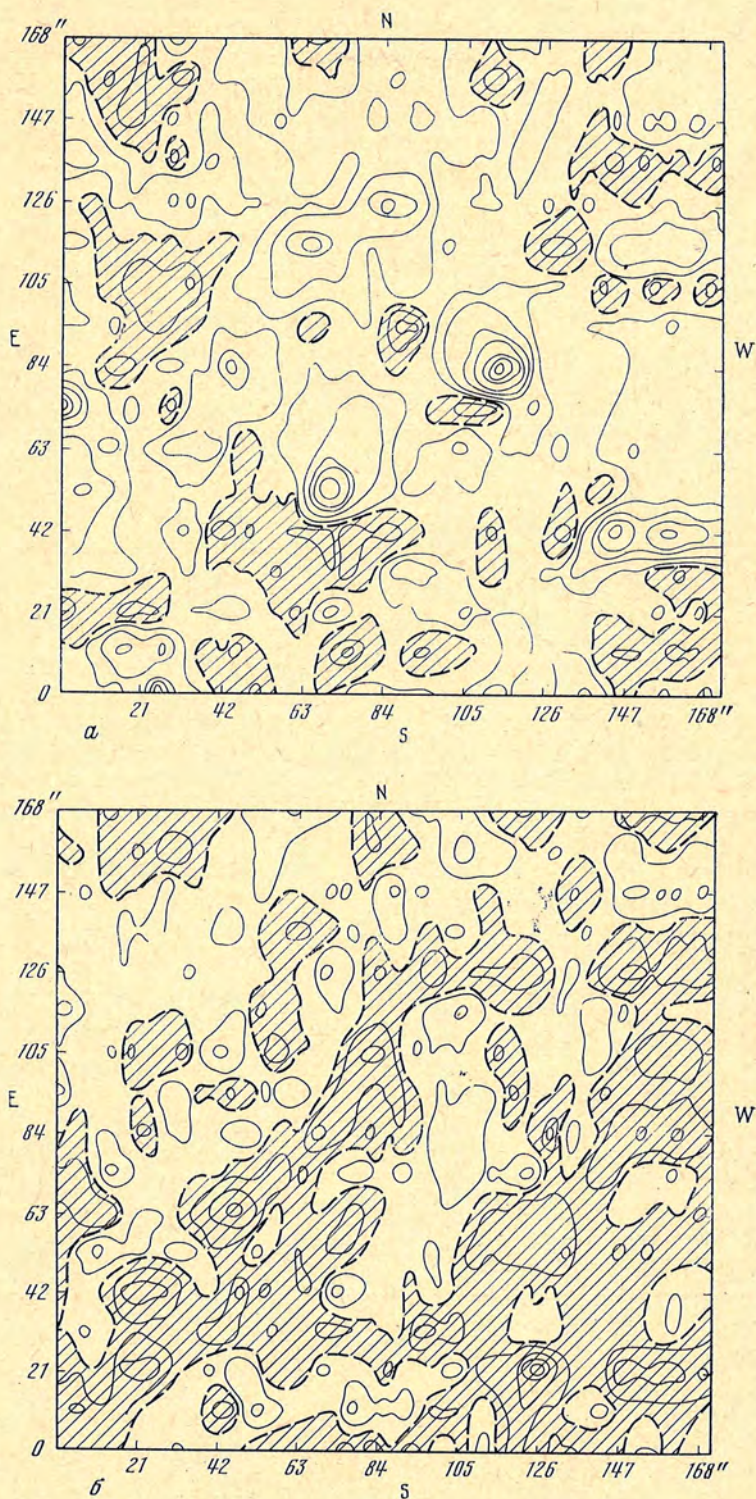
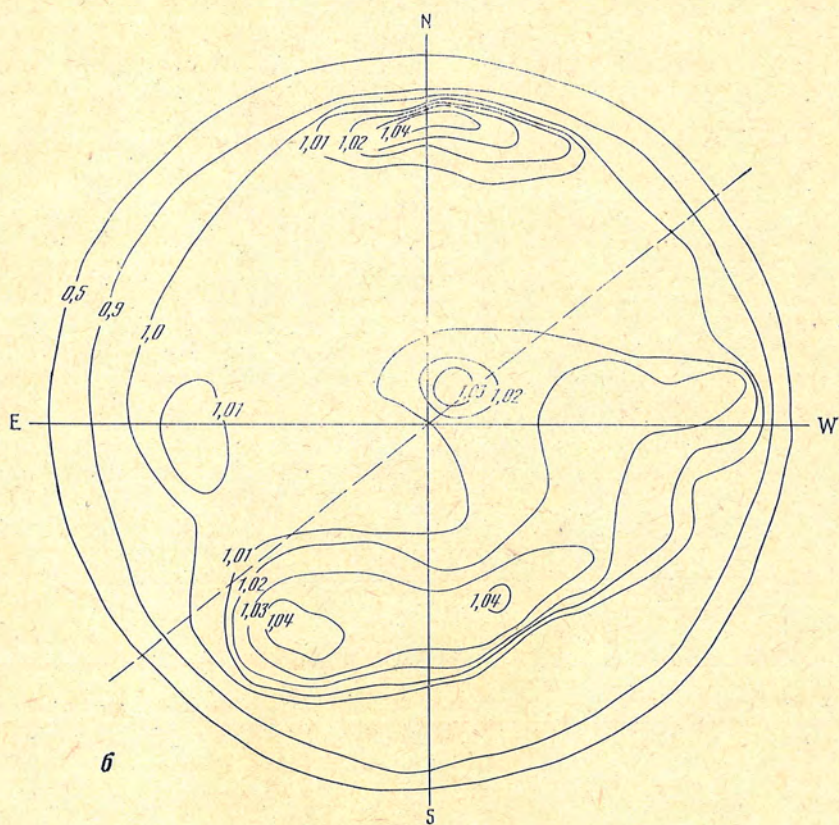
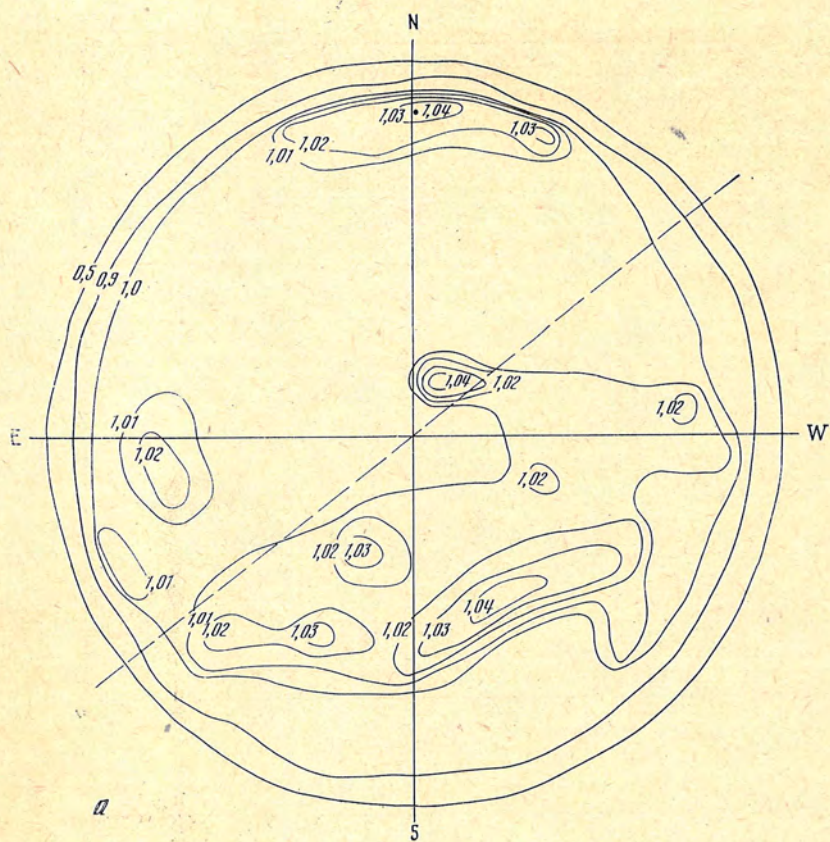


Рис. 1. Карты магнитного поля в полярных районах Солнца 24.IX 1974 г.

α — в северном, $8^{\text{h}}13^{\text{m}} - 8^{\text{h}}34^{\text{m}}$; σ — в южном, $8^{\text{h}}37^{\text{m}} - 8^{\text{h}}59^{\text{m}}$. Области поля южной полярности заштрихованы. Штриховой линией проведена нулевая линия, сплошными — значения поля через 3; 7,5; 15; 22,5; 30; 37,5 гс и т. д.



Для определения положения максимума области повышенной яркости и ее размеров в радиальном направлении, а также эффективной температуры можно использовать полярные и опорные сканы. Действительно, в полярной системе координат (r, φ) , начало отсчета которой находится в центре диска Солнца, а угол φ отсчитывается так же, как позиционный угол, в случае полярного и опорного сканов зависимость антенной температуры от расстояния R между главным лепестком и центром диска Солнца будет выражаться следующими соотношениями:

$$T(R, +P) = \frac{1}{\Omega_a} \iint_{\odot} T_{\odot}(r, \varphi) F(r - R, \varphi - P) d\Omega + \frac{1}{\Omega_a} \iint_{\text{обл}} \Delta T_{\text{обл}}(r, \varphi) F(r - R, \varphi - P) d\Omega; \quad (1a)$$

$$T(R, -P) = \frac{1}{\Omega_a} \iint_{\odot} T_{\odot}(r, \varphi) F(r - R, \varphi + P) d\Omega, \quad (1б)$$

где Ω_a — телесный угол диаграммы направленности антенны; $T_{\odot}(r, \varphi)$ — распределение яркостной температуры по невозмущенному Солнцу; $\Delta T_{\text{обл}}(r, \varphi)$ — превышение яркостной температуры области над яркостной температурой $T_{\odot}(r, \varphi)$; $F(r, \varphi)$ — диаграмма направленности антенны по мощности; $d\Omega$ — элемент телесного угла, $\odot$ и «обл» обозначает интегрирование по диску Солнца и области соответственно.

Вкладом других локальных источников в антенную температуру пренебрегаем. У северного края лимба на трассе опорного скана Солнце предполагается невозмущенным. Пусть распределение яркостной температуры по спокойному Солнцу зависит только от r , а диаграмма направленности антенны симметрична относительно вертикальной плоскости. Тогда заменой φ на $-\varphi$ выражение (1б) преобразуется к виду

$$T(R, -P) = \frac{1}{\Omega_a} \iint_{\odot} T(r) F(r - R, \varphi - P) d\Omega. \quad (2)$$

Вычитая из (1а) выражение (2), получаем

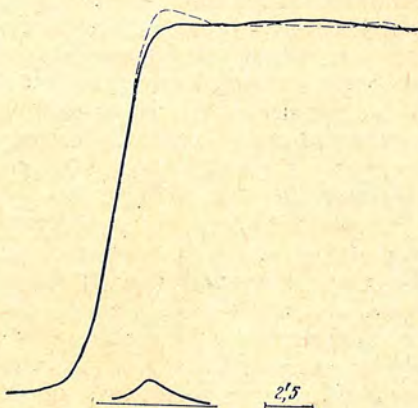
$$\begin{aligned} T(R, +P) - T(R, -P) &= \Delta T_{a, \text{обл}}(R) = \\ &= \frac{1}{\Omega_a} \iint_{\text{обл}} \Delta T_{\text{обл}}(r, \varphi) F(r - R, \varphi - P) d\Omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Следовательно, вычитая из антенных температур полярного скана антенные температуры опорного скана на одних и тех же расстояниях от центра диска при сделанных выше предположениях, мы получаем распределение

Рис. 2. Радиоизображение Солнца 25.IX 1974 г. на миллиметровых волнах

а — на волне 8 мм;
б — на волне 13,5 мм

Рис. 3. Пример графического вычитания антенных температур опорного скана из антенных температур полярного скана для получения распределения антенных температур области повышенной радиоизлучения



антенных температур области $\Delta T_{a, обл} (R)$ при прохождении через нее диаграммой направленности радиотелескопа, исправленное за краевой эффект. Пример такой обработки показан на рис. 3. Далее обычными методами можно получить размеры и вычислить яркостную температуру области в предположении гауссова распределения ее в радиальном направлении согласно выражению

$$\Delta T_{обл} = T_{\odot} \frac{\Delta T_{a, обл}}{T_{a, \odot}} \left(1 + \frac{\Phi_a^2}{\Phi_{обл}^2} \right)^{1/2} \beta, \quad (4)$$

где $T_{\odot}$ — яркостная температура невозмущенного Солнца; $\Delta T_{a, обл}$ и $T_{a, \odot}$ — антенные температуры области (пиковое) и невозмущенного Солнца; Φ_a и $\Phi_{обл}$ — размеры главного лепестка диаграммы направленности и области в радиальном направлении на уровне 3 дб ; β — коэффициент, равный отношению эффективного угла диаграммы направленности в пределах диска Солнца к телесному углу главного лепестка. В выражении (4) учтено, что размеры области в направлении, перпендикулярном оси вращения Солнца, превышали размеры главного лепестка.

Монохроматические наблюдения Солнца в свете линии H_{α} выполнены на модернизированном коронографе [10] с высоким разрешением ($\sim 1''$). Ежедневно в течение примерно 30 мин велось кинематографирование полярных областей Солнца в ядре линии H_{α} и в ее крыльях на разных расстояниях от центра вплоть до $\pm 1 \text{ \AA}$.

2. Результаты наблюдений

На всех радиокартах, полученных в период наблюдений на обеих длинах волн, кроме типичных источников S -компоненты, в средних и низких гелиоширотах отчетливо выделяются области повышенной радиояркости около северного полюса (рис. 2). Размеры области в направлении, перпендикулярном оси вращения Солнца, составляли в среднем $\sim 8'$ и покрывали почти все долготы с $\varphi > 60^\circ \text{ N}$. На радиоизображениях Солнца на волне 8 мм область имеет четко выраженную структуру (рис. 2, а). На рис. 4, в показано изменение со временем относительного превышения антенных температур северной полярной области над уровнем невозмущенного Солнца (не исправлен за краевой эффект). Это превышение, как мы видим, имело некоторые вариации. Среднее превышение его на обеих волнах составляло в период наблюдений около 4%. В южной полярной зоне в отдельные дни наблюдений данного периода также отмечалось повышенное излучение на этих волнах. Однако оно было значительно слабее, чем в северной полярной области.

Для устранения искажающих факторов была проведена обработка полярных и опорных сканов для северной полярной зоны на $\lambda = 13,5$ и 8 мм методом, изложенным выше. В результате обработки получено, что размеры области повышенной яркости в радиальном направлении были заключены в пределах $1,5\text{--}2'$, а максимум ее яркости расположен в среднем на широте 75° N . Превышение эффективной температуры над уровнем невозмущенного Солнца на волне 13,5 мм в среднем составляло $2 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$, а на волне 8 мм $1,5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ (при принятых температурах невозмущенного Солнца $9,7 \cdot 10^3$ и $8 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ — на волнах 13,5 и 8 мм соответственно).

Чтобы привести в соответствие данные о магнитных полях за 1974 и 1964—1966 гг. [3, 4], относящиеся примерно к одинаковым фазам цикла солнечной активности, нами была использована такая же методика обработки, как и в [3, 4], именно: по записям каждого разреза определялось число элементов магнитного поля той и другой полярности и максимальная напряженность поля в каждом элементе. По данным измерений каждой карты были построены распределения частоты встречаемости магнитных элементов от величины напряженности поля в них. На основании рас-

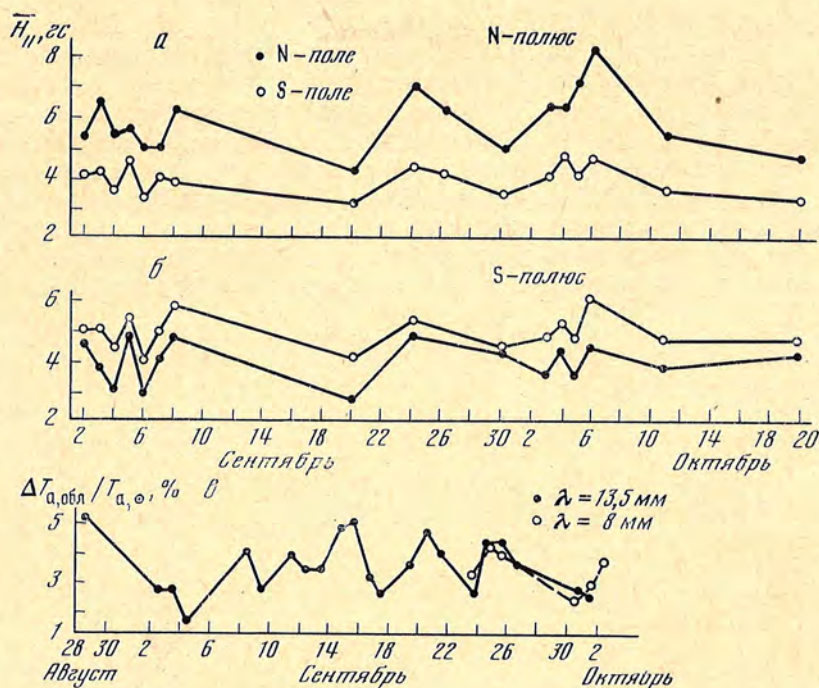


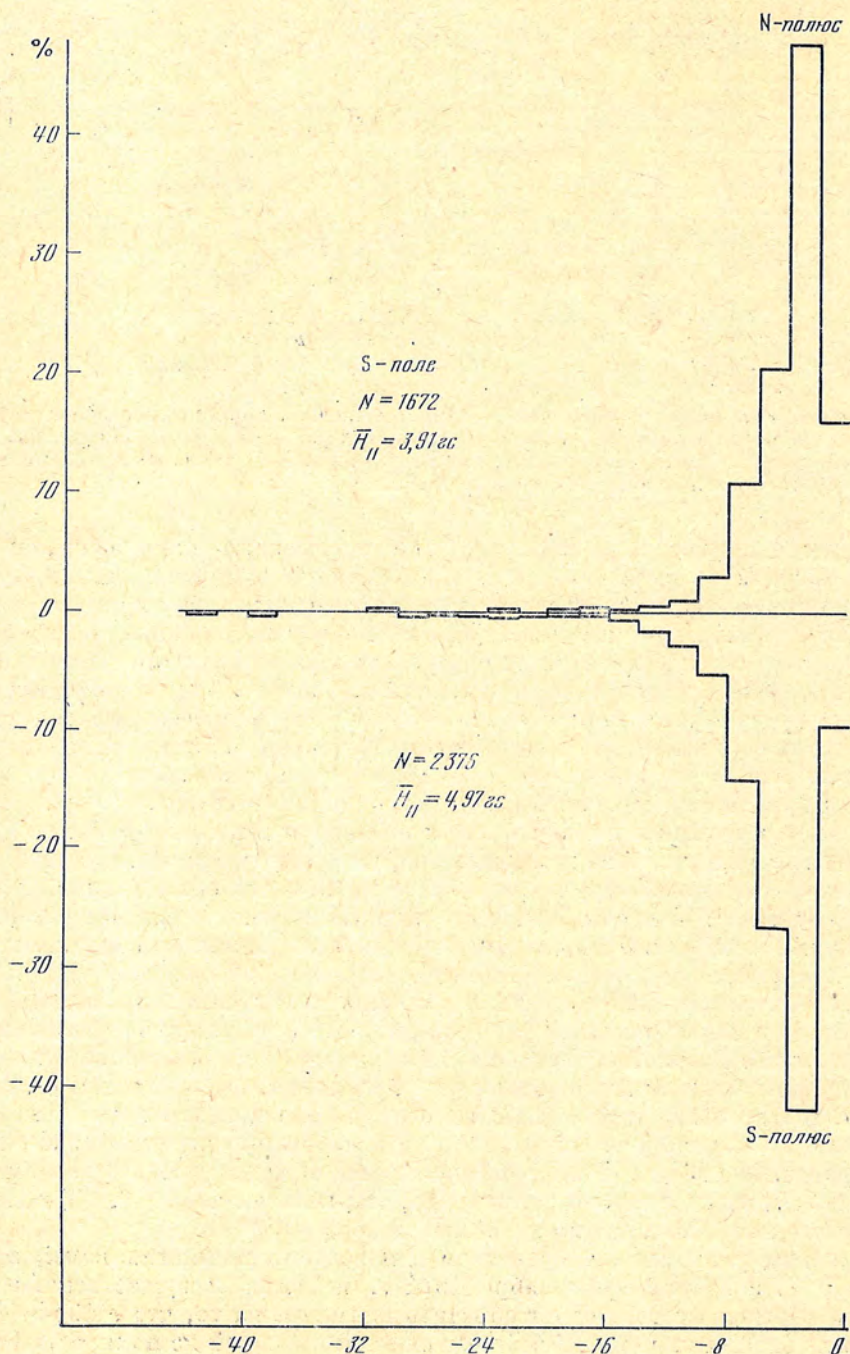
Рис. 4. Изменение со временем средней взвешенной напряженности поля обеих полярностей в северном (а) и южном (б) полярных районах, а также контраста антенных температур области повышенной яркости северного полюса относительно невозмущенного Солнца на миллиметровых волнах (в)

пределений подсчитывалась средняя взвешенная напряженность поля. Изменение со временем средней взвешенной напряженности поля обеих полярностей в северной и южной полярных зонах показано на рис. 4. На рис. 5 приведены суммарные, за весь период наблюдений, распределения частоты встречаемости магнитных элементов от величины напряженности поля в них. Каждое из распределений для поля и N- и S-полярностей нормировано на единицу. Около каждого из распределений указано полное число элементов N и средняя взвешенная напряженность поля $\overline{H}_{||}$, вычисленная на основании суммарного распределения.

Обращает на себя внимание (рис. 4) исключительно высокая синхронность в изменении напряженности поля N- и S-полярностей между собой не только в каждой из полярных зон, но и между зонами, что свидетельствует о «секторной структуре» общего магнитного поля Солнца. В сентябре-октябре 1974 г. самые сильные поля были N-полярности в северной полярной зоне. В некоторые дни средняя взвешенная напряженность поля N-полярности достигала 7—8 Гс. В северной полярной зоне средняя взвешенная напряженность поля N-полярности постоянно превышала напряженность поля S-полярности. В среднем это преобладание составляло 2 Гс. В южной полярной области, наоборот, средняя напряженность поля S-полярности была выше в среднем на 1 Гс. Сравнивая результаты [3, 4] с этими, мы видим большое сходство в характере поведения полярного поля Солнца в сентябре-октябре 1974 г. и в некоторые периоды 1964—1966 гг. Правда, в 1964 г. в северной полярной области доминирующими были поля S-полярности. Это естественно, так как согласно [11, 12] общее магнитное поле Солнца изменило знак в 1969—1971 гг.

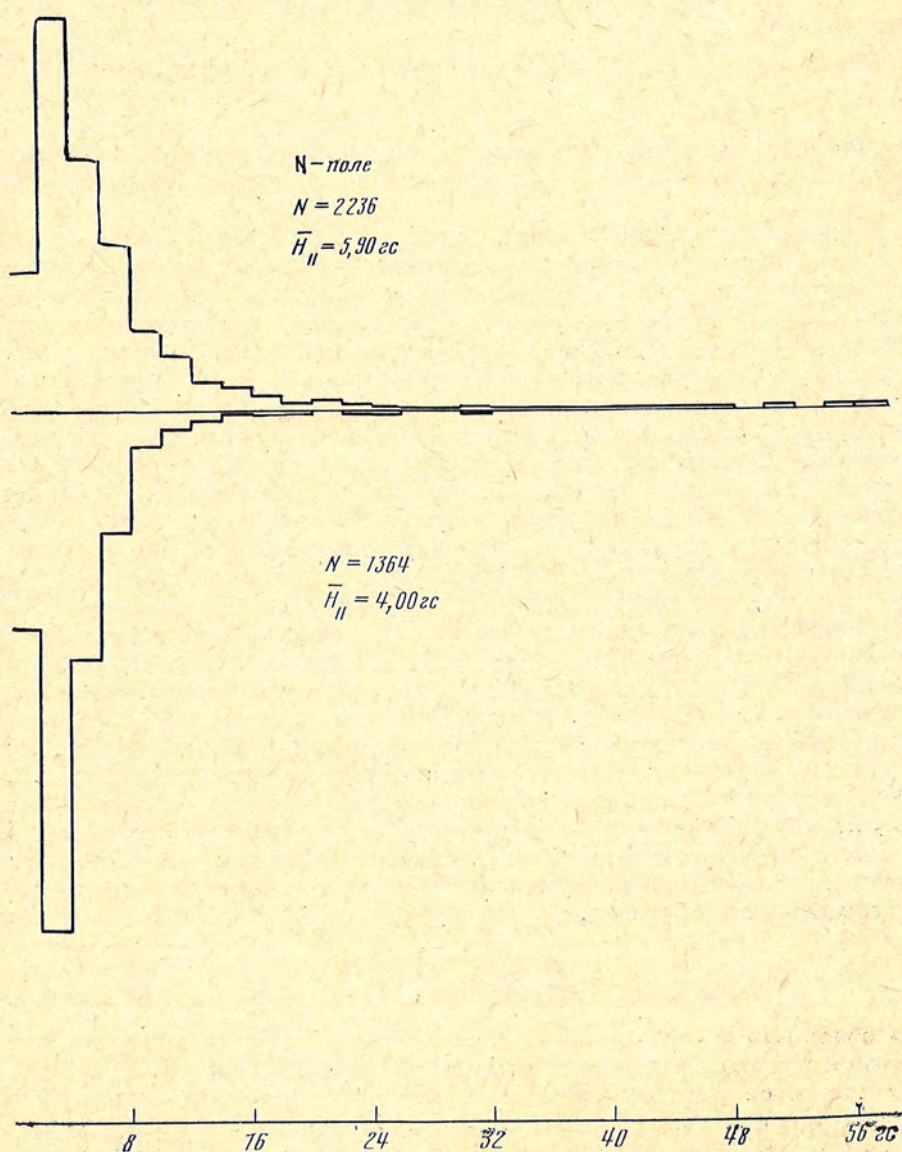
Наряду с большим сходством в поведении полярных полей в 1964—1966 гг. и в сентябре-октябре 1974 г. имеются и существенные различия. Прежде всего следует обратить внимание на то, что в 1964—1966 гг. число элементов поля N- и S-полярностей в каждой из полярных зон было

примерно одинаковым. В то же время в 1974 г. в северной полярной зоне число элементов поля N-полярности примерно в 1,4 раза больше числа элементов поля S-полярности. В южной полярной зоне число элементов поля S-полярности в 1,75 раза превосходило число элементов поля N-полярности (рис. 5 и 1). Следовательно, разбаланс магнитных потоков должен быть очень большим. Поэтому можно заключить, что в сентябре-октябре 1974 г. общее магнитное поле Солнца имело сильную дипольную компоненту. Максимальные напряженности в элементах поля S-полярности в северной полярной зоне и N-полярности в южной полярной зоне не превышали 30 гс. В южной полярной зоне были зарегистрированы поля в эле-



ментах S-полярности до 45 гс. Самые сильные поля были в северной полярной зоне, где напряженности поля в некоторых элементах поля N-полярности достигали 60 гс. Число элементов поля N-полярности в северной полярной зоне с напряженностью $H_{\parallel} \geq 25$ гс составляло почти 1,5%, а в южной зоне число элементов с S-полярностью — менее 0,5%. В то же время в 1964—1966 гг. [3, 4] не было зарегистрировано элементов поля с напряженностью $H_{\parallel} > 25$ гс. Так как наши наблюдения относятся только к продольной составляющей, которая в данном случае почти касательна к поверхности Солнца (широта $\varphi > 60^\circ$), то полная напряженность поля может быть значительно выше. Таким образом, мы приходим к заклю-

Рис. 5. Суммарные за весь период наблюдений распределения частоты встречаемости элементов магнитного поля в зависимости от величины напряженности поля в них. Вверху для северного полярного района, внизу — для южного



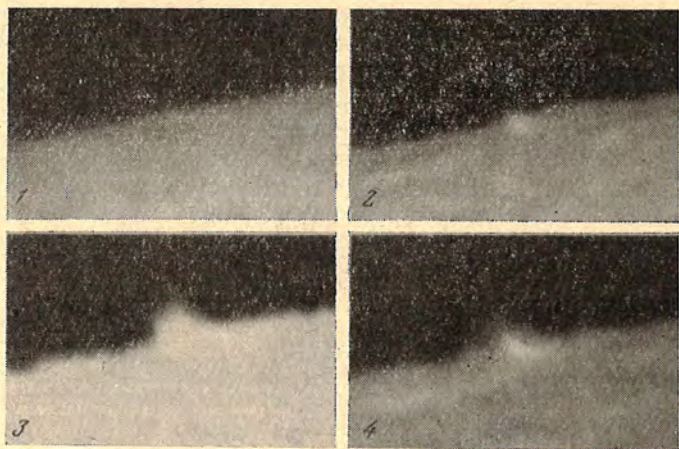


Рис. 6. Вид в лучах линии H_{α} вспышки на лимбе вблизи южного полюса в разные моменты времени

1 — $7^{\text{h}}59^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $H_{\alpha} + 1 \text{ \AA}$; 2 — $7^{\text{h}}59^{\text{m}}45^{\text{s}}$; 3 — $8^{\text{h}}03^{\text{m}}25^{\text{s}}$; 4 — $8^{\text{h}}04^{\text{m}}45^{\text{s}}$. Время мировое

чению, что в некоторые периоды времени напряженность поля в полярных областях Солнца может быть довольно большой и составлять около сотни гаусс.

Монохроматические наблюдения Солнца в H_{α} , несмотря на их малую продолжительность (около 30 мин ежедневно), также обнаружили неожиданно высокую активность в полярных областях. Чаще всего это были небольшие выбросы на лимбе вблизи как северного, так и южного полюса (вплоть до широт $\sim 85^{\circ}$). Однако наиболее замечательным явлением следует считать небольшую хромосферную вспышку 18.X 1974 г., которая разгорелась у самого края солнечного диска на широте $\varphi \approx 79^{\circ} \text{ S}$. Вероятно, это самая высокоширотная из когда-либо зарегистрированных вспышек. Так, согласно Смитам [13], с января 1953 г. до конца МГГ три наиболее удаленных от экватора вспышки наблюдались на широтах $48-50^{\circ}$. Правда, не исключено, что до настоящего времени монохроматические наблюдения полярных областей Солнца с высоким разрешением не проводились.

Вспышка была замечена в $7^{\text{h}}58^{\text{m}}$ UT, через 1 мин при съемке в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ (при этом положении лайншифтера полоса интерференционно-поляризационного фильтра имеет двугорбый вид, один из максимумов центрирован на $+1 \text{ \AA}$, а другой на $-1 \text{ \AA}$ от H_{α}) она имела вид небольшого яркого узелка ($\sim 1'' \times 2''$), расположенного на солнечном диске вплотную к его краю (рис. 6, $7^{\text{h}}59^{\text{m}}00^{\text{s}}$). В этот момент ее яркость на $\sim 8\%$ превышала яркость соседних участков невозмущенного Солнца в том же спектральном интервале. Далее вспышка начала вытягиваться (рис. 6, $7^{\text{h}}59^{\text{m}}45^{\text{s}}$) и к $8^{\text{h}}01^{\text{m}}$ приняла форму «шипа». Через 2—3 мин стало видно уже несколько струй — выбросов, максимальная высота которых была около $20''$, а яркость лишь на несколько процентов выше яркости невозмущенного диска вблизи края. В $8^{\text{h}}05^{\text{m}}$ наблюдения были прерваны, хотя вспышка еще не угасла.

Заключение

На основании исследований активных областей [14, 15] известно, что вспышки и выбросы появляются в местах со сложной структурой и большой напряженностью магнитного поля. Наблюдения вспышки и выбросов в районе полюсов свидетельствуют в пользу того, что в этот период времени магнитные поля в полярных областях Солнца были действительно

большими и имели сложную структуру. Далее, на рис. 4 можно видеть некоторую синхронность в изменении радиоконтраста и средней взвешенной напряженности магнитного поля. Напряженность магнитного поля в северной полярной области была систематически выше, чем напряженность поля в южной полярной области. Аналогичную картину мы наблюдаем и в радиоизлучении, а именно: радиояркость в области северного полюса была все время больше, чем у южного полюса. Следовательно, мы можем заключить, что увеличение радиояркости на полюсах Солнца связано с усилением напряженности полярного магнитного поля.

Таким образом, осенью 1974 г. в полярных областях Солнца, особенно северной, наблюдались магнитные поля большой напряженности, достигавшей в некоторых элементах около сотни гаусс, с которыми была связана высокая активность полярных районов Солнца в радиоизлучении на миллиметровых волнах и в лучах линии H_{α} .

Систематически меньшие значения измеренных величин напряженности продольного магнитного поля и радиояркости в южной полярной области по сравнению с северной могут быть в какой-то степени обусловлены менее благоприятными условиями наблюдений южной полярной области, так как $B = +7^{\circ}$. Последнее подтверждается непосредственными наблюдениями, проведенными в марте 1975 г., когда было $B = -7^{\circ}$.

В заключение приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному, по инициативе и с участием которого была выполнена эта работа, а также Н. И. Райковой за помощь в обработке магнитных полей.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Severny. Space Sci. Rev., 1964, 3, 451.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, 42, 217.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 97.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 3.
5. В. М. Григорьев, В. Е. Степанов. В сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», вып. 4. М., «Наука», 1967, с. 61.
6. H. D. Babcock. Astrophys. J., 1959, 130, 364.
7. M. Waldmeier. Z. Astrophys., 1960, 49, 176.
8. A. B. Severny. «Solar Magnet. Fields». IAU Sympos. N 43, Paris, 1970, Dordrecht, 1971, p. 675.
9. V. Efanov, I. Moiseev, A. Severny. Structure and development of Solar active regions. IAU Sympos. N 35, Budapest, 1967, Dordrecht, 1968, p. 588.
10. А. Н. Бабин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 79.
11. J. M. Wilcox, P. H. Scherrer. J. Geophys. Res., 1972, 77, 5385.
12. R. Howard. Solar Phys., 1974, 38, 283.
13. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., «Мир», 1966, с. 86.
14. А. Б. Северный. Успехи физ. наук, 1966, 88, 3.
15. С. И. Гонасюк. М. В. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 185.

ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВО ФЛОККУЛАХ С ИХ РАЗВИТИЕМ

Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян

Получены спектры большого количества (~ 300) узлов флоккулов, находящихся на разных стадиях развития. Построены контуры H-линии Ca II и найдено отношение центральных остаточных интенсивностей линий H Ca II и H α . Эти отношения и контуры H сравнены с соответствующими расчетными величинами для большого числа моделей (ход плотности и температуры с глубиной). Для вычисления контуров решались совместно уравнения переноса и стационарности для некогерентного рассеяния. В результате сравнения выбрана последовательность моделей, соответствующая флоккулам возрастающей яркости.

Определение физических параметров на основе этих моделей и наблюдений флоккулов позволило сделать следующие выводы. Флоккул — это уплотненный слой на высоте образования H $_3$ (1700 км). Для отдельных узлов плотности находятся в пределах $10,7 \leq \lg n_H \leq 12,6$. В этой области флоккул горячее окружающей хромосферы на величину до 2000°. В нижележащих слоях увеличена температура, но плотность не повышена по сравнению с невозмущенной хромосферой. Чем ярче флоккул, тем он плотнее и горячее и тем глубже прогрета атмосфера под ним. Развивающиеся флоккулы горячее старых флоккулов в области H $_2$ и фотосфере при тех же яркостях в H $_3$ (следовательно, при тех же плотностях на уровне H $_3$). Среди старых флоккулов 75% узлов показывают сближение слоев на уровнях H $_3$ и H $_2$, среди развивающихся — только 50%.

Изучены вращающиеся флоккулы. Их размеры 10 000—30 000 км. Они горячее и простираются на меньшую глубину, чем обычные флоккулы того же размера.

THE CHANGE OF PHYSICAL PROPERTIES IN THE DEVELOPING CHROMOSPHERIC PLAGES, by E. A. Baranovsky, N. N. Stepanyan.— The spectra of great number (~ 300) of chromospheric plages at different stages of development were received. The profiles of the H Ca II line and the relation between H $_3$ and H α central intensities were found. The observed features were compared with the calculated ones, for a number of plage models. The models were defined through density — and temperature — height dependence. The profiles were calculated by means of solving the equations of statistical equilibrium and radiative transfer for noncoherent scattering. The comparison of the observations with the theory allowed us to choose the set of models corresponding to the plages of increasing brightness.

On the basis of this set of models and the observed profiles the following conclusions concerning the physical properties of plages, were made. The density of the plage at the height of H $_3$ formation is higher as compared to the undisturbed chromosphere up to two orders. For different plage regions the value of density is in the limits $10,7 \leq \lg n_H \leq 12,6$. This dense layer is up to 2000° hotter than undisturbed regions. The underlying layers have the same density but higher temperature as compared to the undisturbed regions. The brighter is the plage the more dense and the more hot it is and the deeper stretches the region of high temperature. The growing plages are hotter in the H $_2$ region and the photosphere than old ones of the same brightness in H $_3$ (that is — the same density at the H $_3$ layer). The H $_2$ and H $_3$ layers are moving towards each other in the 75% of the old plages and only 50% of the developing ones.

The rotating plages have been studied. Their size is 10 000—30 000 km. They are hotter and are stretching not so deep as the usual plages of equal size.

Одним из основных элементов активной области на Солнце является флоккул. На его фоне развиваются такие активные образования, как вспышки, пятна, выбросы и усы. Магнитные поля на уровне фотосферы и хромосферы также тесно связаны с флоккулами. Поэтому вопрос об изменении физических условий во флоккулах с их развитием представляется весьма актуальным.

До настоящего времени такие исследования практически не проводились. Определялись только физические условия в отдельных флоккулах [1—6]. В большинстве работ находились температура и общее число излучающих атомов во флоккулах. Вопрос о плотности флоккулов изучен очень слабо. В [4] получено уменьшение числа атомов Ca II в области флоккула по сравнению с невозмущенной хромосферой, однако в [5] и [6] найдено повышение плотности во флоккулах на 1—2 порядка. В [7] на основании анализа контуров линии K Ca II также делается вывод о том, что плотность флоккула в области образования K_3 примерно на порядок больше, чем в невозмущенной хромосфере.

Мы продолжаем исследование физических условий во флоккулах, начатое в [7]. Используется большой наблюдательный материал, относящийся к флоккулам на разных стадиях развития. Выводы о физических условиях во флоккулах делаются на основании сравнения наблюдаемых и теоретических контуров линий H Ca II и H_α .

Наблюдения

Наблюдения проводились на спектрографе с дифракционной решеткой Малого башенного солнечного телескопа Крымской обсерватории (диаметр главного зеркала 30 см, $f = 12$ м, дисперсия во втором порядке решетки 0,7 Å/мм). В работе использованы наблюдения 5 и 6. VI 1974 г. Спектры в области H_α и H Ca II фотографировались при последовательных положениях щели, отстоящих друг от друга на 1 мм, что соответствует 18". Высота щели 27 мм. Таким образом были получены разрезы довольно большой зоны, захватывающей три активные области и много небольших одиночных флоккулов на фоне спокойной хромосферы. На рис. 1 показаны положения щели на поверхности Солнца. Жирными вертикальными линиями отмечены места с заметной эмиссией в H_2 . Горизонтальными черточками обозначены точки, для которых проводилась фотометрическая обработка спектров. Буквами *A*, *B* и *C* в овалах отмечены изучаемые флоккулы. Всего сделано более 300 фотометрических разрезов. Примеры полученных контуров приведены на рис. 2. Все контуры группировались по принадлежности к одному из классов объектов:

1. *A* — старый флоккул с группой пятен.
2. *B* — молодой флоккул, возникший 3. VI 1974 г. В нем 6. VI появились пятна.
3. *C* — старый флоккул без пятен.

4. Мелкие одиночные флоккулы размером до 15 000 км.
5. Средние одиночные флоккулы размером 15 000—30 000 км.

Для каждого профотометрированного контура линии H были определены остаточные интенсивности в девяти точках (рис. 3), а именно:

- в центре поглощения H_3 (I_0);
- в точках максимальной интенсивности H_2 (I_{1V} , I_{1R});
- в точках минимальной интенсивности H_1 (I_{2V} , I_{2R});
- на расстоянии 2 Å от центра линии H (I_{3V} , I_{3R});
- на расстоянии 4 Å от того же центра (I_{4V} , I_{4R}).

Индексами *V* и *R* обозначены величины для синего *V* и красного *R* крыльев линии H .

Кроме того, определялась разность $\Delta H = I_{1V} - I_{1R}$. Для каждого полученного спектра определялись контуры вне флоккула, т. е. в невозмущенной области. Хорошее совпадение этих контуров для разных спек-

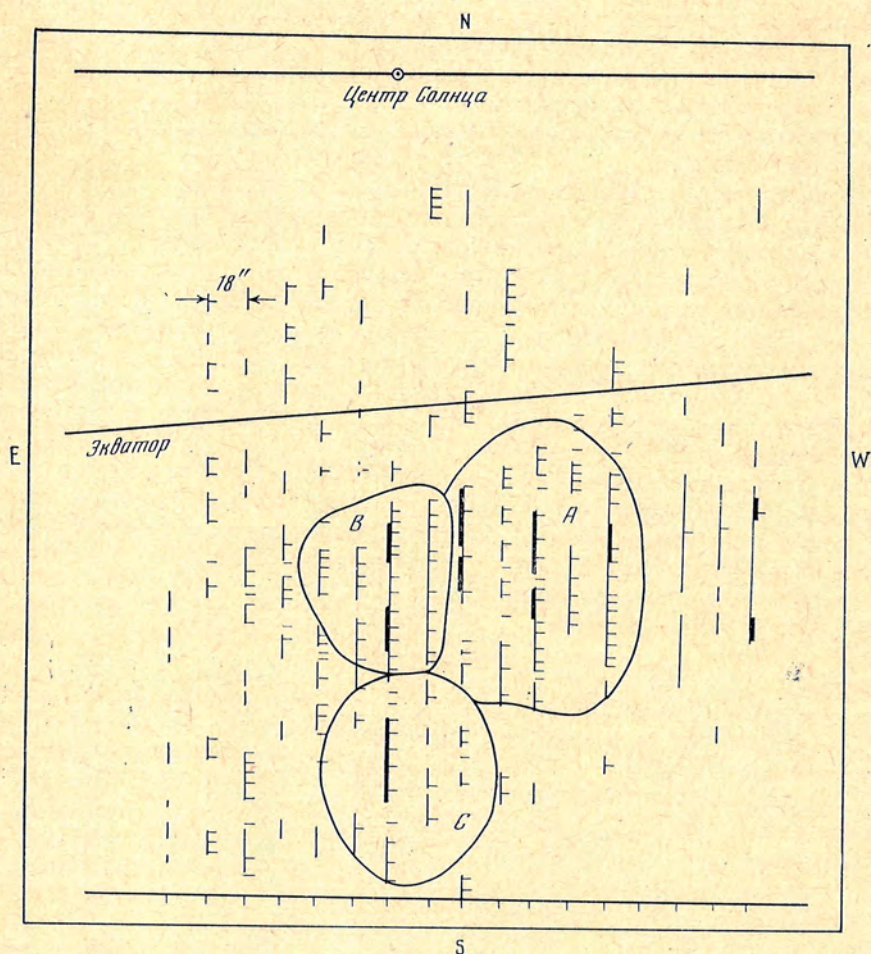


Рис. 1. Последовательные положения щели и фотометрических разрезов на поверхности Солнца для наблюдений 6.VI 1974 г. (4–5^h UT)

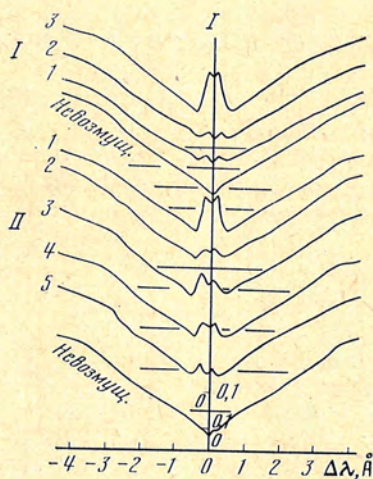
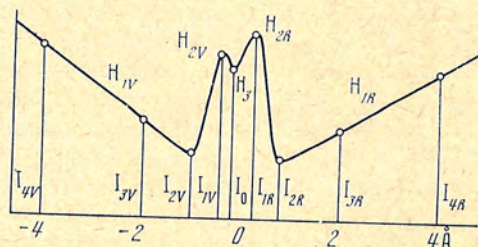


Рис. 2. Наблюдаемые контуры H Ca II для флоккулов разной яркости и невозмущенной хромосферы

Рис. 3. Схематическое изображение контура линии H



ров служит подтверждением правильности нашей фотометрической обработки. Контуры линии H_α водорода были обработаны только для нескольких разрезов, где была уверенность в том, что при съемке H -линии и H_α щель спектрографа вырезала одно и то же место на поверхности Солнца. Практически это были случаи, когда на щель попадала одна и та же пора. По этим спектрам была построена зависимость $I_{0H} \sim I_{0H_\alpha}$. Это же соотношение было определено по спектрогелиограммам в H_α и H для изучаемых активных областей, но, к сожалению, полученным 8, 9, 10.VI 1974 г., так как 5 и 6.VI спектрогелиограммы не были получены. Кроме того, мы использовали результаты [2, 8—10], где также находилось соотношение свечения ионизованного кальция и водорода во флоккулах.

Расчет теоретических моделей и контуров

Для получения теоретических контуров вычисляется функция источников посредством совместного решения уравнений переноса и стационарности. Вычисления сделаны для ряда моделей флоккулов. Модели задаются зависимостью плотности и температуры от высоты. Электронная плотность вычисляется в каждой модели с учетом ионизации водорода и металлов. Ионизация водорода находится посредством совместного решения уравнения ионизационного равновесия (три уровня и континуум, ионизация излучением и электронным ударом) и уравнения переноса в L_{cont} (ионизация металлов по [11]). Для Ca II принята модель атома с двумя уровнями и континуумом, для водорода — с тремя уровнями и континуумом. Профиль коэффициента поглощения на один атом — фойтговский. Для водорода уширение крыльев — штарковское [12—14], для кальция — затухание излучения и соударение (силы Ван-дер-Ваальса) [15]. После того, как функция источников $S(\tau)$ вычислена, выходящая интенсивность в частоте ν определяется из выражения

$$I_\nu = \int_0^\infty [S(\tau) \varphi_\nu(\tau) + r(\tau) B(\tau)] \exp \left\{ - \int_0^\tau [\varphi_\nu(\tau') + r(\tau')] \frac{d\tau'}{\mu} \right\} \frac{d\tau}{\mu}, \quad (1)$$

где τ — оптическая глубина в центре линии; $\varphi_\nu(\tau)$ — профиль коэффициента поглощения с нормировкой $\varphi_{\nu_0} = 1$; r — отношение коэффициентов непрерывного и селективного поглощений; B — функция источников для непрерывного поглощения (равная функции Планка); $\mu = \cos \theta$.

Зависимость φ_ν от τ является следствием зависимости турбулентной V_t и лучевой V скоростей от высоты в хромосфере. Зависимость $\varphi_\nu(\tau)$ мы учитываем только в (1), функция источников вычисляется в предположении $V_t = \text{const}$ и $V = \text{const}$. Как было показано в [16, 17], наличие поля скоростей порядка доплеровских мало влияет непосредственно на функцию источников. Метод составления и решения уравнений стационарности и переноса подробно описан в [7].

Для водорода задача сводится к двухуровневой задаче и решается обычным методом. Например, для H_α получается уравнение

$$S_{32}(\tau) = \varepsilon_{32} B_{32}(\tau) + (1 - \varepsilon_{32}) \int_0^\infty S_{32}(\tau') K_2 |\tau - \tau'| d\tau', \quad (2)$$

где

$$\varepsilon_{32} = \frac{n_e q_{32} + n_e q_{31} + 1.4 \cdot 10^7 E_1 (h\nu_3/kT_e)}{A_{32} + n_e q_{32} + n_e q_{31}};$$

$$B_{32} = \frac{n_e [q_{13} + q_{23} S_{21} + (n^+/n_1) \chi_m^{(3)}]}{[n_e q_{32} + n_e q_{31} + 1.4 \cdot 10^7 E_1 (h\nu_3/kT_e)] S_{21}};$$

$S_{32} = n_3/n_2$; $S_{21} = n_2/n_1$; n_1, n_2, n_3 — числа атомов водорода в 1, 2 и 3-м состояниях; n^+ — число ионизованных атомов водорода; n_e — электронная плотность; $q_{32}, q_{31}, q_{23}, q_{13}$ — вероятности переходов при столкно-

вениях с электроном; A_{32} — вероятность спонтанного перехода; $\alpha_m^{(3)}$ — вероятность рекомбинации на 3-й уровень; T_e — эффективная температура; ν_3 — частота границы пашеновской серии.

Влияние фотоионизаций и рекомбинаций учитывается здесь членами $1,4 \cdot 10^7 E_1 (h\nu_3/kT_e)$ и $(n^+/n_1) \alpha_m^{(3)}$.

Модели флоккулов, для которых были сделаны вычисления, отличаются от невозмущенной хромосферы и различаются между собой или только температурой, или только плотностью, или тем и другим в различных комбинациях. Вычисления сделаны для турбулентной скорости $V_t = \text{const}$ и для турбулентной скорости, растущей с высотой в хромосфере от 2 до 6 км/сек. Рост V_t в таких пределах в невозмущенной хромосфере получен в [18] по линии К Са II. Модель невозмущенной хромосферы мы берем из [11]. Для лучшего согласия теоретических контуров с наблюдаемыми в невозмущенных областях мы уменьшили температуру в модели [11] на 200—500° для высот 700—1400 км и увеличили на 500° для высот 1700—2000 км. Все вычисления сделаны на ЭВМ ЕС-1020.

Сравнение теоретических и наблюдаемых контуров и выбор окончательной модели

Появление эмиссии в контурах может быть обусловлено повышением температуры $\Delta T(h)$ в модели хромосферы, или повышением плотности $\Delta n_H(h)$, или увеличением и того и другого параметров относительно невозмущенной хромосферы. Однако вид теоретических контуров зависит как от соотношения между ΔT и Δn_H , так и от расположения слоя, в котором повышена T или n_H . Для выбора окончательных моделей флоккулов, т. е. величин $\Delta T(h)$ и $\Delta n_H(h)$, мы сравниваем теоретические и наблюдаемые контуры Н Са II и теоретическое и наблюдаемое соотношения величин I_{0H_α} и I_{0H} (центральные остаточные интенсивности в линиях Н α и Н Са II). Модели, в которых увеличена только температура, а плотность не изменяется и турбулентная скорость постоянна по высоте, плохо соответствуют наблюдениям. Теоретические контуры имеют низкую центральную остаточную интенсивность и слишком большой провал в Н β . Кроме того, отношение между I_{0H_α} и I_{0H} для таких моделей не соответствует наблюдаемым величинам (светлые кружки на рис. 4).

Хорошее согласие теоретических и наблюдаемых контуров дают модели с повышенной плотностью в области образования Н β и с турбулентной скоростью, растущей с высотой от 2 до 6 км/сек. Одна из таких моделей показана на рис. 5. Сравнение теоретических контуров с наблюдениями показано на рис. 6. Как видно из этих рисунков, величина провала в Н β в теоретических и наблюдаемых контурах различна. Однако это различие можно устранить изменением плотности в области Н β . Величина провала в Н β сильно зависит от принятой плотности (рис. 7).

Большая величина провала для моделей флоккулов с низкой плотностью получена также в [19]. Для устранения этого несоответствия авторы [19] вводят гипотезу о наличии макротурбулентции в области флоккула.

Соотношение между I_{0H_α} и I_{0H} , наиболее близкое к наблюдаемому, дают модели, в которых растет плотность в области Н β и одновременно растет температура в области Н β и Н γ (темные кружки на рис. 4).

Из моделей, дающих хорошее согласие теоретических и наблюдаемых контуров Н Са II и наилучшее соответствие между I_{0H_α} и I_{0H} , выбрана последовательность, соответствующая флоккулам возрастающей яркости, начиная с невозмущенной хромосферы.

По этой последовательности моделей получены теоретические соотношения между I_{0H} и плотностью n_H (рис. 8), а также между I_{0H} и температурой на уровне Н β ($h = 1700$ км) (рис. 9), между интенсивностью I_1 и

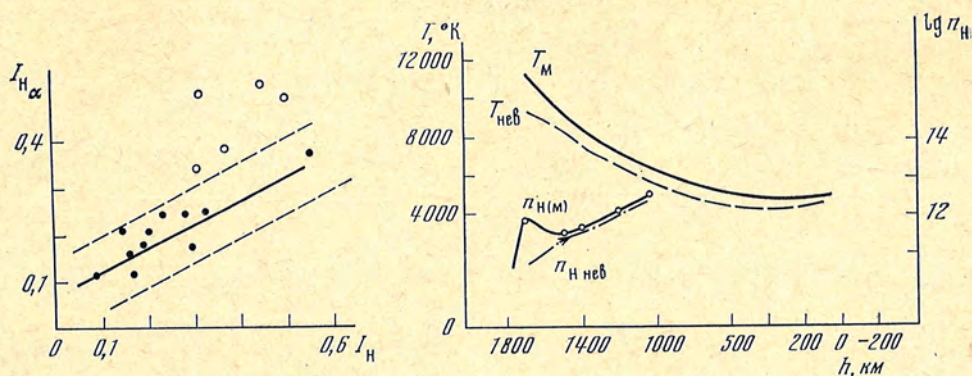


Рис. 4. Зависимость между свечением флоккулов в линиях H_α (ордината) и H Ca II (абсцисса)

Между штриховыми линиями заключены все наблюдаемые значения. Крестики — теоретические значения: светлые — вычисленные по моделям с постоянной плотностью, темные — по моделям с повышенной плотностью в области H_3

Рис. 5. Одна из моделей флоккула, дающая хорошее согласие вычислений с наблюдениями

Слева — хромосфера, справа — фотосфера. Штриховая и штрихпунктирная линии — изменение T и n_H с глубиной для невозмущенной хромосферы, сплошные линии — модель флоккула

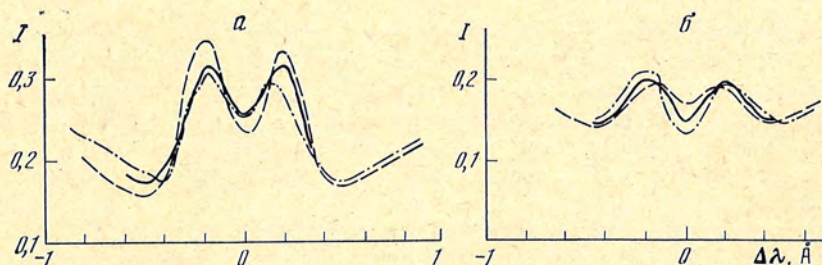


Рис. 6. Теоретические (сплошная линия) и наблюдаемые для разных узлов (штриховая и штрихпунктирная) контуры H Ca II

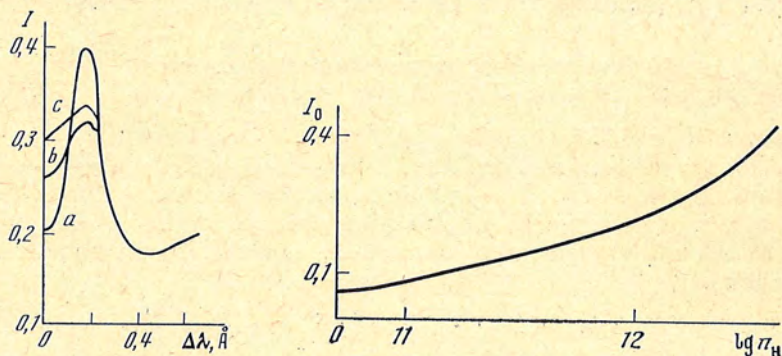


Рис. 7. Вид теоретического контура линии H для трех значений плотности на уровне образования H_3

$a - \lg n_H = 11,08$; $b - \lg n_H = 12,0$; $c - \lg n_H = 12,75$

Рис. 8. Теоретические соотношения между яркостью в H_3 (I_0) и плотностью хромосферы на уровне образования H_3 ($\lg n_H$)

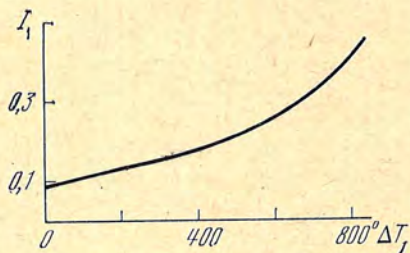
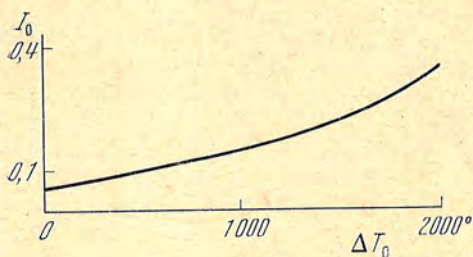


Рис. 9. Теоретическое соотношение между яркостью в H_3 (I_0) и разностью температур флоккула и невозмущенной хромосферы на уровне образования H_3 (ΔT_0)

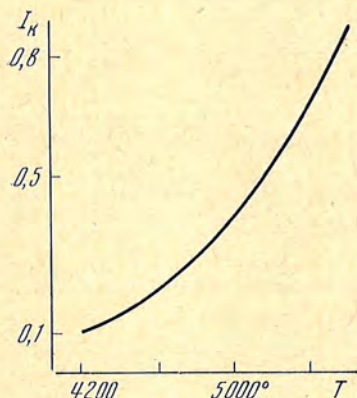


Рис. 10. Теоретическое соотношение между интенсивностью в H_2 (I_1) и разностью температур флоккула и невозмущенной хромосферы на уровне образования H_2 (ΔT_1)

Рис. 11. Теоретическое соотношение между интенсивностью в крыле линии H (I_k , $k = 2, 3, 4$) и температурой в соответствующей области (T)

разностью температур ΔT_1 во флоккуле и окружающей хромосфере на высоте образования H_2 ($h = 900 \text{ км}$) (рис. 10), между интенсивностью в крыле линии H и температурой в соответствующей области (рис. 11). По этим кривым (рис. 8—11) для определенных нами I_0 , I_1 , I_2 , I_3 , I_4 находились $\lg n_H$ и соответствующие температуры, из которых вычитались температуры, полученные для тех же $\Delta \lambda$ по контурам линий в невозмущенной хромосфере.

Таким образом мы получили для всех контуров $\lg n_H$ и ΔT_k , $k = 1, 2, 3, 4$, т. е. разности температур во флоккуле и невозмущенной хромосфере на высотах, соответствующих образованию точек 1, 2, 3, 4 контура линии H (см. рис. 3). Для интерпретации наблюдаемой асимметрии контуров (неравенство пиков $H_2 - I_{1R}$ и I_{1V} на рис. 2) проделаны вычисления для моделей с градиентом скорости. Наблюдаемая асимметрия соответствует изменению лучевой скорости в хромосфере до 4 км/сек на 1000 км.

Определение физических параметров

из наблюдаемых контуров H Ca II для различных классов флоккулов

А. Определение плотности n_H на уровне образования H_3 . Пользуясь кривой рис. 8, для всех измеренных контуров по наблюдаемым значениям I_{0H} были найдены $\lg n_H$. Все они находятся в пределах $10,7 \leq \lg n_H \leq 12,6$. Нижняя граница $\lg n_H$ для всех рассмотренных флоккулов одинакова, а верхняя для разных флоккулов, перечисленных вначале, представлена ниже:

Класс объектов	Область А	Область В	Область С	Мелкие одиночные флоккулы	Средние одиночные флоккулы
$\max \lg n_H$	12,6	12,4	12,6	11,9	12,2

Заметим, что плотности, измеренные в невозмущенных областях в пределах как старых, так и молодых флоккулов, между яркими узлами флоккула имеют то же значение, что и вдали от активных областей. Это говорит о том, что более плотная флоккульная материя сосредоточена в отдельных сгустках.

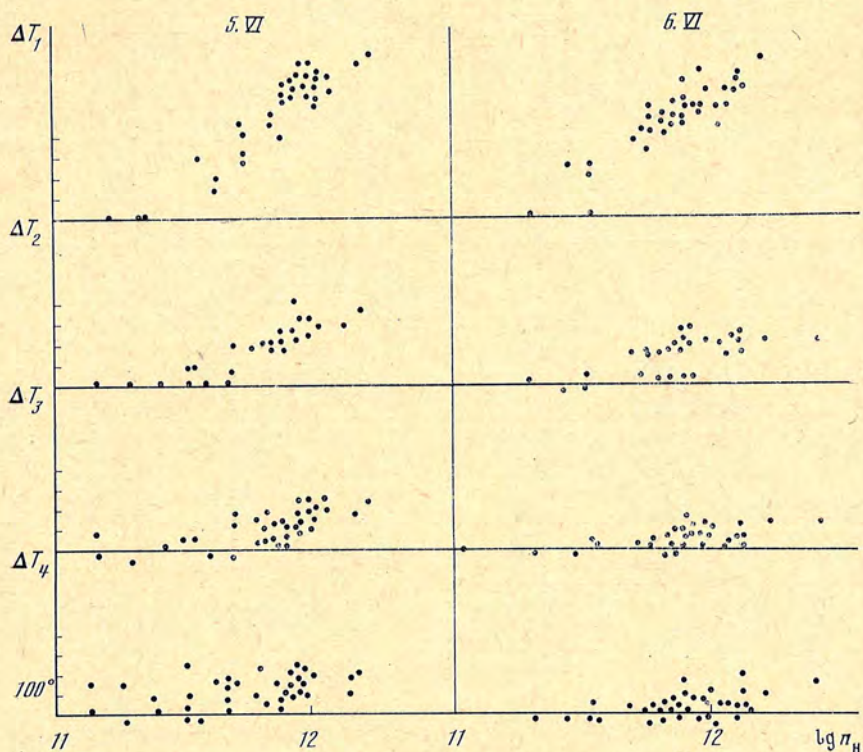


Рис. 12. Зависимость ΔT_k от $\lg n_H$ для флоккула области В 5 и 6.VI 1974 г.

Б. Определение интервала высот в солнечной атмосфере, затронутых прогревом флоккула. Как мы уже говорили, по остаточным интенсивностям в разных частях контура линии Н были определены повышения температуры во флоккуле относительно невозмущенных областей на разных глубинах. Для флоккулов каждого класса и каждого дня наблюдений мы построили зависимости разности температур ΔT_k во флоккуле и невозмущенной хромосфере на четырех уровнях ($k = 1, 2, 3, 4$) от $\lg n_H$. На рис. 12 в качестве примера приведены эти зависимости для флоккула В 5 и 6. VI 1974 г.

По всем зависимостям были построены средние кривые $\ln n_H$ и определены среднеквадратичные отклонения отдельных точек от них (20–70°) (рис. 13). Среднеквадратичные ошибки проведения средней кривой 5–10°. Сравнение кривых $\Delta T_k \sim \ln n_H$ показало, что для одиночных мелких флоккулов кривые за оба дня наблюдений очень хорошо совпадают, и мы их нанесли на один график. То же самое относится к средним флоккулам. Что касается больших активных областей, то для старых флоккулов А и С кривые не меняются день ото дня и хорошо совпадают друг с другом. Кривая для области В в первый день наблюдений заметно отличается от кривых для А и С тем, что при одних и тех же значениях $\lg n_H$ кривые ΔT_1 , ΔT_2 и ΔT_3 для области В идут выше, чем для А и С. Кроме того, на графике рис. 2, где приведены все точки, видно что в случае области В существует много узлов флоккулов, для которых ΔT_4 довольно велико при малом $\lg n_H$. На второй день наблюдений все кривые для области В совпадают с кривыми для А и С.

Что касается мелких и средних одиночных флоккулов, то здесь различия в кривых ΔT_k намечаются лишь в ΔT_3 и ΔT_4 , в то время как ΔT_1 и ΔT_2 практически совпадают. Для одиночных мелких флоккулов ΔT_3 и ΔT_4 лежат выше соответствующих кривых для средних флоккулов. Для

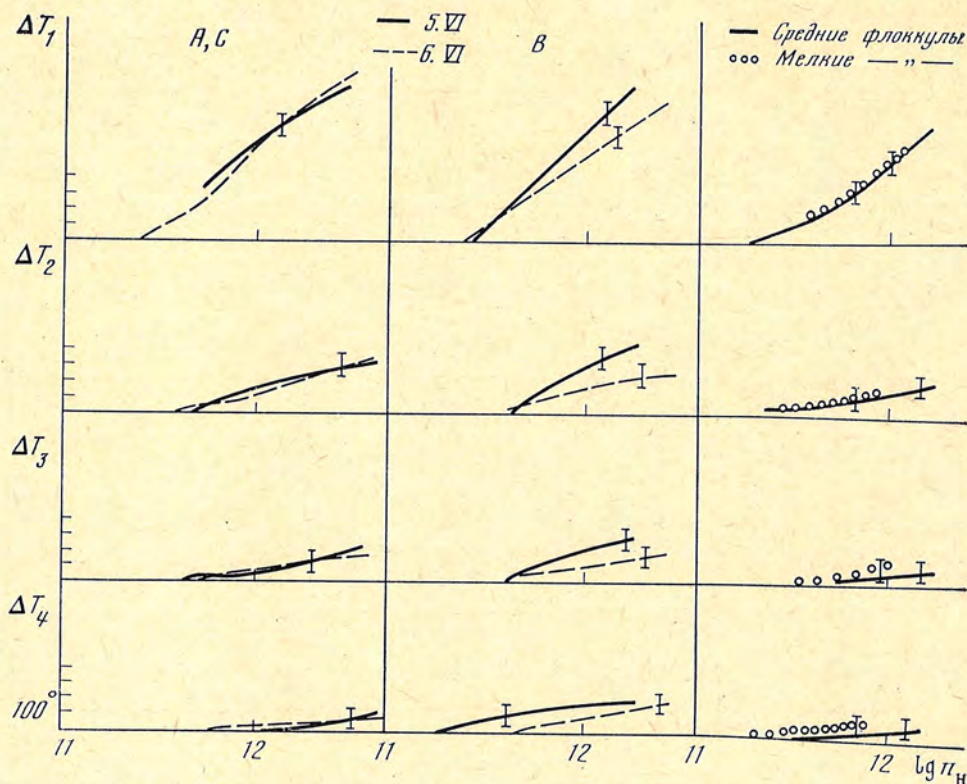


Рис. 13. Средние зависимости ΔT_k от $\lg n_H$ для всех наблюдаемых классов объектов за два дня наблюдений

удобства сравнения представим результаты, приведенные на рис. 13, в виде табл. 1. Для $\lg n_H = 11,8$ распределение разности температуры флоккула и окружающей хромосферы с глубиной представлено, кроме того, на рис. 14. По оси абсцисс справа налево отложены высоты образования точек 4, 3, 2, 1 контура Н (помещенные во втором столбце табл. 1), а по оси ординат — соответствующие им значения ΔT для разных типов флоккулов. Для высоты —200 км это значение ΔT_4 для $\lg n_H = 11,8$ из табл. 1, для высоты —100 км — значение ΔT_3 и т. д.

На основании рассмотрения табл. 1 и рис. 14 мы приходим к следующим выводам:

1. При изменении $\lg n_H$ от 10,7 до 11,3 —11,4 разность температур флоккула и окружающей хромосферы (ΔT) практически не меняется ни на одном уровне. Исключение составляет область В накануне появления в ней пятен.

2. Для старых областей А и С 5 и 6.VI и для средних одиночных флоккулов ход кривых $\Delta T \sim \lg n_H$ на всех рассмотренных высотах одинаков.

3. Область В в первый день наблюдений 5.VI простиралась на большую глубину, чем 6.VI, когда возникли пятна. На глубине —200 км 5.VI заметно дополнительное повышение температуры по сравнению с более высокими слоями.

4. В верхних слоях ΔT для мелких флоккулов мало отличается от ΔT для областей А, С и средних одиночных флоккулов. И только на глубинах —100, —200 км ΔT для мелких флоккулов больше, чем для перечисленных выше объектов, т. е. среди мелких одиночных флоккулов больше количество глубже расположенных, чем среди старых больших и средних флоккулов. Заметим, что среди мелких флоккулов доля рождающихся

Таблица 1

ΔT	$h, \text{ км}$	$\lg n_H$								
		10,7	11,0	11,3	11,6	11,8	12	12,2	12,4	12,6
Средние одиночные флоккулы, области А, С (5 и 6.VI), область В (6.VI, в день возникновения пятен)										
ΔT_1	900	0	0	0	120°	260°	430°	600°	720°	850°
ΔT_2	300	0	0	0	0	50	100	180	220	260
ΔT_3	—100	0	0	0	0	20	50	80	120	160
ΔT_4	—200	0	0	0	0	10	20	40	60	80
Область В (5.VI, накануне возникновения пятен)										
ΔT_1	900	0	0	0	200	400	580	760	—	—
ΔT_2	300	0	0	0	20	120	220	320	—	—
ΔT_3	—100	0	0	0	0	70	130	200	—	—
ΔT_4	—200	0	0	40	80	100	120	150	—	—
Мелкие одиночные флоккулы										
ΔT_1	900	0	0	20	140	230	—	—	—	—
ΔT_2	300	0	0	0	60	100	—	—	—	—
ΔT_3	—100	0	0	0	40	80	—	—	—	—
ΔT_4	—200	0	0	0	30	60	—	—	—	—

флоккулов должна быть больше, чем среди средних. Возможно, что развивающиеся флоккулы лежат на большей глубине, чем развитые.

В. Вертикальные движения во флоккулах. В подавляющем большинстве случаев в контуре линии Н пики интенсивности H_{2V} и H_{2R} (I_{1V} и I_{1R} в обозначениях рис. 3) неравны. Из 300 измеренных контуров $I_{1V} > I_{1R}$ в 190 случаях, что составляет 63%.

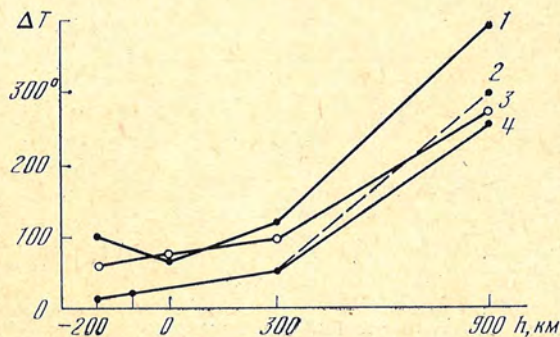
Таблица 2

Область	5. VI	6. VI	Область	5. VI	6. VI
А	65%	76%	С	75	76
В	48	47	С'	—	48

Рассмотрим отдельно области А, В, С 5 и 6.VI 1974 г. Результаты измерений асимметрии представлены в табл. 2. В таблице приведена доля всех узлов флоккулов для данной области, в которых $\Delta = I_{1V} - I_{1R} > 0$.

Рис. 14. Изменения разности температур флоккула и невозмущенной хромосферы (ΔT) с высотой для всех классов объектов для узлов флоккулов с $\lg n_H = 11,8$

1 — область В (5.VI); 2 — вращающиеся флоккулы; 3 — слабые флоккулы; 4 — области А, С, В (6.VI), средние флоккулы



Четвертая строка (C') относится к флоккулу, возникшему 6.VI к востоку от области B .

Асимметричные контуры получаются в том случае, когда имеется градиент лучевой скорости в хромосфере, т. е., другими словами, слои, в которых образуется H_3 , движутся относительно слоев, в которых образуется H_2 . При этом неравенство $I_{1V} > I_{1R}$ (или $\Delta H > 0$) соответствует сближению слоев H_3 и H_2 , т. е. сжатию, а $\Delta H < 0$ соответствует движению слоев H_3 и H_2 в разные стороны, т. е. разрежению вещества. Таким образом, мы получили, что на фоне общего преобладания сжатия вещества над разрежением в молодых областях B и C' доля разрежения газа заметно возрастает.

Эти результаты согласуются с данными [20], где для невозмущенных областей получен подъем газа в слоях образования K_2 и опускание в слоях образования K_3 , т. е. сближение слоев K_2 и K_3 , что соответствует нашему $\Delta H > 0$. В [21] для флоккулов получен подъем в K_2 в среднем со скоростью 1,2 км/сек и в K_3 подъем со скоростью 0,4 км/сек, т. е. слой K_2 приближается к слою K_3 со скоростью 0,8 км/сек. В этих работах стадия развития флоккула не принималась во внимание. Аналогичная асимметрия эмиссии в К Са II для невозмущенных областей была получена в [22].

Вращение небольших флоккулов

На полученных нами спектрах заметны небольшие флоккулы, у которых эмиссия в линии H имеет характерный вид: эмиссия H_{2V} сдвинута поперек дисперсии относительно H_{2R} . На рис. 15 схематически изображен вид линии H для такого флоккула.

Мы профотометрировали около 30 таких флоккулов, сделав по несколько разрезов вдоль дисперсии, а также разрезы поперек дисперсии, вдоль максимумов интенсивности H_{2V} и H_{2R} . Направления фотометрических разрезов указаны стрелками на рис. 15. Результаты наложения разрезов H_{2V} и H_{2R} поперек дисперсии представлены на рис. 16 для семи таких флоккулов. Размеры этих флоккулов лежат в интервале 10 000—30 000 км.

Для 20 таких флоккулов по контурам линии H были определены рассмотренные выше зависимости $\Delta T_k \sim \lg n_H$. Средние кривые, проведенные по всем точкам, для ΔT_1 и ΔT_2 лежат на 80° выше, чем кривые для всех средних флоккулов. Для ΔT_3 это различие меньше, а для ΔT_4 кривая не отличается от средней кривой для всех средних флоккулов. Для $\lg n_H = 11,8$ распределение ΔT с глубиной для этих флоккулов представлено штриховой линией на рис. 14. Отсюда можно сделать вывод, что во флоккулах, в спектре которых H_{2R} и H_{2V} сдвинуты друг относительно друга поперек дисперсии, поверхностные слои прогреваются больше, чем в остальных флоккулах такой же яркости

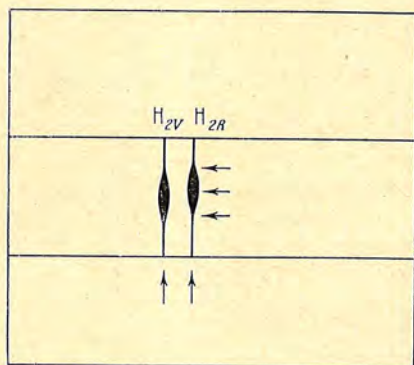


Рис. 15. Схематический вид эмиссии H_2 в спектре вращающегося флоккула

в H_3 , т. е. той же плотности на уровне H_3 . Сдвиг эмиссии H_{2V} относительно H_{2R} поперек дисперсии означает, что на одном краю данного флоккула $I_{1R} > I_{1V}$, т. е. $\Delta H > 0$, а на другом $\Delta H < 0$. Первое неравенство соответствует сближению слоев H_3 и H_2 , второе — удалению этих слоев друг от друга, т. е. имеется круговая циркуляция вещества на уровне H_3 , если считать слой H_2 неподвижным. Скорости подъема и опускания слоя H_3 относительно H_2 доходят до 4 км/сек.

Вращательные движения характерны для многих солнечных образований. Полный обзор вращательных движений

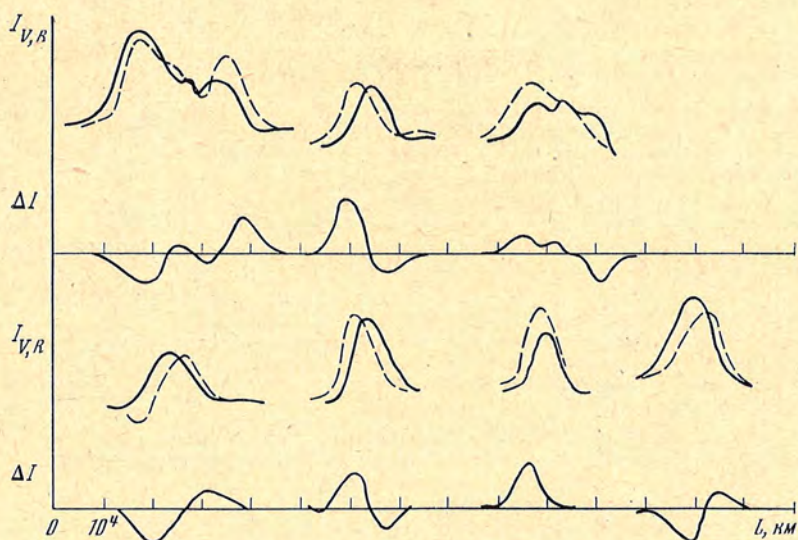


Рис. 16. Наложение фотометрических разрезов поперек дисперсии (верхние кривые), вдоль H_{2V} (штриховая линия) и H_{2R} (сплошная) для вращающихся флоккулов

Нижние кривые — $\Delta I = I_{H_{2V}} - I_{H_{2R}}$. По оси абсцисс отложено расстояние вдоль щели спектрографа на поверхности Солнца

в тонкоструктурных образованиях на Солнце дается в [23]. Заключение о спиральных движениях во флоккулах сделано Полупаном [24] по наблюдениям водородных линий во флоккулах. В [25] сдвиги эмиссии в K_2 интерпретируются как движения материи флоккула по спиральям.

Выводы

В результате спектроскопического исследования и теоретических расчетов мы приходим к следующей физической картине флоккула.

Флоккул — это уплотненный слой на высоте образования H_3 ($h = 1700$ км). Для отдельных узлов флоккула на этой высоте плотность меняется в пределах двух порядков ($\lg n_H = 10,7 \div 12,6$). В этой области флоккул горячее окружающей хромосферы на ΔT до 2000° .

Нижележащая хромосфера прогрета флоккулом, но плотность в ней не повышена по сравнению с невозмущенной. Чем ярче флоккул, тем он плотнее и тем глубже прогрета атмосфера под ним.

Развивающиеся флоккулы (флоккул накануне образования пятен и мелкие флоккулы) показали более высокие температуры, чем старые флоккулы при тех же яркостях в H_3 , имеется даже второй максимум ΔT в фотосфере.

Среди старых флоккулов 75% узлов показывают сближение слоев на уровне образования H_3 и H_2 . Среди развивающихся флоккулов раздвижение слоев играет большую роль, его показывают 50% всех узлов.

Изучены вращающиеся флоккулы, на краях которых $\Delta V = \pm 4$ км/сек. Их размеры 10 000—30 000 км, они горячее и простираются на меньшую глубину, чем невращающиеся флоккулы того же размера и яркости.

Авторы выражают большую благодарность В. М. Малащук и Л. В. Довженковой за помощь в фотометрической обработке.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 11, 102.
2. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 162.
3. В. А. Крат, Т. В. Крат, Л. М. Правдюк. Изв. ГАО, 1958, 20, вып. 5. 1, № 158.
4. В. А. Крат, Т. В. Крат. Изв. ГАО, 1961, 22, вып. 2, № 167, 6.
5. П. Н. Полупан. Астрон. ж., 1971, 48, 97.
6. G. Bachman. Astron. Nachrichten, 1969, 291, Н. 4/5, 131.
7. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 75.
8. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 39, 265.
9. Т. Т. Цап, А. П. Крамынин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 32.
10. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 8.
11. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen. Solar Phys., 1971, 18, 347.
12. Л. Н. Курочка. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 96.
13. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. «Наука», 1967, с. 101.
14. Н. Ф. Войханская. Ученые записки ЛГУ, 1967, № 334, вып. 41, с. 73.
15. J. L. Linsky. Smithsonian Inst. Astrophys. Obs. Spec. Rept., 1968, N 274, 1.
16. R. G. Athay. Solar Phys., 1970, 11, 347.
17. В. П. Гринин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 65.
18. J. L. Linsky, E. H. Avrett. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1970, 82, N 485.
19. R. A. Shine, J. L. Linsky. Solar Phys., 1974, 39, 49.
20. Ch. E. St. John. Astrophys. J., 1910, 32, 36.
21. В. Л. Хозлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 177.
22. L. Sou-Yang, Sm. Elske. Solar Phys., 1972, 24, 301.
23. B. Rompolt. Acta Univ. Wratislaviensis, 1975, 252, 1.
24. П. Н. Полупан. Вестник Киевского ун-та, Астрономия, 1969, № 11, 27.
25. V. A. Krat, M. N. Stojanova. Solar Phys., 1971, 20, 57.

ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ ХРОМОСФЕРЫ
И ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ

Э. Е. Дубов

Изучается соотношение между фибриллами и супергранулами и вероятный профиль линии H_{α} для филиграней и фибрилл. Показано, что переходный слой от хромосферы к короне является толстым и над границами, и над серединами супергранул.

Предлагается примерная схема уточненной (по сравнению с моделью, предложенной автором ранее [4, 5]) модели хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне. Газовое давление в переходном слое меньше, чем в короне. Благодаря увеличению толщины переходной зоны в новой модели, в противоположность предыдущей, излучение в линиях далекого ультрафиолета больше над границами, чем над серединой супергранул.

THE FURTHER DEVELOPMENT OF THE PROPOSED EARLIER MODEL OF CHROMOSPHERE AND TRANSITION ZONE, by E. E. Dubov.— The relation between fibrills and supergranules and the shape of possible H_{α} line profile for filigræe and fibrills is studied. The transition zone is shown to be thick both upon the borders and upon the inner parts of supergranules.)

The provisional scheme of corrected model of chromosphere and transition zone (as compared to the model suggested earlier [4, 5]) is proposed. The gas pressure in the transition zone is less than in the corona. In the contrary to the old model the EUV emission upon the borders of supergranules in the new model is stronger than upon the inner parts of them. This is due to change of transition zone thickness.

Представления о балансе энергии в хромосфере, о роли магнитного поля и отклонений от локального термодинамического равновесия в установлении такого баланса, изложенные в [1—3], привели к созданию модели хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне [4, 5]. Основные положения заключаются в том, что благодаря присутствию на границах супергранул магнитных полей баланс энергии в этих местах устанавливается таким, что изотермы над границами ячеек хромосферной сетки (границами супергранул) проходят ниже, а изобары соответственно выше, чем над серединой супергранул. Относительные размеры областей середины и границы супергранул меняются с высотой (рис. 1). Переходный слой при этом оказывался толстым над серединой супергранул и принимался тонким (при условии постоянства электронного давления с высотой) над границей супергранул.

Окончательно модель фиксировалась расчетом радиоизлучения в центре диска Солнца, оценкой относительных размеров областей границы и середины супергранул, условием постоянства потока энергии из-за теплопроводности из короны вниз над границей супергранул и расчетом потока излучения, который бы наблюдался вблизи Земли от сферически симметричного Солнца, в предположении при расчете, что распределение температуры и плотности соответствует в одном случае середине супергранулы, а в другом — ее границе.

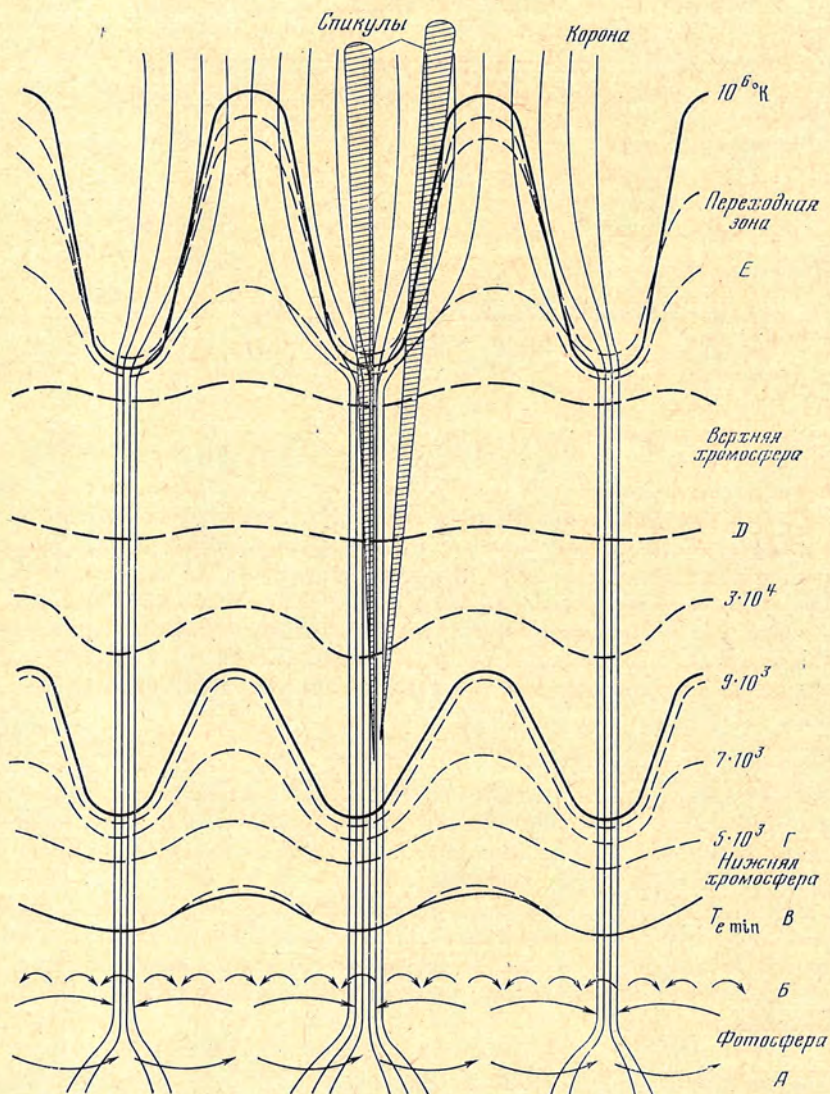


Рис. 1. Схематическое изображение модели хромосферы и переходного слоя из [4]

На рис. 2 приведено распределение температуры, плотности и электронного давления над внутренними частями и над границами супергранул в этом варианте модели хромосферы и переходного слоя. Газовое давление в верхней хромосфере над серединой супергранул меньше газового давления в короне. Для полноты картины упоминалось о существовании в области границ супергранул холодных высоко простирающихся спикул. В этой модели ультрафиолетовое излучение над границами супергранул было меньше, чем над серединой. Дальнейшие исследования показали необходимость пересмотра указанной модели. Особенно это касается предположения о постоянстве давления и малой толщине переходной зоны над границами супергранул.

Прежде чем перейти к пересмотру модели, представляется целесообразным сделать несколько замечаний общего характера.

1. Соотношения между структурами разных масштабов

Необходимость разработки неоднородных моделей хромосферы в настоящее время общепризнана. В этом направлении существуют две тенденции: рассмотрение деталей тонкой структуры хромосферы (спикул, фибрилл), накладывающихся на некую однородную среду, и рассмотрение неоднородностей масштаба ячейки хромосферной сетки (супергранулы). Изучение изображений (фильтрограмм) одного и того же участка поверхности Солнца, снятых на различном расстоянии от центра линии H_{α} , а также картин распределения магнитного поля по поверхности Солнца дает возможность установить прямую связь между структурами обоих масштабов.

В качестве иллюстрации удобно воспользоваться серией снимков, опубликованных Врабеком [6, с. 333 и 337]. На фиг. 3 и 4 из этой работы видно, что на Солнце существуют большие области, магнитное поле в которых сохраняет один и тот же знак, так что чаще всего (более чем в 70% случаев [7]) направление продольного магнитного поля по всей границе супергранулы одинаково. Это означает, что силовые линии, по-видимому, расходятся в короне, а не замыкаются на той же или на соседней супергранулярной границе, т. е. картина носит характер рис. 3, а, а не 3, б или 3, в. Впрочем, иногда поля разных знаков соседствуют, образуя параллельные волокна. В этих местах в большинстве случаев расположены и волокна, видимые на спектрогелиограммах в линии H_{α} .

Естественно считать, что фильтрограммы, снятые в различных частях профиля линии H_{α} , т. е. на различных расстояниях от центра линии, с узкополосным фильтром, дают представление о распределении яркостей (а следовательно, и физических условий) на разных глубинах в хромосфере. Яркость различных точек мы в дальнейшем будем сравнивать с яркостью некоторой характерной точки в середине супергранулы — ячейки хромосферной сетки («точка сравнения»), считая, что излучение последней можно охарактеризовать средним профилем линии H_{α} (рис. 4). На фильтрограммах, снятых при $\Delta\lambda = 0,8 \text{ \AA}$, четко вырисовываются границы супергранул.

Выделяются два типа тонкоструктурных образований — яркие точки и тонкие волокна [6]. Яркие точки следуют расположению магнитных полей, темные волокна расположены по обе стороны границы, обрисованной яркими точками. Можно видеть, что яркие точки образуют рисунок, который виден и на фильтрограммах, снятых в центре линии H_{α} , и на фильтрограммах, снятых при $\Delta\lambda < 0,8 \text{ \AA}$, — это так называемые *filigree* [8]. Темные волокна при приближении к центру линии H_{α} становятся все более длинными, достигая в центре линии середины ячеек, так что хромосферная сетка на фильтрограммах, снятых в центре H_{α} , едва видна. Длина темных волокон — фибрилл — растет от 6000 км на фильтрограммах, снятых при $\Delta\lambda = 0,8 \text{ \AA}$, до 10 000 км при $\Delta\lambda = 0,6 \text{ \AA}$, составляет $\sim 15\,000 \text{ км}$ при $\Delta\lambda = 0,4 \text{ \AA}$ и, наконец, достигает 20—25 тыс. км на фильтрограммах, снятых в центре линии.

Совокупность таких волокон и образует граничную область ячейки хромосферной сетки, ширина которой составляет соответственно 8, 11 и 17 тыс. км, так что относительные линейные размеры границ супергранул меняются как 0,28; 0,44; 0,56 при изменении $\Delta\lambda$ от 0,8 до 0,4 Å. Это близко к результатам, полученным автором [1] при исследовании спектра вблизи линии H_{α} .

Получить профили линии H_{α} для определенного образования тонкой структуры очень трудно. Однако последовательность фильтрограмм одного и того же места солнечной поверхности, снятых при разных $\Delta\lambda$, позволяет составить представление об этих профилях. Рассматривая фильтрограммы, можно видеть, что при $\Delta\lambda = 0,8 \text{ \AA}$ яркие точки ярче точек сравнения, а темные волокна, естественно, темнее. При $\Delta\lambda = 0,6 \text{ \AA}$

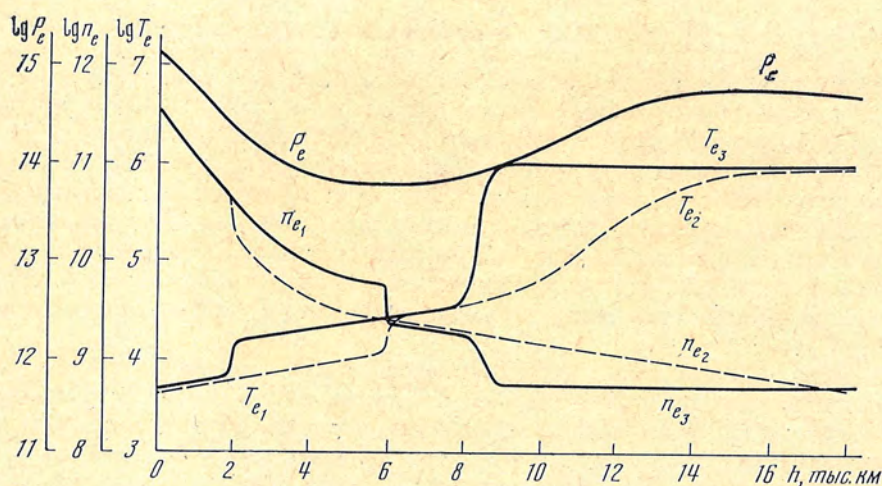


Рис. 2. Модель хромосферы, предложенная в [4]. Зависимость электронной плотности (n_e), температуры (T_e) и приведенного давления ($P_e = n_e T_e$) от высоты для границ (сплошные линии) и для середины супергранул (штриховые)

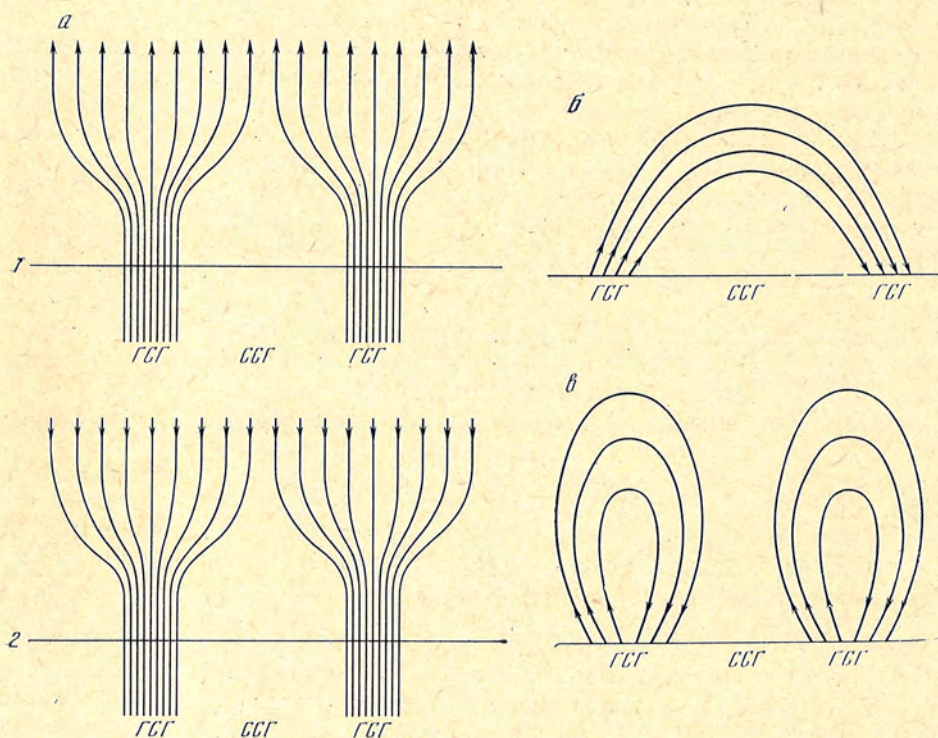


Рис. 3. Возможный ход силовых линий у границы супергранулы (ГСГ) и у середины супергранулы (ССГ)

яркие точки становятся относительно слабее, яркость их примерно равна яркости точек сравнения; контраст темных волокон несколько увеличивается. Если $\Delta\lambda = 0,4 \text{ \AA}$, контраст темных волокон, теперь уже довольно длинных, становится еще больше. Хотя яркие точки остаются яркими по сравнению со своими окрестностями, яркость их меньше яркости точек сравнения. В центре линии H_α яркость ярких точек на фильтрограммах

гораздо больше яркости точек сравнения, контраст темных волоконцев, практически покрывающих всю ячейку, меньше, чем в случае $\Delta\lambda = 0,4 \text{ \AA}$. Это соотношение яркостей отображено на рис. 4, где тонкой сплошной линией проведен профиль H_α для точки сравнения, сплошной жирной линией — возможный профиль для ярких точек и штриховой — возможный профиль волоконцев у границ супергранул.

Изменение профиля линии H_α при изменении физических условий исследовано теоретически в [9, 10]. В частности, в [9] показано, что небольшое увеличение плотности при неизменном распределении температур сдвигает профиль вверх, практически не изменяя его форму. С другой стороны, более быстрый рост температуры в модели хромосферы (для $T < 20\,000^\circ \text{K}$) приводит к образованию несколько более глубокого и более широкого профиля. Это связано с перераспределением населенности уровней из-за роста отклонений от ЛТР ($T_e > T_r$ [1]). В [10] показано, что изменение температуры вызовет изменение профиля поглощения в бальмеровском и пашеновском континуумах, что приведет к соответствующему перераспределению населенностей второго и третьего уровней водорода и, следовательно, функции источников для H_α . В некоторых случаях влияние температуры на профиль линии H_α может быть и непосредственным в результате изменения числа возбуждений и гашений электронным ударом.

Общую картину распределения магнитного поля, фибрилл и областей на границах и в середине супергранул можно представить себе так, как это изображено на рис. 5, где жирной линией показан ход изотерм, подъем и опускание которых разделяют границы и середины супергранул, тонкими линиями показано расположение силовых линий магнитного поля.

Итак, увеличение температуры без существенного изменения плотности приводит к образованию более широкого и более глубокого профиля линии H_α , характерного для фибрилл и границ супергранул в целом. Более значительное увеличение плотности в самой середине области границы супергранулы дает профиль, характерный для ярких точек на границах супергранул — filigree. В общем же в местах усиления магнитного поля, т. е. у границ супергранул, изотермы понижаются, что приводит к повышению изоденс и особенно изобар у границ супергранул. Это наиболее характерно для модели, предложенной в [4, 5]. С энергетической точки зрения это связано с усиленным потоком механических волн вдоль силовых трубок магнитного поля, как тех, которые уходят в корону (вверх), так и тех, которые оканчиваются внутри супергранул, т. е. уходят вниз (рис. 5).

2. О толщине переходной зоны от хромосферы к короне

Несколько лет тому назад принималось, что в переходной зоне электронное (и газовое) давление остается постоянным, а толщина переходной зоны от хромосферы к короне очень мала — сотни, а может быть, и десятки километров. Однако за последние годы появляются как теоретические, так и наблюдательные доводы в пользу того мнения, что как утверждение о постоянстве давления, так и предположение об очень малой толщине переходной зоны неправильны [11—14]. Очень убедительно показали неверность этих утверждений Луллэргю и Нуссбаумер в [15], сравнивая

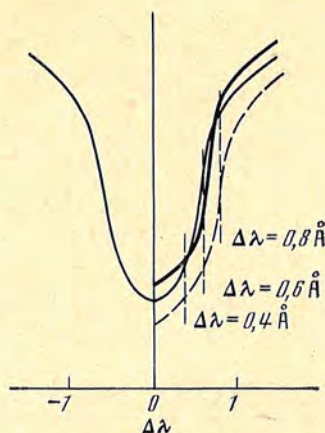


Рис. 4. Профиль линии H_α

Тонкая линия — в середине супергранул, штриховая — в фибриллах, жирная — в ярких точках (filigree)

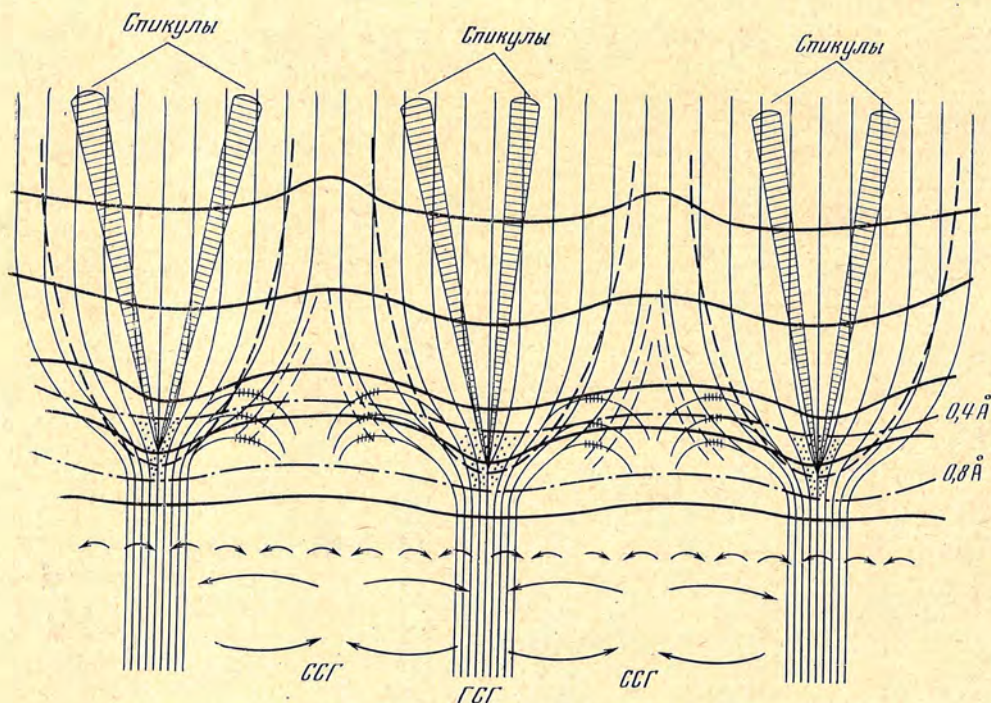


Рис. 5. Предполагаемая схема структуры магнитного поля, изменения высоты изотерм вдоль поверхности Солнца, расположения фибрилл и спикул

Точки — место повышения плотности. Тонкие сплошные линии — силовые линии магнитного поля, жирные — изотермы. Жирные штриховые линии разделяют области границы (ГСГ) и середины супергранулы (ССГ). Штрихпунктирные линии — эффективный уровень образования соответствующих частей линии для фильтрограмм, снятых при различных расстояниях от центра линии H_α — $\Delta\lambda$. Области спикул и фибрилл заштрихованы. Тонкая штриховая линия обозначает другое возможное продолжение силовой линии магнитного поля. Стрелки — направления конвективных движений

рассчитанное отношение интенсивностей линий иона С III 1176 и 977 Å, а также абсолютный поток энергии в линии С III 977 Å с результатами наблюдений на ИСЗ ОСО-6. Они подтвердили также, что величина приведенного электронного давления $p' = n_e T_e$ в области образования линий С III (40 000—100 000° K) примерно равна $5 \cdot 10^{13}$ °K/см³ вместо $p' = 5 \cdot 10^{14}$ °K/см³ в короне. Авторы полагают, что эта разница в газовом давлении компенсируется турбулентным давлением в переходном слое, связанном с макроскопическими движениями, наличие которых следует из сравнительно большой ширины профилей спектральных линий, образующихся в переходном слое.

Следует отметить, что представление о малой толщине переходного слоя при интерпретации наблюдательных данных получается как непосредственный результат предположения о постоянстве давления в этом слое. Зависимость температуры от высоты эмпирически находят из выражения

$$\overline{dh}/dT = I_\lambda / K p^2,$$

где I_λ — наблюдаемая интенсивность линии в ультрафиолетовой области спектра; p — давление; K — некоторая расчетная величина, вычисляемая для каждой спектральной линии.

Очевидно, что уменьшение давления в 10 раз соответствует увеличению толщины в 100 раз.

3. Необходимые изменения модели, приведенной в [4, 5]

Из данных, опубликованных в [16], следует, что изменения скорости роста температуры с высотой происходят при следующих значениях температуры: $\lg T_1 = 4,25$, $\lg T_2 = 4,45$, $\lg T_3 = 4,9$, $\lg T_4 = 5,4$ и $\lg T_5 \sim 6,2$, при которых, согласно расчетам Кокса и Такера, сравнительно резко изменяются излучательные свойства солнечной плазмы [17]. Переход от T_2 к T_3 происходит в очень узком слое, на участке $T_3 - T_4$ температура растет с высотой медленнее, чем на участке с $T < T_1$. На участке $T_4 - T_5$ изменение температуры с высотой подчиняется уравнению теплопроводности, в котором поток тепла из короны вниз не зависит от высоты.

В [16] также сделаны оценки толщины слоя с ростом температур от $\lg T = 4,1$ до T_1 и слоя с температурами T такими, что $T_2 < T < T_3$. Необходимость уменьшения толщины этих слоев по сравнению с данными модели [4,5] следует из чрезмерно быстрого роста, по сравнению с данными наблюдений, яркостной температуры радиоизлучения при переходе от центра диска к его краю, которое получилось при предварительных расчетах по модели [4, 5], выполненных Л. С. Любимковым и автором.

Мы не будем вводить требование о постоянстве давления и о тонкости переходного слоя над границами супергранул.

4. Предварительная модель хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне

На рис. 6 и в табл. 1 приведена предварительная модель, построенная с учетом требований предыдущих параграфов: плотность над границами супергранул на той же высоте больше, чем над серединой супергранул.

Толщина слоев и ход температуры выбирались в соответствии с выводами [16]. В переходном слое мы не требовали гидростатического равно-

Таблица 1

Предлагаемая модель хромосферы и переходного слоя

h , тыс. км	Середина супергранулы			Граница супергранулы		
	$\lg T_e(^{\circ}\text{K})$	$\lg n_e(\text{см}^{-3})$	$\lg p_e = \lg(n_e \cdot T_e)$	$\lg T_e(^{\circ}\text{K})$	$\lg n_e(\text{см}^{-3})$	$\lg p_e = \lg(n_e \cdot T_e)$
0	3,72	10,928	14,648	3,750	11,10	14,850
500	3,78	10,550	14,330	3,800	10,72	14,605
1 000	3,85	10,290	14,140	3,870	10,46	14,330
1 500	3,92	10,043	13,963	3,960	10,23	14,190
2 000	4,00	9,79	13,795	4,060	10,00	14,060
2 500	4,09	9,590	13,680	4,170	9,82	13,990
3 000	4,20	9,378	13,578	4,350	9,670	14,020
3 500	4,38	9,230	13,710	4,650	9,510	14,160
4 000	4,63	9,055	13,785	4,910	9,390	14,300
4 500	4,94	8,865	13,805	5,200	9,270	14,470
5 000	5,19	8,764	13,954	5,480	9,170	14,650
5 500	5,37	8,682	14,052	5,595	9,080	14,675
6 000	5,48	8,633	14,113	5,690	9,030	14,720
6 500	5,56	8,583	14,143	5,750	8,980	14,730
7 000	5,62	8,529	14,149	5,795	8,940	14,735
7 500	5,68	8,499	14,179	5,840	8,900	14,740
8 000	5,71	8,473	14,183	5,865	8,880	14,745
8 500	5,75	8,450	14,200	5,885	8,870	14,755
9 000	5,77	8,440	14,210	5,910	8,860	14,770
9 500	5,80	8,415	14,215	5,930	8,850	14,780
10 000	5,82	8,402	14,222	5,945	8,845	14,790
10 500	5,84	8,388	14,228	5,960	8,840	14,800
11 000	5,86	8,385	14,245	5,970	8,835	14,805
Корона	6,00	8,375	14,375	6,100	8,740	14,84

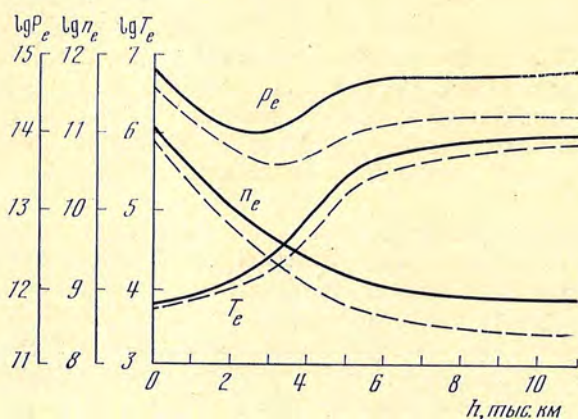


Рис. 6. Предлагаемая модель хромосферы. Зависимости n_e , T_e и P_e от высоты. Сплошные линии — границы супергранул, штриховые — середины супергранул

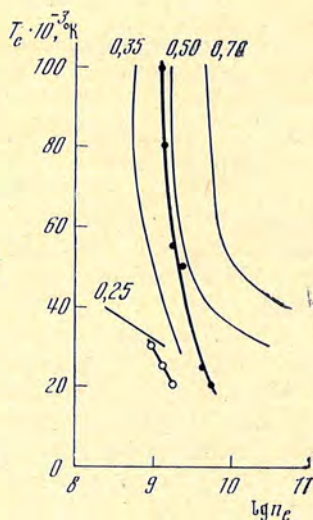


Рис. 7. Зависимость отношения коэффициентов излучения в спектральных линиях O III $\rho = \epsilon_{1176}/\epsilon_{977}$ от n_e и T_e , вычисленная в [15], и соотношения n_e и T_e , соответствующие модели, изображенной на рис. 6

Точки — границы супергранул, кружочки — середины

весия и равенства давлений над границами и над внутренними частями супергранул. Ход электронной плотности подбирался в процессе расчетов так, чтобы вычисленные потоки радиоизлучения в диапазоне 0,3—30 см были близки к наблюдаемым. Величина электронной плотности в основании хромосферы над границами супергранул взята из [18]. Принято, что в короне над границами супергранул $n_e = 5,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, а над серединой супергранул $n_e = 2,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Плотность над серединой супергранул подбиралась с учетом того, что интенсивность излучения в УФ-линиях над серединой супергранул меньше.

Средняя величина флуктуации яркости определена в [16]. Принято, что яркость над серединой супергранулы меньше яркости над ее границей на удвоенную величину этой флуктуации. Величина эта была увеличена нами еще в 1,5 раза, чтобы учесть как-то замыывание, связанное с недостаточной разрешающей способностью спектрогелиометра на ОСО-4, с помощью которого были получены спектрогелиограммы, использованные в [16]. Логарифм среднего значения флуктуации интенсивности растет, согласно [16] от 0,13 для линии N II $\lambda 1085 \text{ \AA}$ до 0,18 для линии Ne VII $\lambda 465 \text{ \AA}$. Зависимость температуры от высоты над серединой супергранул похожа на аналогичную зависимость для границ супергранул. Для короны принято над серединой супергранул $T_e = 1,0 \cdot 10^6 \text{ K}$, над границей $T_e = 1,2 \cdot 10^6 \text{ K}$.

По предлагаемой нами модели газовое давление в верхней хромосфере и в переходном слое меньше, чем газовое давление в короне. По нашему мнению, давление в верхней хромосфере и в переходном слое в значительной мере связано с макроскопическими движениями, возникающими в результате неустойчивостей, связанных с очень большим значением градиента температуры с высотой [16].

При расчете излучения для центра диска не надо учитывать изменение размеров областей границ и средней части супергранул с высотой (рис. 1 и 5).

В табл. 2 приведены значения T_e для слоев, в которых вычисленная по окончательной модели оптическая глубина $\tau_\lambda = 1$ для различных длин волн λ .

Рис. 8. Коэффициент корреляции яркости (r_{ij}) на спектрогелиограммах, полученных в различных линиях, по сравнению с яркостями на спектрогелиограмме в линии Si XII λ 499 Å, в зависимости от T_m — наиболее благоприятного значения температуры для образования данной линии согласно [16]

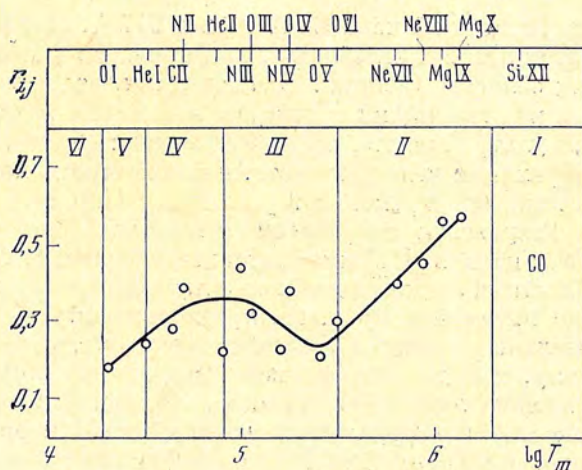


Таблица 2

Яркостная температура в центре диска Солнца

Длина волны, см	Над границей супергранулы	Над серединой супергранулы	Наблюдаемая величина согласно [19,4]	Длина волны, см	Над границей супергранулы	Над серединой супергранулы	Наблюдаемая величина согласно [19,4]
0,3	7 410°	6 460°	5870 ± 950°	10,0	53 700°	28 200°	30—50 000
0,6	8 710	7 760	7500	30,0	141 000	54 000	147 000
1,0	11 200	8 710	8870 ± 980	60,0	300 000	90 000	400 000
3,0	18 600	12 300	19 300 ± 1350				

Принято, что яркостная температура $T_b \approx T_e$ ($\tau_\lambda \approx 1$). Данные наблюдений, приведенные в табл. 2, взяты из [19] и [4].

Была вычислена интенсивность излучения в нескольких спектральных линиях в далеком ультрафиолете. Расчет выполнен для сферически симметричного Солнца; при расчете предполагалось, что распределение температуры и плотности соответствует в одном случае середине супергранулы, а в другом — ее границе согласно предлагаемой модели. В этой модели, в противоположность предыдущей, интенсивность излучения больше над границами, а не над серединами супергранул. Это связано с тем, что переходный слой над границами супергранул принимается очень толстым. Величина интенсивностей близка к наблюдаемой (табл. 3).

На рис. 7 приведены результаты расчетов, выполненных в [15]. На графике нанесены расчетные значения коэффициентов излучения

Таблица 3

Поток излучения в линиях далекой ультрафиолетовой области спектра вблизи орбиты Земли

Ион	λ , Å	Поток для границы супергранулы, эрг/см ² ·сек	Поток для середины супергранулы, эрг/см ² ·сек	Наблюдаемые значения согласно [20], эрг/см ² ·сек
N III	991	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$
O IV	790	10^{-2}	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$
O V	1032	$8,65 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
Ne VII	465	$3 \cdot 10^{-3}$	—	$2,6 \cdot 10^{-3}$

ния для линий иона С III 1176 и 977 Å. Наблюдаемое отношение потоков в этих линиях колеблется, как показано в [15], от 0,3 до 0,5 (для спокойных областей Солнца). В связи с тем, что свечение оказывается более ярким над границами супергранул для всех рассматриваемых линий в далеком ультрафиолете, возникает задача: объяснить поведение коэффициента корреляции между яркостями на спектрогелиограммах, полученных практически одновременно в различных линиях.

Результаты определения такого коэффициента для спокойных областей взяты нами из [16] и представлены на рис. 8. Соображения о расплывании области свечения в далеком ультрафиолете с высотой [21], соответствующие высказанному выше предположению об изменении с высотой относительных размеров границ супергранул, не дают достаточного объяснения этому, так как коэффициент корреляции изменяется с потенциалом возбуждения линии немонокотонно. Из рис. 8 видно, что хотя распределения яркостей в корональных линиях плохо коррелируют с распределением яркости в переходной зоне и коэффициент корреляции уменьшается с увеличением расстояния от короны (т. е. с уменьшением высоты), в верхней короне корреляция опять начинает улучшаться. Задача эта пока не решена.

По нашему мнению, окончательный выбор модели можно сделать, рассчитывая только ход радиоизлучения в достаточно большом диапазоне длин волн от центра диска к его краю до достижения хорошего согласия с наблюдениями. При этом должно быть уточнено изменение относительных размеров областей границы и середины супергранулы с высотой и, возможно, придется учитывать также излучение и поглощение спикул.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 301.
2. Э. Е. Дубов. Астрон. ж., 1967, 44, № 2, 342.
3. E. E. Dubov. Sympos. IAU N 35, 1968, p. 225.
4. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 20.
5. E. E. Dubov. Solar Phys., 1971, 18, N 1, 43.
6. D. Vrabec. Sympos. IAU N 43, 1971, p. 329.
7. В. М. Григорьев, Г. В. Куклин. В сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», № 15. Иркутск, 1970, с. 3.
8. R. B. Dunn, J. B. Zirker. Solar Phys., 1973, 33, N 2, 281.
9. S. A. Schoolman. Solar Phys., 1973, 32, N 2, 379.
10. K. Gebbie, R. Steinitz. Astrophys. J., 1974, 188, N 2, part 1, 399.
11. G. Elwert, P. K. Raju. Solar Phys., 1972, 25, 319.
12. Simon et al. Solar Phys., 1974, 39, N 1, 121.
13. R. L. Moore, P. C. Fung. Solar Phys., 1972, 23, 78.
14. G. L. Withbroe, J. B. Gurman. Astrophys. J., 1973, 183, part 1, 279.
15. M. Loullergue, M. Nussbaumer. Astronomy and Astrophysics, 1974, 34, 225.
16. Э. Е. Дубов, Л. Г. Капашова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 113.
17. D. P. Cox, W. H. Tucker. Astrophys. J., 1969, 157, 1157.
18. C. Chiuderi, F. C. Drago, G. Noci. Solar Phys., 1972, 26, 343.
19. J. E. Vernazza, E. H. Avrett, K. Loeser. Astrophys. J., 1973, 184, N 2, p. 1, 605.
20. A. K. Dupree, E. M. Reeves. Astrophys. J., 1971, 165, 599.
21. G. E. Brückner, J. D. Bartol. Solar Phys., 1974, 38, 133.

СВЕЧЕНИЕ ЛИНИИ H Ca II, НАБЛЮДАЕМОЕ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ

З. А. Щербакова

По эшелным спектрограммам Солнца как звезды, полученным на Малом башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории, проводилось сопоставление величины эмиссии в линии H Ca II с суммарным потоком в линии K Ca от флоккулов ΣM_f (M_f — произведение площади флоккула на его интенсивность), радиоизлучением F на волне 10,7 см, относительным числом пятен R_z и величиной общего магнитного поля Солнца как звезды H . Оказалось, что эквивалентные ширины ΔW эмиссии в линии H находятся в тесной связи с величинами ΣM_f , $F_{10,7}$ и R_z . Коэффициенты корреляции соответственно: $0,89 \pm 0,04$; $0,74 \pm 0,08$; $0,77 \pm 0,07$. Корреляция между эмиссией в H и величиной общего магнитного поля Солнца как звезды является слабой и ненадежной.

H Ca II EMISSION FROM THE SUN OBSERVED AS A STAR, by Z. A. Scherbakova.— Using parallel beam without any solar image («the Sun as a star») a number of spectrograms were obtained with echelle spectrograph of Crimean Little Solar Tower telescope. The comparison was made of the solar H Ca II emission with the total K Ca floccular flux ΣM_f (where M_f — is the product of the area of the flocculus by its intensity), and also with the radioemission flux (wavelength 10.7 cm), the relative sunspot number R_z and the value of the total magnetic field H measured also regarding the Sun as a star. The equivalent width of H Ca II emission ΔW was found to be closely connected with ΣM_f , $F_{10,7}$ and R_z . The corresponding correlation coefficients are 0.89 ± 0.04 ; 0.74 ± 0.08 ; 0.77 ± 0.07 . The correlations of ΔW and H is small and the result are not definite.

Во многих звездах поздних классов наблюдается эмиссия в линиях H и K Ca II, подобная хромосферной эмиссии в этих линиях на Солнце. Поэтому представляет интерес изучение эмиссии H и K Ca II от Солнца как звезды и сравнение ее с некоторыми индексами, характеризующими солнечную активность на уровне фотосферы, хромосферы и короны.

Бумбой и Ружичковой [1] по спектральным наблюдениям Солнца как звезды проводилось сравнение эмиссии K Ca II с солнечными синоптическими картами. Из этой работы следует, что существует довольно тесная связь между эмиссией в линии K и площадями фотосферных факелов (а следовательно, и кальциевыми флоккулами в хромосфере). Авторы считают также, что такая тесная связь указывает на корреляцию с магнитным полем Солнца.

Нами проведено более детальное сопоставление величины эмиссии в линиях H и K в спектре Солнца как звезды с различными параметрами, связанными с нестационарными явлениями на разных уровнях в солнечной атмосфере.

Наблюдения и их обработка

Спектрограммы Солнца как звезды были получены летом и осенью 1974 г. на эшелюном спектрографе Малого башенного солнечного телескопа Э. А. Барановским, М. Д. Гусейновым, Н. Н. Степанян. На щель спектрографа направлялся параллельный пучок от целостатного зеркала. Дисперсия у λ 3960 Å — 0,30 Å/мм, спектральное разрешение — 0,05 Å. Фотографирование велось на аэрофотопленке тип 15-800.

Из всего наблюдательного материала для обработки линий Н и К Са II было отобрано 52 спектрограммы. Так как линия К находилась на краю спектрограмм, то обрабатывалась только линия Н.

Регистрограммы линии Н были получены на микрофотометре в прямых интенсивностях. По полученным регистрограммам строился контур линии поглощения Н в единицах непрерывного спектра. За непрерывный спектр принималось значение интенсивности континуума у λ 3988 Å.

Сравнение контуров показало, что на расстоянии 3,5 Å от центра линии остаточные интенсивности различаются со временем не более чем на 3,5%, т. е. можно считать, что на этих $\Delta\lambda$ крылья не меняются. Все наблюдаемые заметные колебания интенсивности находятся в пределах $\pm 0,27$ Å от центра линии.

Центральные остаточные интенсивности меняются от 0,05 до 0,1. Минимальная остаточная интенсивность 0,05 наблюдалась 20.VI 1974 г., когда Солнце было наименее активно (рис. 1, кривая 1). Кривой 2 изображен контур при средней активности Солнца, который наблюдался 7.VII 1974 г.

Для всех дней наблюдений находилась разность ΔW эквивалентных ширин каждого контура W_K с невозмущенным W_0 : $\Delta W = W_K - W_0$, т. е. эквивалентная ширина эмиссии в Н₂ и Н₃.

Результаты наблюдений

Результаты измерения эквивалентных ширин эмиссионных компонент Н₂ за 52 дня наблюдений Солнца как звезды представлены на рис. 2. Там же приводятся данные по суммарным потокам $\Sigma M_f = \Sigma I \times S$ от кальциевых флоккулов на диске Солнца (где I — интенсивность флоккулов в относительных единицах, S — площадь флоккулов в квадратных градусах), данные по потокам радиоизлучения F на волне 10,7 см и относительные числа пятен R_z взяты из [2].

Кроме того, на этом же рисунке представлены изменения общего магнитного поля Солнца $|H|$ со временем, полученные по наблюдениям на магнитографе Крымской обсерватории методом, описанным в [3]. Из рисунка следует:

1. Сопоставление кривых 2—4 подтверждает факт корреляции между величинами ΣM_f , $F_{10,7}$, R_z .

2. Изменения эквивалентных ширин эмиссионных компонент линии Н находятся в тесной связи с изменениями указанных выше величин, тогда как уверенной корреляции с общим магнитным полем заметить не удастся, что и естественно, так как при измерениях общего поля Солнца как звезды мы имеем дело с разностью N- и S-поля, а, кроме того, эмиссия Н и К сосредоточена во флоккулах, магнитный поток которых вносит небольшую долю в общий магнитный поток от всего Солнца (см. ниже).

На рис. 3, а представлена зависимость между эквивалентной шириной ΔW в линии Н и величиной ΣM_f для 1974 г. Коэффициент корреляции, соответствующий этим величинам, равен $0,89 \pm 0,04$.

На рис. 3, б представлена такая же зависимость для наблюдений, проводившихся после 16.VIII 1974 г. Рис. 3, б показывает, что эквивалентные ширины эмиссии в линии Н в этих наблюдениях систематически завышены по сравнению с рис. 3, а. Такое завышение можно, по-видимому,

Рис. 1. Контуры центральной области линии H Ca II

1 — контур при малой активности Солнца;
2 — при средней

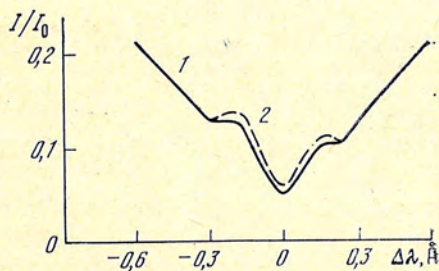
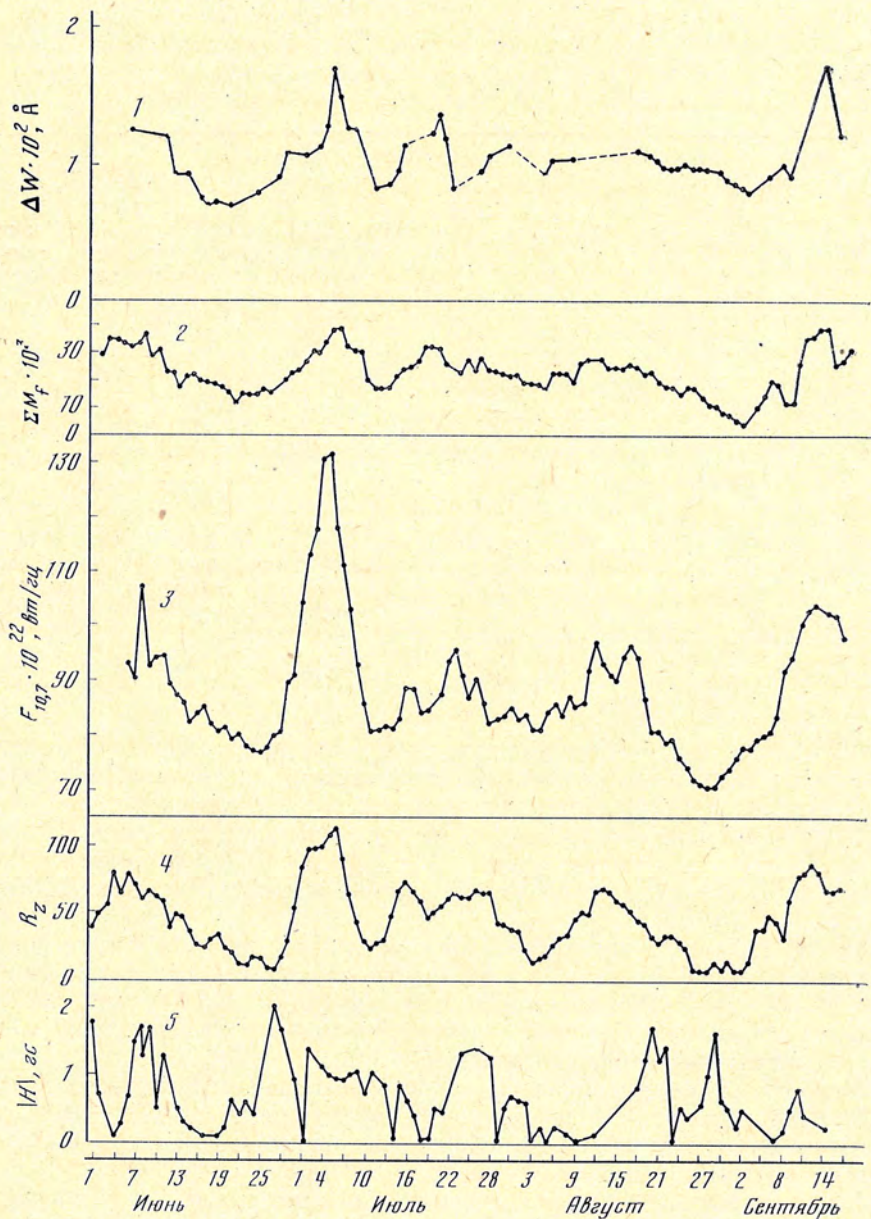


Рис. 2. Изменения эквивалентных ширин эмиссии в линии H (1), суммарных потоков в линии K Ca II от флоккулов (2), потока радионизлучения на волне 10,7 см (3), относительного числа пятен (4) и общего магнитного поля Солнца как звезды (5) с 6.VI по 16.IX 1974 г.



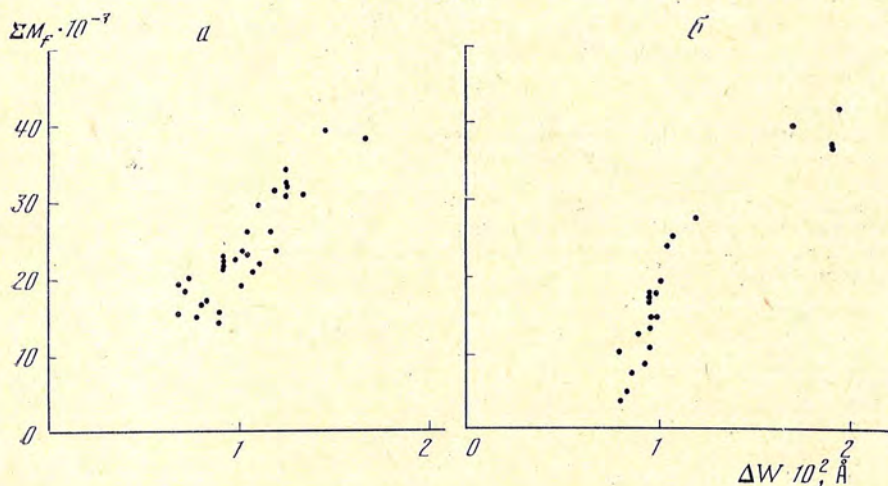


Рис. 3. Зависимость между эквивалентной шириной эмиссии в линии H и потоком от кальциевых флоккулов с 6.VI по 8.VIII 1974 г. (a) и с 17.VIII по 16.IX 1974 г. (б)

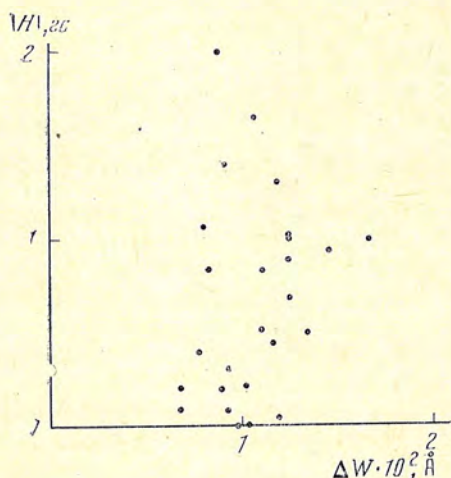


Рис. 4. Зависимость между эквивалентной шириной эмиссии в линии H и величиной общего магнитного поля Солнца как звезды

объяснить тем, что спектры, полученные в эти даты, оказались систематически передержанными, так как наблюдения после 16.VIII проводились с переадоминированным главным зеркалом телескопа.

Была установлена зависимость между эквивалентной шириной эмиссии в H, потоком радиоизлучения F на волне 10,7 см, относительным числом пятен R_z . Коэффициенты корреляции равны соответственно $0,74 \pm 0,08$; $0,77 \pm 0,07$.

Анализ полученных зависимостей показывает, что существует сильная и надежная корреляция между интенсивностью эмиссии в линии H и величиной ΣM_f , что говорит о большом вкладе флоккулов в H-эмиссию. Корреляция с радиоизлучением и относительными числами пятен несколько меньше, но еще достаточно велика и надежна.

Зависимость между эмиссией в H и общим магнитным полем Солнца представлена на рис. 4. Коэффициент корреляции равен $0,24 \pm 0,18$, т. е. связь эмиссии в H с величиной общего магнитного поля является слабой и ненадежной. Подобный результат получен также в [4].

Для определения амплитуды колебаний эмиссии H Ca II в спектре Солнца как звезды рассмотрим полосу $\Delta\lambda = \pm 0,27 \text{ Å}$ около центра линии. Как уже отмечалось ранее, только в этой полосе происходит заметное изменение остаточных интенсивностей линии. Энергию, заключенную в этой $\Delta\lambda$ в невозмущенном контуре, обозначим $W_{\min}$, а в контуре с максимальной интенсивностью — $W_{\max}$. Из наших измерений следует, что

$W_{\max}/W_{\min} = 1,4$ или $(W_{\max} - W_{\min})/W_{\min} = 0,4$, т. е. при наблюдениях в центре линии H с полосой $0,54 \text{ \AA}$ Солнце представляется переменной звездой с амплитудой переменности 40% и эта переменность связана с физическими процессами, протекающими в фотосфере, хромосфере и нижней короне.

Переменная эмиссия в линиях H и K Ca II может оказаться хорошим критерием для сравнительного изучения явлений нестационарности в атмосферах звезд поздних спектральных классов и Солнца.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Н. Н. Степанян за постоянное руководство работой и полезные советы и В. А. Котову за предоставленные материалы измерений общего магнитного поля Солнца.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. Bumba, B. Ružičková-Topolová. Solar Phys., 1967, 1, N 2, 216.
2. Solar Geophysical Data, 1974, N 361—364.
3. A. B. Severny. Nature, 1969, 224, 53.
4. A. B. Severny. Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, 12, N 4, 363.

О ХАРАКТЕРЕ АСИММЕТРИИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В НЕКОТОРЫХ ЛИМБОВЫХ ВСПЫШКАХ

А. Н. Коваль

Проведено детальное исследование асимметрии эмиссии в линии H_{α} на разных этапах развития в двух лимбовых вспышках. В рассматриваемых вспышках асимметрия вызвана наложением более слабой протяженной односторонней эмиссии на эмиссию вспышки.

ON THE CHARACTER OF THE EMISSION LINES ASYMMETRY IN SOME LIMB FLARES, by A. N. Koval. — The detailed study of H_{α} emission line asymmetry during the development of two limb flares has been carried out. It is shown that the asymmetrical shape of the flare emission lines is due to superposition of the flare emission and more weak broad one-sided emission.

Одной из нерешенных проблем в спектрах вспышек является причина асимметрии эмиссионных линий. Исследованию асимметрии вспышек на диске посвящено много работ [1—6], в которых описываются характерные особенности асимметрии и предлагаются модели для объяснения этого эффекта [7, 8]. Согласно [5] во вспышках на диске в среднем асимметрия бывает выражена в течение 4 мин до и после максимума вспышки, при этом 80 % вспышек показывают красную асимметрию: красное крыло шире и интенсивнее синего, но положение максимума эмиссионной линии остается несмещенным. Балларио [8] и Банин [7] для объяснения асимметрии вспышек на диске предлагают модели вспышек, в которых вещество течет вдоль петель. Фритцова [9] предполагает, что вещество вспышки, которое поднимается сначала к верхним слоям солнечной атмосферы, а затем медленно падает вниз, может быть неоднородно и опускается вниз в виде «дождя» индивидуальных элементов.

Асимметрия вспышек на лимбе исследовалась Мишаром [10] и А. Б. Северным [11]. Мишар считает, что синяя и красная асимметрия во вспышках на лимбе встречается одинаково часто и вызвана крайне сложными доплеровскими эффектами. А. Б. Северный провел качественное изучение 300 спектров 62 лимбовых вспышек и нашел преобладание красной асимметрии, как и во вспышках на диске. Им рассмотрена возможность объяснения асимметрии как следствия некогерентного рассеяния в сжимающемся или расширяющемся слое с градиентом скорости. Однако он отмечает, что во многих случаях эффект асимметрии тесно связан с расщеплением эмиссии лимбовых вспышек на два образования, слегка разделенных перпендикулярно направлению дисперсии, и эмиссия красного и синего крыла исходит из разных мест и образована двумя массами, движущимися в противоположных направлениях. При плохих условиях наблюдений это расщепление замывается и создается впечатление одной асимметричной полосы эмиссии.

Так как асимметрия эмиссионных линий является характерной особенностью вспышек, а ни одна из предложенных моделей не объясняет всех сторон наблюдаемого явления, необходимо провести детальное исследова-

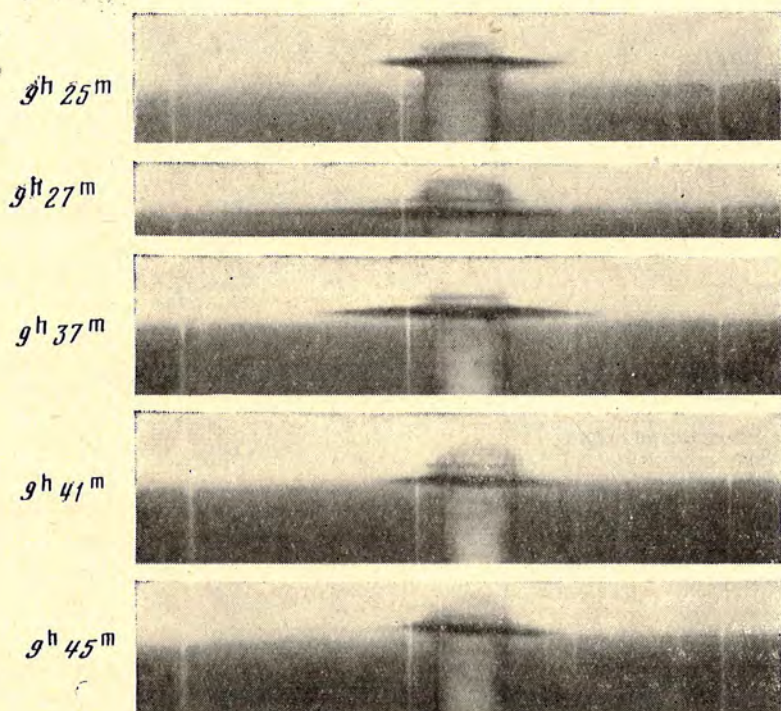


Рис. 1. Спектрограммы вспышки балла 1п на SW-лимбе 23.VI 1971 г.

ние асимметрии на разных этапах развития вспышки. До настоящего времени такого исследования во вспышках на лимбе почти не проводилось, в то же время слабая эмиссия в крыльях обнаруживается значительно уверенней в лимбовых вспышках, чем во вспышках на диске.

Для исследования характера асимметрии нами выбраны две вспышки, которые произошли на SW-лимбе в одной и той же активной области 23.VI 1971 г. По наблюдениям на коронографе КГ-1 первая вспышка началась в 9^h12^m (время везде московское) и имела балл 5f. Затем произошло усиление вспышки, и к 9^h33^m вспышка достигла балла 1п и в 9^h47^m погасла. Вспышка началась у края диска и в процессе своего развития выходила за лимб.

Спектрограммы вспышки получены на Малом башенном солнечном телескопе в 9^h25^m, 9^h27^m, 9^h37^m, 9^h41^m, 9^h42^m, 9^h45^m и 9^h47^m, т. е. захватывают предмаксимальную фазу вспышки. Использовался спектрограф с решеткой. Снимались два места вспышки: более высокая часть, выходящая за лимб, и низкая область вспышки, расположенная у границы хромосферы. На спектрограмме, полученной в 9^h25^m, видно (рис. 1), что в более высоких слоях вспышки наблюдается небольшая синяя асимметрия — синее крыло чуть длиннее красного.

В 9^h27^m на спектрограмме низкой области вспышки ярко выражена красная асимметрия. В 9^h37^m (вблизи максимума) во вспышке также наблюдается красная асимметрия. Фотометрические разрезы спектрограммы вспышки поперек дисперсии показывают, что эмиссия вспышки в далеком красном крыле линии H_{α} расположена на 8" выше эмиссии синего крыла. Спектрограммы, полученные на стадии угасания вспышки, отчетливо показывают, что эмиссия синего и красного крыльев исходит из разных мест. Разница высот синего и красного крыльев эмиссии составляет $\sim 35''$ (диаметр изображения Солнца на щели ~ 11 см), что видно на рис. 2, где приведены фотометрические разрезы спектрограммы поперек дисперсии.

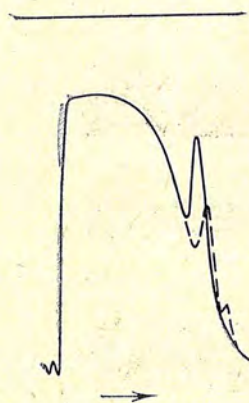


Рис. 2. Фотометрические разрезы эмиссии вспышки в синем (сплошная линия) и красном (штриховая) крыльях поперек дисперсии. Стрелкой указано направление к краю Солнца.

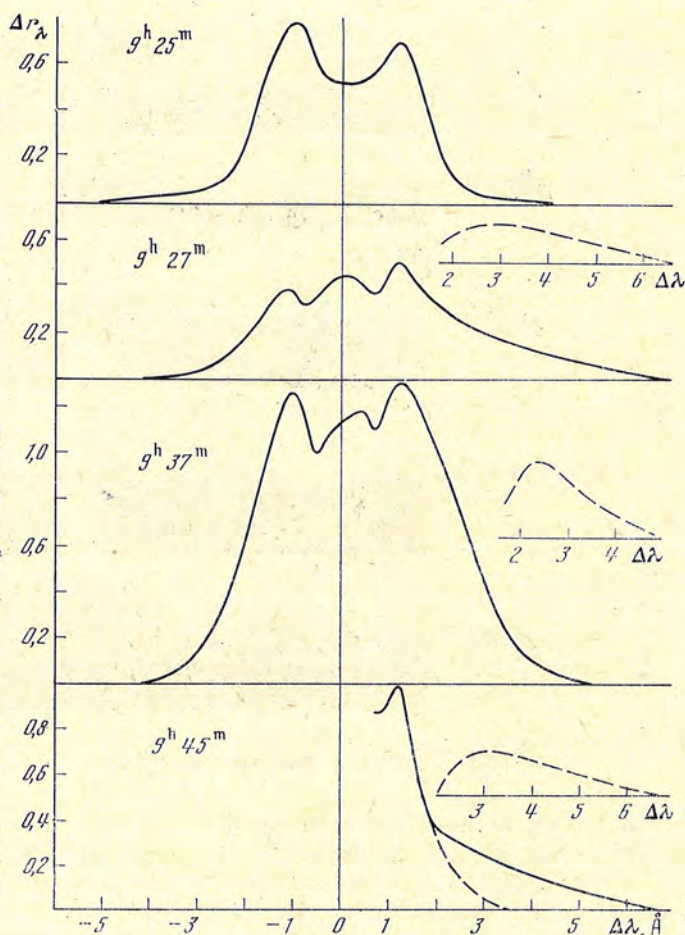


Рис. 3. Контуры эмиссии в H_α (сплошная линия) и контуры асимметрии (штриховая) во вспышке балла 1n 23.VI 1971 г.

Длина крыльев вспыхивающей эмиссии к 9^h45^m стала существенно меньше и поэтому отчетливо видно, что на яркую вспыхивающую эмиссию красного крыла накладывается более слабая протяженная эмиссия (рис. 1).

На рис. 3 приведены фотометрические контуры вспыхивающей эмиссии в линии H_α . Вычитая из эмиссии более интенсивного крыла эмиссию менее интенсивного крыла, получим распределение избытка эмиссии в одном из крыльев и будем называть его контуром асимметрии. Контуры асимметрии для моментов времени 9^h27^m и 9^h37^m на рис. 3 нанесены штриховыми линиями. Для момента 9^h45^m построен контур красного крыла вспыхивающей эмиссии и контур протяженной слабой эмиссии (штриховая линия). Как видно из рис. 3, контуры асимметрии эмиссии и контур слабой эмиссии в красном крыле очень близки как по положению максимума эмиссии, так и по распределению эмиссии с длиной волны. Максимум эмиссии в контуре асимметрии и контуре слабой эмиссии расположен на расстоянии 2,5—3 Å от центра линии. Распределение эмиссии в них соответствует доплеровскому для движений со скоростями 206, 120 и 170 км/сек для моментов времени 9^h27^m , 9^h37^m и 9^h45^m соответственно.

Вторая вспышка балла sn началась в той же активной области в 10^h33^m и закончилась в 11^h07^m согласно наблюдениям на коронографе.

Первая спектрограмма получена в 10^h33^m , т. е. в самом начале вспышки. Вспышка, как и предыдущая, началась у лимба и в процессе развития выходила за лимб. Спектрограммы вспышки приведены на рис. 4. Эмиссионные контуры H_α приведены на рис. 5. Здесь же приведены контуры асимметрии эмиссии.

Как видно из рис. 4 и 5, в самый начальный момент, в 10^h33^m и 10^h34^m , контуры симметричны, но эмиссия в целом несколько сдвинута в красную сторону по сравнению с невозмущенной линией. Соответствующие сдвигам эмиссии лучевые скорости равны 13,7 и 18 км/сек. В $10^h37^m,5$ мы наблюдаем контур с ярко выраженной синей асимметрией при сдвиге эмиссии в целом в красную сторону. Лучевая скорость, соответствующая сдвигу, равна 27,4 км/сек. В 10^h40^m в более высокой части вспышки также наблюдается синяя асимметрия (рис. 4).

Когда вспышка начинает угасать, появляется пространственное разделение эмиссии синего и красного крыльев, а эмиссия красного крыла разделяется на два эмиссионных образования (рис. 4, 10^h48^m).

В 10^h57^m в основании вспышки произошло увеличение яркости вспышки и эмиссия в H_{α} показывает красную асимметрию.

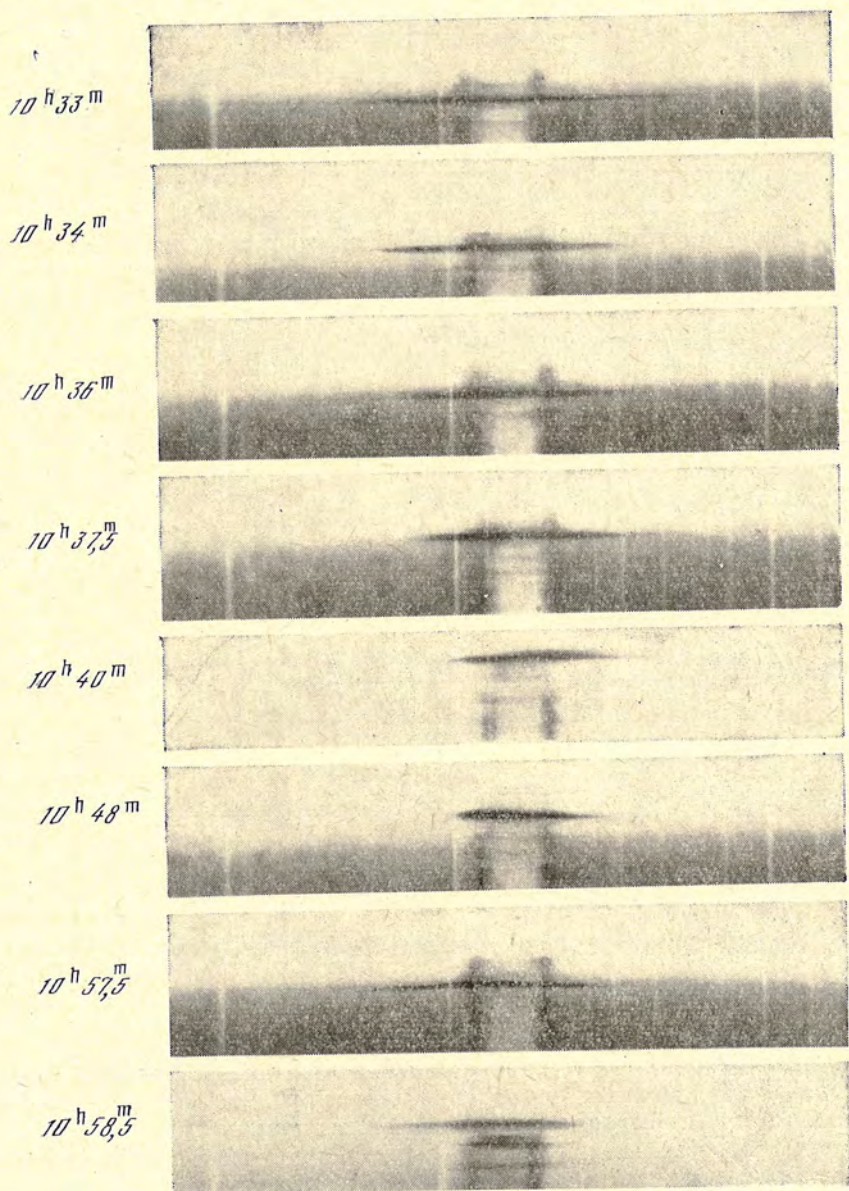


Рис. 4. Спектрограммы вспышки балла sn на SW-лимбе 23.VI 1971 г.

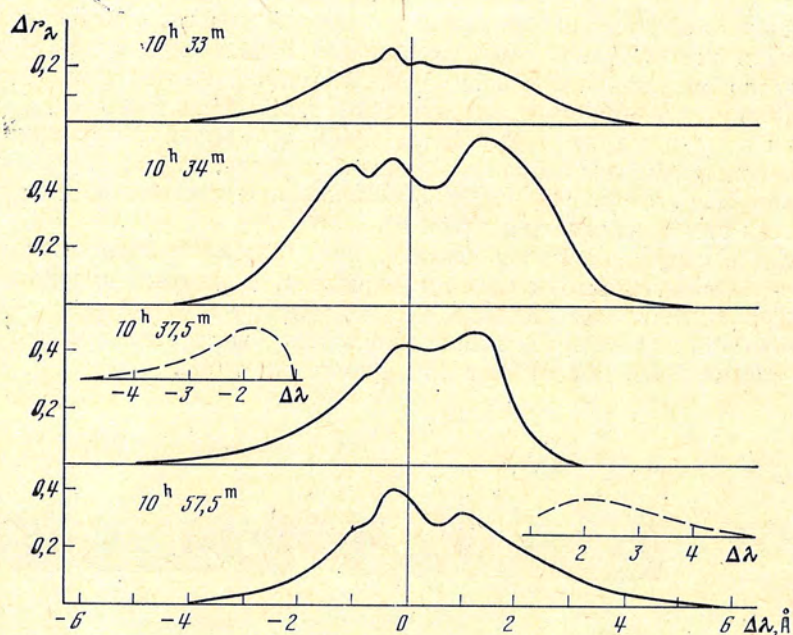


Рис. 5. Контуры эмиссии в H_{α} и контуры асимметрии во вспышке балла sn 23.VI 1971 г.

Обозначения те же, что и на рис. 3

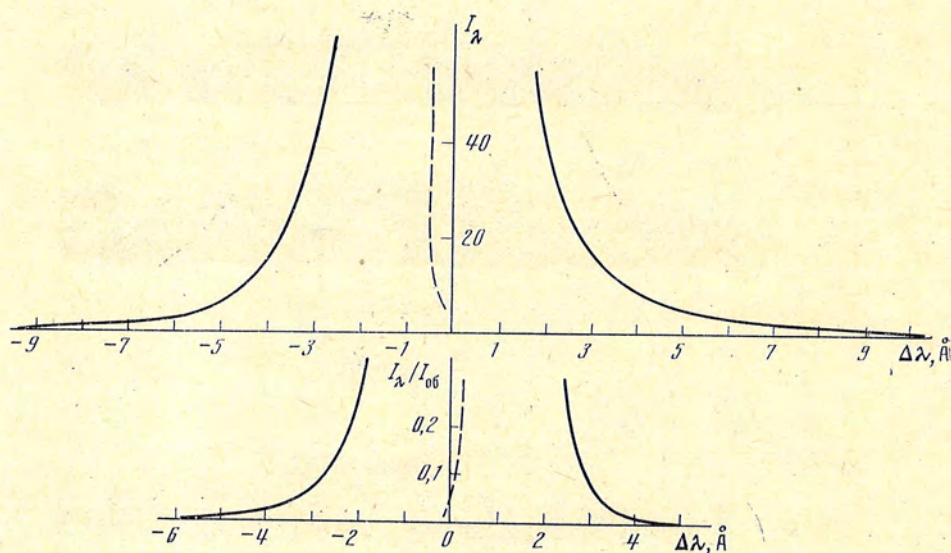


Рис. 6. Контуры эмиссии в H_{α} во вспышках на NE-лимбе 25.VII 1959 г.

Верхний контур — в $9^h 51^m$, нижний — в $10^h 19^m$

Из рис. 5 видно, что в случае синей и красной асимметрий контуры асимметрии аналогичны и подобны контуру слабой дополнительной эмиссии, полученному для предыдущей вспышки.

Таким образом, можно сделать заключение, что в рассматриваемых вспышках асимметрия эмиссии в линии H_{α} вызвана наложением слабой протяженной эмиссии на эмиссию вспышки. Также наблюдается сдвиг

эмиссии в целом в красную сторону, соответствующие сдвигу лучевые скорости составляют 10—30 км/сек.

Сложная картина движений наблюдается во вспышках, которые неоднократно возникали в очень активной области на лимбе 25.VII 1959 г. Спектрограммы вспышек получены на Башенном солнечном телескопе при помощи спектрографа с эшелле.

На спектрограмме, полученной в 9^h51^m, наблюдается синяя асимметрия, на спектрограмме в 10^h19^m — красная.

На рис. 6 приведены контуры эмиссии в H_α. Если провести ось асимметрии контуров, то центральная часть контуров показывает сдвиг эмиссии в целом в первом случае в синюю сторону, во втором случае — в красную.

В крыльях этот сдвиг уменьшается и приближается к нулю. По-видимому, здесь имеет место наложение двух эмиссий. Движение излучающего вещества, ответственного за образование центральной эмиссии и крыльев, происходит с разными скоростями. Наиболее четко этот эффект выражен в H_α и исчезает в высших членах серии Бальмера. Скорости движения излучающего вещества вдоль луча зрения, полученные по доплеровскому сдвигу центральной части контуров линий водорода в синюю сторону, для спектрограммы в 9^h51^m следующие:

Линия	H _α	H _β	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η
Скорость, км/сек . . .	—19	—22	—22	—48	—12	—8	—8

Скорости определены с точностью ± 2 км/сек. В линиях гелия видна протяженная эмиссия с синей стороны. Сдвиг максимума эмиссии линий гелия в синюю сторону соответствует лучевой скорости —4 км/сек.

Односторонняя эмиссия в синем крыле наблюдается также у многих линий металлов. Средняя скорость движения вдоль луча зрения, полученная по доплеровскому смещению эмиссии металлов, —12 км/сек.

Для спектрограммы, полученной в 10^h19^m, сдвиг максимума эмиссии в красную сторону в линиях водорода соответствует лучевым скоростям:

Линия	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η	H _θ	H _ι	H _κ
Скорость, км/сек . . .	+15	+12	+10	+10	+10	+10	+10

В линиях гелия эмиссия сильно асимметрична (красная асимметрия), но максимум эмиссии не сдвинут.

Как и в предыдущем случае, в линиях металлов наблюдается односторонняя эмиссия, но в красном крыле. Средняя скорость движения излучающего вещества вдоль луча зрения, определенная по смещению эмиссии металлов, достигает +34 км/сек.

По-видимому, и в этих случаях мы имеем наложение односторонней эмиссии на основную эмиссию вспышки, но в линиях водорода она не выявляется из-за более сильной вспышечной эмиссии в центральных частях контуров.

Таким образом, в рассмотренных нами вспышках 23.VI 1971 г. картина асимметрии эмиссии следующая: в самый начальный период эмиссия вспышки в линии H_α симметрична, но сдвинута в целом в красную сторону. Затем наблюдается синяя асимметрия — более протяженное синее крыло при сдвиге всего контура в красную сторону. Синяя асимметрия в начальной стадии развития вспышки отмечалась также в [5] и в [11]. Красная асимметрия наблюдалась на более поздней стадии развития вспышки. Во второй вспышке, первые спектрограммы которой получены вблизи максимума, отмечена только красная асимметрия. В обеих вспышках наблюдалось разделение эмиссии синего и красного крыльев перпендикулярно направлению дисперсии на стадии угасания вспышки.

В рассматриваемых вспышках асимметрия вызвана наложением более слабой протяженной односторонней эмиссии на эмиссию вспышки.

Во вспышках 25.VII 1959 г. эмиссия в далеких крыльях симметрична, центральная же часть контуров показывает сдвиг эмиссии в целом в одном случае в синюю сторону, в другом — в красную. Вид эмиссии в линиях гелия и металлов указывает также на присутствие односторонней эмиссии, которая в линиях водорода не выявляется из-за более сильной вспышечной эмиссии.

Для выяснения того, является ли описанная картина асимметрии особенностью лишь некоторых вспышек или она типична для вспышек, нужны дальнейшие исследования.

Апрель 1975 г.

Литература

1. *M. A. Ellison*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1949, 109, 3.
2. *Т. В. Казачевская, А. Б. Сесерный*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 46.
3. *J. T. Jefferies, E. v. P. Smith, H. J. Smith*. Astrophys. J., 1959, 129, 146.
4. *L. Fritzova*. Bull. Astron. Inst. Czech., 1960, 11, 177.
5. *Z. Svestka, M. Kopecky, M. Blaha*. Bull. Astron. Inst. Czech., 1962, 13, 37.
6. *В. Г. Банун*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 33, 38.
7. *V. G. Banin*. Fifth Consultation of Solar Physics and Hydromagnetics.— Geodet. Geophys. Veröff., 1969, 11, 13, 49.
8. *M. C. Ballario*. Mem. Soc. astron. ital., 1963, 34, 2, 4.
9. *L. Fritzova*. Thesis, Czechosl. Akad. Sci. Astron. Inst., 1962.
10. *R. Michard*. Ann. astrophys., 1959, 22, 887.
10. *A. B. Severny*. Nobel Sympos., 1968, 9, 71.

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ И ВОЗМОЖНАЯ ИХ СВЯЗЬ С ПРОТОННЫМИ ВСПЫШКАМИ

Е. Ф. Шапошникова

Изучение высокоширотных вспышек, наблюдавшихся в период МГГ, приводит к предположению о том, что возможной причиной возникновения таких вспышек является действие ударной волны, возникающей при возгорании протонных вспышек в зоне активности.

THE HIGH LATITUDE SOLAR FLARES AND THEIR POSSIBLE RELATION TO PROTON FLARES, by *E. F. Shaposhnikova*.— The study of observed during IGY high latitude solar flares leads to the suggestion that their origin is due to the action of shock waves formed during the flash of proton flares occurring in active zone.

Наблюдения вспышек проводились на внезатменном коронографе КГ-1 [1] Крымской астрофизической обсерватории в период 1950—1958 гг. Кроме того, были использованы следующие материалы:

- 1) списки протонных вспышек [2—4],
- 2) Квартальные бюллетени солнечной активности № 119—124 [5].

Просмотр полученного наблюдательного материала и сравнение его со списками протонных вспышек позволил сделать вывод как о направлении распространения выбросов из протонных вспышек, так и о распространении от них ударных волн, вызывающих, как полагают, активизацию волокон и появление новых, индуцированных (симпатических) вспышек. Сравнительно узкая направленность ударной волны подтверждается тем обстоятельством, что активизация волокон при вспышках происходит лишь в каком-то определенном направлении.

С другой стороны, просмотр наблюдательного материала убеждает, что отмеченное Н. Н. Степанян [6] соответствие свойств лимбовых вспышек и ударных волн справедливо и для вспышек на диске.

Возникновение ударной волны на Солнце может повлечь за собой ряд таких явлений, как 1) появление высокоширотных вспышек; 2) появление эруптивных протуберанцев вне зоны пятен; 3) распад, частичное, а иногда и полное исчезновение больших, длительное время существовавших волокон в близполюсных районах; 4) исчезновение волокон в зоне пятен; 5) возникновение эруптивных протуберанцев в зоне пятен.

На основании Квартальных бюллетеней солнечной активности № 119—124 за время МГГ (с июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г.) была составлена таблица высокоширотных вспышек. Период МГГ был выбран из тех соображений, что 1) это было время наиболее интенсивной работы всех солнечных обсерваторий и 2) период МГГ совпадал с эпохой солнечного максимума.

В максимуме солнечной активности группы пятен концентрируются по обе стороны солнечного экватора примерно в зонах гелиографической широты от 5 до 25°. Учитывая, что флоккульные поля около особо актив-

ных групп пятен простираются еще выше зоны пятен, выбор высокоширотных вспышек начат с широты 40° . Высокоширотные вспышки учитывались отдельно по северному и южному полушариям (см. таблицу).

Высокоширотные вспышки

Гелиогра- фическая широта	Северное полушарие							Южное полушарие							Число вспышек на всем диске
	Центральная зона			Боковые зоны			Число вспы- шек	Центральная зона			Боковые зоны			Число вспы- шек	
	Интенсивность							Интенсивность							
	1	2	3	1	2	3		1	2	3	1	2	3		
40—44°	26	10		49	17	1	103	5	1		14	2		22	125
45—50	9	2		14	7		32	1			7	2	1	11	43
Число вспышек	35	12		63	24	1	135	6	1		21	4	1	33	168

Выше широты 50° вспышки не встречались, поэтому зоны по широте разбиты на две группы: 1) $40-44^\circ$ и 2) $45-50^\circ$. Отдельно учитывались вспышки в центральной зоне (долгота от 0 до $\pm 30^\circ$) и в боковых зонах (долгота от $\mp 31^\circ$ до $\mp 90^\circ$). При составлении таблицы вспышек были введены три балла: 1) балл 1, куда включались вспышки с интенсивностью ≤ 1 ; 2) балл 2, куда включались вспышки с интенсивностями 1^+ , 2^- и 2; 3) балл 3, куда включались вспышки с интенсивностями 2^+ , 3^- , 3, 3^+ .

Из таблицы видно, что высокоширотные зоны северного полушария были гораздо активнее соответствующих зон южного полушария. В общем количество высокоширотных вспышек в северном полушарии в 4 раза превосходило число их в южном полушарии. Половина всех высокоширотных вспышек относилась к баллу 1.

Из вспышек балла 3 самыми сильными оказались вспышки 17.VIII 1957 г. ($5^h31^m-6^h02^m$ UT; S 47° , E 31° ; балл 2^+) и 29.XI 1957 г. ($0^h45^m-6^h00^m$ UT; N 41° ; E 63° ; балл 3^+). Для областей, в которых произошли указанные вспышки, характерно отсутствие в них пятен и то, что эти вспышки были в них единственными.

Следует обратить особое внимание на очень большую длительность вспышки 29.XI 1957 г. Пример этой вспышки, а также многих других, выявленных в процессе работы, опровергает принятое ранее мнение о том, что высокоширотные вспышки — это всегда кратковременные явления.

Возможно, причиной возникновения высокоширотных вспышек является воздействие ударной волны, возникающей при возгорании протонных вспышек в зоне активности.

Апрель 1975 г.

Литература

1. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
2. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 203.
3. А. Н. Чарачьян, Т. Н. Чарачьян. Геомагнетизм и аэрномия, 1962, 2, № 5, 829.
4. А. С. Деоряшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 305.
5. Quart. Bull. Solar Activity, 1957, 1958, N 119—124.
6. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 103.

О СВЯЗИ ДВИЖЕНИЙ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Дж. И. Иргашев

На основе наблюдений, выполненных в линии $\lambda 5250$ Fe I на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории в 1963—1967 гг., получено:

В активных областях имеются углы преимущественной ориентации «градиентов» лучевых скоростей (в картинной плоскости) относительно «градиентов» продольного магнитного поля. Это свидетельствует об определенной организации движений вещества магнитными полями активных областей.

Максимальные лучевые скорости в холмах с движениями газа, направленными к наблюдателю и от наблюдателя, в основном лежат вне максимальных напряженностей в холмах продольного магнитного поля и совпадают в среднем с нулевой линией продольного магнитного поля. Эти особенности характерны для активных областей, наблюдаемых как вблизи центрального меридиана, так и у края солнечного диска. Наблюдательные факты, по-видимому, указывают на то, что структурные особенности (холмы, нулевые линии) поля скоростей активной области определяются в основном движениями магнитного поля вместе с веществом.

ON THE CONNECTION OF THE MOTIONS WITH MAGNETIC FIELDS IN ACTIVE REGIONS, by J. I. Irgashev.— On the basis of observations made in the line $\lambda 5250$ Fe I using the Crimean magnetograph in 1963—1967 years it is shown that the gradients of the line-of-sight velocities are oriented in the preferential angles relatively to the gradients of longitudinal magnetic fields (in the picture plane). This may be due to influence on the matter motions by magnetic field of active regions.

Statistical studies show that locations of the maximal values in the line-of-sight velocity hills do not coincide on the whole with locations of the maximal strengths in the longitudinal magnetic field hills but mainly they coincide with the zero lines of longitudinal magnetic field. These peculiarities seem to be typical for active regions near the central meridian as well as for these near the limb. The observational facts suggest probably that the features, hills and zero lines, in the velocity fields of active regions are formed by the motions of magnetic fields together with the material.

Выявлению связи движений вещества с магнитными полями в активных областях посвящено большое количество работ [1—9]; в основном это исследования, относящиеся к пятнам. В предположении существования «вмороженности» магнитного поля в вещество пятен В. Бумба [1], П. Мальтби [2] и др. интерпретировали наблюдаемое поле скоростей в пятнах как вытекание вещества вдоль магнитных силовых линий, считая при этом, что магнитное поле пятен неподвижно. В пользу «вмороженности» магнитного поля в вещество в активных областях на Солнце свидетельствуют ряд авторов [1, 3, 10—12]. Однако несовпадение нулевых линий лучевых скоростей с нулевыми линиями продольного магнитного поля в пятнах привели Г. В. Куклина и В. Е. Степанова [3, 4], а затем и других исследователей [5, 6] (на основе анализа ряда фактов) к заключению о наличии в пятнах движений магнитного поля типа всплываний или погру-

жений вместе с веществом. Само предположение о том, что пятна есть результат движений магнитного поля, а именно всплывания магнитного поля из-под фотосферных слоев, высказывалось раньше, например в [13].

На существование движения магнитного поля в активных областях указывают, в частности, собственные движения самих групп пятен [14, 15], а также наблюдения зарождения активных областей (см., например, [16]) и движения мелкомасштабных магнитных образований в активных областях [17].

Ряд авторов [3—6] высказывают общее мнение о том, что сложную картину движений в пятнах нужно рассматривать как сочетание движения магнитного поля пятна вместе с веществом и движений вещества вдоль силовых трубок магнитного поля. Однако между их подходом к решению проблемы существуют принципиальные различия: например, Г. В. Кукулин и В. Е. Степанов [3, 4] интерпретируют эффект Эвершеда в основном как струйные течения газа вдоль силовых трубок магнитного поля пятен, тогда как С. И. Гопасюк [5] интерпретирует поле скоростей в основном как следствие движения магнитного поля пятна. В пользу последней точки зрения свидетельствуют исследования [7, 8], где показано, что в активной области движения вещества происходят преимущественно поперек силовых линий магнитного поля.

Ввиду противоречивых толкований этой проблемы и малого числа исследований, относящихся к активной области в целом, представляет интерес дальнейшее изучение связи движений вещества с магнитными полями на материале наблюдений, относящемся к активной области в целом.

1. Нами были изучены одновременные фотоэлектрические регистрации лучевых скоростей и продольной составляющей магнитного поля четырех развитых активных областей, когда они находились как вблизи центрального меридиана ($\rho \leq 0,5$), так и у края солнечного диска ($\rho \geq 0,75$). Наблюдения были проведены в 1963—1967 гг. на магнитографе БСТ [18, 19] в линии $\lambda 5250 \text{ Fe I}$ сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории. Сканирование изображения Солнца производилось вдоль суточной параллели с скоростью $2''$ в секунду времени, при расстояниях между центрами соседних разрезов в $6'',7$. Ширина и высота щели спектрографа составляли от $1'',35$ до $2'',70$ и от $4'',5$ до $9'',0$ соответственно. Нулевая линия локальных скоростей определялась по методу, предложенному С. И. Гопасюком и др. [20], с точностью $\pm 80 \text{ м/сек}$. Калибровка сигналов продольного поля осуществлялась с помощью эмпирической кривой, приведенной А. Б. Северным [21], а лучевых скоростей, как обычно, — по записям сигналов скорости на восточном и западном краях диска Солнца (у экватора).

Всего мы использовали 18 фотоэлектрических записей активных областей, 14 из них относились к наблюдениям вблизи центрального меридиана, а 4 — к наблюдениям вблизи края солнечного диска.

2. По данным наблюдений были построены карты поля лучевых скоростей и продольного магнитного поля. Полученные одновременно карты поля скоростей и магнитного поля попарно совмещались, и на картах магнитного поля наносились положения максимальных скоростей в холмах с движениями газа, направленными к наблюдателю и от наблюдателя. Просмотр этих составных карт показал, что места с максимальными скоростями, как правило, не совпадают с местами максимальных напряженностей в холмах магнитного поля. Для количественного изучения особенностей в распределении холмов лучевых скоростей относительно нулевых линий и холмов продольного магнитного поля по каждой карте мы измеряли:

1) кратчайшие расстояния между местами с максимальными скоростями в холмах лучевых скоростей и ближайшей нулевой линией продольного магнитного поля;

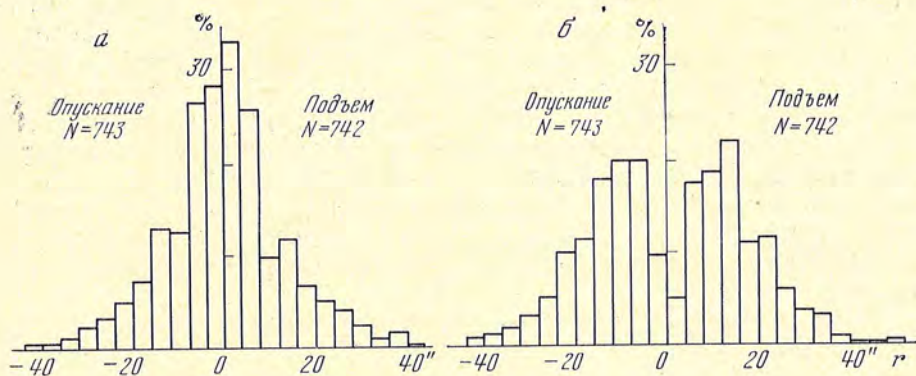


Рис. 1. Гистограммы частот встречаемости максимальных скоростей в холмах с подъемом и опусканием газа в зависимости от расстояния до ближайшей нулевой линии продольного магнитного поля (а) и до места максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля (б) (для активных областей вблизи центрального меридиана)

2) кратчайшие расстояния между местами с максимальными скоростями в холмах лучевых скоростей и максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля.

На основе этих измерений были построены гистограммы.

На рис. 1, а представлена гистограмма частоты встречаемости максимальных скоростей в холмах лучевой скорости в зависимости от расстояния до ближайшей нулевой линии продольного магнитного поля для активных областей, находившихся вблизи центрального меридиана. Из гистограммы следует, что в активной области максимальные скорости в холмах подъема и опускания газа в среднем совпадают с местами нулевой напряженности продольного магнитного поля.

На рис. 1, б приведена гистограмма частоты встречаемости максимальных скоростей в холмах подъема и опускания газа в зависимости от расстояния до места максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля, для активных областей вблизи центрального меридиана. Из гистограммы следует, что места максимальных скоростей в холмах как с подъемом, так и с опусканием газа лежат в основном вне максимальных напряженностей в холмах магнитного поля, а также, что примерно $\frac{2}{3}$ общего числа холмов лучевых скоростей находятся на расстояниях 4—16" от максимальных напряженностей в холмах магнитного поля. Кроме того, гистограмма имеет несколько асимметричный вид: максимум распределения для холмов с опусканием газа лежит несколько ближе к максимальным напряженностям в холмах магнитного поля, нежели максимум распределения для холмов скоростей с подъемом газа.

Из гистограммы также видно, что на расстояниях $\leq 4''$ от максимальных напряженностей в холмах магнитного поля находится примерно в 2 раза больше холмов с опусканием газа, чем холмов с подъемом газа. Это подтверждает установленный С. И. Гопасюком и Т. Т. Цапом [8] факт сдвига в сторону опускания всего распределения частот появления максимальной напряженности в холмах продольного магнитного поля в зависимости от расстояний до нулевой линии лучевых скоростей для активных областей вблизи солнечного диска.

Для выяснения того, в какой мере приведенное на рис. 1, б распределение изменяется в зависимости от величины максимальной напряженности в холмах магнитного поля, мы сгруппировали данные, собранные на рис. 1, б, по значениям максимальной напряженности, лежащим в пределах: $H_{\parallel} \leq 20$; 20—100; 100—300 и > 300 гс. По этим данным построены гис-

тограммы, приведенные на рис. 2. Из них можно видеть, что при магнитных полях $H_{\parallel} \leq 20$ гс максимальные скорости в холмах с подъемом газа находятся в среднем несколько ближе к максимальным напряженностям в холмах магнитного поля, чем максимальные скорости в холмах опускания газа. При полях $H_{\parallel} > 100$ гс, наоборот, максимальные скорости в холмах опускания газа располагаются в среднем ближе к максимумам напряженностей холмов магнитного поля. Таким образом, из сказанного выше можно заключить, что в активных областях существует некоторая асимметрия в расположении максимальных скоростей в холмах подъема и опускания газа относительно максимальных напряженностей в холмах магнитного поля.

Для активных областей вблизи края солнечного диска были построены такие же гистограммы, как и для активных областей вблизи центрального меридиана. Они представлены на рис. 3. Гистограммы на рис. 3 имеют более симметричный вид, чем соответствующие гистограммы на рис. 1. Наблюдения лучевых скоростей и продольных магнитных полей вблизи края солнечного диска дают в основном составляющие вдоль поверхности Солнца. Поэтому, как следует из гистограмм на рис. 3, и для горизонтальных составляющих скоростей и магнитных полей в активных областях места с максимальными скоростями располагаются в среднем на нулевой линии магнитного поля.

3. Различия в распределениях максимальных скоростей в холмах подъема и опускания газа относительно максимальной напряженности в холмах продольного магнитного поля (рис. 1, б) для активных областей вблизи центрального меридиана, по-видимому, указывают на неодинаковую связь между магнитным полем и подъемом газа, с одной стороны, и опусканием газа — с другой. Это, в частности, следует и из того обстоятельства, что для активных областей вблизи центрального меридиана преобладает опускание газа в местах сильных магнитных полей, в то время как в слабых полях ($H_{\parallel} \leq 20$ гс) имеет место преимущественный подъем газа [22].

Для дальнейшего выявления особенностей связи движений вещества с магнитными полями в активных областях по картам поля лучевых скоростей и продольного магнитного поля в картинной плоскости были вычислены «градиенты» лучевой скорости и продольной составляющей магнитного поля. Абсолютная величина и направления градиентов находились по каждой карте в равноотстоящих (на $6'', 7'$) друг от друга точках. Вычисления проводились для активных областей, находившихся вблизи центрального меридиана ($\rho \leq 0,30$) и у края солнечного диска ($\rho \geq 0,75$). Для каждого из указанных расстояний градиенты определялись по четырем картам поля лучевых скоростей и продольного магнитного поля.

Найденные абсолютные величины градиентов лучевых скоростей, направленных как к наблюдателю, так и от наблюдателя, не показали сколь-нибудь определенной зависимости от абсолютных величин градиентов продольного магнитного поля. В связи с этим по каждой карте в соответствующих точках определялись углы между направлениями градиентов магнитного поля и скорости. Углы отсчитывались против часовой стрелки от направления градиентов магнитного поля. Полученные значения углов были отнесены к 12 интервалам ($345-15^\circ$, $15-45^\circ$, . . . , $315-345^\circ$), в пределах которых вычислялась частота их встречаемости. Указанное группирование углов производилось отдельно для участков с движениями, направленными к наблюдателю и от наблюдателя. По этим данным были построены полигоны распределений углов, выражающие связь между направлениями градиентов магнитного поля и скорости.

На рис. 4 представлены полигоны распределений углов между градиентами продольного магнитного поля и градиентами скоростей опускания (рис. 4, а) и подъема (рис. 4, б) газа для активных областей, находящихся вблизи центрального меридиана. Штриховой линией на рис. 4 проведен полигон распределения углов, который должен был бы наблюдаться при

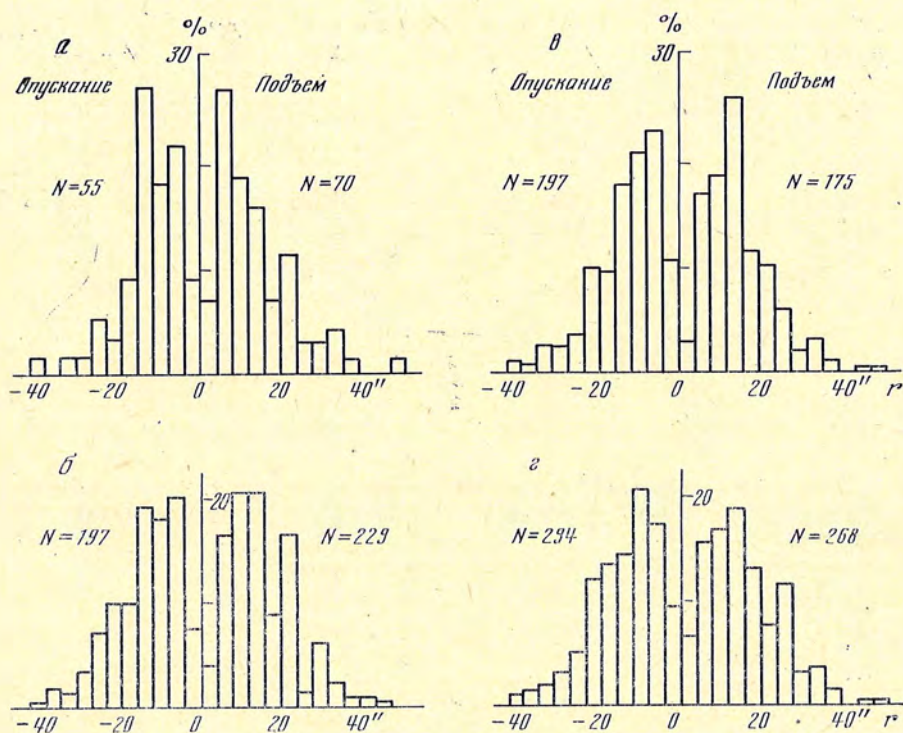


Рис. 2. Гистограммы, аналогичные приведенным на рис. 1, б, для значений максимальной напряженности в холмах магнитного поля, лежащих в различных пределах: а — $H_{||} \leq 20$ Г; б — 20—100 Г; в — 100—300 Г; г — $H_{||} > 300$ Г

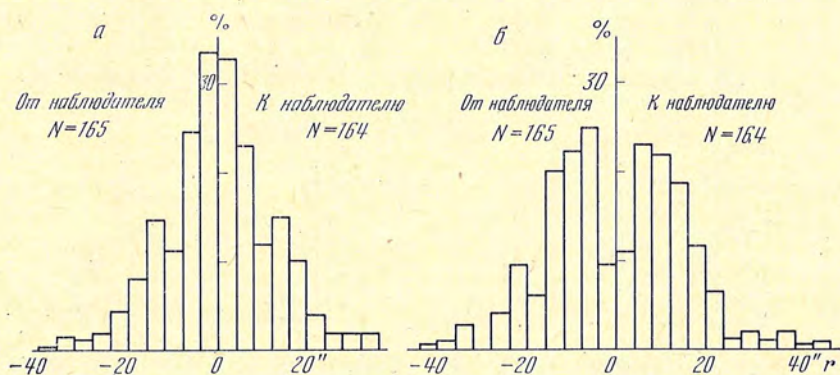


Рис. 3. Гистограммы частот встречаемости максимальных скоростей в холмах с движениями газа, направленных к наблюдателю и от наблюдателя, в зависимости от расстояния до ближайшей нулевой линии продольного магнитного поля (а), до места максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля (б) (для активных областей вблизи края солнечного диска)

полностью хаотическом распределении направлений градиентов магнитного поля и градиентов скоростей. Из рис. 4 видно, что в активной области имеется некоторое преобладание градиентов скоростей опускания газа, направленных параллельно градиентам магнитного поля, а также преобладание градиентов скоростей подъема газа в направлениях, противоположных градиентам магнитного поля. Это может означать, что в активной области имеется определенная тенденция роста скоростей опускания и уменьшения скоростей подъема газа в направлении усиления продольного магнитного поля.

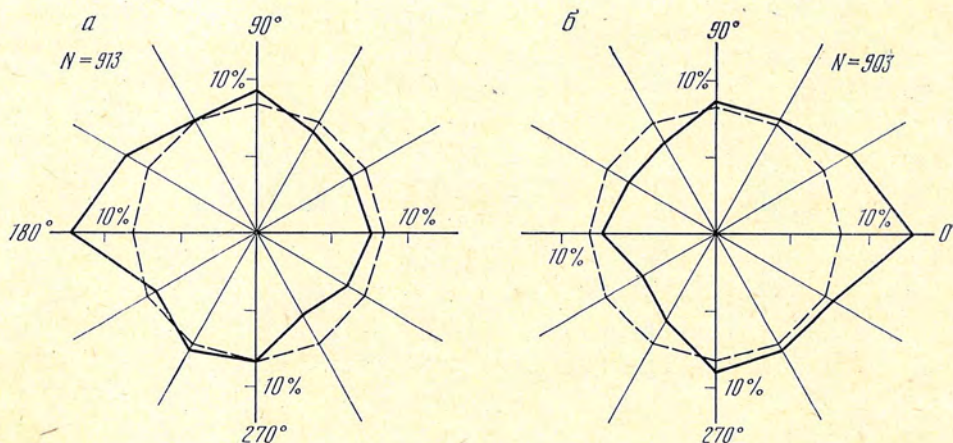


Рис. 4. Полигоны распределений углов между градиентами продольного магнитного поля и градиентами лучевых скоростей для активных областей вблизи центрального меридиана

а — для участков с подъемом газа; б — для участков с опусканием газа

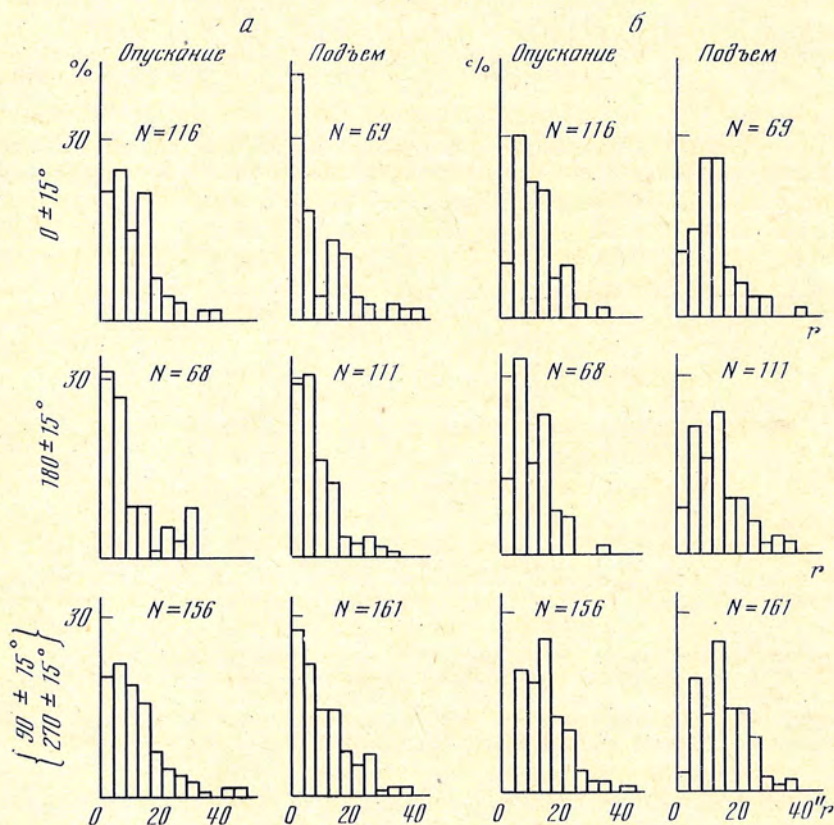


Рис. 5. Гистограммы частот встречаемости углов в интервалах $0 \pm 15^\circ$, $180 \pm 15^\circ$ и $(90 \pm 15^\circ, 270 \pm 15^\circ)$ между градиентами продольного магнитного поля и лучевой скорости в зависимости от расстояния до ближайшей нулевой линии продольного магнитного поля (а) и до максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля (б)

Распределения углов между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей, отражая более детально взаимосвязь движений с магнитными полями по активной области, находятся в соответствии с результатами предыдущего пункта, полученными на основе изучения взаимного распределения холмов скоростей относительно нулевых линий и холмов магнитного поля. Это видно более наглядно, если рассмотреть распределения по активной области мест с определенными значениями углов между градиентами магнитного поля и градиентами скорости относительно нулевых линий и холмов продольного магнитного поля. На рис. 5 приведены гистограммы частот встречаемости углов между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей подъема и опускания газа в интервалах $0 \pm 15^\circ$, $180 \pm 15^\circ$ и $(90 \pm 15^\circ, 270 \pm 15^\circ)$ ¹ в зависимости от расстояния до ближайшей нулевой линии (рис. 5, а) и до максимальной напряженности в ближайшем холме продольного магнитного поля (рис. 5, б). Хотя здесь данных для детального статистического анализа недостаточно, все же на основании рис. 5 можно сделать некоторые качественные заключения, а именно:

1) места со значениями углов $180 \pm 15^\circ$ между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей опускания газа, так же как и углы $0 \pm 15^\circ$ и $(90 \pm 15^\circ, 270 \pm 15^\circ)$ между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей подъема газа, располагаются в основном у нулевой линии продольного магнитного поля. Последнее согласуется с тем, что в активных областях максимальные скорости в холмах как с подъемом, так и с опусканием газа расположены в среднем на нулевой линии продольного магнитного поля (см. рис. 1, а).

2) места со значениями углов $0 \pm 15^\circ$ между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей опускания газа лежат несколько ближе к местам максимальных напряженностей в холмах поля, чем места со значениями углов $0 \pm 15^\circ$ между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей подъема газа. Это, в свою очередь, согласуется с тем, что максимальные скорости в холмах опускания газа располагаются в активной области в среднем ближе к максимальным напряженностям в холмах магнитного поля, чем максимальные скорости в холмах с подъемом газа (см. рис. 1, б).

На рис. 6 представлены полигоны распределений углов между градиентами продольного магнитного поля и градиентами лучевых скоростей в активных областях вблизи края солнечного диска. Из рисунка видно, что полигоны распределений углов между градиентами магнитного поля и градиентами скоростей, направленных к наблюдателю (рис. 6, а) и от наблюдателя (рис. 6, б), похожи друг на друга. Оба полигона имеют минимумы при углах 90 и 270° и максимумы при углах 0 и 180° .

Таким образом, из приведенных на рис. 6 полигонов распределений следует, что и для активных областей вблизи края солнечного диска имеются углы преимущественной ориентации градиентов лучевых скоростей относительно градиентов продольного магнитного поля.

Сравнение полигонов распределений, приведенных на рис. 4 и рис. 6, показывает, что существует довольно значительное различие во взаимной ориентации между градиентами продольного магнитного поля и градиентами лучевых скоростей в активных областях, наблюдавшихся вблизи центрального меридиана и у края солнечного диска.

4. Выше было показано, что в активных областях, наблюдавшихся как вблизи центра солнечного диска, так и у его края, существуют преимущественные углы ориентации градиентов лучевых скоростей относительно градиентов продольного магнитного поля. Это указывает на то, что магнитные поля активных областей в определенной степени организуют движения вещества в них.

¹ Данные, относящиеся к интервалам углов $90 \pm 15^\circ$ и $270 \pm 15^\circ$, были объединены для построения гистограмм.

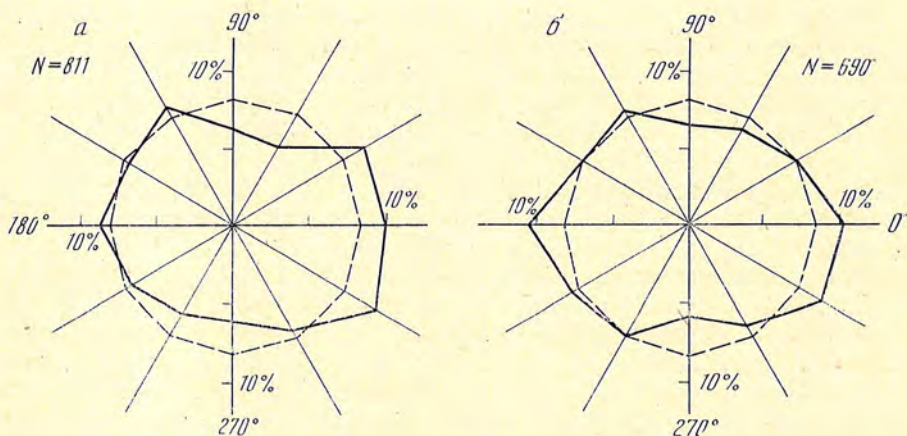


Рис. 6. Полигоны распределений углов между градиентами продольного магнитного поля и градиентами лучевой скорости для активных областей вблизи края солнечного диска

а — для участков с движениями газа, направленными к наблюдателю; б — от наблюдателя

В активных областях имеются различия в связи между вертикальными составляющими магнитных полей и движений, с одной стороны, и горизонтальными составляющими магнитных полей и движений — с другой. Как отмечалось нами, полученные распределения для движений, направленных к наблюдателю и от наблюдателя, имеют более симметричный вид в активных областях вблизи края солнечного диска (см. рис. 3 и 6), чем вблизи центрального меридиана (рис. 1 и 4). Это, по-видимому, указывает на отсутствие заметного «дискриминирующего» действия горизонтальной составляющей магнитных полей на противоположно направленные (параллельно или антипараллельно) горизонтальные составляющие движения вещества в активной области. В то же время для вертикальной составляющей магнитного поля и скорости в активных областях имеется определенная тенденция к росту скоростей опускания и уменьшению скоростей подъема газа в направлении усиления продольного магнитного поля, т. е. имеется своего рода «дискриминация» таких движений магнитным полем.

В п. 2 было показано, что места максимальных скоростей в холмах с движениями газа, направленными как к наблюдателю, так и от наблюдателя, совпадают в среднем с нулевой линией продольного магнитного поля. Так как на этой линии луч зрения перпендикулярен магнитным силовым линиям, то сказанное выше означает, что движения вещества в холмах скоростей, направленные поперек магнитных силовых линий, при условии «вмороженности» должны увлекать за собой магнитное поле. Отсюда следует подвижность магнитного поля в активных областях — факт, установленный в более ранних исследованиях [3—6, 14—17 и др.]. Как отмечалось выше, в пользу «вмороженности» магнитного поля в вещество фотосферы активных областей имеются многочисленные свидетельства. Поэтому на основе таких наблюдательных фактов, как совпадение максимальных скоростей в холмах лучевых скоростей с нулевыми линиями продольного магнитного поля, а также совпадение максимальных напряженностей в холмах продольного магнитного поля с нулевыми линиями лучевых скоростей, найденное С. И. Гопасюком и Т. Т. Цапом [8], можно предположить, что структурные особенности (холмы, нулевые линии) поля скоростей в активных областях отражают движения магнитного поля вместе с веществом. По-видимому, такие структурные особенности поля скоростей, как холмы и нулевые линии, в основном определяются распределениями по активной области силовых трубок магнитного поля, дви-

жущихся вместе с веществом, конкретнее — движениями силовых трубок поля типа всплывий и погружений с их последующим расширением или сжатием.

В заключение отметим, что вопрос о том, каков именно конкретный физический характер взаимодействия магнитного поля с движениями вещества в активных областях, остается открытым и нуждается в дальнейшем изучении. Привлечение новых данных, полученных с большим пространственным и временным разрешением, безусловно, будет способствовать решению этого вопроса.

Автор искренне признателен директору Крымской астрофизической обсерватории академику А. Б. Северному за возможность пользоваться материалами наблюдений обсерватории и критические замечания, С. И. Гопасюку за внимание к работе и советы, Т. Т. Цапу, В. А. Котову и П. П. Добронравину за обсуждение рукописи.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 23, 277.
2. P. Maltby. *Astrophys. Norv.*, 1964, 8, 205.
3. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, 1, 55.
4. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, 2, 43.
5. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 139.
6. Р. Н. Ихсанов. Изв. ГАО, 1967, № 182, 62.
7. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 65.
8. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 3.
9. M. J. Martres, I. Soru-Escout, J. Rayrole. *Solar Phys.*, 1973, 32, 365.
10. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 31, 200.
11. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 92.
12. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 100.
13. Сб. «Солнце» под ред. Дж. Койпера. М., ИЛ, 1957.
14. Ю. И. Витинский, Р. Н. Ихсанов. Солнечные данные, 1964, 10, 57.
15. Ю. И. Витинский, Р. Н. Ихсанов. Солнечные данные, 1964, 12, 63.
16. М. К. Варри, V. M. Grigorjev, V. E. Stepanov. *Solar Phys.*, 1968, 4, 409.
17. S. A. Schoolman. *Solar Phys.*, 1973, 32, 379.
18. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 3.
19. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, 43, № 3, 465.
20. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 148.
21. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 22.
22. Дж. И. Иргашев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 233.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН. I

Б. Калман

На основании ежедневных карт продольной и поперечной составляющих магнитного поля, полученных в Крымской астрофизической обсерватории, и серии снимков Солнца, сделанных в Гелиофизической обсерватории в Дебрецене (Венгрия), было проведено сравнение движения ядер тени и волокон полутени со структурой магнитного поля в группе солнечных пятен с 7 по 14.VI 1969 г. Найдено, что пятна двигались как вдоль, так и поперек направления поперечного магнитного поля. В процессе движения пятен происходили изменения в структуре $H_{\perp}$, в большинстве случаев соответствовавшие переориентации силовых линий вдоль траектории за движущимся пятном. Однако в некоторых случаях за движущимся пятном структура поперечного поля становилась близкой к перпендикулярной к траектории прошедшего пятна, хотя перед пятном она могла быть почти параллельной траектории. Наилучшее совпадение ориентаций траекторий пятен со структурой $H_{\perp}$ получилось около нулевой линии продольного поля, т. е. в тех местах, где магнитное поле близко к чисто поперечному.

Наблюдалось хорошее соответствие ориентации волокон полутени вдоль $H_{\perp}$, когда группа была около центрального меридиана. Соответствие ухудшалось по мере удаления группы от центрального меридиана.

MAGNETIC FIELDS AND PROPER MOTIONS OF SUNSPOTS. I, by B. Kalman.— On the base of daily maps of longitudinal and transverse magnetic field components, obtained at the Crimean Astrophysical Observatory, and a series of photoheliograms, obtained at the Heliophysical Observatory in Debrecen (Hungary), the proper motions of the umbrae and the penumbral filaments were compared with the structure of the transverse magnetic field in a sunspot group 7—14 June 1969. It is found, that the spots moved along the direction of the transverse magnetic field and across of the field too. In the process of spot motions there were changes in the structure of $H_{\perp}$ in most cases corresponding to stretching out of lines of force behind the moving spot. However in some cases the structure of the transverse field behind the moving spot became near perpendicular to the former trajectory of the spot, although in front of the spot it might be almost parallel to the later one. The best agreement of orientations of spot trajectories with the structure of $H_{\perp}$ was found near the zero-line of the longitudinal field, i. e. in that places, where the magnetic field is almost purely transverse.

A good agreement of orientations of penumbral filaments along $H_{\perp}$ was observed, when the group was near the central meridian. This agreement became worse as the group was moving away from the central meridian.

Вопрос о взаимосвязи магнитных полей и собственных движений пятен интересен для физики солнечных активных областей, но в то же время измерение и магнитного поля, и движений с достаточной точностью сложно и трудоемко. Наверное, поэтому до сих пор только немногими авторами проводилось изучение этой проблемы [1—7]. Ими получены если и не совсем противоречивые, то по крайней мере различные результаты. Это говорит о том, что картина еще далека от ясности, и целесообразно исследовать этот вопрос более подробно.

Наиболее перспективным казался нам метод, описанный в [3], т. е. сопоставление точных карт движений пятен с подробными магнитными картами полного вектора магнитного поля. В Гелиофизической обсерватории Венгерской академии наук, в Дебрецене, ведется программа измерений собственных движений солнечных пятен, в ходе которой были получены движения в группе пятен 5—14.VI 1969 г. (№ 207 по «Солнечным данным», координаты: $B = -14^\circ$, $L = 90^\circ$). Результаты по собственным движениям пятен в ней были опубликованы в [8]. Для этой же группы в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР имелись хорошие и довольно полные данные по магнитным полям, поэтому она была выбрана для исследования.

1. Материал наблюдений и его обработка

Записи магнитного поля были получены 8—14.VI 1969 г., обычно запись производилась один раз в день, но 9 и 13.VI группа записывалась 2 раза. Записи были сделаны в линии $\text{Fe I } \lambda 5250 \text{ \AA}$ на вектор-магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [9] в режиме одновременной регистрации всех компонент магнитного поля [10]. Размеры входной щели спектрографа во всех случаях были $2'' \times 9''$, расстояние между разрезами $6''$. С диаграммной ленты снимались отсчеты через каждые $3''$, которые потом были переведены в магнитные поля с помощью калибровочных соотношений и кривых, приведенных в [9, 11—13]. Обработка, вплоть до изготовления карт, была выполнена на ЭВМ типа «Hewlett — Packard 9810A» Гелиофизической обсерватории ВАН, по специально составленным программам. Пример карт, полученных на ЭВМ, показан на рис. 1.

Снимки Солнца, по которым определялись собственные движения пятен, были получены на фотогелиографе Гелиофизической обсерватории ВАН. Этот инструмент имеет диаметр объектива 13,5 см и дает изображение Солнца диаметром 10 см. Для уменьшения отрицательных эффектов у края фотопленки использовались пленки размером $14 \times 14 \text{ см}^2$ типа «Kodalith». Эта пленка фототехническая, особо контрастная ($\gamma \sim 5$) и имеет специальную подложку, которая не деформируется в процессе проявления. Снимки сделаны через интерференционный светофильтр типа UVIF 375, имеющий максимум пропускания около $3750 \text{ \AA}$ и полуширину $120 \text{ \AA}$. Данная область спектра была выбрана потому, что на снимках, полученных через такой светофильтр, хорошо видны факельные поля активных областей до самой середины диска Солнца.

С помощью измерительного микроскопа на снимках были измерены прямоугольные координаты пятен, и на ЭВМ вычислены их гелиографические координаты в системе Кэррингтона. Отождествление пятен от дня ко дню велось с учетом их положений, направления движений и магнитных полярностей. Данные о полярности магнитных полей пятен брались из «Солнечных данных» и из римских измерений.

В настоящей работе были измерены положения пятен 7—14.VI (15.VI наблюдений не было). Из 240 снимков были использованы только снимки с хорошим качеством изображения. Координаты пятен усреднялись по 4—20 снимкам, полученным за короткий (порядка 1 часа) промежуток времени. (Более подробно см. [8], но здесь добавлены еще измерения 14.VI.) В дальнейшем было определено движение пятен, т. е. изменения их положения от дня ко дню, а иногда и в течение дня, направление и величина движения. Так как на магнитографе определяются составляющие магнитного поля относительно луча зрения, то из средних положений были вычислены собственные движения пятен в картинной плоскости. За время наблюдений группа пятен находилась в пределах от -40° до $+59^\circ$ относительно центрального меридиана.

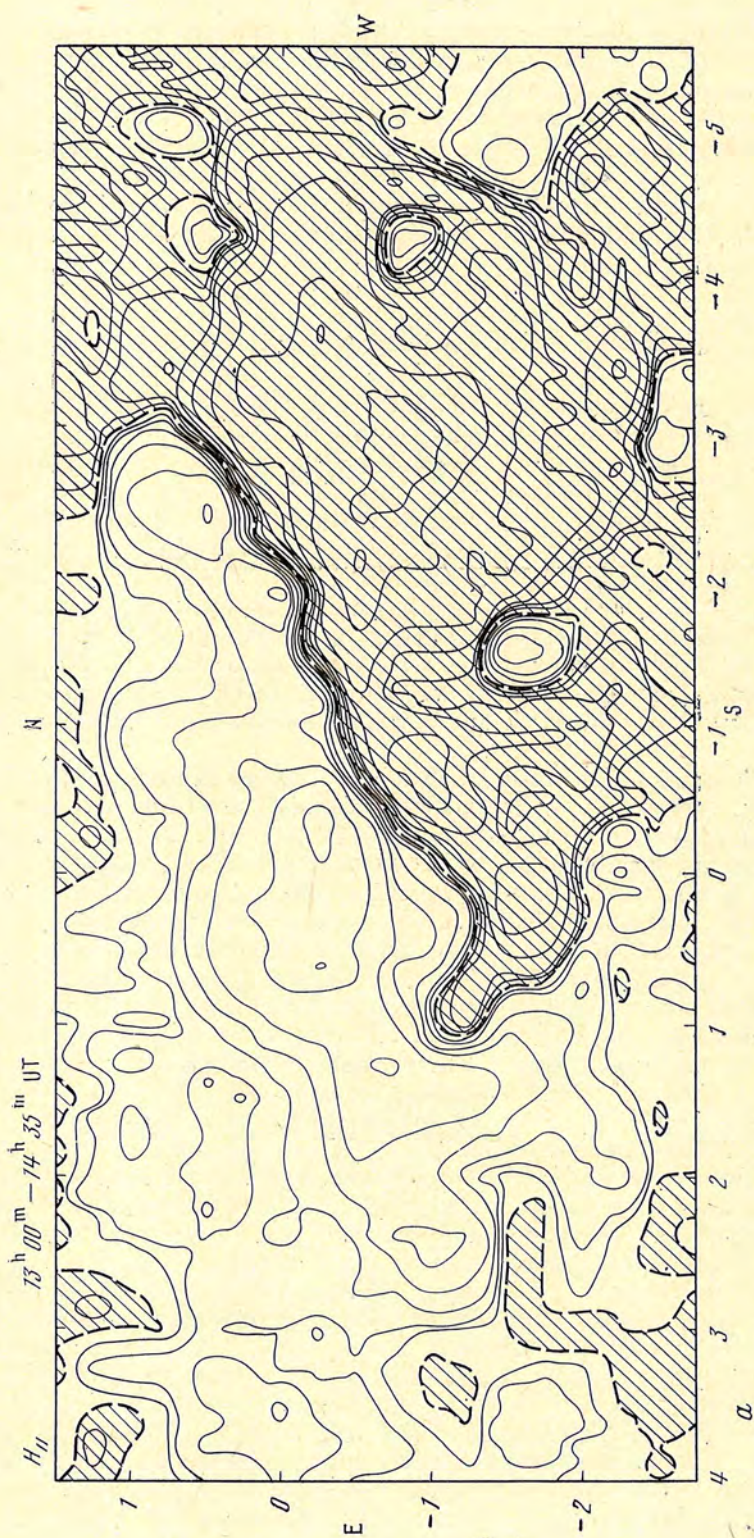


Рис. 1. Карты продольной (а), поперечной (б) составляющих магнитного поля и эскиз группы (с) 11.VI 1969 г.
а — изогауссы проведены через 10, 20, 100, 200, 400, 600 ед. Штриховая линия — линия раздѣла полярностей, заштрихована область с N-полем;

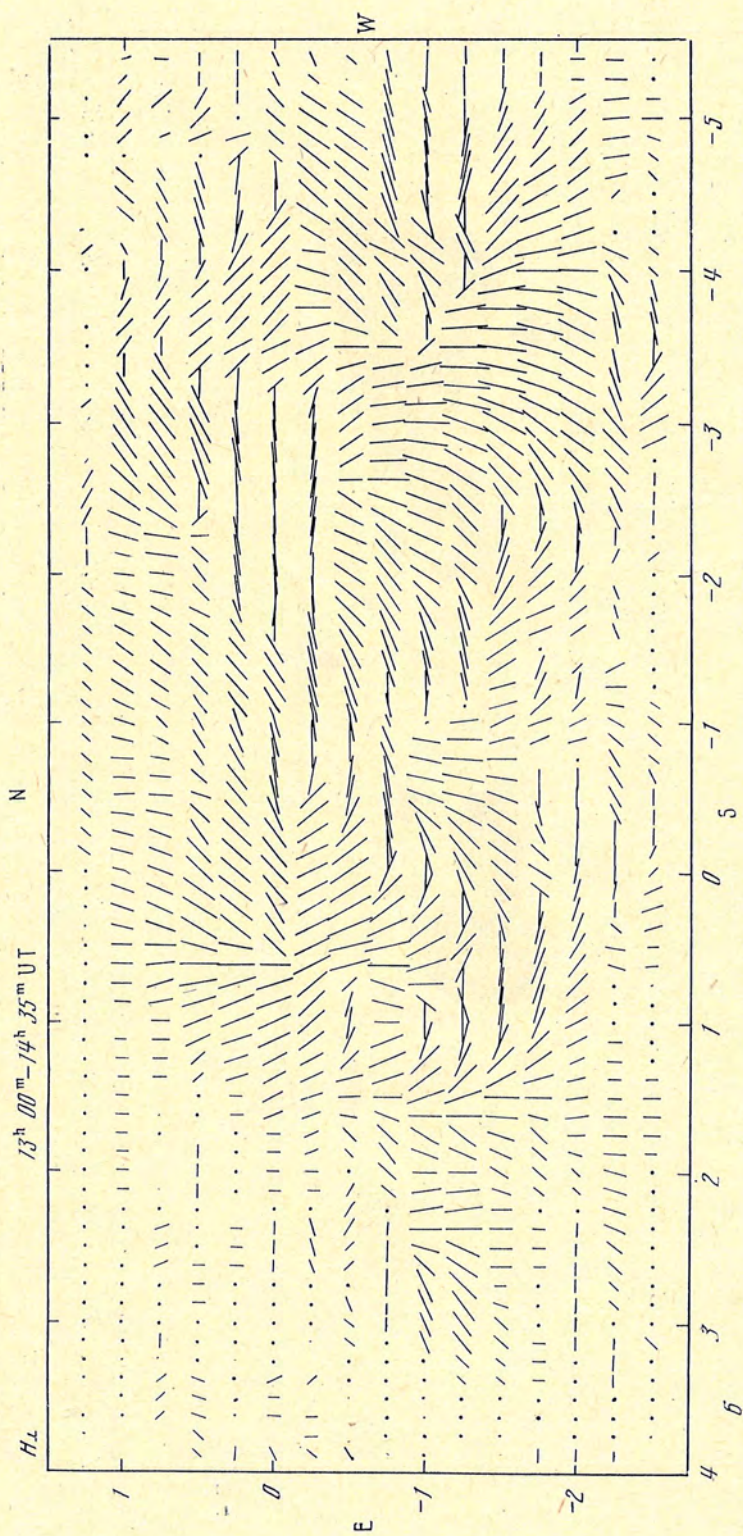


Рис. 1 (продолжение)

б — черточками показана ориентация поперечного магнитного поля. Длина черточек пропорциональна $\lg [b_{\perp} \cdot 1000 / (E - W)]$.

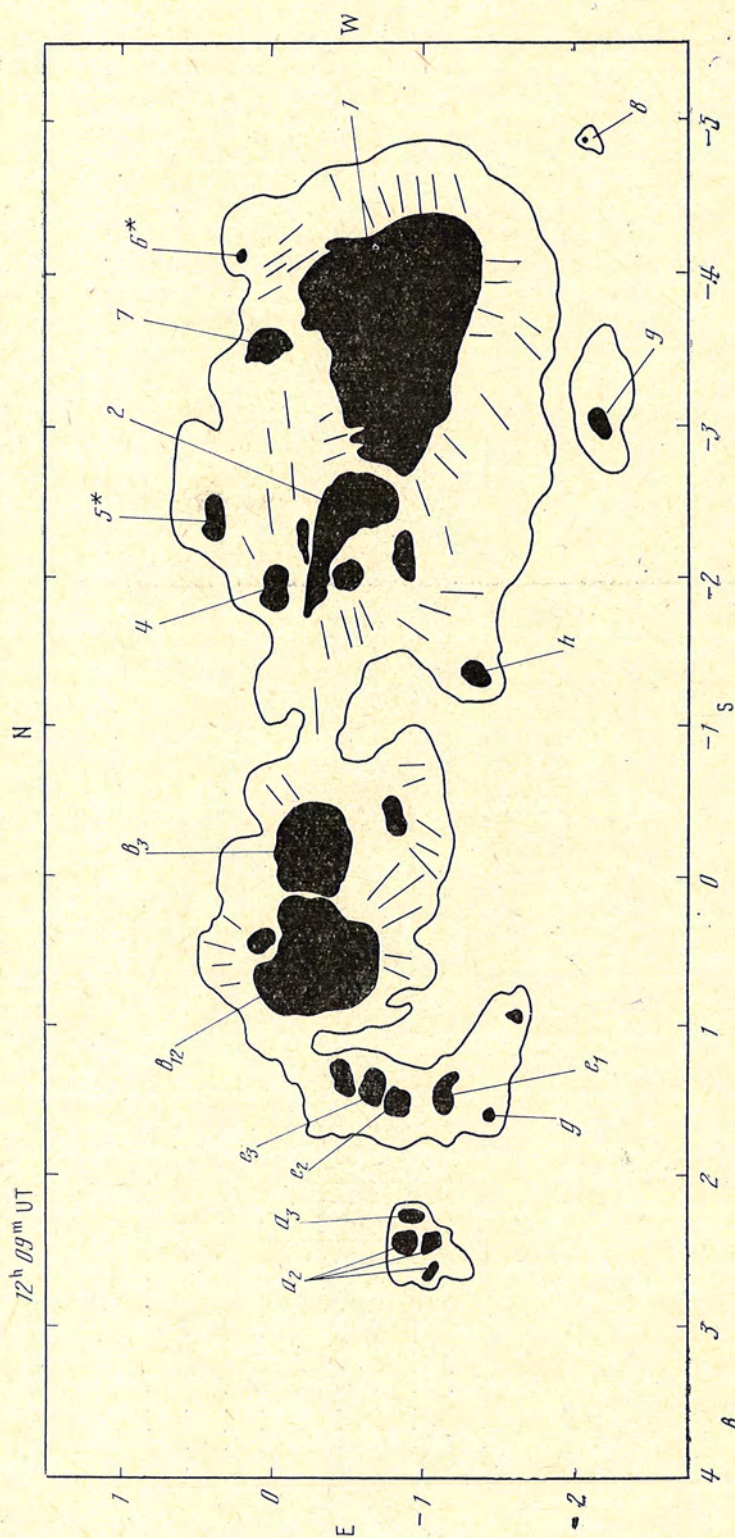


Рис. 1 (оконтчание)
 а — сплошными линиями обведена граница полушария. Ядра пятен затуманены. Черточками показана ориентация волокон полушария.
 Обозначения ядер соответствуют [8]. Масштаб: 1 ед. = 20 000 км

При сопоставлении карт магнитных полей и собственных движений пятен большое значение имеет привязка координат магнитных карт к гелиографическим. Для такой привязки использовались зарисовки группы во время наблюдений на магнитографе, увеличенные фотографии группы, полученные близко ко времени записей магнитного поля и имеющие одинаковый масштаб с картами магнитных полей, и гелиографические координатные сетки, нарисованные с помощью ЭВМ тоже в масштабе карт магнитного поля. Так как положение пятен уже известно, то довольно уверенно удалось произвести привязку магнитных карт к гелиографической сетке координат.

2. Результаты

По измерениям магнитного поля группа № 207 имела 8—14.VI биполярную структуру, характерную для южного полушария данного цикла: головное пятно — северной полярности, хвостовые пятна — южной полярности. 10.VI, когда группа находилась на центральном меридиане, линия раздела полярностей (нулевая линия $H_{||}$) составляла угол 60° с гелиографическим северным направлением; этот угол значительно не изменился за время наблюдений. Северная полярность была более компактно расположена около лидера, 8—9.VI ее самая восточная часть находилась на долготе 88° , но с 9 на 10.VI граница перешла на долготу 86° и там оставалась до 14.VI. Интересно отметить, что как раз именно с 9 на 10.VI возникла полутень и в середине группы. Начиная с этой даты группа хотя и осталась биполярной, но практически находилась в одной полутени. Особенно большая активность в движениях пятен внутри группы наблюдалась 11.VI.

Магнитные поля S-полярности занимали не только область хвостовой части группы, но и находились около ее лидера. Области поля S-полярности в окрестности лидера были довольно стабильные, долгоживущие, и можно было проследить их движения. Три из этих островов S-полярности удалось отождествить с небольшими ядрами (b^* , c , h на рис. 1, a , см. также [8]). Магнитные острова и ядра двигались одинаково, причем у ядра h , находившегося в середине группы, наблюдалось отставание магнитного острова от ядра. У ядра b^* , находившегося на северном краю полутени главного пятна, магнитный остров двигался вместе с ядром. Здесь интересно то, что находившееся рядом ядро 7 N-полярности двигалось в противоположном направлении. Ядро c перемещалось вместе с островом магнитного поля.

Общая структура поперечного магнитного поля была такой, как для обычной биполярной группы, со временем она существенно не менялась, хотя в отдельных местах отмечались изменения. Так, при появлении острова продольного поля другого знака около лидера (ядро b^*) наблюдалось локальное изменение направления поперечного поля.

Для исследования взаимосвязи между движением пятен и структурой поперечного магнитного поля по данным наблюдений 7 дней были построены траектории собственных движений 25 ядер группы. Часть из них имела небольшие перемещения. Траектории собственных движений всех ядер были нанесены на один эскиз в масштабе карт магнитного поля. На каждой из траекторий отмечалось положение ядра на средний момент получения соответствующей карты магнитного поля (по одной в день). Это положение пятна делило траекторию на две части: будущую (траекторию, которую пройдет пятно в будущем) и прошедшую (траекторию, которую пятно уже описало) по отношению к среднему моменту данной карты. Полученный таким методом эскиз собственных движений ядер сопоставлялся с каждой из карт структуры поперечного магнитного поля. Затем были измерены углы α между прошедшей траекторией и ориентацией структуры поперечного магнитного поля и отдельно углы α между будущей

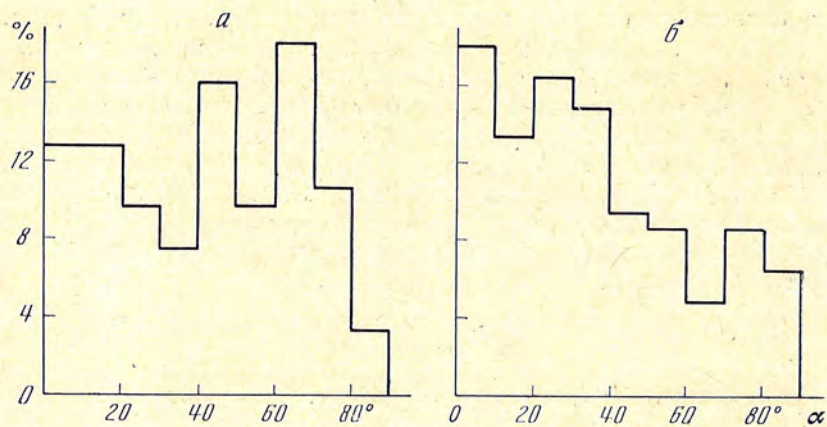


Рис. 2. Гистограммы распределения углов α между траекториями пятен и направлением поперечного магнитного поля

a — относительно будущей траектории пятен; b — относительно прошедшей траектории пятен

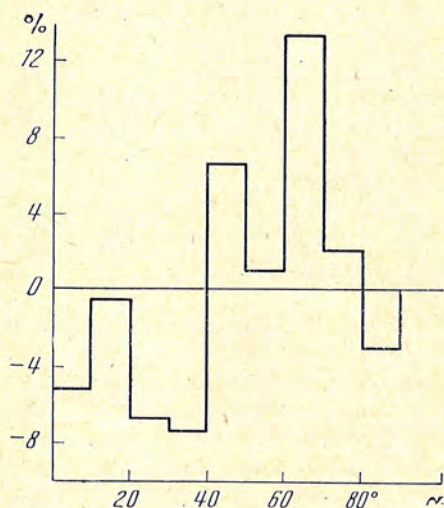


Рис. 3. Разность между гистограммами распределения углов α относительно будущей (рис. 2, a) и прошедшей (рис. 2, b) траекторий пятен

траекторией и ориентацией поля $H_{\perp}$. Углы α определялись в отдельных (средних между измеренными положениями пятна) местах на траектории перемещающихся ядер. Так как с помощью магнитографа определяется положение вектора поля в картинной плоскости, но не его направление, то значения углов α брались по абсолютной величине и заключены в пределах $0-90^{\circ}$. Всего было измерено 222 значения угла α , из которых 94 случая относятся к будущей траектории и 128 — к прошедшей.

Все данные по измерению углов α для будущей и отдельно для прошедшей траекторий были сгруппированы по 10-градусным интервалам. Результаты в виде гистограмм показаны на рис. 2. Каждое из этих распределений пронормировано на единицу. На рис. 3 показана разность распределений относительно будущей (рис. 2, a) и прошедшей (рис. 2, b) траекторий пятен. На рис. 2 и 3 мы видим, что перед движущимся пятном структура поперечного магнитного поля ориентирована произвольно и примерно одинаково часто как вдоль, так и поперек траектории. По отношению к прошедшей траектории, т. е. за движущимся пятном чаще встречаются случаи с ориентацией структуры поперечного поля вдоль, чем поперек траектории пятна. Причем здесь (рис. 2, b) по сравнению с распределением относительно будущей траектории (рис. 2, a) увеличилось число случаев с малым и уменьшилось число случаев с большим значением углов α . Следовательно, это дает основание предполагать, что движение пятен приводит к изменению структуры магнитного поля. Именно,

за движущимся пятном силовые линии поля имеют тенденцию ориентироваться вдоль его траектории.

На распределения, приведенные на рис. 2, могло оказать влияние поле самого исследуемого ядра, особенно если перемещение его небольшое. Поэтому траектории пятен сравнивались и со средней структурой $H_{\perp}$ в окрестности движущегося пятна в данный день. Из 78 случаев в 40 движение пятен было направлено вдоль $H_{\perp}$, в 17 случаях пятна двигались поперек магнитного поля. В остальных 21 случае из-за резких изменений структуры поля от точки к точке или резких изменений в направлении движений пятен направления траектории пятен относительно структуры поля определялись неуверенно.

По этим данным было также рассмотрено изменение ориентации линий поперечного поля относительно траектории пятен. Из тех же 78 случаев в 44 (27 случаев вдоль и 17 поперек поля) средняя ориентация поля не менялась в процессе перемещения пятна. В 20 случаях средняя структура поля за пятном становилась более упорядоченной и вытянутой вдоль траектории, в то время как структура поля перед пятном была в основном ориентирована поперек его движения. Это соответствует «вытягиванию» силовых линий за движущимся пятном, что было отмечено уже в [3]. Однако в 5 случаях наблюдалась обратная картина, а именно: структура магнитного поля перед пятном была параллельной будущей траектории пятна, а после прохождения пятна становилась перпендикулярной. 9 случаев остались неопределенными.

Наилучшее совпадение ориентаций траекторий пятен и структуры поперечного поля получилось для ядер, расположенных в середине группы (ядра 2, 4, 5*, рис. 1, в), и для маленьких ядер хвостовой полярности около лидера (ядра 6*, с, h, см. также [8]), наихудшее — для ядер, располагавшихся в хвостовой части группы (ядра a_1 , a_2 , a_3 , e_1 , e_2 , e_3 , g), и для маленьких ядер около ядра лидера (ядра 3a, 7). Следовательно, из сопоставлений эскиза группы с картами поля (рис. 1) можно видеть, что для данной группы наилучшее совпадение ориентаций траекторий и структуры $H_{\perp}$ наблюдалось для тех ядер, которые двигались вблизи нулевой линии продольного магнитного поля, и ядер, дающих вкрапления поля противоположного знака в области, занятой основным полем. Такое совпадение ухудшалось с удалением движущихся пятен от нулевой линии продольного поля и имевших такую же полярность, как и основное поле. По-видимому, совпадение ориентаций траекторий пятен со структурой $H_{\perp}$ наилучшее в тех местах, где поле близко к чисто поперечному, и оно ухудшается с увеличением продольной составляющей поля.

На снимках с хорошим качеством изображений были четко видны детали тонкой структуры полутени. По ним было проведено сравнение направлений волокон тонкой структуры полутени со структурой поперечного магнитного поля. Как уже отмечалось, рядом авторов [13—17], совпадение между направлением волокон полутени и структурой поперечного магнитного поля хорошее. Особенно четко это видно в северо-западной части полутени лидера (рис. 1, б и в), где имелось небольшое ядро 6* хвостовой полярности. Здесь структура поперечного магнитного поля сильно отличалась от радиальной и волокна полутени тоже были направлены почти параллельно границе ядро — полутень, т. е. параллельно направлению $H_{\perp}$.

Для количественной оценки ориентации волокон полутени относительно поперечного магнитного поля по всем дням наблюдений была построена суммарная гистограмма распределения углов ϕ между направлением волокон полутени и направлением поперечного магнитного поля (рис. 4). На рисунке видно, что волокна полутени ориентированы в основном вдоль поперечного поля. Однако следует отметить, что соответствие ориентации волокон полутени вдоль $H_{\perp}$ было самое лучшее, когда группа пятен находилась вблизи центрального меридиана. По мере удаления

группы пятен от центрального меридиана наблюдаемое соответствие ухудшалось.

Сравнение распределения на рис. 4 с подобными распределениями для хромосферы, приведенными в [14, 15], показывает, что в хромосфере ориентация деталей тонкой структуры вдоль поперечного поля в фотосфере несколько лучше. Это отмечалось также в [15].

Несколько худшее соответствие в ориентации волокон тонкой структуры полутени вдоль поперечного магнитного поля в фотосфере может вызываться рядом причин. Во-первых, в хромосфере элементы тонкой структуры имеют размер, соизмеримый с разрешением магнитографа, в то же

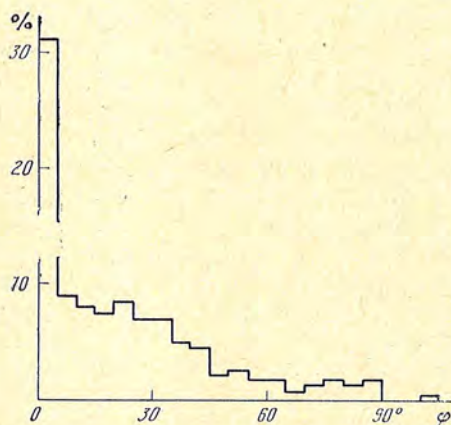


Рис. 4. Гистограмма распределения углов φ между направлениями волокон полутени и направлением поперечного магнитного поля

время размеры волокон полутени в фотосфере намного меньше. Поэтому магнитное поле в полутени может иметь более тонкую структуру, чем разрешаемая магнитографом. Во-вторых, в соответствии с предположением [15]: 1) вращение $H_{\perp}$ с глубиной в фотосфере, как найдено в [18, 19], может приводить к тому, что если даже на уровне образования непрерывного спектра волокна полутени полностью ориентированы вдоль магнитного поля, то на уровне образования данной спектральной линии измеряемое поперечное магнитное поле может иметь другое направление; 2) в более разреженной хромосфере сильные магнитные поля активной области легче могут контролировать движение газа, чем в полутени.

Закключение

На основании сопоставлений карт продольной и поперечной составляющих магнитного поля с видимыми собственными движениями ядер солнечных пятен получено, что в изученной активной области движение ядер было направлено и вдоль, и поперек структуры поперечного магнитного поля. В процессе движений пятен происходили изменения в структуре поперечного поля, в большинстве случаев соответствовавшие переориентации силовых линий вдоль траектории за движущимся пятном. Эти результаты находятся в согласии с данными [3, 4]. Но в некоторых случаях за движущимся пятном структура поперечного поля становилась близкой к перпендикулярной к траектории прошедшего пятна, хотя перед пятном она могла быть почти параллельной траектории. Совпадение траекторий пятен с направлением поперечного поля наилучшее для тех ядер, которые двигались около нулевой линии продольного магнитного поля, и для маленьких ядер противоположной полярности в области, занятой основным полем. По-видимому, совпадение ориентаций траекторий пятен со структурой $H_{\perp}$ наилучшее в тех местах, где магнитное поле близко к чисто поперечному, и оно ухудшается с увеличением продольной составляющей поля. Следует отметить, что нами проводилось сравнение $H_{\perp}$ и собствен-

ных движений пятен в картинной плоскости. Собственные движения пятен происходят на поверхности Солнца, в то же время магнитное поле распределено в пространстве. Следовательно, эффекты проекции по-разному влияют на них. Более обоснованным было бы сравнение собственных движений с вертикальными и горизонтальными относительно поверхности Солнца составляющими вектора магнитного поля. Основной вклад по движению пятен дали наблюдения 8—12.VI, когда группа была в пределах $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана. Поэтому можно считать, что эффект проекции существенно не повлиял на результаты.

Сравнение тонкой структуры полутени и поперечного магнитного поля количественно подтвердило полученные ранее [12—16] результаты о хорошей ориентации волокон полутени вдоль поперечного магнитного поля. Соответствие ориентации волокон полутени вдоль $H_\perp$ было самое лучшее, когда группа пятен находилась вблизи центрального меридиана. По мере удаления группы от центрального меридиана наблюдаемое соответствие ухудшалось.

В заключение приношу искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за возможность работать в Крымской астрофизической обсерватории и использовать наблюдательный материал обсерватории, научному руководителю С. И. Гопасюку за помощь и внимание к работе, В. А. Котову и Дж. И. Иргашеву за полезные обсуждения.

15 мая 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 100.
2. V. Bumba. Contr. Wroclaw, 1964, N 14, 31.
3. S. I. Gopasyuk, G. E. Moreton. Proc. Astron. Soc. Australia, 1967, 1, 8.
4. G. V. Kuklin. Proc. IAU Sympos. N 35, D. Reidel, Dordrecht, 1968, p. 211.
5. З. Б. Коробова, В. М. Тищенко, А. А. Цхай, В. В. Батулин. В сб. «Солнечные процессы и их наблюдения». Ташкент, 1973, с. 57.
6. Л. Э. Паламарчук. Солнечные данные, 1973, № 7, 87.
7. Л. Э. Паламарчук. Солнечные данные, 1973, № 10, 71.
8. Л. Дежё, Д. Дертянош, Б. Калман, А. Ковач. Солнечные данные, 1971, № 7, 77.
9. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
10. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 76.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 28.
13. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 97.
14. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 200.
15. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 92.
16. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 245.
17. Г. В. Кушлин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
19. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 3.

О СПЕКТРАЛЬНОМ ИНДЕКСЕ ДВУХ ЛОКАЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА СОЛНЦЕ В КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев

Рассмотрены спектральные индексы для двух локальных источников на Солнце в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см. Значения спектральных индексов для локального источника, связанного с малоактивной группой, заметно выше соответствующих значений для более активной группы. По мере роста вспышечной активности последней группы и возникновения в ней мощных радиовсплесков значения спектральных индексов в указанных интервалах существенно уменьшаются, причем спектральный индекс в диапазоне 3,5—2,5 см может принимать отрицательные значения.

ON THE SPECTRAL INDEX OF TWO LOCAL RADIO SOURCES ON THE SUN AT SHORT CENTIMETRE WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin, A. S. Dvoryashin, N. N. Eryushev.— The spectral indices for two local radio sources on the Sun in the wavelength ranges 3.5—2.5 and 2.5—1.9 cm are considered. The spectral index values for the local source associated with sunspot group of small activity are considerably higher than those for the more active sunspot group. When the flare-activity of the last group is on the increase and the great flare-associated radio bursts originate in it, the spectral index values in the mentioned wavelength ranges decrease essentially. In this case the spectral index in the wavelength range 3.5—2.5 cm can have negative values.

Спектральный индекс является важной характеристикой локальных радиоисточников на Солнце. Как указывалось ранее [1, 2], детальное изучение его может дать дополнительные сведения об активности группы пятен, с которой связан этот локальный источник.

Здесь рассматриваются спектральные индексы n в интервалах длин волн $\lambda_{3,5-2,5}$ и $\lambda_{2,5-1,9}$ см для двух локальных источников при прохождении их по диску Солнца. Один из локальных источников связан с группой пятен № 96 [3, 4] (Mc Math Region 13043 [5]). Центральный меридиан группа проходила 3.VII 1974 г. Максимальную истинную площадь $S_p = 1300$ миллионов долей полусферы Солнца (м. д. п.) группа имела 4.VII. При этом площадь наибольшего пятна в группе составляла 741 м. д. п. с магнитным полем 4300 гс. В данной группе возникло много вспышек, некоторые из них сопровождались мощными всплесками радиоизлучения. После вспышки 4.VII были зарегистрированы космические лучи с энергией 10—60 Мэв [6].

Другой локальный источник связан с группой пятен № 99 [4] (Mc Math Region 13057 [5]). Эта группа проходила центральный меридиан 14.VII и представляла собой крупное униполярное пятно с максимальной истинной площадью $S_p = 515$ м. д. п. с небольшим числом малых пятен (общая площадь в этот день составляла 565 м. д. п.). Напряженность магнитного поля главного пятна в день прохождения центрального меридиана составляла 3200 гс. В локальном радиоисточнике, связанном с группой № 99, всплесков радиоизлучения за период наблюдений не было.

Наблюдения радиоизлучения указанных локальных источников проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР одновременно на трех волнах: 3,5, 2,5 и 1,9 см. В качестве радиометра использовался радиополяриметр, описание которого дано в [6]. Наблюдения заключались в сканировании локальных источников по экваториальным координатам α и δ . По записям радиоизлучения оценивалась спектральная плотность потока S на рассматриваемых волнах. Методика определения S описана в [1].

Таблица 1

Дата, 1974 г.	Время наблюдения UT	$S \cdot 10^{22}$ <i>вт/м²·Гц</i> на волне			Дата, 1974 г.	Время наблюдения UT	$S \cdot 10^{22}$ <i>вт/м²·Гц</i> на волне		
		3,5 см	2,5 см	1,9 см			3,5 см	2,5 см	1,9 см
29. VI	08 ^h 10 ^m	6,0	4,7	—	5. VII	04 ^h 29 ^m	29	29	23
	12 42	7,7	6,6	4,0		13 58	29	28	20
30. VI	05 02	6,8	5,1	3,2	6. VII	04 32	30	29	20
	14 18	7,9	5,9	4,0		15 20	28	27	16
1. VII	06 06	15	10	8,0	7. VII	04 47	24	20	12
	14 50	21	17	13		14 12	22	19	12
2. VII	04 42	26	27	19	8. VII	04 35	15	12	7,9
	13 49	31	32	—		09 05	13	11	7,5
3. VII	04 33	46	57	38		14 22	13	13	8,9
	07 25	35	41	35	9. VII	05 28	9,6	7,8	4,3
	14 52	35	39	30		10 21	7,7	6,5	3,3
4. VII	04 36	35	43	40		14 10	5,5	4,2	2,1
	15 10	41	35	31	10. VII	06 45	2,6	2,1	1,1
						14 28	2,2	1,7	1,1

Таблица 2

Дата, 1974 г.	Время наблюдения UT	$S \cdot 10^{22}$ <i>вт/м²·Гц</i> на волне			Дата, 1974 г.	Время наблюдения UT	$S \cdot 10^{22}$ <i>вт/м²·Гц</i> на волне		
		3,5 см	2,5 см	1,9 см			3,5 см	2,5 см	1,9 см
9. VII	10 ^h 59 ^m	2,2	1,1	0,3	14. VII	04 ^h 27 ^m	5,3	3,1	1,7
10. VII	07 13	3,3	2,0	0,5		12 31	5,6	3,2	1,7
	15 00	4,0	2,8	0,8	15. VII	10 17	4,3	2,8	1,4
11. VII	5 07	4,6	3,1	1,0		14 41	4,9	3,1	1,7
	12 40	4,6	3,0	1,1	16. VII	05 35	4,9	3,3	1,5
12. VII	04 46	5,1	2,6	1,4		12 28	5,1	3,4	1,7
	11 14	4,8	2,3	1,5	17. VII	05 13	4,4	2,9	1,4
13. VII	04 41	5,2	2,9	1,6		14 44	4,2	3,4	1,7
	08 09	5,2	2,8	1,2					
	11 40	5,2	2,9	1,1					

Значения плотности потока радиоизлучения на указанных волнах приведены в табл. 1 для источника, связанного с группой № 96, и в табл. 2 для источника, связанного с группой № 99. Из табл. 1 и 2 видно, что значения плотности потока для первого источника (№ 96) в среднем в несколько раз выше, чем для второго (№ 99).

На основании данных табл. 1 и 2 были вычислены спектральные индексы локальных источников в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см по формуле

$$n = \frac{\ln(S_{\lambda_1}/S_{\lambda_2})}{\ln(\lambda_1/\lambda_2)},$$

где S_{λ_1} и S_{λ_2} — плотности потоков радиоизлучения на волнах λ_1 и λ_2 соответственно.

Результаты представлены в виде графиков на рис. 1 и 2.

Из рис. 1 видно, что за время прохождения радиоисточника по диску Солнца спектральные индексы n_1 и n_2 претерпевали заметные изменения. В период наибольшей активности группы, когда на волне $\lambda = 3,4$ см наблюдались всплески с плотностью потока излучения в максимуме $S_{\max} \geq 1000 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц, величины n_1 и n_2 имели минимальные значения. Спектральный индекс n_1 принимал значения, близкие к нулю и даже отрицательные. Во все дни наблюдений, за исключением 1.VII, $n_2 > n_1$. Таким образом, в дни максимальной активности группы происходило существенное уплотнение спектра локального источника во всей рассматриваемой коротковолновой части сантиметрового диапазона. Это означает, что максимум спектра по мере увеличения активности группы пятен № 96 смещался в сторону коротких волн.

Из рис. 1 и 2 следует, что значения спектральных индексов для локального источника, связанного с группой № 99, заметно выше значений n для группы № 96. Следовательно, спектр локального источника № 99 значительно круче, чем спектр источника № 96, и соответствует обычно наблюдаемому сравнительно быстрому росту плотности потока с увеличением длины волны в коротковолновой части сантиметрового диапазона.

Резюмируя, можно отметить следующее. Значения спектральных индексов в диапазонах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см для локального источника на Солнце, связанного с малоактивной группой, заметно выше

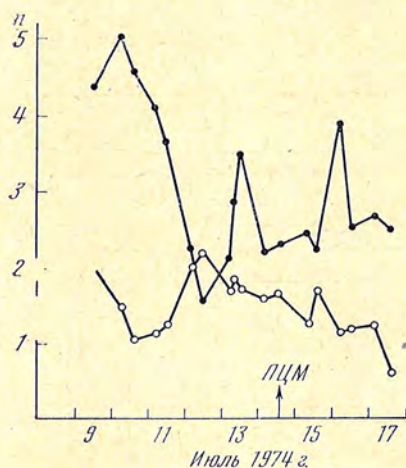
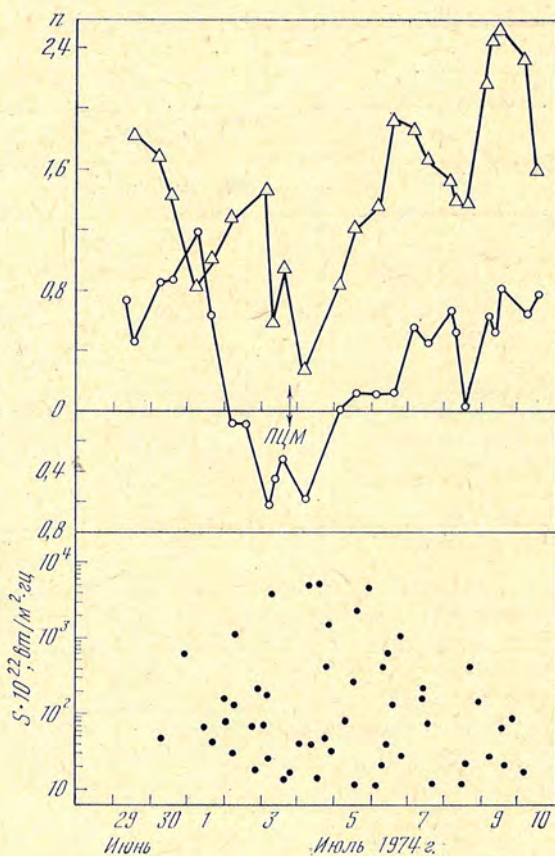


Рис. 1. Изменения спектральных индексов n в диапазонах 3,5—2,5 см (кружки, n_1) и 2,5—1,9 см (треугольники, n_2) для локального радиоисточника на Солнце, связанного с группой пятен № 96[3]

В нижней части точками нанесены значения плотностей потоков радиовсплесков на волне $\lambda = 3,4$ см [7], которые возникли в этой области за период наблюдений [7], причем учитывались лишь всплески с $S_{\max} \geq 10 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц

Рис. 2. Изменения спектральных индексов n в диапазонах 3,5—2,5 см (кружки, n_1) и 2,5—1,9 см (точки, n_2) для локального источника на Солнце, связанного с группой пятен № 99 [4]



соответствующих значений для более активной группы. С ростом вспышечной активности группы № 96 значения спектральных индексов в указанных интервалах длин волн существенно уменьшаются, причем спектральный индекс в диапазоне 3,5—2,5 см может принимать отрицательные значения.

Выражаем глубокую благодарность инженеру М. А. Миронову за обеспечение работы радиометра во время наблюдений.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 175.
2. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 171.
3. Солнечные данные, 1974, № 6.
4. Солнечные данные, 1974, № 7.
5. Solar-Geophysical Data, 1974, N 360, part 1.
6. Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 189.
7. Solar-Geophysical Data, 1975, N 365, part 2.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВО ВСПЛЕСКАХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю. Ф. Юровский, Н. Я. Николаев

На основе изучения записей радиоизлучения Солнца, полученных на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с высокой чувствительностью и малой постоянной времени, показано, что в течение повышенной активности Солнца фон шумовой бури может испытывать периодические флуктуации с периодом 0,05—0,15 сек и амплитудой порядка 1—2% полного потока. Морфологической особенностью некоторых всплесков шумовой бури являются колебания плотности потока с переменной длительностью, плавно меняющейся в течение события в пределах от 0,1 до 1,0 сек. Наличие таких колебаний прослеживается и в достаточно развитой шумовой буре. В вычисленном нами распределении частоты появления всплесков шумовой бури имеются максимумы, соответствующие колебаниям с периодом от 1,7 до 40 сек. Это свидетельствует о том, что возникновение всплесков во время шумовой бури связано с волновыми процессами в атмосфере Солнца.

SOME PECULARITIES OF THE INTENSITY FLUCTUATIONS IN SOLAR RADIO BURSTS ON THE METER WAVELENGTH, by Yu. F. Yurovskij, N. Ya. Nikolayev.— Solar radio emission registrations with a high sensitivity and a small time constant obtained with RT-22 radio telescope of the Crimean astrophysical observatory of the Academy of Sciences of the USSR were studied. It was shown on the ground of this study that during periods of higher activity of the Sun the flux density on the meter wavelength might have periodic fluctuations with a period of 0.05—0.15 s and an amplitude varying from 0.1 to 1.0 s in the course of the event are a morphological property of some bursts and noise storm background. Oscillations of such kind are present in a good evolved noise storm. There are maxima in the spectrum of the noise storm corresponding to oscillations with periods from 1.7 to 40 s. This is the evidence for the appearance of bursts during a noise storm as not being random events.

Изучение волновых процессов в атмосфере Солнца проводится различными методами, в том числе и радиофизическими. Благодаря совершенствованию техники наблюдений со временем обнаруживаются все более тонкие подробности в характере радиоизлучения Солнца. Это приводит к необходимости уточнения сложившихся взглядов о физических условиях в солнечной атмосфере. Например, мнение о том, что изменение плотности потока во время шумовой бури может рассматриваться как случайный процесс [1], уже нельзя считать бесспорным, так как в исследовании [2] показано, что вид низкочастотного спектра фона шумовой бури не соответствует виду спектра случайного процесса.

Принимая во внимание изложенное, мы провели исследование всплесковой компоненты солнечных шумовых бурь с целью обнаружения каких-либо закономерностей во флуктуациях плотности потока.

Для обработки использовался наблюдательный материал, полученный нами в декабре 1967 г. с помощью радиотелескопа РТ-22 на волне 1,37 м.

Значительная собирающая поверхность зеркала радиотелескопа позволила при использовании стандартного модуляционного радиометра с полосой пропускания 3 *Мгц* уменьшить постоянную времени регистрирующего прибора до 0,01 *сек* без заметного увеличения шумов на записи. Регистрация производилась на 35-мм киноплёнку с помощью шлейфного осциллографа МПО2 с верхним частотным пределом регистрации 2000 *гц* (0,0005 *сек*). Шумы на записи практически отсутствовали. Точность регистрации определялась лишь шириной светового пятна осциллографа и составляла около 1% полного потока радиоизлучения Солнца. Высокий уровень сигнала и малая постоянная времени позволили изучать всплески без искажений, связанных с шумами аппаратуры и влиянием интегрирующей цепи.

Анализ шумовой бури в ее развитом виде при непрерывно следующих друг за другом всплесках разной продолжительности и интенсивности весьма затруднен. Вероятное наложение событий еще больше усложняет всю картину. В связи с этим сначала мы выбрали для изучения те моменты времени, когда события шумовой бури были редкими, с четкими интервалами между ними.

Наиболее важные результаты, найденные нами, состоят в следующем. В период повышенной активности Солнца в метровом диапазоне (слабая шумовая буря) уровень потока может испытывать весьма примечательные периодические колебания без заметно выраженных всплесков. Пример такого события показан на рис. 1, а. Период колебаний в данном случае составлял около 0,17 *сек*, амплитуда была порядка 1,5% полного потока. Подобный характер изменения плотности потока с периодом приблизительно 0,25 *сек* наблюдался также автором [3] на частоте 460 *Мгц* 21.III 1966 г.

Зарождение всплесков при наличии периодических флуктуаций выглядит как увеличение амплитуды и периода колебаний (рис. 1, б). Однако наблюдаются также случаи, когда всплески как бы наложены на периодические колебания потока (рис. 1, в). Можно предположить, что в первом случае происходит активизация одного и того же центра активности, ответственного за возникновение как периодической компоненты, так и за генерацию всплесков. Во втором случае, по-видимому, генерация всплеска и периодических флуктуаций происходит в различных центрах активности.

Ярко выраженные продолжительные периодические колебания потока не являются обязательным событием при повышенной активности Солнца. Гораздо чаще поток во время слабой шумовой бури испытывает хаотические колебания без заметно выраженного доминирующего периода. Пример такой записи представлен на рис. 2. На выделенном фрагменте можно ясно различить плавное изменение длительности флуктуаций от колебания к колебанию в пределах от 0,15 до 0,5 *сек*. Такой «сканирующий» характер изменения длительности колебаний плотности потока во время слабой шумовой бури встречается гораздо чаще, чем строго периодические колебания. При этом с одинаковой вероятностью обнаруживается как увеличение длительности со временем, так и ее уменьшение.

Более четко замеченную закономерность можно проследить на примерах зарождающихся всплесков. Во всех наблюдавшихся нами случаях всплески продолжительностью более 1 *сек* имели сложный временной профиль. Характер изменения плотности потока за время жизни такого всплеска во многих случаях — колебательный с переменной длительностью от колебания к колебанию. На рис. 3 представлено несколько событий подобного рода. Длительность флуктуаций потока в течение времени жизни всплеска либо увеличивается (рис. 3, а — в), либо уменьшается (рис. 3, г — е).

Обнаруженное на сравнительно простых всплесках слабой интенсивности это явление, по-видимому, присуще шумовой буре и в ее развитой

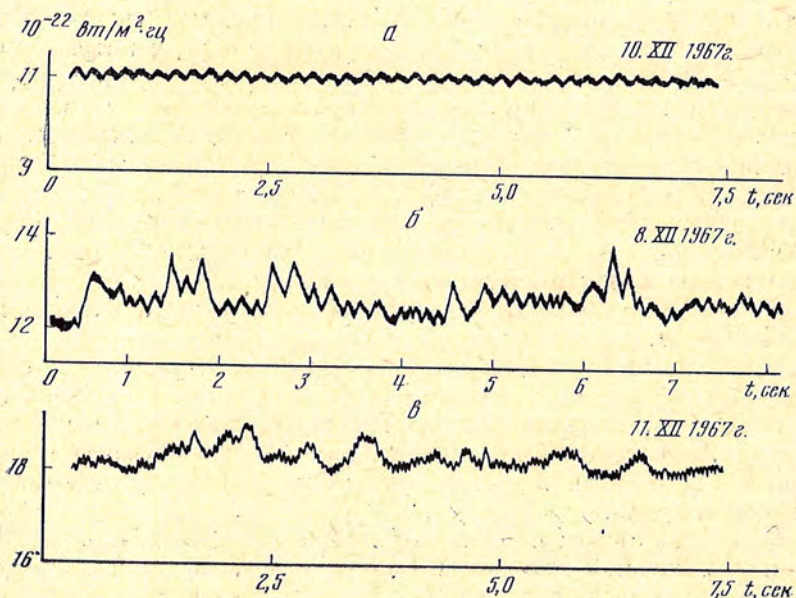


Рис. 1. Периодические колебания плотности потока (а), возникновение всплесков как результат увеличения амплитуды и длительности периодических колебаний (б) и наложение периодических колебаний на всплесковую активность (в)

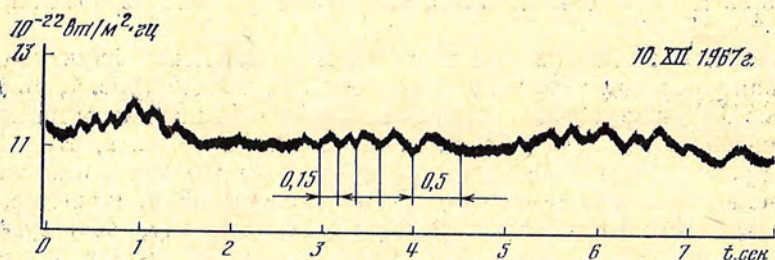


Рис. 2. Флуктуации фона шумовой бури с переменной длительностью

форме, но маскируется наложением различных событий. Тем не менее в некоторые моменты времени плавное изменение длительности колебаний прослеживается достаточно наглядно. Примером может служить участок записи сравнительно сильной шумовой бури, приведенный на рис. 4. На выделенном фрагменте четко заметно изменение длительности колебаний.

Таким образом, проведенный нами анализ записей показывает, что флуктуации потока во время шумовой бури не являются случайной функцией времени. Морфологические особенности всплесков свидетельствуют о наличии колебательных процессов либо в источнике генерации, либо на пути распространения радиоволн в атмосфере Солнца. Минимальный обнаруженный нами период этих волновых процессов составляет 0,05 сек, т. е. приближается к пределу разрешающей способности применявшейся нами аппаратуры.

Существование короткопериодических компонент в составе шумовой бури наводит на мысль о возможности существования и более долгопериодических колебаний. Однако непосредственное визуальное выявление таких компонент затруднено, так как в этом случае мы вынуждены рассматривать шумовую бурю в ее развитой форме, когда всплески следуют друг за другом непрерывно, и, на первый взгляд, хаотично. С целью по-

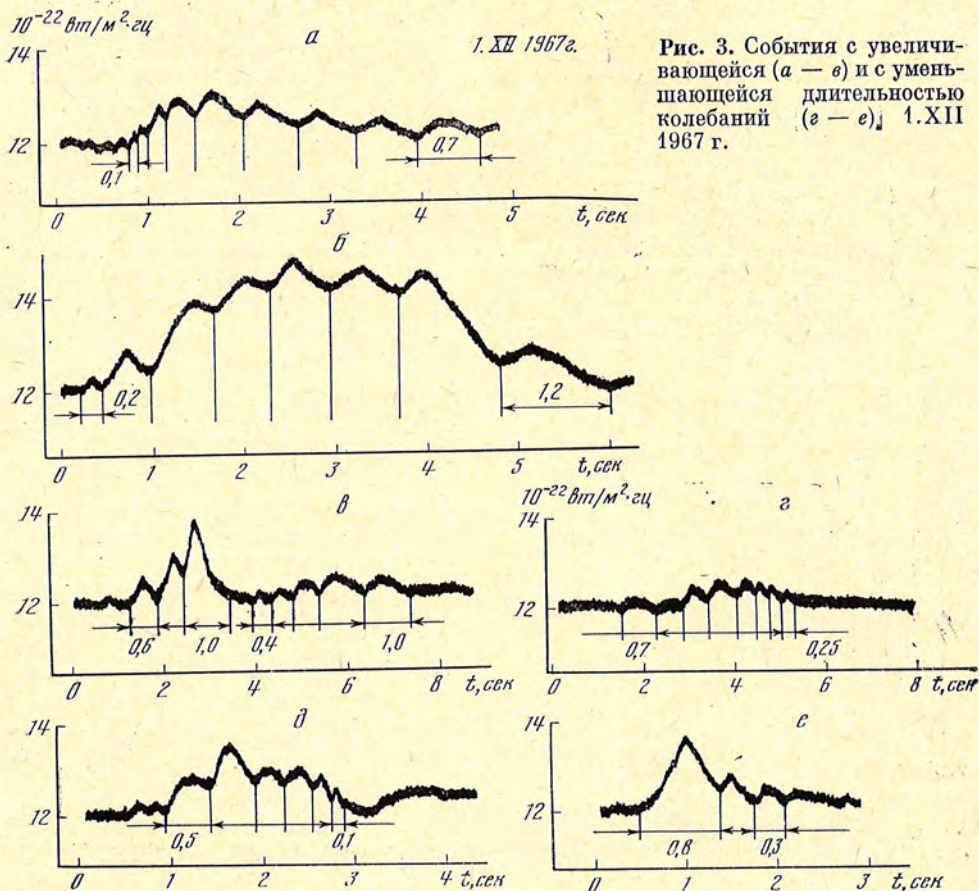


Рис. 3. События с увеличивающейся (а — б) и с уменьшающейся длительностью колебаний (г — е), 1.XII 1967 г.

иска периодических составляющих мы воспользовались известным методом автокорреляционного анализа, который позволяет получить частотный спектр, представляющий в нашем случае зависимость мощности всплесков от частоты их следования¹.

Анализ записей производился с помощью ЭВЦМ «Электроника-100», оборудованной соответствующими входными и выходными устройствами. В память машины вводилось 1024 отсчета с кривой записи плотности потока. Программа предусматривала вычисление автокорреляционной функции

$$R(\tau) = \sum_{n=1}^{N-\tau} f_n(t) \cdot f_{n+\tau}(t) / \sum_{n=1}^N f_n^2(t),$$

где $N = 1024$ — полное число отсчетов с выбранной реализации; n — номер отсчета; $f_n(t)$ — величина плотности потока при n -м отсчете; $\tau = 0, 1, 2, 3, \dots, N/2$ — сдвиг кривой плотности потока по оси времени с шагом в один отсчет.

Путем умножения автокорреляционной функции на выражение $1 + \cos(2\pi n/N)$

производилась фильтрация гармоник, возникающих из-за конечных размеров реализации и автокорреляционной функции.

¹ В дальнейшем изложении понятие спектр будет применяться только к распределению частоты появления всплесков шумовой бури.

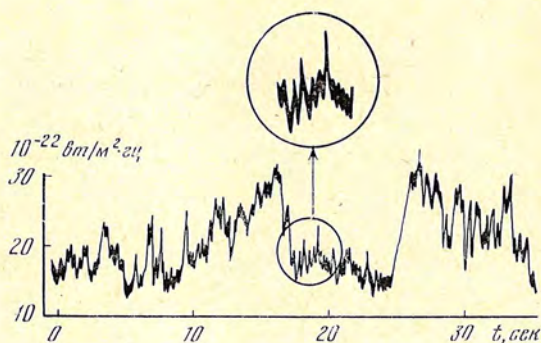
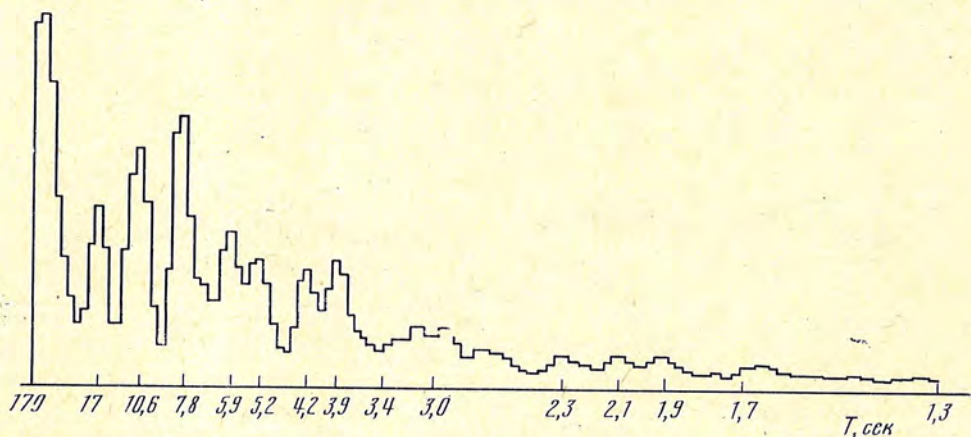


Рис. 4. Пример колебаний с переменной длительностью в составе сравнительно сильной шумовой бури 17.XII 1967 г.

Рис. 5. Спектр всплесковой компоненты шумовой бури 27.XI 1967 г. 08^h22^m—08^h23^m UT

По оси ординат отложена мощность гармоник в отн. ед., по оси абсцисс — период колебаний T



Затем производилось построение частотного спектра по формуле

$$G(F) = \sum_{n=1}^{N/2} R(\tau) \left(1 + \cos \frac{2\pi n}{N} \right) \cos \frac{2\pi n F}{N},$$

где $F = 1, 2, 3, \dots, N/4$ — номер гармоники спектрального разложения.

Результат такой обработки участка шумовой бури продолжительностью 170 сек показан на рис. 5. Шумовая буря продолжалась в течение всего дня и наблюдалась также в последующие дни. Плотность потока 27.XI 1967 г. на частоте 221 Мгц составляла $16 \cdot 10^{-22}$ вт/м².гц [4], т. е. вдвое превышала уровень «спокойного» Солнца. Хромосферные вспышки, перекрывающие исследуемый интервал, по данным [4] отсутствовали.

Отсчеты с оригинальной записи снимались с интервалом 0,166 сек, что давало возможность исследовать спектр до составляющих с минимальным периодом порядка 0,25 сек.

Вид спектра шумовой бури, представленный на рис. 5, свидетельствует о том, что появление всплесков не является случайной функцией времени. Четко выделяются спектральные составляющие с периодом 17; 10,6; 7,75 сек и др. Мощность гармоник постепенно убывает с уменьшением периода, т. е. более высокочастотные составляющие имеют меньшую амплитуду и вносят меньший вклад в колебательную мощность процесса. Начиная с периода 1,5 сек в сторону уменьшения спектр становится гладким. Это связано, по-видимому, с отмечавшимся выше «сканирующим» характером изменения плотности потока в этом интервале частот. Таким образом, можно утверждать, что в составе шумовой бури присутствуют периодические составляющие с периодами от 0,05 до 17 сек, т. е. во всем исследованном нами диапазоне.

Разумеется, было интересно выяснить, являются ли обнаруженные нами периодические составляющие характерным признаком одной шумо-

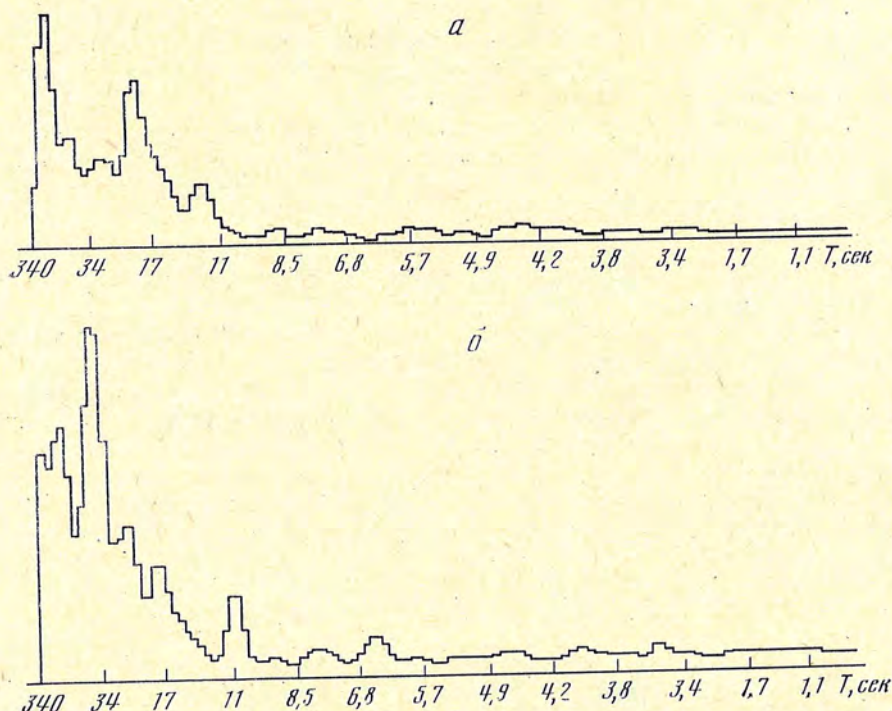


Рис. 6. Спектры всплесковой компоненты шумовых бурь 28.11 (а) и 12.11 1973 г. (б)

вой бури или они присущи и другим событиям подобного рода. Для выяснения этого вопроса мы провели специальный цикл наблюдений в феврале-марте 1973 г. с использованием другой аппаратуры и антенны. Постоянная времени при наблюдениях составляла 0,25 сек, чувствительность была порядка 3% полного потока радиоизлучения Солнца. Антенная система представляла собой синфазную решетку из 16 шестиэлементных антенн типа «волновой канал». Рабочая частота оставалась прежней — 220 МГц. Применялся радиометр модуляционного типа, изготовленный на основе стандартного приемника У2-5. Более подробное описание аппаратуры приведено в [5].

Спектры, вычисленные по приведенной выше методике, показаны на рис. 6. Спектр рис. 6, а относится к шумовой буре, наблюдавшейся 28.11 1973 г. в интервале 11^h21^m — 11^h26^m UT. Спектр на рис. 6, б построен для участка шумовой бури 12.11 1973 г. и включает интервал наблюдений 11^h28^m — 11^h33^m UT. Оба спектра подтверждают сделанный выше вывод о том, что в составе шумовой бури имеются ясно выраженные периодические составляющие. Более того, сравнивая все три вычисленные нами спектра, нетрудно заметить, что различные шумовые бури содержат составляющие с близким периодом. Например, колебания с периодом 11—12 и 17—18 сек выявляются во всех трех шумовых бурях. Отсюда следует совершенно очевидный вывод, что в районе центра активности на Солнце происходят какие-то процессы с указанным периодом.

Из-за ограниченного объема памяти ЭВМ «Электроника-100» мы не исследовали спектры шумовых бурь в более низкочастотной части диапазона, примыкающего к области флуктуаций фона. По нашим материалам следует, что спектральные составляющие могут иметь период порядка 30—40 сек, однако возможно, что в составе шумовых бурь наблюдаются и более долгопериодические колебания.

Таким образом, проведенное нами исследование шумовых бурь позволяет сделать следующие выводы:

1. В течение повышенной активности Солнца в метровом диапазоне волн плотность потока фоновой составляющей шумовых бурь может испытывать периодические флуктуации с периодом 0,05—0,15 сек и амплитудой порядка 1—2% полного потока.

2. Морфологической особенностью некоторых всплесков шумовой бури являются колебания потока с плавно меняющейся длительностью в пределах от 0,1 до 1,0 сек. Наличие таких колебаний прослеживается и в достаточно развитой шумовой буре.

3. В низкочастотной области спектра всплесковой компоненты шумовых бурь имеются максимумы, соответствующие колебаниям с периодом от 1,7 до 40 сек.

Перечисленные особенности шумовых бурь указывают на то, что в атмосфере Солнца происходят колебательные процессы, влияющие либо на механизм генерации радиоволн, либо на условия их распространения. Так как при одновременном наблюдении шумовой бури из различных точек пространства корреляция между записями может отсутствовать (эксперимент «Стерео-1» [6]), то вопросы распространения радиоволн в возмущенной солнечной короне, на наш взгляд, заслуживают особого внимания при изучении причин появления шумовых бурь.

15 апреля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. D. Fokker. Studies of enhanced Solar radio emission at frequencies near 200 Mhz. Leiden, 1960.
2. А. А. Гнездилов. Астрон. ж., 1972, 49, № 3, 666.
3. F. Dröge. Z. Astrophys., 1967, 66, 200.
4. Солнечные данные, 1967, № 11.
5. Ю. Ф. Юровский, Л. И. Юровская, О. Альварес. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 54, 220.
6. J. L. Steinberg. Astron. and Astrophys., 1972, 18, N 3, 382.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ДЕКАМЕТРОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЮПИТЕРА

Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий

Из анализа временных вариаций индексов декаметрового радиоизлучения Юпитера, построенных на основе данных наблюдений в Боулдере (1960—1971 гг.), следует что вероятность появления радиоизлучения зависит от склонения Земли в системе координат Юпитера. Поскольку излучение наблюдается только от областей северного полушария планеты, наличие этой зависимости приводит к кажущейся антикорреляции вероятности регистрации радиоизлучения и солнечной активности. Интенсивность радиоизлучения обнаруживает положительную корреляцию с солнечной активностью.

SOLAR ACTIVITY AND DECAMETRIC RADIO NOISE OF THE JUPITER, by B. M. Vladimírsky, L. S. Levitsky. — The measurements of decametric radio noise of the Jupiter made in Boulder [11—14] were analysed for searching solar activity effects. It's shown that occurrence probability of the emission averaged over 5 months near the opposition is dependent strongly on the declination of the Earth as it is seen from the Jupiter (fig. 1). However, the intensity of the noise is in positive correlation with solar activity level. (fig. 2).

В вопросе о связи декаметрового спорадического радиоизлучения Юпитера с солнечной активностью имеет место определенное логическое несоответствие: в шкале времени порядка месяцев (близ оппозиции планеты) наблюдается положительная корреляция между индексами солнечной активности и вариациями декаметрового излучения. В частности, по-видимому, вероятность регистрации радиоизлучения Юпитера возрастает после прихода к планете ударных волн всплесков [1, 2]. Аналогичный эффект обнаружен при сопоставлении декаметровой активности Юпитера с протонными вспышками [3]. Получены указания на наличие связи частоты следования радиобурь с вариациями параметров солнечного ветра [4—6]. Число подобных событий, вызывающих возрастание вероятности регистрации радиоизлучения Юпитера, увеличивается в эпохи максимумов солнечной активности. Поэтому естественно было бы ожидать существование положительной корреляции между уровнем солнечной активности и декаметровым радиоизлучением Юпитера в 11-летнем цикле. Между тем имеет место, как будто, обратное — в максимумы солнечной активности декаметровое излучение почти не наблюдается [7].

На основании анализа данных по долговременным вариациям в периоде вращения Юпитера в системе долгот III [8—10] некоторые исследователи пришли к заключению о том, что в изменениях вероятности регистрации радиоизлучения год от года важное значение имеют геометрические эффекты, обусловленные узконаправленным характером излучения. Как выяснилось, наблюдающиеся изменения в планетоцентрической долготы источников излучения и видимое изменение в периоде вращения в системе долгот III носят циклический характер с периодом, равным 11,9 года (период обращения Юпитера). Такие вариации естественно объясняются изменениями в положении наблюдателя (Земли) относительно узкой диа-

граммы направленности, в которой происходит излучение. Эти изменения (вариации склонения Земли в системе координат Юпитера) очень невелики ($\sim 6^\circ$), но, видимо, могут привести к появлению кажущейся обратной корреляции декаметрового излучения с солнечной активностью, так как период обращения Юпитера очень близок к продолжительности цикла солнечной активности, а излучение в основном наблюдается из ограниченных областей северного полушария планеты (т. е. при положительных значениях склонения Земли). В связи с этим индексы, отражающие вероятность регистрации декаметрового излучения, зависят в основном от величины склонения Земли и не могут быть непосредственно использованы для изучения связи солнечная активность — декаметровое излучение Юпитера. Для изучения этой связи целесообразно использовать другие индексы, а именно такие, которые отражают изменения не вероятности регистрации, а интенсивности декаметрового излучения.

Обработка данных наблюдений

В качестве исходного материала были использованы наблюдения Юпитера, проводившиеся в Боулдере (США) на интерферометре с перестройкой по частоте в диапазоне 7—41 $M\mu$ [11—14]. Для каждой оппозиции подсчитывались два рода ежесуточных индексов, отражающих декаметровую активность планеты:

1) индекс, отражающий преимущественно вероятность появления излучения — отношение интервала времени, в котором регистрировалось радиоизлучение, к полному времени измерений в данные сутки с весом, пропорциональным баллу события (I);

2) индекс, описывающий изменения интенсивности излучения — средний балл i , получаемый как сумма баллов всех всплесков, наблюдаемых в данные сутки, отнесенная к полному наблюдавшемуся числу всплесков. В качестве индекса этого же типа можно использовать также просто долю всплесков балла 3 от полного числа всплесков, зафиксированных в данные сутки измерений ($N_3/\Sigma N$).

Для описанных индексов подсчитывались средние их значения для интервала времени от 3,5 до —1,5 месяца после каждой оппозиции (1960—1971 гг.). Несимметричность интервалов времени усреднения относительно момента оппозиции учитывает известный факт [15, 16] различия вероятности регистрации излучения до и после оппозиции.

11-летний цикл солнечной активности в интенсивности декаметрового излучения

Результат сопоставления вероятности регистрации радиоизлучения Юпитера I с величиной склонения Земли D_E в системе координат Юпитера очевиден из рис. 1. В полном соответствии с результатами [8—10] наблюдается хорошая корреляция между этими величинами, если не учитывать точку, относящуюся к 1964 г. Радиоизлучение не наблюдается в эпохи максимальных южных склонений Земли. Вполне аналогичный результат может быть получен и для более ранних лет (1957—1961 гг.), если использовать, например, данные, приведенные в [17]. Совершенно по другому ведут себя индексы i , $N_3/\Sigma N$, описывающие интенсивность радиоизлучения. Хотя они и изменяются систематически с D_E , сам характер их изменения таков, что его следует отнести скорее всего к наличию постоянного фазового соотношения между D_E и уровнем солнечной активности (см. ниже). Зато, как можно видеть из рис. 2, оба индекса интенсивности радиоизлучения обнаруживают отчетливую связь с уровнем солнечной активности R_z . При этом связь именно такая, какую можно ожидать исходя из результатов изучения корреляции радиоизлучения с солнечной активностью в короткой шкале (см. выше): с возрастанием активности ин-

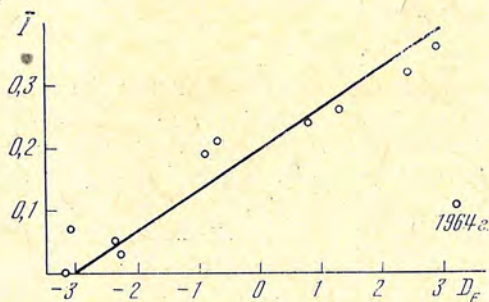
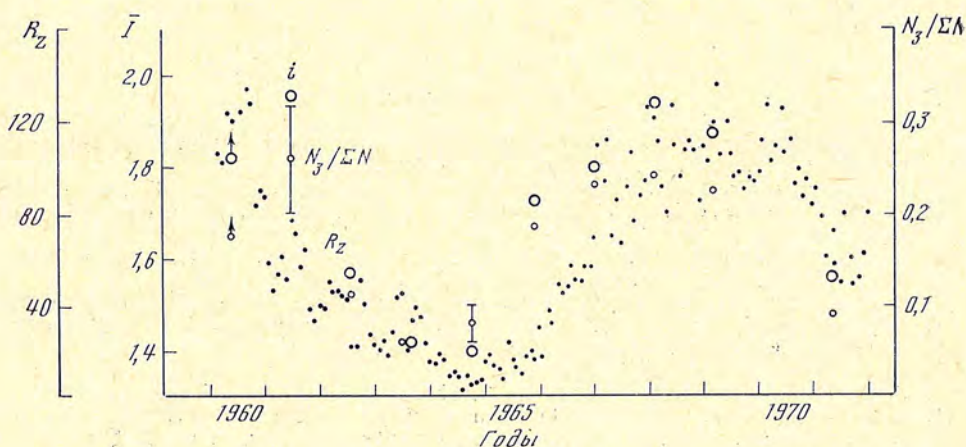


Рис. 1. Зависимость средних для данной оппозиции значений индекса радиоизлучения Юпитера от склонения Земли в системе координат Юпитера

Рис. 2. Изменения во времени интенсивности радиоизлучения Юпитера, характеризуемого «средним баллом» радиовсплесков и средней долей всплесков высокой интенсивности для каждой оппозиции

R_z — среднемесячные значения относительных чисел солнечных пятен



интенсивность радиоизлучения увеличивается. Обнаруженная закономерность не может быть отнесена за счет процедуры получения индексов, либо какой-то другой причины косвенного характера. В частности, 1) эффект не обусловлен изменением расстояния от противостояния к противостоянию ($\sim 0,5$ а. е.), учет этого эффекта должен привести к усилению зависимости); 2) эффект не обусловлен земной ионосферой (всплески большой и малой амплитуды в среднем имеют одинаковую нижнюю частотную границу, и, следовательно, влияние ионосферы должно сказываться одинаково на всплесках любого балла). Результат, вполне аналогичный представленному на рис. 2, получается также, если исключить из рассмотрения всплески наибольшей интенсивности и использовать в качестве индекса относительную долю всплесков балла 2.

Всплески наибольшей интенсивности в подавляющем большинстве случаев связаны с компонентой излучения, генерируемой при движении спутника Ио в магнитосфере планеты [18]. Поэтому можно сразу же заключить, что от уровня солнечной активности зависит интенсивность именно этой компоненты излучения. Это подтверждается тем, что в построенной для всплесков балла 3 гистограмме распределения всплесков в зависимости от долготы центрального меридиана Юпитера отчетливо виден источник В. Как хорошо известно, этот источник полностью контролируется Ио.

Рассмотрение имеющихся данных позволяет предположить, что и вероятность регистрации радиоизлучения Юпитера зависит от солнечной активности аналогично интенсивности излучения, однако эта связь маскируется более сильной зависимостью от склонения Земли. В таком случае указанная связь могла бы быть обнаружена как отклонение от зависимости рис. 1 (отскакивающая точка рис. 1 относится к минимуму солнечной активности 1964 г.).

Заключение

Из представленных данных следует, что:

1. Вероятность появления декаметрового радиоизлучения Юпитера зависит от величины склонения Земли в системе координат Юпитера. Из-за того, что излучение наблюдается только от высокоширотных областей северного полушария, появляется кажущаяся обратная корреляция между вероятностью регистрации излучения и солнечной активностью.

2. Интенсивность радиоизлучения обнаруживает положительную корреляцию с солнечной активностью, что находится в соответствии с результатами, полученными при изучении связи солнечная активность — радиоизлучение Юпитера для интервала времени порядка месяцев.

Апрель 1975 г.

Литература

1. В. А. Коваленко, В. Н. Малышкин. В сб. «Исследования по магнетизму, аэронамии и физике Солнца», вып. 20. Иркутск, 1971, с. 24.
2. В. А. Коваленко, В. Н. Малышкин. Геомагнетизм и аэронамия, 1971, 11, 888.
3. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 158.
4. L. Conceil, Y. Leblanc, C. Antonini, D. Quemada. *Astrophys. Lett.*, 1971, 8, 133.
5. Н. Н. Петрова. Солнечные данные, 1973, № 3, 98.
6. J. R. Kennedy, G. R. Lebo, R. B. Pomphrey. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 1974, 6, 378.
7. A. G. Smith, G. R. Lebo, N. F. Six, T. D. Carr. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 457.
8. S. Gulkis, T. D. Carr. *Science*, 1966, 154, 257.
9. G. A. Dulk. *Icarus*, 1967, 7, 173.
10. T. D. Carr. *Astrophys. Lett.*, 1971, 7, 157.
11. J. W. Warwick, W. T. Kreiss. *IGY Solar activity Rept Ser.*, 1964, N 28.
12. J. W. Warwick, G. A. Dulk. *IGY Solar activity Rept Ser.*, 1965, N 32.
13. J. W. Warwick, G. A. Dulk. *IGY Solar activity Rept. Ser.*, 1966, N 34.
14. J. W. Warwick, G. A. Dulk, D. C. Sevan. *Rept UAG-25*, Febr. 1973.
15. G. M. Gruber. *Nature*, 1965, 208, 1270.
16. G. M. Gruber, C. Way-Jones. *Nature Phys. Sci.*, 1972, 237, 137.
17. J. N. Douglass. *IEEE*, 1964, mil-8, 1973.
18. H. R. Miller, A. G. Smith. *Astrophys. J.*, 1973, 186, 687.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА МОЛОДОГО ВОЗРАСТА ТРЕХ ЗВЕЗД ТИПА BY Dra

П. Ф. Чугайнов

Звезды BD + 30°448, FK Com и BD + 27°4642 спектральных типов G8—K2 следует считать переменными типа BY Dra, поскольку они показывают периодические изменения блеска и вспышечную активность (как было найдено ранее [3]). Сравнены спектральные свойства этих трех звезд и других звезд таких же спектральных типов, которые входят в различные звездные группировки. Спектры BD + 30°448, FK Com и BD + 27°4642 были изучены в участках 3800—4900 и 5700—6800 Å с обратными дисперсиями 37 и 12 Å/мм соответственно. По спектрам определены интенсивности эмиссии Ca II, скорости вращения и содержание лития. Как известно, эти характеристики зависят от возраста звезд [9]. Получены следующие результаты: 1) эквивалентные ширины эмиссионной линии K Ca II в спектрах всех трех звезд равны 1—2 Å; 2) скорости вращения $v \sin i$ равны 70 км/сек для FK Com, 30 км/сек для BD + 27°4642 и ≤ 10 км/сек для BD + 30°448; 3) содержание лития $\lg N(\text{Li})$ равно +1,5 для BD + 27°4642, +1,6 для BD + 30°448 и $\leq 1,7$ для FK Com (для водорода $\lg N(\text{H}) = 12$). По этим данным можно заключить, что возраст рассматриваемых звезд молодой или промежуточный между возрастом самых молодых (T Tau) и старых звезд (Солнце).

OBSERVATIONAL EVIDENCES OF THE YOUNG AGE OF THREE BY DRATYPE STARS, by P. F. Chugainov. — The stars BD+30°448, FK Com and BD+27°4642 of spectral types G8-K2 are to be considered as BY Dra-type variables because they show periodical light variations and the flare activity as it has been found recently [3]. The spectral features are intercompared of these three stars and the other stars of the same spectral types which belong to the different stellar groups. The spectra of BD+30°448, FK Com and BD+27°4642 have been studied in the regions of 3800—4900 and 5700—6800 Å with the reciprocal dispersion of 37 and 12 Å/mm, respectively. The intensities of Ca II emission, velocities of rotation and lithium abundances have been determined from the spectra. As it is known, these characteristics depend on stellar age [9]. The following results are obtained: 1) equivalent widths of K emission line of Ca II in the spectra of all three stars are equal to 1—2 Å; 2) velocities of rotation $v \sin i$ are equal to 70 km/sec for FK Com, 30 km/sec for BD+27°4642 and ≤ 10 km/sec for BD+30°448; 3) the lithium abundances $\lg N(\text{Li})$ are equal to +1,5 for BD + 27°4642, +1,6 for BD+30°448 and $\leq 1,7$ for FK Com (for hydrogen $\lg N(\text{H}) = 12$). According to these data it is possible to conclude that the age of the stars considered is young or intermediate as compared with the age of extremely young (T Tau) and the old stars (the Sun).

В [1—3] было показано, что в интервале спектральных типов G8 — M4 некоторые звезды обладают периодическими изменениями блеска. Прототипом этих переменных принято считать звезду BY Dra. Переменность звезд типа BY Dra вызывает значительный интерес, так как она, вероятно, позволяет изучить необычные физические процессы на звездах, подобных Солнцу, и звездах более низкой светимости. Периодичность изменений блеска была объяснена наличием на этих звездах темных пятен, имеющих размеры порядка радиуса звезды [4, 5]. Эмиссионные линии водорода и Ca II, наблюдаемые в спектрах звезд типа BY Dra, и зарегистрированные

у большинства из них вспышки указывают на существование у этих звезд хромосфер и звездной активности. Следует отметить также, что обнаружена необычно сильная линия лития в спектре BD—10°4662 [6], которая, как показано в [2], является переменной типа BY Dra, а также в спектре звезды Глизе 182 [7], заподозренной в принадлежности к типу BY Dra. Кроме того, в [3] мы нашли, что богатая литием звезда ξ Boo A, вероятно, принадлежит к переменным типа BY Dra.

Поэтому важно подробнее изучить свойства этих звезд и, в частности, определить эволюционную стадию, в которой они находятся. Для определения эволюционной стадии могут быть использованы некоторые спектральные характеристики, показывающие зависимость от возраста звезд. В [8, 9] показано, что для звезд солнечного типа скорости вращения, интенсивности эмиссионных линий H и K Ca II и содержание лития уменьшаются с увеличением возраста по определенному закону. Наиболее ранняя стадия эволюции звезд солнечного типа представлена, по-видимому, переменными типа T Tau, у которых интенсивность эмиссии Ca II и содержание лития наибольшие. Хотя звезды типа BY Dra в общем имеют более поздние спектральные типы, некоторые из них [3] довольно близки по спектральному типу к Солнцу и их можно сравнить со звездами солнечного типа известного возраста. При этом мы предположим, что зависимости их спектральных характеристик от возраста сходны с зависимостями для звезд солнечного типа. Здесь мы сообщаем о результатах спектральных наблюдений трех таких звезд: BD + 30°448 (HD 17433), FK Com (HD 117555) и BD + 27°4642 (HD 224085). Принадлежность их к переменным типа BY Dra была доказана в [3].

1. Наблюдения

Спектрограммы изучаемых звезд были получены на 260-см рефлекторе ЗТШ со спектрографом кудэ (12 Å/мм) и на 122-см рефлекторе с нэсмитовским спектрографом (37 Å/мм). В табл. 1 содержатся данные об использованных спектрах. Кроме того, на тех же инструментах были получены спектрограммы стандартных звезд 61 UMa, ξ Boo A, ϵ Eri, κ Cyg и γ Tau с такими же дисперсиями и разрешениями, что и для исследуемых звезд. Все снимки имели фотометрическую калибровку и спектр сравнения (лампа с полым катодом).

Таблица 1

Звезда	Дата	Всемирное время (UT) середины экспозиции	Спектральный участок, Å	Обратная дисперсия, Å/мм
BD+30°448	12.III 1974 г.	18 ^h 02 ^m	5700—6800	12
	2.XII	00 07	5700—6800	12
	2.I 1975 г.	21 50	5700—6800	12
	21.XI	20 00	3800—4900	37
FK Com	2.VI 1974 г.	20 02	3800—4900	37
	4.VI	20 05	3800—4900	37
	5.VI	19 35	3800—4900	37
	3.I 1975 г.	01 40	5700—6800	12
	22.II	23 00	5700—6800	12
	23.II	23 25	5700—6800	12
	27.III	21 20	5700—6800	12
	28.III	21 20	5700—6800	12
BD+27°4642	1.XII 1974 г.	20 30	5700—6800	12
	2.XII	19 00	5700—6800	12
	28.XII	18 45	5700—6800	12
	2.I 1975 г.	17 37	5700—6800	12
	15.XII 1974 г.	17 02	3800—4900	37
	18.I 1975 г.	18 45	3800—4900	37

2. Спектральные типы

Нами были использованы критерии спектральной классификации МК, описанные в [10]. Сравнение со стандартными звездами дало следующие результаты. Спектральные типы определены как G8, K0 и K2 для FK Com, BD +30°448 и BD +27°4642 соответственно, они показывают хорошее согласие с приведенными в [11—13]. Однако определение классов светимости привело нас к неожиданным выводам. Основными критериями для класса светимости в данном интервале спектральных типов являются интенсивность линии Sr II $\lambda 4077$ и отношение интенсивностей континуума по обе стороны от линии $\lambda 4215$. По интенсивности $\lambda 4077$ все три звезды следует отнести к гигантам класса светимости III, но отношение $I_{\lambda 4215-}/I_{\lambda 4215+}$ у них либо соответствует классу светимости V, либо промежуточное между классами светимости III и V.

Поскольку разрешение на наших спектрограммах в 3 раза выше, чем на спектрах, приведенных в [10], то применение второго критерия (отношение интенсивности континуума $I_{\lambda 4215-}/I_{\lambda 4215+}$) в данном случае не вполне надежно. Поэтому нами были рассмотрены линии других элементов в ионизованном состоянии в спектрах изучаемых звезд, которые должны быть усилены, если светимости звезд повышены. Сравнение спектров производилось для FK Com и BD +30°448 с ξ Boo A и 61 UMa, а для BD +27°4642 — с ϵ Eri. Линия $\lambda 4215$ Sr II усилена в спектрах всех трех изучаемых звезд. Рассмотрение линии $\lambda 6496$ Ba II показывает, что у BD +27°4642 она немного усилена, у BD +30°448 слегка усилена или нормальной интенсивности, а у FK Com определенно усилена только на одной спектрограмме, а на других она приблизительно нормальной интенсивности. Линии $\lambda \lambda 6432, 6456$ и 6516 Fe II усилены в спектре BD +30°448, а у остальных двух звезд на наших спектрах эти линии трудно обнаружить. По-видимому, следует сделать общее заключение, что светимость изучаемых звезд — повышенная по сравнению со звездами V класса светимости.

В этом отношении заслуживает особого внимания BD +30°448. Для нее известен тригонометрический параллакс $\pi = 0''.047 \pm 0''.011$ [11], и, следовательно, ее видимой величине $V = 6^m.9$ соответствует абсолютная величина $M_V = +5^m.5 \pm 0^m.7$. Спектральный тип BD +30°448 мы определили как K0.I Согласно [14] абсолютные величины для звезд K0 III и K0 V равны $+0^m.8$ и $+6^m.0$ соответственно. Таким образом, светимость, наблюдаемая у BD +30°448, несколько выше, чем у звезд класса V, хотя неуверенность в определении параллакса не исключает возможности того, что BD +30°448 лежит в пределах главной последовательности. Совершенно определенно можно сказать, что BD +30°448 не принадлежит к звездам класса светимости III, как показывает линия $\lambda 4077$ в ее спектре. Учитывая этот факт и то, что другие спектральные критерии тоже дают некоторые указания на повышенную светимость, все три рассматриваемые звезды следует отнести к классу светимости IV, но, по-видимому, нужно считать, что линия $\lambda 4077$ в их спектрах усилена не только вследствие их повышенной светимости.

Хорошо известно, что линия Sr II $\lambda 4077$ усилена в спектрах магнитных и Ар-звезд. Возможно, что вследствие некоторого сходства физических условий в атмосферах магнитных звезд и звезд типа BY Dra аналогичное усиление $\lambda 4077$ мы наблюдаем в спектрах трех исследуемых звезд. Следует, однако, отметить, что усиление линии $\lambda 4077$ может быть вызвано и другими причинами, так как оно наблюдалось не только в спектрах магнитных и Ар-звезд.

3. Интенсивности эмиссионных линий Н и К

Эмиссионные линии Н и К Ca II хорошо видны на спектрограммах всех трех звезд. Однако у FK Com они сильно расширены и поэтому трудно определить их границы на фоне линий поглощения Н и К. У всех трех звезд эмиссия К сильнее, чем Н.

Усредненные по всем полученным для каждой из звезд спектрограммам значения эквивалентной ширины эмиссионной линии К равны 1,0; 1,8 и 2,5 Å для BD +30°448, BD +27°4642 и FK Com соответственно. Для FK Com эта величина была получена нами как разность между измеренной суммарной эквивалентной шириной поглощения и эмиссии в линии К и эквивалентной шириной линии поглощения К в спектре звезды 61 UMa такого же спектрального типа, что и FK Com.

4. Скорости осевого вращения

Нами был использован графический метод определения скоростей вращения, впервые предложенный Шайном и Струве [15], а затем примененный во многих исследованиях. Основу этого метода составляет предположение, что неискаженные вращением контуры спектральных линий могут быть найдены по спектрограмме звезды такого же спектрального типа и светимости, что и изучаемые звезды, но имеющей наиболее узкие линии. Расчеты расширенных вращением контуров линий мы производили так же, как и в [16]. Видимый диск звезды был разделен на 40 полосок, параллельных оси вращения, и был найден вклад каждой из полосок в суммарный контур. При этом мы предполагали, что коэффициент потемнения звезды от центра к краю равен 0,6. Были рассчитаны контуры линий $\lambda 6439,07$ и $\lambda 6717,69$ Ca I для значений проекции скорости $v \sin i$ от 10 до 120 км/сек. В качестве исходных были взяты контуры линий в спектрах стандартных звезд ξ Boo A и ϵ Eri, найденные по нашим спектрограммам (для ξ Boo A согласно [17] $v \sin i = 5$ км/сек). Влияние инструментального контура мы не исследовали, так как в [18] показано, что контур линии, расширенный вращением и инструментальным эффектом, может быть рассчитан, если заданы скорость вращения звезды и исходный контур, включающий в себя инструментальное расширение. Отметим, что наши спектрограммы как исследуемых, так и стандартных звезд были получены на одной и той же камере спектрографа при одинаковой ширине входной щели и были одинаковым образом измерены на микрофотометре.

Значения $v \sin i$ мы определили, совмещая наблюдаемые контуры линий $\lambda 6439,07$ и $\lambda 6717,69$ Ca I с рассчитанными. На рис. 1 показаны результаты совмещения наблюдаемых и рассчитанных контуров для линий $\lambda 6717,69$ Ca I. Полученные $v \sin i$ приведены в табл. 2. Ошибка в определении $v \sin i$ составляла приблизительно ± 10 км/сек. Поскольку полученные нами скорости вращения BD +27°4642 и FK Com необычно высоки для звезд спектральных типов G8 — K2, то возникает вопрос, действительно ли наблюдаемое расширение линий вызвано вращением.

Другой причиной расширения линий может быть турбулентность (см., например, [19]). Однако можно сразу же сказать, что расширение линий у изучаемых звезд не вызвано микротурбулентными движениями. Известно, что для таких линий, как $\lambda 6439,07$ и $\lambda 6717,69$ Ca I, попадающих на «колесо» или на пологую часть кривой роста, увеличение скорости микротурбулентных движений, при прочих равных условиях, приводит к увеличению их эквивалентных ширин. Но эквивалентные ширины этих линий в спектрах изучаемых звезд практически такие же, как в спектрах стандартных звезд ξ Boo A и ϵ Eri, принадлежащих к V классу светимости. Поэтому можно заключить, что скорости микротурбулентности у тех и других звезд одинаковые и не превышают нескольких км/сек.

Гораздо труднее исключить возможность того, что наблюдаемое рас-

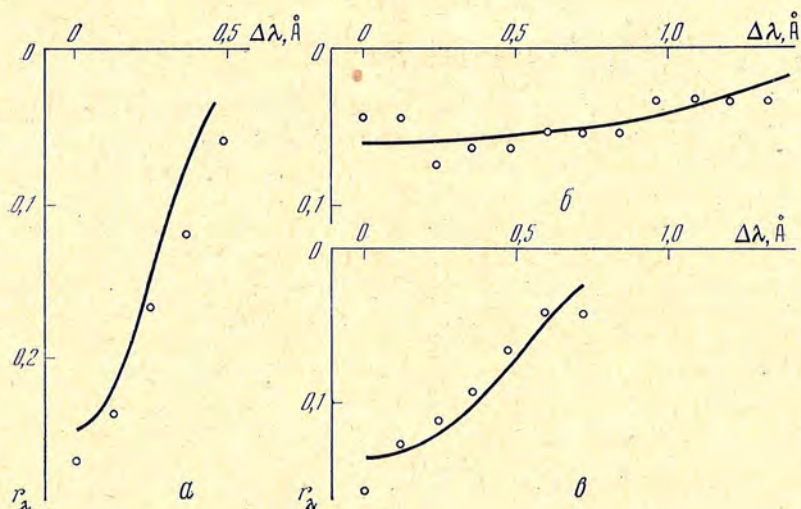


Рис. 1. Контур линии λ 6717,69 Ca I (усредненные левая и правая половины)
Точки — наблюдения, сплошная линия — вычисленный контур

a — BD + 30° 448, $v \sin i = 10$ км/сек; *б* — FK Com, $v \sin i = 70$ км/сек; *в* — BD + 27° 4642, $v \sin i = 30$ км/сек

ширение линий вызвано макротурбулентными движениями. Заслуживают внимания два следующих аргумента против существования макротурбулентных движений в обращающем слое рассматриваемых звезд. Во-первых, большое число исследований показывает [19], что у гигантов и сверхгигантов, в обращающем слое которых макротурбулентность существует, скорости макротурбулентности выше, чем у карликовых звезд. Но мы уже отметили, что у изучаемых звезд скорости макротурбулентности, по-видимому, такие же, как у звезд-карликов. Во-вторых, если бы вообще физические условия в обращающем слое звезд типа BY Dra были бы такими, которые способствуют возникновению макротурбулентности, то расширение линии поглощения можно было бы наблюдать в спектре каждой из этих звезд. Фактически же линии расширены у двух из трех изученных звезд. Если же расширение линий у звезд типа BY Dra вызвано вращением, то вследствие различий в наклонах осей вращения к лучу зрения линии должны быть расширены только у некоторой части звезд. Это не противоречит наблюдениям. Аналогичное соображение было использовано в [19] для доказательства того, что линии в спектрах звезд главной последовательности расширены вращением, а в спектрах гигантов и сверхгигантов — макротурбулентностью.

В связи с этим рассмотрим также фотометрические периоды звезд. Согласно [3] они равны 2,40; 6,75 и 7,85 дня для FK Com, BD + 27° 4642 и BD + 30° 448 соответственно (у BD + 30° 448, кроме указанного, наблюдается также период 43,9 дня). В соответствии с приведенными ранее соображениями мы будем полагать, что фотометрические периоды звезд типа BY Dra равны их периодам обращения вокруг оси. Тогда экваториальная скорость вращения v , период P и радиус R звезды должны быть связаны соотношением $v = 2\pi R/P$. Экваториальную скорость v следует, очевидно, считать верхним пределом скорости вращения $v \sin i$. Радиусы мы вычислим в двух предположениях относительно причины расширения линий поглощения в спектрах звезд. Если считать, что линии расширены макротурбулентностью, то следует положить $v \leq 10$ км/сек, и тогда наблюдаемым периодам соответствуют радиусы, заключенные в пределах от 0,4 (FK Com) до 1,5 солнечного (BD + 30° 448). Если же причиной расширения линий считать вращение, то для v можно использовать полученные значения $v \sin i$. В данном случае мы получаем радиусы от 1,5 (BD + 30° 448)

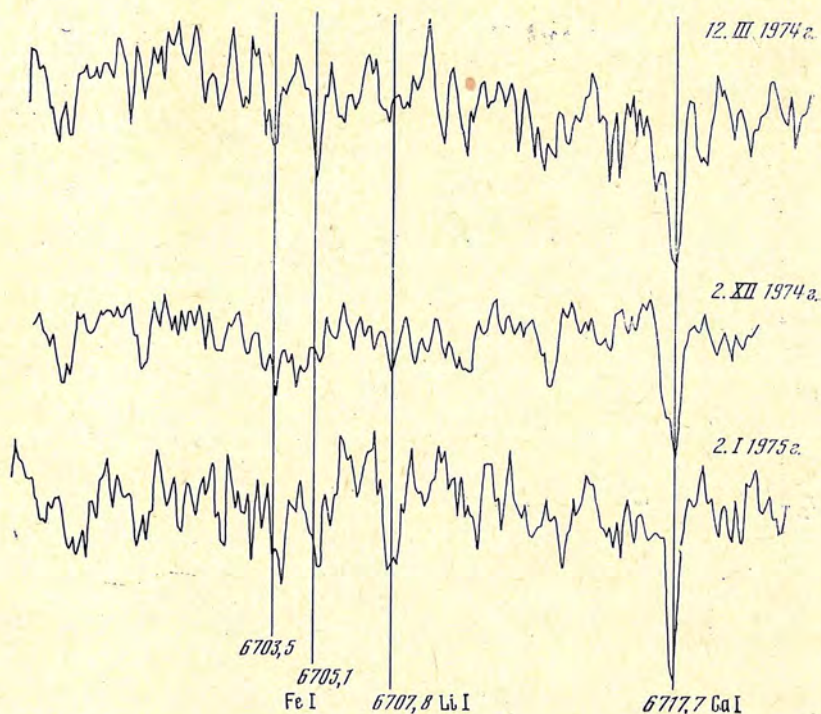


Рис. 2. Регистрограммы спектров BD + 30° 448

до 4 солнечных (BD + 27° 4642). Сопоставив эти результаты с выводами, сделанными при определении классов светимости изучаемых звезд, следует снова заключить, что для объяснения расширения линий вращение более предпочтительно, чем макротурбулентность. Действительно, классу светимости IV должны соответствовать значения радиусов звезд в пределах от 1 до 10 радиусов Солнца (см. [14]), что мы и получили в предположении вращения как причины расширения линий. Кроме того, с этим предположением хорошо согласуется также наблюдаемое соответствие между фотометрическими периодами и значениями $v \sin i$ — период, наименьший у звезды с наибольшей скоростью вращения (FK Com), и наоборот (BD + 30° 448).

5. Содержание лития

На рис. 2, 3 показан участок регистрограмм спектров BD + 30° 448 и BD + 27° 4642, включающий линию $\lambda 6707,8$ Li I. Для того чтобы определить положение линии лития на регистрограммах, по спектру сравнения был вычислен масштаб регистрограмм и было найдено расстояние этой линии от линии $\lambda 6717,69$ Ca I (см. вертикальные линии на рис. 2, 3). Результирующая ошибка в определении положения линии лития не превышала $\pm 0,1$ Å, но при этом мы не учитывали возможность дифференциального сдвига линий. Как видно из рис. 2, 3, на месте линии $\lambda 6707,8$ некоторые из регистрограмм показывают довольно сильную линию, а другие — линию, лишь не намного превышающую шум. Мы все же считаем, что линия $\lambda 6707,8$ Li I присутствует в спектрах BD + 30° 448 и BD + 27° 4642, но, возможно, ее эквивалентная ширина переменная.

В спектре FK Com вблизи $\lambda 6707,8$ заметна широкая депрессия, глубина которой порядка 5% интенсивности непрерывного спектра. Мы считаем, что по этой депрессии все же можно определить верхний предел эквивалентной ширины линии $\lambda 6707,8$ Li I. Поскольку фотометрические

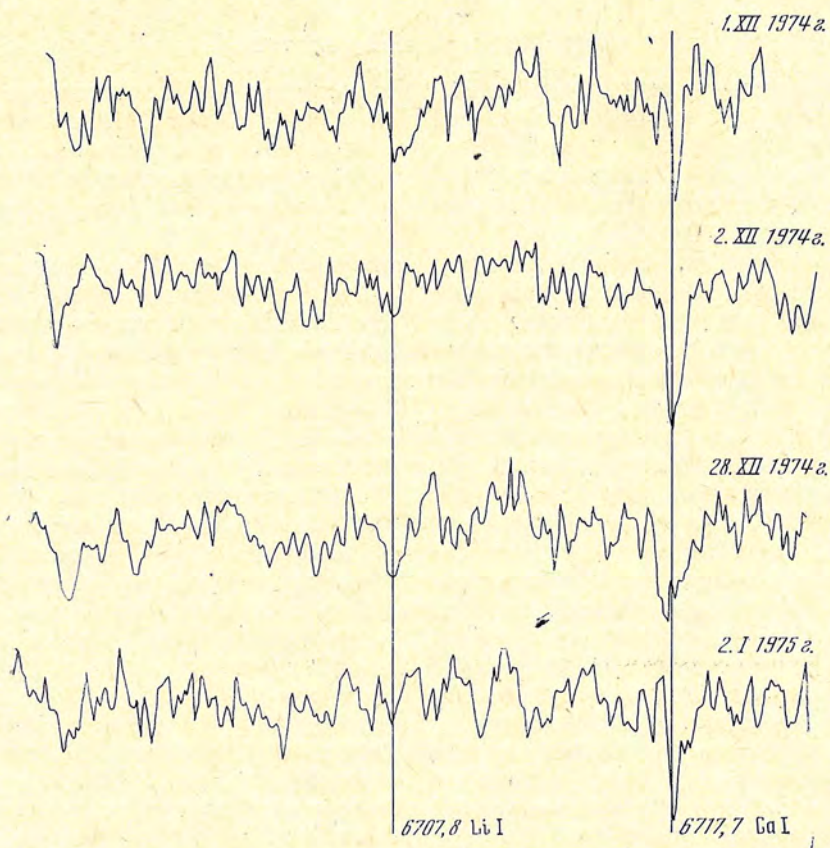


Рис. 3. Регистрограммы спектров BD + 27° 4642

ошибки наших измерений спектра этой звезды порядка 3 %, то эквивалентная ширина этой линии для FK Com определена неуверенно.

Методика определения содержания лития рассмотрена рядом исследователей. Последние работы содержат результаты, полученные с помощью моделей атмосфер. Мы использовали методику, разработанную Запапа [20]. Им рассчитаны эквивалентные ширины линии $\lambda 6708 \text{ Li I}$ в функции эффективной температуры T_e для серии моделей звездных атмосфер и даны поправки, учитывающие насыщение в этой линии. Эффективная температура определяется по показателю цвета ($B - V$), причем приняты различные соотношения для звезд классов светимости III и V. Вычисленные по нашим наблюдениям числа атомов $\lg N(\text{Li})$ (в этой шкале для водорода $\lg N(\text{H}) = 12$), а также средние эквивалентные ширины линии лития приведены в табл. 2. При определении эффективных температур наших звезд мы считали, что они принадлежат к классу светимости V. Для скорости микротурбулентности было принято значение, соответствующее нормальным звездам спектральных типов G — K, такое же, как и в [20].

Таблица 2

Звезда	$v \sin i$, км/сек	W_λ , Å	T_e , °K	$\lg N(\text{Li})$
BD + 30°448	≤ 10	0,08	4860	$\leq +1,6$
FK Com	70	$\leq 0,08$	4970	$\leq +1,7$
BD + 27°4642	30	0,11	4650	$+1,5$

6. Обсуждение результатов

Результаты наших наблюдений дают возможность получить оценки возраста звезд типа BY Dra. С этой целью мы сравнили эквивалентные ширины эмиссионных линий, скорости вращения и содержание лития в трех изученных нами звездах типа BY Dra и в других звездах различного возраста, для которых мы использовали количественные данные, приведенные в [9, 20—26].

Возраст звезд, с которыми производилось сравнение, мы принимали равным термоядерному возрасту T_N [9, 20] тех звездных группировок, в которые они входят. Поскольку внутри каждой группировки эмиссия Ca II, скорости вращения и содержание лития зависят от спектрального типа, то мы выбирали для сравнения только звезды тех же спектральных типов, что и изучаемые нами, т. е. G8 — K2.

Для звезд спектральных классов G8 V — K2 V эквивалентная ширина линии K Ca II, которую принято обозначать как $EW(K2em)$, следующим образом зависит от возраста [21—23]. У звезд скопления Плеяды, возраст которого $T_N = 4 \cdot 10^7$ лет, $EW(K2em)$ составляет около 1 Å. У звезд скопления Гиады, имеющих возраст $T_N = 4 \cdot 10^8$ лет, $EW(K2em)$ примерно в 2 раза меньше. В спектрах звезд окрестностей Солнца, большинство которых имеет возраст порядка 10^9 лет, $EW(K2em)$ обычно меньше 0,2 Å. Значения $EW(K2em)$ у трех изученных нами звезд составляют от 1 до 2,5 Å, что соответствует возрасту примерно такому же, как у Плеяд, т. е. $4 \cdot 10^7$ лет, или даже несколько меньшему.

К сожалению, в молодых звездных скоплениях скорости вращения измерены только для звезд солнечного типа и более ранних. В Плеядах они составляют для звезд солнечного типа около 20 км/сек, а в Гиадах — около 10 км/сек [9]. Поскольку, вообще говоря, при данном возрасте скорость вращения убывает со спектральным типом, то эти значения можно считать верхним пределом для звезд G8 V — K2 V в рассматриваемых скоплениях. Поэтому можно считать, что полученные нами значения $v \sin i$ для BD +27°4642 (30 км/сек) и FK Com (70 км/сек) соответствуют возрасту, меньшему возраста Плеяд.

Наиболее высокое содержание лития $\lg N(Li) = 2,5 \div 2,7$ для спектральных типов G8 V — K2 V отмечено в звездах Плеяд [20]. Однако в группировке Скорпиона — Центавра, возраст которой оценен как $T_N = 2 \cdot 10^7$ лет, что меньше возраста Плеяд, для одной звезды спектрального типа K0 Ve Кетчпол [26] нашел $\lg N(Li) = 1,5$. В Гиадах у некоторых из звезд спектральных типов G8 V — K2 V содержание лития $\lg N(Li) = 1,5 \div 2,2$, но у других звезд таких же спектральных типов $\lg N(Li) < 1,5$ [20, 25]. У большинства звезд окрестностей Солнца тех же спектральных типов содержание лития ниже предела обнаружения $\lg N(Li) < 1$. Таким образом, хотя общая тенденция к уменьшению содержания лития с возрастом у рассматриваемых звезд не вызывает сомнений, существует некоторая неоднозначность в этой зависимости. Можно заключить, что определенные нами для трех звезд типа BY Dra значения $\lg N(Li) = 1,5 \div 1,7$ указывают на возраст порядка возраста таких группировок, как Плеяды и Гиады, или даже на более ранний возраст. По совокупности всех трех характеристик (эмиссия Ca II, вращение и содержание лития) возраст рассматриваемых звезд, промежуточный между возрастом самых молодых (Т Тау) и старых звезд (Солнце).

Автор благодарен академику А. Б. Северному за внимание к работе, А. А. Боярчуку за несколько критических замечаний и Г. А. Козловой за проведенные ею вычисления на ЭВМ.

Май 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1973, 48, 3.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 52, 3.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1976, 54, 89.
4. W. Krzeminski. Low Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.). Gordon a. Breach, 1969, p. 57.
5. C. A. O. Torres, S. F. Mello. Astron. and Astrophys., 1973, 27, 231.
6. G. H. Herbig. Astrophys. J., 1973, 182, 129.
7. B. W. Bopp. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, 86, 281.
8. E. P. J. van den Heuvel, P. S. Conti. Science, 1971, 171, 895.
9. A. Skumanich. Astrophys. J., 1972, 171, 565.
10. W. W. Morgan, P. C. Keenan, E. Kellman. An Atlas of Stellar Spectra, University of Chicago, 1943.
11. W. Gliese. Veröff. Astron. Rech. Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
12. O. J. Eggen. Roy. Obs. Bull., 1968, N 137.
13. P. W. Merrill. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1948, 60, 382.
14. C. W. Allen. Astrophysical Quantities. The Athlone Press, 1963.
15. G. A. Shajn, O. Struve. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1929, 89, 222.
16. A. Slettebak. Astrophys. J., 1949, 110, 1948.
17. J. C. Cohen. Astrophys. J., 1972, 171, 71.
18. E. van Dien. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1948, 42, 1949.
19. III. III. Хуан, О. Струве. Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринстейна. М., ИЛ, 1963, с. 323.
20. R. R. Zappala. Astrophys. J., 1972, 172, 57.
21. O. C. Wilson. Astrophys. J., 1968, 153, 221.
22. O. C. Wilson. Astrophys. J., 1970, 160, 225.
23. R. P. Kraft, J. L. Greenstein. Low Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.). Gordon a. Breach, 1969.
24. G. H. Herbig. Astrophys. J., 1965, 141, 588.
25. G. Wallerstein, G. H. Herbig, P. S. Conti. Astrophys. J., 1965, 141, 610.
26. R. M. Catchpole. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 154, 15P.

ОЦЕНКИ ПЛОЩАДИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПЯТЕН НА BY Dra

П. Ф. Чугайнов

Рассмотрены два возможных объяснения периодических изменений блеска BY Dra. Первое объяснение состоит в том, что в какой-то одной полусфере вращающейся звезды в течение длительного времени присутствует темное пятно. Согласно второму объяснению обе полусферы звезды более или менее равномерно покрыты многочисленными пятнами, но суммарная площадь пятен в одной полусфере больше, чем в другой. Показано, что выбор между этими двумя объяснениями может быть сделан с помощью наблюдаемого отношения $\Delta(B - V)/\Delta V$, где $\Delta(B - V)$ и ΔV — изменения показателя цвета и блеска звезды. Наши наблюдения BY Dra 1965—1970 и 1974 гг. указывают на то, что второе из рассматриваемых объяснений предпочтительнее. Таким образом найдено, что относительные площади пятен могут достигать 60% площади диска звезды, а температуры пятен приблизительно на 400° ниже температуры звезды. Сделано заключение, что фотометрический эффект на BY Dra вызван в основном полутеньями пятен.

ESTIMATES OF THE AREA AND THE TEMPERATURE OF SPOTS ON BY Dra, by P. F. Chugainov. — Two possible explanations of periodical brightness variations of BY Dra are considered. The first explanation is that the dark spot exists at some definite hemisphere of the rotating star for a long time. According to the second explanation, both star hemispheres are more or less uniformly covered with numerous spots, but the total area of spots, at one hemisphere is greater than at another hemisphere. It is shown that the choice between these two explanations can be done with the aid of the observed ratio $\Delta(B - V)/\Delta V$ where $\Delta(B - V)$ and ΔV are variations of the colour index and the brightness of the star. Our observations of BY Dra in the years of 1965—1970 and 1974 show that the second of the explanations considered is more preferable. Thus it is found that the respective spot areas projected to the star disk attain to 60% of its area and the spot temperatures are about 400° less than the star temperature. The conclusion is made that the photometric effect on BY Dra is due mainly to the spot penumbrae.

Звезду BY Dra принято считать прототипом переменных звезд, показывающих довольно четко выраженную периодичность изменений блеска и вспышечную активность [1—3]. Вопрос о причине периодических изменений блеска звезд типа BY Dra был обсужден рядом авторов [1—7], и в настоящее время преобладающее число доводов указывает на то, что этой причиной следует считать наличие темного пятна на поверхности вращающейся звезды.

Применение гипотезы пятна к BY Dra представляет собой особый интерес потому, что у этой звезды наряду с изменениями амплитуды отмечено также изменение ее максимального и среднего блеска. Амплитуда изменений блеска BY Dra была наибольшей в 1965 г. В последующие годы амплитуда уменьшилась, а средний и максимальный блеск звезды постепенно возрастал. Это изменение блеска составило около $0^m,3$ [1]. Предложенные объяснения обоих указанных фактов [1, 7—9] нельзя признать вполне удовлетворительными, так как в упомянутых работах недостаточ-

но хорошо было изучено соотношение между изменениями блеска и цвета звезды. Здесь нами более подробно, чем ранее, рассмотрено это соотношение и получены новые оценки площади пятен и их температуры.

1. Звездные величины и показатели цвета

В [1] нами были опубликованы фотоэлектрические наблюдения ВУ Дра в 1965—1970 гг. Разности величин Δm в синем и желтом фильтрах по отношению к звезде сравнения BD +51°2408 были даны в инструментальной системе, которая близка к системе B, V . Соотношения, дающие переход от инструментальной системы к системе B, V в 1965—1970 гг., нами не определялись. В 1973—1974 гг. мы наблюдали ВУ Дра на том же телескопе и с теми же фильтрами и определили редуцированные соотношения [10]. Для звезды сравнения BD +51°2408 мы нашли $V = 7^m,90$, $B - V = +1^m,28$. Используя эти данные, мы теперь осуществили редукцию

Таблица 1

J.D.	V	B - V	J.D.	V	B - V
2439...			330,3050	8 ^m 407	1 ^m 246
009,2607	8 ^m 293	1 ^m 235	334,2994	8,390	1,240
010,2753	8,438	1,271	335,3564	8,435	1,254
012,3808	8,221	1,225	336,2897	8,465	1,277
013,2648	8,304	1,251	337,2939	8,443	1,283
019,2300	8,344	1,235	341,2840	8,434	1,254
021,2668	8,395	1,249	342,2827	8,402	1,254
022,2265	8,460	1,271	343,2799	8,439	1,277
023,2147	8,355	1,247	345,2728	8,415	1,267
024,3611	8,261	1,246	351,3687	8,445	1,266
025,3549	8,413	1,278	425,1941	8,430	1,250
026,3361	8,426	1,259	428,1636	8,453	1,245
027,3604	8,266	1,237	434,1869	8,432	1,260
028,3340	8,284	1,241	435,1841	8,441	1,251
029,3527	8,441	1,286	436,1536	8,452	1,254
030,3409	8,399	1,262	437,1597	8,438	1,251
031,3117	8,264	1,225	438,1590	8,428	1,259
032,3575	8,294	1,271	439,1486	8,447	1,250
033,3721	8,448	1,283	441,1535	8,427	1,261
034,3561	8,354	1,266	442,1624	8,453	1,211
035,3352	8,235	1,236	443,1603	8,458	1,266
039,2415	8,235	1,228	447,1638	8,475	1,237
041,2641	8,455	1,251	449,1402	8,435	1,262
045,2440	8,436	1,259	446,1461	8,468	1,268
050,2091	8,277	1,238	625,5149	8,386	1,252
052,2104	8,413	1,253	626,5253	8,404	1,271
055,1941	8,287	1,227	627,5211	8,351	1,261
056,2139	8,451	1,254	628,5281	8,344	1,259
086,1796	8,374	1,228	934,5064	8,234	1,233
101,1662	8,309	1,237	935,4162	8,249	1,238
102,1820	8,455	1,277	968,4137	8,261	1,237
105,1778	8,334	1,245	971,3944	8,279	1,259
109,1965	8,381	1,261	973,3909	8,235	1,241
250,4403	8,368	1,196	976,3812	8,259	1,254
251,4653	8,472	1,333	981,3792	8,232	1,237
252,4556	8,495	1,277			
253,4424	8,376	1,246	2440...		
254,4306	8,370	1,218	760,4167	8,066	1,195
301,3203	8,422	1,275	762,3875	8,042	1,197
302,3154	8,445	1,280	764,3918	8,083	1,204
304,3029	8,373	1,258	783,4890	8,047	1,192
313,3002	8,453	1,290	784,5112	8,069	1,196
314,2919	8,434	1,256	789,5196	8,060	1,208
324,2897	8,434	1,290	790,4737	8,054	1,175
328,3043	8,451	1,270			

наблюдений BY Dra 1965—1970 гг. к системе B, V . Полученные величины и показатели цвета приведены в табл. 1. Следует отметить, что хотя два ряда наших наблюдений разделены довольно большим сроком, инструментальная система не претерпела за это время существенных изменений, как видно непосредственно по записям звезды сравнения. Поэтому можно надеяться, что проведенная таким образом редукция наблюдений к системе B, V не содержит в себе существенных систематических ошибок.

2. Определение площади и температуры пятен

Как и другие авторы [4—9], здесь мы будем предполагать, что пятна на BY Dra темные и что их можно характеризовать двумя основными параметрами: относительной площадью и средней температурой, меньшей, чем поверхностная температура звезды. Обычно считают, что на BY Dra темное пятно в течение длительного времени (порядка месяцев) присутствует в какой-то одной полусфере звезды, а в другой полусфере пятна нет, что при наличии вращения и вызывает переменность блеска. Однако при таком предположении необходимо заключить, что эффективная температура звезды непостоянна, так как известно, что максимальный блеск BY Dra испытывает довольно сильные изменения. Очевидно, что возможно и другое объяснение результатов наблюдений BY Dra. Можно допустить, что обе полусферы звезды приблизительно равномерно заполнены многочисленными пятнами, но в одной полусфере суммарная площадь пятен больше, чем в другой. Таким образом тоже должны возникнуть наблюдаемые у BY Dra чаще всего синусоидальные изменения блеска. Если, кроме того, считать, что суммарные площади пятен и их температуры в обеих полусферах непостоянны, то тогда можно дать объяснение изменениям максимального блеска звезды.

Мы далее покажем, что выбор между этими двумя объяснениями может быть сделан из рассмотрения наблюдаемого соотношения между изменениями блеска звезды ΔV и показателя цвета $\Delta(B - V)$.

Рассмотрим сначала изменения блеска V и показателя цвета $B - V$ в случае изменения эффективной температуры звезды T_e . Обозначим через $F(\lambda)$ монохроматический поток с единицы площади на длине волны λ , усредненный по диску звезды. Эффективные длины волн полос B и V примем равными соответственно 4400 и 5500 Å. Тогда потоки $F(\lambda)$ могут быть вычислены по формуле Планка в предположении, что звезда излучает как абсолютно черное тело. Однако известно, что у звезд тех же спектральных типов, как у BY Dra, отклонения в распределении энергии от планковского довольно велики. Поэтому мы также вычислим относительные потоки F_V для звезд главной последовательности с различной эффективной температурой, исходя из наблюдаемых их светимостей M_V и радиусов R . При этом мы используем соотношение

$$F_V = \frac{\text{const}}{R^2} \cdot 10^{-0,4 M_V}.$$

Значения M_V , $B - V$, R и T_e для звезд спектральных типов K5 V — M8 V были взяты согласно [11]. На рис. 1 представлены полученные зависимости величин $-2,5 \lg F_V$ от T_e для абсолютно черного тела и для реальных звездных атмосфер. Максимальную эффективную температуру BY Dra мы приняли равной 4400° K в соответствии с наблюдавшимся у нее минимальным значением показателя цвета $B - V = 1,19$. На рис. 2 показаны зависимости $B - V$ от T_e .

Используя зависимости блеска и показателя цвета от эффективной температуры, полученные по реальным звездам, мы рассчитаем фотометрические эффекты пятен. При этом можно применить соотношения, аналогичные тем, которые были выведены Торресом и Мелло [7]. Обозначим через F_V поток с 1 см² в незапятнанной части поверхности звезды, через

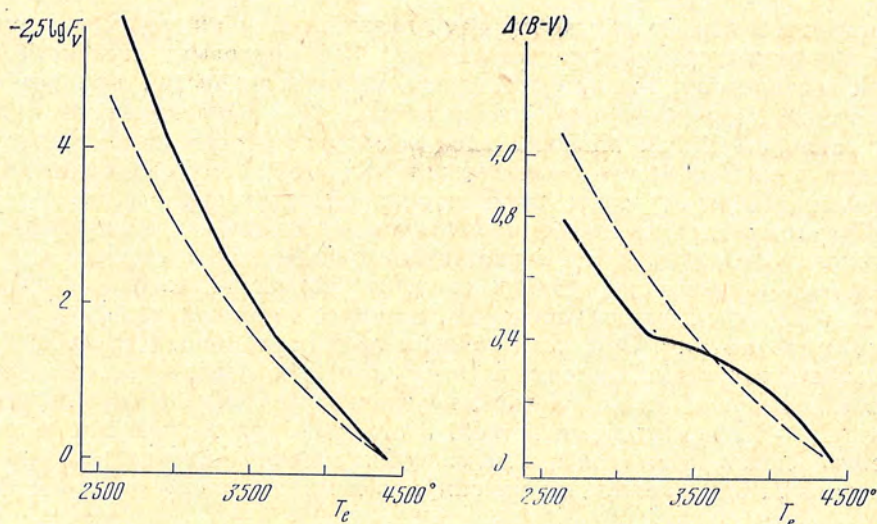


Рис. 1. Зависимость блеска звезды от эффективной температуры

Сплошная линия — реальные звезды, штриховая линия — абсолютно черное тело

Рис. 2. Зависимость показателя цвета звезды $B - V$ от эффективной температуры
Обозначения те же что и на рис. 1

$F_{V\Pi}$ — поток с поверхности пятна (пятен) и через G — суммарную относительную площадь пятен в проекции на диск звезды. Кроме того, условно разделим звезду на полушеры 1 и 2, в первой из которых суммарная площадь пятен наименьшая, а во второй — наибольшая. Введем также соотношение

$$\beta = F_{V\Pi}/F_V.$$

Тогда по сравнению с незапятнанной звездой той же эффективной температуры блеск звезды будет ослаблен на величины

$$A_1(V) = -2,5 \lg [1 - (1 - \beta) G_1], \quad A_2(V) = -2,5 \lg [1 - (1 - \beta) G_2]$$

для полушеры 1 и 2 соответственно. Подобным же образом можно рассчитать ослабления блеска $A_1(B)$ и $A_2(B)$ в полосе B . Полученные в резуль-

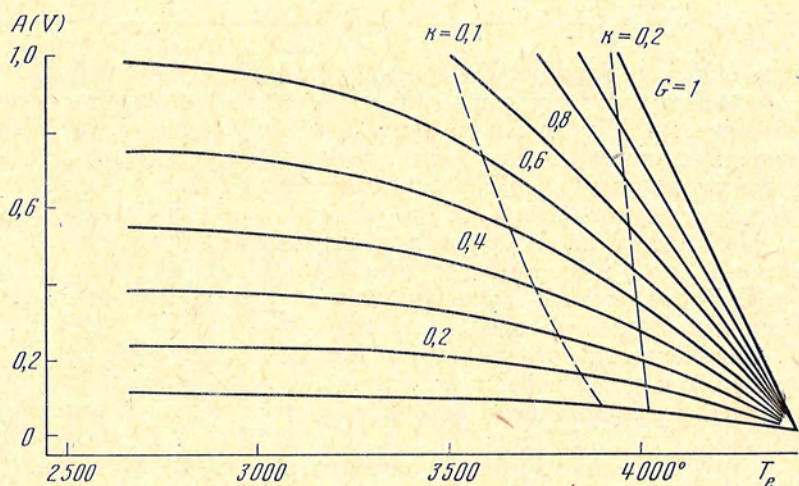


Рис. 3. Зависимость ослабления блеска видимой полушеры звезды от температуры и относительной площади пятен

тате зависимости величины $A(V)$ от эффективной температуры и суммарной площади пятен представлены на рис. 3. Штриховыми линиями показаны соотношения между рассматриваемыми величинами, при которых отношение k изменения показателя цвета $\Delta(B - V)$ к изменению блеска ΔV равно 0,1 и 0,2. Максимальное возможное отношение k равно 0,3, но при этом $G = 1$, что соответствует рассмотренному выше изменению эффективной температуры всей видимой поверхности звезды.

Сравним теперь наблюдаемые соотношения между изменениями блеска и показателя цвета BY Dra с рассчитанными. В табл. 2 приведены величины k — отношения средних значений изменений показателя цвета $\Delta(B - V)$ к изменениям блеска ΔV , которые звезда показывала в разные сезоны наблюдений. Они были найдены по данным табл. 1 способом наименьших квадратов. Для сезона 1974 г. использованы наши наблюдения, приведенные в [10]. Кроме того, по значениям блеска V и показателя цвета $B - V$, приведенным в табл. 3 отдельно для максимумов и минимумов блеска в разные сезоны, мы способом наименьших квадратов нашли значения k , одинаковые для максимумов и минимумов: $k = 0,18 \pm 0,02$.

Таблица 2

Сезон наблюдений	k	Число наблюдений	Сезон наблюдений	k	Число наблюдений
1965	$0,17 \pm 0,03$	32	1967—1970	$0,24 \pm 0,10$	18
1966	$0,22 \pm 0,09$	36	1974	$0,20 \pm 0,05$	23

Таблица 3

Сезон наблюдений	$V_{\max}$	$(B - V)_{\max}$	$V_{\min}$	$(B - V)_{\min}$	G_1	G_2
1965	8,244	1,233	8,460	1,269	0,31	0,57
1966	8,383	1,248	8,483	1,270	0,49	0,60
1967	8,341	1,254	8,401	1,268	0,42	0,50
1968	8,230	1,239	8,270	1,247	0,29	0,34
1970	8,049	1,192	8,079	1,198	0,00	0,06
1974	8,069	1,201	8,129	1,213	0,02	0,14

Таким образом, из двух объяснений изменений блеска более приемлемо то, согласно которому обе полусферы звезды следует считать покрытыми пятнами. В этом случае (рис. 3) можно ожидать, что значение k составляет примерно 0,2 или менее, что довольно хорошо согласуется с наблюдениями. Для другого рассматриваемого объяснения необходимо, чтобы для максимумов блеска k было равно 0,3, чего мы не наблюдаем.

Основываясь на этих соображениях, определим площади пятен в обеих полусферах G_1 и G_2 и их температуры. Поскольку в промежутке времени с 1970 по 1974 год блеск BY Dra в максимуме испытывал лишь небольшие изменения и был значительно выше, чем в предыдущие годы, то, по-видимому, можно считать, что суммарные площади пятен в обеих полусферах в это время были незначительными и поэтому самое высокое значение блеска соответствует практически совершенно незапятнанной видимой полусфере. Самым высоким блеск BY Dra был в 1970 г. Поэтому величины $A_1(V)$ и $A_2(V)$, необходимые для определения площади и температуры пятен, мы найдем как разности $V_{\max} - V_{\max}(1970)$ и $V_{\min} - V_{\max}(1970)$, где $V_{\max}(1970) = 8,049$ (табл. 3). Далее, считая k равным 0,2, согласно рис. 3 найдем соответствующие G и T . При этом оказывается, что темпе-

ратура пятен в разные сезоны наблюдений практически постоянна и равна 4000°K , т. е. на 400° ниже принятой температуры звезды. Относительные площади пятен за время наблюдений изменялись в пределах от 0,0 до 0,6. Полученные значения G_1 и G_2 приведены в табл. 3.

Следует отметить, что ранее были получены следующие значения отличия температуры пятен на BY Dra от температуры звезды: 500° по Торресу и Мелло [7], 300° по Вогту [9] и 250° по нашим данным для сезона 1974 г. [10]. Бош и Эванс [8] принимали $\Delta T = 1750^{\circ}$, но в [10] нами было указано на ошибочность этого результата. Поэтому вряд ли можно ожидать, что для пятен на BY Dra будет получено отличие температуры существенно иное, чем найденное нами теперь $\Delta T = 400^{\circ}$. Исходя из аналогии с Солнцем, у которого для тени пятна ΔT порядка 1500° , а для полутени ΔT порядка 500° , можно заключить, что на BY Dra фотометрический эффект вызывают, по-видимому, полутени пятен.

Май 1975 г.

Литература

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 48, 3.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 3.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 89.
4. W. Krzeminski, R. P. Kraft. Astron. J., 1967, 72, 307.
5. W. Krzeminski. Low Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.). Gordon a. Breach, 1969, p. 57.
6. D. S. Evans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 154, 329.
7. O. A. O. Torres, S. F. Mello. Astron. and Astrophys., 1973, 27, 231.
8. B. W. Bopp, D. S. Evans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 164, 343.
9. S. S. Vogt. Private commun.
10. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 85.
11. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1965, 141, 170.

КРИВАЯ БЛЕСКА И СПЕКТР EM Cep

Т. М. Рачковская

Фотоэлектрические наблюдения звезды EM Cep (Sp B0,8 IV—V, $M_V = -4^m,7$), выполненные в фильтрах U , B , V , показали:

1. Существует изменение орбитального периода со временем. В интервале с 1968 по 1974 г. период был равен $P = 0^d,806179$.

2. Можно предполагать, что блеск EM Cep в 1974 г. уменьшился по сравнению с 1972 г. на 0,05 звездной величины как в максимуме, так и в минимуме.

3. Цвет звезды в течение наблюдений 1974 г. не менялся.

Изучение спектра звезды в 1971 и 1974 гг. показало:

1. По физическим параметрам атмосферы EM Cep является нормальной звездой B0,8 IV—V.

2. В атмосфере EM Cep существует избыток гелия:

$$\lg[N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,81$$

LIGHT CURVE AND SPECTRUM OF EM Cep, by T. M. Rachkovskaya.— The photoelectric observations of EM Cep have been carried out with U , B , V -filters in 1974.

It has been shown:

1. There is a variation of the orbital period with time. In the interval from 1968—1974 the period was found to be $P = 0^d,806179$.

2. The light of EM Cep was weaker in 1974 approximately by about $0^m,05$ in maximum and minimum than in 1972.

3. The colour of EM Cep remained the same during the period of observations in 1974.

The spectrophotometric observations of EM Cep have been carried out in 1971—1974 within the interval of $\lambda\lambda 3600—4900 \text{ \AA}$ using the dispersion $37 \text{ \AA/mm}$. The study of EM Cep spectrum has shown following:

1. The physical parameter of atmosphere are the same as the parameters of the normal stars B0,8 IV—V.

2. There is the excess of helium abundance in the atmosphere of EM Cep:

$$\lg[N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,81.$$

Результаты изучения кривой блеска [1] и спектра [2] говорят о том, что звезда EM Cep является нестационарным объектом, природа которого пока остается неясной. С одной стороны, форма кривой блеска и ее неустойчивость позволяют предположить, что EM Cep — контактная система с компонентами ранних спектральных классов. С другой стороны, изучение спектра звезды не подтверждает этого. По некоторым признакам EM Cep может быть причислена к звездам типа β Cep.

Имеющийся наблюдательный материал по EM Cep относительно не богат, поэтому желательны дополнительные наблюдения. В связи с этим в 1974 г. нами были проведены наблюдения EM Cep, результаты которых обсуждаются ниже.

Таблица 1

J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm
U-фильтр							
2442...		,3064	,465	,3467	,403	,3625	,444
239,3252	0,448	,3307	,440	,3551	,403	,3698	,428
,3328	,436	,3355	,432	,3620	,403	,3840	,390
,3377	,440	,3418	,421	,3798	,388	,3889	,402
,3544	,425	,3473	,435	,3870	,402	,3952	,383
,3592	,418	,3605	,412	,3944	,398	,3996	,391
,3669	,392	,3654	,405	,4012	,381	,4132	,384
,3724	,384	,3716	,378	,4124	,368	,4204	,395
,3863	,390	,3772	,392	,4176	,386	,4253	,384
,3905	,380	,3904	,378	,4224	,382	,4327	,381
,3953	,370	,3952	,398	,4273	,375	,4482	,382
,4009	,384	,4008	,391	,4395	,388	,4556	,374
,4287	,362	,4057	,377	,4444	,392	,4607	,353
,4335	,353	,4175	,381	,4495	,385	,4695	,496
,4370	,360	,4223	,381	,4555	,392	,4813	,349
,4426	,357	,4279	,388	,4680	,363	,4938	,344
,4613	,384	,4452	,387	,4721	,388	,4986	,357
,4669	,376	,4529	,387	,4773	,380	,5167	,365
,4752	,357	,4578	,378	,4826	,382	,5292	,354
,4870	,372	,4626	,394	,4940	,408	263,2896	,374
,4960	,368	,4744	,410	,5013	,404	,2954	,387
,5002	,368	,4800	,364	,5076	,400	,3014	,378
,5155	,386	,4855	,389	,5124	,408	,3086	,389
254,2827	,444	,4925	,405	,5231	,440	,3202	,400
,2890	,427	,5050	,396	,5280	,432	,3257	,400
,2939	,428	,5119	,424	,5339	,457	,3323	,401
,3043	,408	,5175	,416	,5391	,440	,3368	,403
,3105	,416	,5244	,379	,5453	,453	,3493	,436
,3154	,408	53°0	,407	,5502	,440	,3545	,419
,3202	,413	257,2925	,412	260,3155	,418	,3607	,399
,3265	,402	,3001	,416	,3238	,405	,3653	,426
,3314	,381	,3084	,394	,3308	,390	,3767	,458
,3432	,403	,3168	,417	,3356	,391	,3816	,458
,3480	,396	,3279	,414	,3495	,375	,3896	,454
,3668	,379	,3355	,448	,3551	,372	,3938	,454
,3716	,350	,3418	,444	,3606	,352	,3986	,440
,3772	,373	,3466	,444	,3669	,374	,4118	,458
,3834	,370	,3598	,458	,3842	,341	,4167	,458
,4015	,352	,3654	,462	261,3524	,417	,4489	,471
,4071	,348	,3702	,478	,3593	,410	,4552	,493
,4119	,342	,3765	,465	,3840	,440	,4628	,484
,4168	,352	,3918	,496	,3899	,432	,4677	,493
,4279	,359	,3966	,496	,3958	,415	,4803	,480
,4327	,352	,4022	,513	,4014	,428	,4850	,471
,4376	,369	,4071	,513	,4128	,448	,4902	,485
,4439	,369	,4258	,512	,4181	,440	,5003	,481
,4543	,365	,4321	,520	,4253	,464	,5107	,458
,4605	,376	,4383	,508	,4327	,464	,5160	,449
,4675	,398	,4446	,491	,4482	,456	,5225	,440
,4737	,387	,4557	,477	,4531	,456	,5278	,445
,4800	,387	,4612	,472	,4593	,452	,5403	,436
,4834	,392	,4682	,460	,4656	,465	,5472	,390
,4952	,410	,4730	,487	,4792	,453	264,2857	,426
,5001	,413	,4869	,448	,4857	,453	,2913	,409
,5064	,425	,4932	,444	,4903	,436	,2975	,440
,5119	,429	,4994	,436	,4954	,457	,3142	,382
,5168	,452	,5050	,436	,5049	,444	,3204	,432
,5300	,428	,5168	,425	,5104	,444	,3253	,395
,5362	,436	,5237	,409	,5253	,416	,3323	,473
,5425	,452	,5293	,413	,5382	,397	,3385	,413
256,2834	,464	5348	,421	,5465	,404	,3510	,393
,2973	,471	258,3051	,448	262,3285	,435	,3566	,374
,3015	,474	,3134	,423	,3354	,431	,3635	,382
		,3213	,424	,3420	,418	,3684	,375
		,3384	,433	,3563	,411	,3829	,396

Таблица 1 (продолжение)

J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm	J.D. ⊙	Δm
2442...							
264,3899	0,378	,5269	0,541	,4026	0,334	,3661	0,436
,4038	,374	,5325	,522	,4077	,324	,3709	,452
,4177	,352	,5387	,521	,4126	,327	,3772	,445
,4309	,370	,5454	,509	,4172	,332	,3925	,460
,4371	,364	,5516	,509	,4286	,336	,3973	,468
,4552	,374	283,4125	,375	,4334	,341	,4029	,468
,4607	,367	,4184	,382	,4383	,346	,4077	,485
,4684	,371	,4232	,378	,4446	,346	,4265	,491
,4739	,368	,4276	,374	,4542	,346	,4327	,491
,4878	,368	,4417	,382	,4612	,361	,4390	,485
,4927	,372	,4503	,386	,4682	,374	,4439	,470
,5003	,379	,4587	,389	,4744	,376	,4564	,465
,5059	,375	,4785	,411	,4807	,346	,4619	,456
,5177	,366	,4840	,422	,4841	,383	,4689	,443
,5232	,373	,4889	,414	,4959	,396	,4738	,450
,5302	,392	,5021	,406	,5008	,398	,4876	,426
,5357	,379	,5188	,448	,5071	,404	,4938	,426
,5517	,374	,5278	,456	,5124	,409	,5001	,420
265,2811	,389	,5336	,479	,5177	,416	,5057	,412
,2880	,373	,5382	,463	,5307	,427	,5175	,404
,2943	,387	,5500	,491	,5369	,424	,5244	,390
,3068	,378	,5573	,464	,5437	,426	,5300	,399
,3130	,378	,5604	,492	256,2841	,452	,5355	,392
,3193	,383	,5656	,500	,2903	,446	258,3058	,392
,3241	,367			,2980	,445	,3137	,388
,3359	,385	В-фильтр		,3022	,425	,3220	,376
,3422	,370	239,3259	0,429	,3071	,426	,3395	,394
,3470	,370	,3321	,416	,3300	,411	,3474	,392
,3519	,365	,3370	,416	,3362	,411	,3558	,382
,3575	,386	,3551	,399	,3425	,395	,3623	,382
,3700	,379	,3599	,406	,3480	,404	,3804	,353
,3748	,396	,3662	,382	,3598	,381	,3876	,374
,3797	,412	,3717	,378	,3661	,384	,3950	,386
,3852	,416	,3856	,374	,3723	,371	,4020	,361
,4019	,412	,3898	,366	,3779	,364	,4131	,349
,4068	,432	,3960	,338	,3911	,354	,4183	,350
,4116	,436	,4016	,363	,3951	,354	,4231	,346
,4179	,436	,4280	,352	,4015	,357	,4280	,349
,4304	,432	,4328	,337	,4064	,356	,4402	,355
,4345	,440	,4377	,342	,4187	,357	,4450	,352
,4415	,462	,4433	,336	,4230	,358	,4501	,357
,4470	,449	,4620	,344	,4286	,362	,4562	,370
269,2963	,414	,4676	,334	,4459	,357	,4673	,362
,3019	,405	,4745	,330	,4522	,353	,4728	,359
,3078	,401	,4863	,348	,4585	,360	,4780	,360
,3290	,418	,4953	,347	,4633	,364	,4832	,378
,3352	,409	,4995	,352	,4751	,366	,4947	,390
,3408	,422	,5148	,366	,4807	,375	,5020	,378
,3825	,424	254,2834	,398	,4862	,373	,5082	,388
,3891	,436	,2897	,401	,4932	,379	,5131	,388
,3974	,452	,2946	,385	,5057	,383	,5238	,413
,4079	,475	,3050	,366	,5126	,385	,5278	,413
,4137	,475	,3104	,374	,5189	,377	,5337	,420
,4193	,495	,3161	,376	,5251	,402	,5389	,406
,4234	,487	,3201	,375	,5307	,406	,5451	,431
,4474	,538	,3272	,371	257,2932	,364	,5500	,433
,4516	,516	,3321	,359	,3008	,384	260,3162	,389
,4582	,516	,3439	,357	,3091	,370	,3245	,381
,4644	,545	,3487	,348	,3175	,379	,3315	,371
,4741	,536	,3671	,345	,3286	,398	,3363	,360
,4801	,541	,3723	,328	,3362	,412	,3502	,362
,4852	,551	,3779	,332	,3411	,420	,3558	,354
,4919	,527	,3841	,325	,3473	,412	,3613	,348
,5197	,548			,3605	,435	,3676	,359

Таблица 1 (продолжение)

J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm
2442...						V-фильтр	
260,3849	0,339	,3944	0,412	,3477	0,353	239,3266	0,399
261,3531	,384	,3993	,432	,3526	,347	,3315	,384
,3600	,381	,4125	,428	,3581	,358	,3363	,384
,3847	,399	,4174	,416	,3706	,367	,3558	,377
,3906	,400	,4500	,469	,3755	,370	,3604	,376
,3965	,423	,4559	,457	,3804	,369	,3655	,356
,4021	,417	,4635	,465	,3859	,379	,3710	,343
,4138	,433	,4684	,466	,4026	,374	,3849	,332
,4188	,440	,4812	,468	,4075	,389	,3891	,328
,4260	,446	,4857	,466	,4123	,390	,3967	,333
,4333	,450	,4910	,454	,4186	,402	,4023	,335
,4489	,443	,4972	,454	,4301	,409	,4273	,324
,4538	,453	,5114	,419	,4352	,424	,4321	,313
,4600	,446	,5167	,428	,4422	,428	,4384	,310
,4663	,443	,5232	,409	,4477	,421	,4426	,357
,4799	,422	,5285	,415	269,2970	,366	,4627	,310
,4864	,422	,5410	,421	,3'26	,376	,4683	,302
,4910	,414	,5479	,390	,3'85	,374	,4731	,302
,4961	,428	,5545	,392	,3158	,386	,4856	,308
,5042	,410	264,2795	,448	,3297	,382	,4940	,320
,5111	,414	,2864	,427	,3359	,370	,4988	,325
,5260	,400	,2920	,434	,3415	,370	,5141	,347
,5336	,380	,2982	,434	,3831	,429	254,2841	,383
,5389	,380	,3149	,332	,3898	,416	,2904	,365
,5471	,378	,3211	,409	,3981	,425	,2952	,356
262,3211	,401	,3260	,390	,4085	,440	,3057	,342
,3292	,420	,3329	,386	,4144	,446	,3119	,351
,3361	,419	,3392	,370	,4200	,468	,3168	,352
,3427	,401	,3517	,367	,4241	,456	,3216	,343
,3570	,403	,3579	,377	,4481	,483	,3279	,338
,3635	,373	,3642	,378	,4523	,486	,3327	,321
,3700	,390	,3691	,364	,4589	,492	,3446	,317
,3847	,383	,3836	,384	,4651	,501	,3514	,322
,3896	,389	,3906	,360	,4748	,502	,3682	,308
,3954	,379	,3968	,382	,4808	,517	,3730	,304
,4003	,378	,4045	,356	,4859	,523	,3786	,306
,4139	,355	,4184	,361	,4912	,528	,3843	,302
,4211	,378	,4239	,347	,5204	,517	,4029	,307
,4260	,380	,4316	,353	,5276	,515	,4084	,297
,4333	,349	,4378	,328	,5331	,509	,4133	,298
,4489	,347	,4559	,355	,5394	,506	,4182	,311
,4570	,359	,4614	,338	,5460	,484	,4293	,308
,4614	,350	,4691	,348	,5523	,481	,4341	,305
,4684	,360	,4746	,342	283,4132	,352	,4390	,315
,4820	,340	,4885	,349	,4191	,352	,4452	,316
,4945	,344	,4934	,363	,4239	,349	,4557	,326
,4993	,334	,5010	,363	,4288	,361	,4619	,330
,5174	,342	,5076	,352	,4424	,364	,4689	,342
,5299	,347	,5184	,357	,4510	,365	,4751	,346
263,2900	,346	,5239	,358	,4594	,360	,4814	,351
,2961	,352	,5300	,368	,4656	,371	,4848	,354
,3021	,359	,5364	,335	,4792	,384	,4966	,371
,3093	,371	,5510	,342	,4847	,389	,5015	,365
,3208	,367	265,2741	,374	,4896	,396	,5077	,373
,3264	,380	,2818	,352	,5042	,389	,5133	,380
,3329	,380	,2887	,339	,5195	,406	,5174	,387
,3375	,373	,2950	,347	,5285	,429	,5314	,399
,3500	,402	,3075	,345	,5340	,435	,5376	,399
,3552	,393	,3137	,334	,5389	,419	,5439	,404
,3614	,393	,3200	,344	,5507	,448	256,2848	,421
,3660	,401	,3248	,348	,5559	,453	,2987	,405
,3774	,401	,3366	,348	,5611	,454	,3029	,393
,3827	,406	,3415	,343	,5663	,470	,3077	,384
,3903	,418					,3293	,387

Таблица 1 (продолжение)

J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm	J.D.⊙	Δm
2442...							
256,3369	0,371	,3631	0,346	,3642	0,358	,3649	0,362
,3432	,367	,3812	,342	,3711	,371	,3698	,358
,3487	,366	,3884	,339	,3854	,364	,3843	,342
,3591	,356	,3956	,340	,3900	,363	,3913	,340
,3668	,351	,4027	,332	,3961	,358	,3975	,341
,3730	,344	,4138	,327	,4010	,361	,4052	,342
,3787	,334	,4190	,322	,4146	,338	,4191	,340
,3918	,329	,4238	,326	,4218	,336	,4246	,319
,3966	,329	,4287	,331	,4267	,343	,4323	,326
,4022	,330	,4407	,331	,4340	,333	,4384	,318
,4071	,330	,4457	,330	,4496	,335	,4566	,333
,4189	,338	,4509	,336	,4577	,340	,4621	,302
,4237	,329	,4569	,342	,4621	,330	,4698	,316
,4293	,332	,4666	,336	,4677	,339	,4753	,327
,4529	,387	,4735	,340	,4827	,325	,4893	,322
,4591	,332	,4787	,341	,4952	,322	,4941	,332
,4640	,334	,4839	,347	,5000	,318	,5017	,340
,4758	,332	,4951	,363	,5181	,323	,5073	,332
,4814	,332	,5027	,353	,53 J0	,321	,5191	,334
,4869	,351	,5089	,361	263,2910	,322	,5246	,325
,4939	,356	,5138	,360	,2968	,330	,5316	,338
,5064	,342	,5245	,388	,3028	,325	,5371	,324
,5133	,365	,5294	,381	,3100	,340	,5303	,338
,5189	,377	,5353	,389	,3215	,346	265,2748	,346
,5258	,382	,5404	,383	,3271	,364	,2825	,340
,5314	,390	,5467	,408	,3336	,354	,2894	,319
257,2939	,339	,5516	,391	,3382	,356	,2956	,326
,3098	,344	260,3169	,350	,35 J7	,368	,3081	,316
,3182	,358	,3252	,357	,3559	,362	,3144	,323
,3293	,374	,3322	,338	,3621	,375	,3206	,331
,3369	,379	,3370	,333	,3667	,383	,3255	,337
,3404	,382	,3509	,340	,3781	,380	,3373	,334
,3480	,385	,3565	,328	,3333	,384	,34 J8	,336
,3612	,404	,3620	,321	,3910	,394	,3434	,336
,3668	,407	,3683	,325	,3952	,391	,3533	,342
,3716	,412	,3856	,316	,4000	,404	,3588	,328
,3779	,422	261,3538	,358	,4132	,410	,3713	,349
,3932	,442	,3607	,349	,4177	,422	,3762	,347
,3980	,447	,3854	,377	,45 J3	,445	,3801	,349
,4036	,447	,3913	,378	,4566	,440	,3866	,350
,4084	,458	,3972	,388	,4642	,444	,4033	,356
,4272	,463	,4028	,397	,4691	,458	,4081	,370
,4334	,463	,4142	,401	,4820	,444	,413 J	,373
,4397	,453	,4195	,406	,4854	,441	,4193	,378
,4432	,442	,4278	,402	,4917	,430	,4318	,389
,4571	,431	,4340	,410	,4965	,430	,4359	,401
,4526	,432	,4496	,420	,5121	,414	,4429	,411
,4696	,418	,4545	,424	,5174	,404	,4484	,411
,4744	,426	,4607	,421	,5239	,397	269,2977	,330
,4883	,408	,4670	,420	,5292	,393	,3023	,345
,4946	,398	,4806	,409	,5417	,383	,3092	,341
,5008	,384	,4871	,404	,5486	,375	,3165	,356
,5064	,376	,4917	,401	,5552	,364	,3304	,354
,5182	,376	,4968	,397	264,2802	,422	,3366	,340
,5251	,365	,5031	,395	,2871	,400	,3422	,356
,5307	,368	,5118	,392	,2927	,417	,3833	,398
,5362	,359	,5267	,373	,2996	,417	,3905	,395
258,3063	,368	,5343	,371	,3156	,374	,3988	,406
,3145	,362	,5396	,360	,3218	,387	,4092	,419
,3227	,352	,5485	,376	,3267	,377	,4151	,415
,3402	,359	262,3368	,336	,3399	,357	,4206	,440
,3481	,356	,3434	,379	,3524	,342	,4248	,431
,3565	,349	,3577	,372	,3586	,344	,4488	,462

Таблица 1 (окончание)

J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm	J.D.☉	Δm
2442...							
269,4530	0,468	,5338	0,473	,4431	0,338	,5202	0,389
,4595	,473	,54 ⁰¹	,475	,4517	,328	,5292	,403
,4658	,479	,5467	,472	,4600	,334	,5343	,402
,4755	,482	,5530	,461	,4663	,333	,5396	,398
,4815	,495	283,4139	,322	,4797	,352	,5527	,413
,4866	,492	,4198	,316	,4854	,354	,5566	,422
,4905	,497	,4246	,331	,4903	,365	,5618	,434
,5210	,490	,4295	,331	,5049	,367	,5673	,430
,5283	,490						

I. Электрофотометрические наблюдения

1. *Материал наблюдений и его обработка.* Наблюдения выполнены в июле-августе 1974 г. с помощью фотометра, установленного на 640-мм телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Наблюдения велись в фильтрах U , B , V . Цветовая система аппаратуры близка цветам $U - B$, $B - V$ в международной системе U , B , V . В течение 13 ночей наблюдений сделано около 1000 оценок блеска звезд.

В качестве звезды сравнения и контрольной звезды, как и в случае [1], наблюдались звезды HD 208 218 и HD 209 339. При вычислении величины Δm дифференциальная экстинкция не учитывалась, так как она не превышала величину $0^m,001$, что находится в пределах точности наших наблюдений. В табл. 1 собраны все полученные оценки блеска Δm и соответствующие им моменты наблюдений в юлианских днях отдельно для каждого фильтра.

2. *Анализ периода.* Ранее [1] нами было высказано предположение о существовании изменения периода ЕМ Сер. Для подтверждения этого мы провели математическую обработку всего имеющегося материала наблюдений минимумов. Отбирались только наблюдения, уверенно определяющие моменты минимумов. Исключение составляет наблюдение минимума I Линдсом (табл. 2). Эта точка была взята вследствие ее важности при обсуждении вопроса об изменении периода со временем.

Положения минимумов определялись методом наименьших квадратов, путем аппроксимации наблюдений в окрестности минимумов параболой.

Таблица 2

Наблюдатель	J.D.☉ (min I)	E	$(O - C)_1$	σ	$(O - C)_2$
Линдс	2436398,8632	-4634	+0 ^d ,050	±0,004	
Джонстон	40134,6617	0	+0,017	0,002	-0 ^d ,010
Рачковская	41222,2834	1349	0,000	0,003	-0,004
	41521,3968	1725	+0,015	0,002	+0,017
	41525,4186	1725	+0,001	0,002	+0,003
	42257,4448	2633	-0,020	0,002	-0,001
	,4223		-0,017	0,002	+0,001
	,4222		-0,017	0,001	+0,001
	42261,4599	2638	-0,010	0,009	+0,008
	,4463		-0,024	0,003	-0,006
	,4543		-0,016	0,002	+0,002
	42269,4974	2648	-0,035	0,003	-0,016
	,5001		-0,024	0,007	-0,005
	,5003		-0,031	0,001	-0,012

Результаты обработки представлены в табл. 2 и 3 для минимума I и минимума II соответственно. Такое разделение было вызвано тем, что внутренняя сходимость данных несколько лучше при раздельной обработке. В четвертом столбце табл. 2 и 3 даны величины $O - C$, вычисленные при значении периода $P = 0^d,806196$ согласно [1]. В пятом столбце записаны средние квадратичные ошибки определения момента минимума.

Таблица 3

Наблюдатель	J. D. $\odot$ min (II)	E	$(O - C)_1$	σ	$(O - C)_2$
Линдс	2436404,8944	-4626	$+0^d,035$	$\pm 0,002$	
Джонстон	40174,6583	50	$+0,027$	0,004	$+0^d,006$
	40183,5204	60	$+0,020$	0,001	$-0,001$
Рачковская	41236,3724	1366	$-0,019$	0,003	$-0,017$
	41240,4220	1371	0,008	0,003	$-0,006$
	41519,3676	1717	$+0,001$	0,003	$+0,009$
	41523,3834	1722	$-0,014$	0,002	$-0,006$
	41527,4191	1727	$-0,009$	0,002	$-0,001$
	41263,4546	2640	$-0,031$	0,004	$-0,007$
	,4603		$-0,025$	0,002	$-0,001$
	,4612		$-0,024$	0,002	0,000

Характер изменения величин $O - C$ при $P = 0^d,806196$ показан на рис. 1 и 2. Ясно видно, что прямая линия не может аппроксимировать все наблюдения. Это указывает на то, что период звезды, видимо, меняется со временем. Такой вывод делается на основании уверенного наблюдения момента минимума II Линдсом. Точка минимума I лишь подтверждает этот результат. Ход точек, начиная с измерений Джонстона до наблюдений 1974 г., хорошо описывается прямой. Наклон прямой определяет неточность выбранного периода.

Мы обработали эти данные методом наименьших квадратов. Результаты по наблюдениям минимума I и минимума II следующие:

$$(O - C)_{\min I}^d = 0,0269 - 0,0000219 (J. D._{\text{набл}} - J. D._0),$$

$$(O - C)_{\min II}^d = 0,0223 - 0,0000216 (J. D._{\text{набл}} - J. D._0).$$

Следует отметить, что наклон кривых на рис. 1 и 2 почти одинаков. В результате получена поправка к периоду $\Delta P = -0^d,000017$ и новая эфемерида

$$T_{\min} = 2\,440\,134,749 \pm 2 + 0,806\,179 E \pm 1.$$

В шестом столбце табл. 2 и 3 приведены $(O - C)_2$, вычисленные на основании новой эфемериды. Новые значения $(O - C)_2$ показывают, что если построить графики, аналогичные рис. 1 и 2, то мы получим в результате прямую линию, параллельную оси абсцисс. Это говорит о том, что вычисленный нами период хорошо описывает поведение блеска звезды в промежутке времени с 1968 по 1974 г.

3. *Средние кривые изменения блеска.* Для построения модели затменной системы необходимо знать элементы ее орбиты. Их можно получить из анализа кривой блеска. Как видно из [1, 3, 4], кривая блеска ЕМ Сер ведет себя нестабильно, поэтому естественно для дальнейшего анализа получить некоторую среднюю кривую блеска.

Были обработаны как наши наблюдения, так и наблюдения Линдса и Джонсона. Обработка проводилась методом наименьших квадратов. Данные представлялись в виде ряда Фурье с членами до 14-го порядка, так как учет членов более высокого порядка вследствие недостаточности наблюдений в отдельных интервалах приводит в этих местах к значитель-

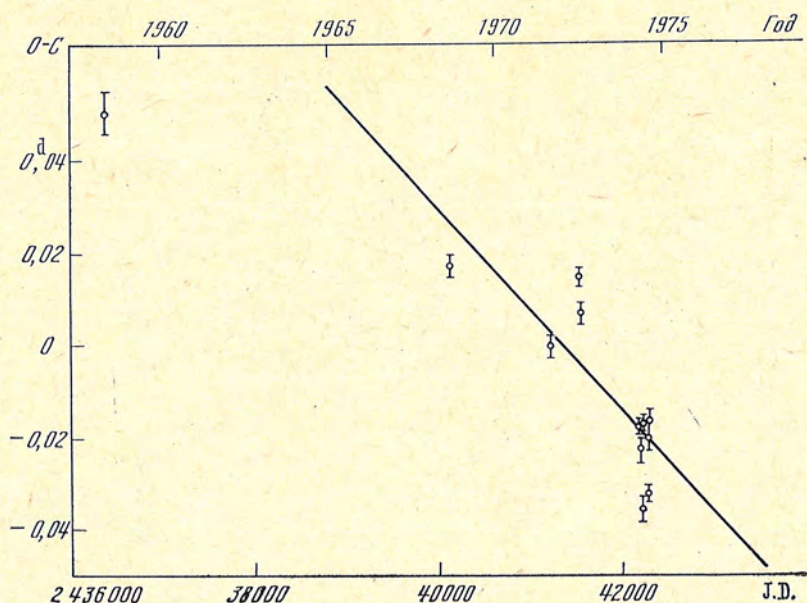


Рис. 1. Определение поправки к периоду по наблюдениям в главном минимуме

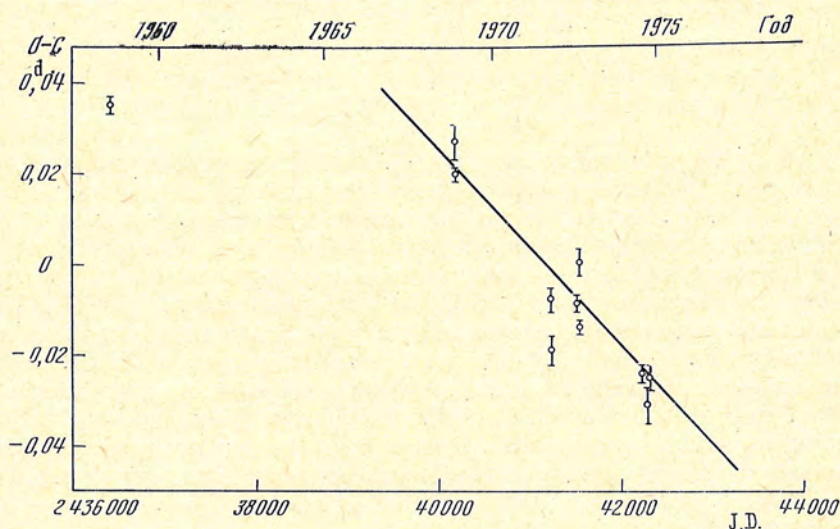


Рис. 2. Определение поправки к периоду по наблюдениям во вторичном минимуме
ному отклонению средней кривой относительно индивидуальных наблюдений.

Как было указано в [1], в отдельные ночи амплитуда измерения блеска ЕМ Сер меняется в пределах 0,10—0,05 звездной величины.

Процедура отбора наблюдений была следующей. Вначале обрабатывались все наблюдения за данный период и строилась средняя кривая. Затем проводилась отбраковка наблюдений за отдельные ночи с сильно отклоняющимися от средней кривой значениями. Следует заметить, что при недостаточной величине выборки переменность амплитуды может привести к выпучиванию кривой, ложным колебаниям в максимуме (рис. 3).

В результате получены нами средние кривые, представленные на рис. 3. По оси абсцисс кривые совмещались согласно уточненному периоду

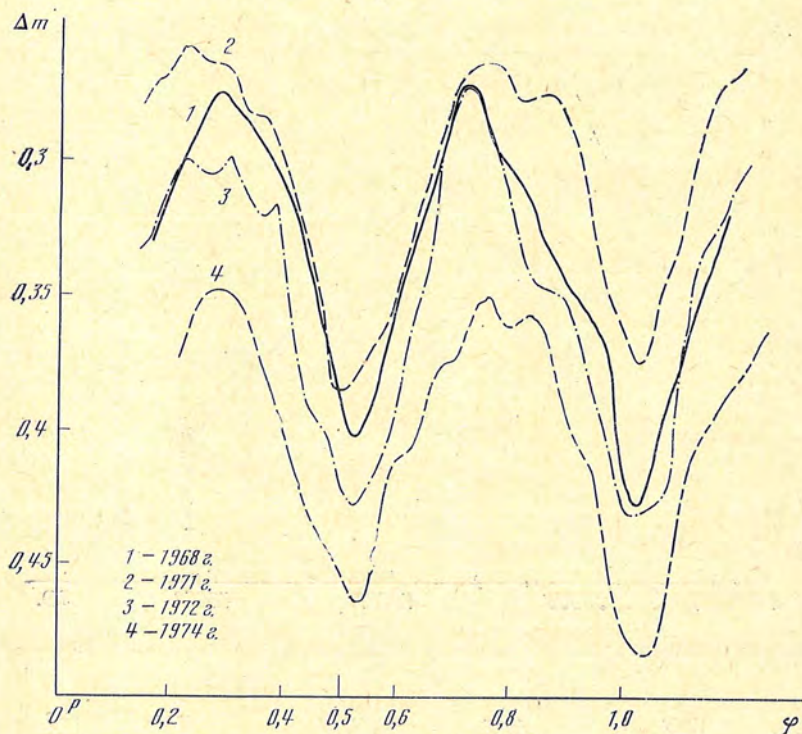


Рис. 3. Сравнение средних кривых блеска за разные годы

$P = 0^d,806179$. Рассмотрение кривых позволяет отметить некоторые их особенности, а именно: форма максимумов кривых в разные годы несколько различна. В какой-то степени, по-видимому, различие можно объяснить неравномерным покрытием наблюдениями этой части кривой. Однако существенного различия как в максимуме блеска, так и протяженности максимумов не замечено, хотя индивидуальные ночи наблюдений хорошего качества показывают более узкий максимум I и более пологий максимум II. Кроме того, из рис. 3 видно, что кривая 1974 г. смещена по оси Δm — звездных величин. В связи с этим можно предполагать, что в 1974 г. произошло уменьшение блеска звезды примерно на $0^m,05$ как в максимуме, так и в минимуме. Заметим, что блеск контрольной звезды по отношению к блеску звезды сравнения не изменился (для контрольной звезды в 1972 г. $\Delta m = -0^m,200$ по 240 оценкам, а в 1974 г. $\Delta m = -0^m,203$ по 86 оценкам).

Обработка наблюдений, полученных в разных фильтрах, показала, что цвет ЕМ Сер в течение наблюдений 1974 г. не менялся.

II. Спектрофотометрические наблюдения

1. *Материал наблюдений и его обработка.* Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1971 и 1974 гг. с дисперсией $37 \text{ \AA/мм}$ и охватывают спектральную область $\lambda 3600 - \lambda 4900 \text{ \AA}$. Использовались эмульсии типов А 500 (пленка Казанского завода) и ОаО (американской фирмы Kodak). Данные о спектрограммах собраны в табл. 4. Фазы, приведенные в третьем столбце, соответствуют моменту середины экспозиции. Калибровка спектрограмм выполнена на лабораторном спектрографе ИСП-51. Запись спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением в 42 раза.

Таблица 4

Дата	Экспозиция	Фаза	Дата	Экспозиция	Фаза
22—23. V 1971 г.	40 ^m 35	0 ^P ,49 0,53	8—9. VIII 1974 г.	1 ^h 30 ^m 1 40	0 ^P ,59 0,75
27—28. V	1 ^h 10 1 10	0,62 0,69	9—10. VIII	1 45 1 40	0,83 0,00
28—29. VI	1 15 30	0,28 0,33	25—26. VIII	1 30	0,85
9—10. XI	35 20	0,20 0,23	26—27. VIII	1 30 1 30	0,93 0,01

2. *Отождествление линий, двумерная классификация, скорость вращения.* Отождествление спектральных линий проводилось независимо на каждой спектрограмме. Мы ставили цель найти признаки вторичного компонента. На некоторых спектрограммах было обнаружено слабое раздвоение контуров отдельных линий водорода и гелия. Однако найти изменение полуширин, эквивалентных ширин и глубин линий с фазой, как следовало бы ожидать в случае, если бы был виден спектр обоих компонентов, не удалось.

По полуширинам линий $\lambda 3820$, $\lambda 4026$, $\lambda 4388$ и $\lambda 4471$ He I была определена скорость вращения EM Ser $v \sin i = 230 \pm 25$ км/сек. Полученное нами ранее [2] значение $v \sin i = 190$ км/сек несколько ниже.

В табл. 5 дан список отождествленных линий и их эквивалентных ширин W_λ . Сравнение W_λ за три года (W_λ в 1967—1968 гг. см. в [2]) показывает, что некоторые линии водорода и сильные линии гелия в 1967—1968 и 1974 гг. несколько интенсивнее, но в среднем не более чем на 10% по сравнению с 1971 г.

На основании эквивалентных ширин линий были определены спектральный класс Sp и абсолютная визуальная величина M_V . Интенсивности линий He I указывают, что спектральный класс EM Ser либо B0,5—B1,0, либо B3. Однако присутствие линий O II и их интенсивность говорят о том, что спектральный класс EM Ser не может быть B3, так как в звездах этого спектрального класса линии O II не наблюдаются. Спектральный класс по водородным линиям близок к B0,9. Средние значения Sp и M_V , полученные нами, следующие:

$$\text{Sp (H, He, O II)} = \text{B0,8}; \quad M_V (\text{H}) = -4,7.$$

Заметим, что по линии $\lambda 4481$ Mg II спектральный класс EM Ser несколько позднее. Класс светимости EM Ser по линиям водорода составляет IV—V.

Таким образом, согласно спектральному классу и абсолютной визуальной величине EM Ser является звездой главной последовательности.

3. *Физические параметры атмосферы* EM Ser. В табл. 6 приведены значения параметров атмосферы EM Ser, полученные общепринятыми методами (см., например, [2]). Для сравнения в таблице даны значения тех же величин для нормальной звезды главной последовательности 40 Per, которая была изучена нами ранее [5]. Из таблицы видно, что параметры атмосферы EM Ser такие же, как и для нормальных звезд.

Содержание гелия по отношению к водороду было определено по формуле

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = C \left[y + \lg \frac{W(4471)}{W(\text{H}_\gamma)} \right] - 1 \quad (1)$$

согласно [6]. Результаты (последняя строчка табл. 6) показывают, что в атмосфере EM Ser содержание гелия повышено по сравнению с нор-

Таблица 5

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	1971 г.		1974 г.	
		$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n
4713	He I	0,44	2	0,39	1
4649	C III, O II	0,60	5	0,56	4
4641	O II	0,44	3	0,35	4
4481	Mg II	0,32	4	0,29	7
4471	He I	1,03	7	1,06	6
4430	межзвездн.	1,16	5	1,33	7
4417—15	O II	0,51	4	0,82	6
4388	He I	0,70	7	0,70	7
4371—65	O II, C II, Ne II	0,54	3	0,43	6
4340	H $_{\gamma}$	2,94	4	2,92	6
4144	He I	0,58	6	0,59	5
4121—16 бл.	He I, O II, Si IV	1,20	4	0,96	5
4102	H $_{\delta}$	2,72	6	3,01	6
4092—86 бл.	O II, N II	0,45	5	0,60	5
4076—69 бл.	O II	0,90	6	0,92	6
4026	He I	0,82	6	0,93	6
4009	He I	0,46	7	0,44	5
3995	N II	—	—	0,23	1
3970	H $_{\epsilon}$	2,86	6	3,42	6
3933	Ca II K	0,52	7	0,38	4
3927	He I	0,35	6	0,35	4
3919	C II	0,22	6	0,33	2
3889	H $_{\delta}$	2,38	7	2,62	5
3872	He I	0,22	1	—	—
3835	H $_{\eta}$	2,45	7	2,62	5
3820	He I	0,83	7	0,75	5
3798	H $_{10}$	2,36	7	2,61	5
3771	H $_{11}$	1,78	7	1,95	5
3750	H $_{12}$	1,32	7	1,32	5
3734	H $_{13}$	0,85	6	1,00	5
3727	H $_{14}$	0,48	5	0,65	3
3712	H $_{15}$	0,46	4	0,75	1
3704	H $_{16}$ + He I	0,47	2	—	—
3697	H $_{17}$	0,27	2	—	—

Таблица 6

Параметр	ЕМ Cep, Sp B 0,8; $v \sin i = 230 \text{ км/сек}$				40 Per, Sp B0,9; $v \sin i = 140 \text{ км/сек}$
	1967— 1968 гг.	1971 г.	1974 г.	Среднее	
R_c , предельная центральная глубина водородных линий	0,29	0,30	0,31	0,30	0,44
$\lg n_e(m)$, электронная плотность по формуле Инглиса — Теллера	14,22	14,35	14,22	14,27	14,33
$\lg n_e(\text{H}_{\gamma}, \text{H}_{\delta})$, электронная плот- ность по формуле Унзольтда	15,01	14,84	14,52	14,83	14,60
$\lg N_{\text{H}}$, число атомов водоро- да на втором энергетическом уровне над 1 см ² фотосферы	15,72	15,64	15,80	15,72	15,73
$\lg [N(\text{He})/N(\text{H})]$, содержание гелия по отношению к водоро- ду согласно [6]	—0,87	—0,81	—0,78	—0,81	—0,98

мальными звездами. Для нормальных звезд главной последовательности $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,98$ [6]. Заметим, что коэффициенты C и u в [1] зависят от спектрального класса. Мы определили также величину $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})]$, приняв для ЕМ Сер спектральный класс В2. Это допустимо согласно сказанному в п. 2. В результате мы получили $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,68$, т. е. величину, указывающую на более высокое содержание гелия, чем прежде. Окончательно принимаем $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,81$.

Согласно Любимкову [6], эта величина близка к среднему значению $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,79 \pm 0,04$, полученному для звезд типа β Сер.

Выводы

1. Установлено изменение периода ЕМ Сер со временем. В интервале с 1968 по 1974 г. значение периода равно $P = 0,^d806179$.

2. Сравнение средних кривых блеска за разные годы показало, что их форма несколько различается. Однако это может быть обусловлено в какой-то степени и различием в количестве наблюдений, вошедших в обработку.

3. Можно предполагать, что блеск ЕМ Сер в фильтре B в 1974 г. как в максимуме, так и в минимуме уменьшился примерно на $0^m,05$ по сравнению с 1972 г.

4. Наблюдения 1974 г. показали, что цвет звезды не менялся.

5. Физические параметры атмосферы — электронная плотность, числа атомов водорода на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы и центральные глубины водородных линий — такие же, как у нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса.

6. В атмосфере ЕМ Сер существует избыток гелия $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -0,81$.

Все вычисления были проведены на ЭВМ ES 1020.

Автор благодарна доктору физ.-мат. наук А. А. Боярчуку за советы и замечания при обсуждении статьи и Г. Н. Шараповой за изготовление рисунков.

Апрель 1975 г.

Литература

1. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 53, 168.
2. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 35.
3. C. R. Lynds. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 577.
4. K. Johnston. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1970, 82, 1093.
5. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 37.
6. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 49.

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД,
ВХОДЯЩИХ В О-АССОЦИАЦИИ И МОЛОДЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Л. С. Любимков

С помощью предложенного недавно метода [4], уточненного в случае ранних В-звезд, найдено содержание гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах 80 звезд классов O6,5—B2, принадлежащих О-ассоциациям и молодым скоплениям. Показано, что среднее значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ растет с увеличением возраста и размеров соответствующих скоплений и ассоциаций. Возрасту t порядка нескольких миллионов лет соответствует величина $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,09 \div 0,10$, в то время как при $t > 10$ млн. лет $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. Последнее значение характерно также для горячих звезд поля.

THE HELIUM ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF THE STARS BEING MEMBERS OF O-ASSOCIATIONS AND YOUNG CLUSTERS, by L. S. Lyubimkov. — Using the recently proposed method [4], which was made more accurate for early B-type stars, the helium abundance $N(\text{He})/N(\text{H})$ is obtained in atmospheres of 80 stars of types O6,5—B2 in O-associations and young clusters. It is shown that the mean value $N(\text{He})/N(\text{H})$ increases with age and dimensions of clusters and associations. For stars of the age $t \approx$ several million years $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,09 \div 0,10$ whereas for stars of $t > 10$ million years $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. The last value is also characteristic of early-type field stars.

Как известно (см., например, [1] или [2]), О-ассоциации относятся к числу наиболее молодых объектов в Галактике (их возраст $\sim 10^6$ — 10^7 лет), поэтому изучение химического состава входящих в них звезд представляет большой интерес с точки зрения звездной эволюции. В частности, представляет интерес вопрос о содержании гелия в атмосферах звезд ранних спектральных классов, присутствие которых является необходимым признаком О-ассоциаций. Недавно Д. Петерсон и Х. Шипман [3], исследовав ассоциации Lac OB1, Sco OB2 и скопление NGC 2264 (ассоциация Mon OB1), нашли, что средние значения содержания гелия в атмосферах В-звезд, принадлежащих этим системам, отличаются на 3σ и более (σ — средняя ошибка). Такое расхождение не удается объяснить различиями в скорости вращения звезд, в эффективной температуре или в ускорении силы тяжести. Возможно, указывают авторы, содержание гелия действительно меняется от одной ассоциации к другой, однако для получения более определенных выводов использованного статистического материала было недостаточно.

Анализ Петерсона и Шипмана основывался на методе моделей атмосфер. Как известно, этот метод дает наиболее точные результаты при определении химического состава звездных атмосфер. Однако он требует значительных затрат труда и времени, поэтому его применение к большому числу звезд затруднительно. С другой стороны, имеется приближенный метод оценки содержания гелия в атмосферах горячих звезд [4], также основанный на применении моделей атмосфер, но не требующий ни большого наблюдательного материала, ни громоздких вычислений. Несколько уточнив этот метод для ранних В-звезд, применим его сначала к трем

объектам, исследованным Петерсоном и Шипманом, а затем — к ряду О-ассоциаций и связанных с О-ассоциациями рассеянных скоплений, которые ранее с этой точки зрения не рассматривались. Данные о содержании гелия, полученные таким способом для 80 звезд, сопоставим с возрастом и размерами соответствующих ассоциаций и скоплений.

Отметим, что обозначения ассоциаций даны в соответствии со списком МАС [5].

1. Метод оценки содержания гелия

Основная формула метода [4] имеет следующий вид:

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = C \left[y + \lg \frac{W(4471)}{W(\text{H}_\gamma)} \right] - 1, \quad (1)$$

где $N(\text{He}) / N(\text{H})$ — концентрация гелия по отношению к водороду, W — эквивалентные ширины соответствующих линий, определяемые из наблюдений, а величины C и y находятся с помощью моделей атмосфер либо по известной эффективной температуре $T_{\text{эф}}$ и ускорению силы тяжести g , либо по спектральному классу звезды. Оба способа определения C и y обладают примерно одинаковой точностью, однако второй способ проще; он и будет применен при получении тех значений $N(\text{He}) / N(\text{H})$, которые обсуждаются ниже. Таким образом, для вычисления содержания гелия из наблюдений необходимо знать только спектральный класс звезды и эквивалентные ширины линий H_γ и $\lambda 4471 \text{ He I}$.

Из [4] видно, что рассматриваемый метод применим в области спектральных классов В2 — О6, так как для более ранних звезд неизвестны значения C , а для более поздних величина y зависит не только от спектрального класса, но и от класса светимости. Кроме того, в указанной области влияние ошибок в наблюдаемых величинах (т. е. в W и Sp) оказалось минимальным.

Для горячих звезд главной последовательности в [4] было найдено $N(\text{He}) / N(\text{H}) = 0,10$, в то время как для сверхгигантов эта величина оказалась в 2—3 раза выше. Последнее заключение, полученное сначала только для трех сверхгигантов ($\zeta \text{ Per}$, $\epsilon \text{ Ori}$ и $\zeta \text{ Ori}$), подтверждается для большинства из 27 сверхгигантов класса О, данные о спектрах которых можно найти у П. Кюти и В. Альпулера [6, 7]. Легко убедиться в том, что наблюдаемое отношение $W(4471) / W(\text{H}_\gamma)$ у этих звезд оказывается систематически выше того максимального значения, которое предсказывает теория при $N(\text{He}) / N(\text{H}) = 0,10$. Применение рассматриваемого метода показывает, что только у сверхгигантов классов О7 и О7,5 (всего 7 звезд) содержание гелия (0,11 и 0,13 соответственно) оказывается близким к содержанию гелия у звезд главной последовательности, в то же время для сверхгигантов классов О8—О9,5 (20 звезд) получается $N(\text{He}) / N(\text{H}) = 0,2 \div 0,3$.

Как уже отмечалось в [4], при построении моделей атмосфер сверхгигантов необходимо отказаться не только от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), но и от предположения о плоскопараллельном строении атмосферы. Так как подобные модели, учитывающие одновременно и отклонения от ЛТР и протяженность атмосферы, пока еще не вычислены, нет возможности судить о том, насколько реальны значения $N(\text{He}) / N(\text{H})$, найденные для сверхгигантов. По этой причине мы не будем рассматривать звезды классов светимости I и II (последние легко спутать со сверхгигантами), а ограничимся рассмотрением звезд классов светимости V, IV и III.

Для величины y в соотношении (1) по определению имеем (см. [4])

$$y = -\lg \frac{W(4471)}{W(\text{H}_\gamma)} \text{ при } \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = 0,10. \quad (2)$$

При вычислении y были использованы теоретические эквивалентные ширины линий H_γ и $\lambda 4471$, рассчитанные с учетом отклонений от ЛТР [8, 9]. Исключение составили значения $W(4471)$ при $T_{\text{эф}} < 30\,000^\circ$, т. е. в случае В-звезд; здесь сначала пришлось применить данные, полученные при условии ЛТР [10]. Вычисления $W(4471)$, выполненные недавно Д. Михаласом и др. [11, 12] с учетом отклонений от ЛТР, позволяют уточнить величину y для ранних В-звезд.

Найдем отношение $W(4471) / W(H_\gamma)$ с помощью [8, 12], а затем для построения зависимости y от спектрального класса воспользуемся значениями $T_{\text{эф}}$ и g , определенными Л. Ауэром и Д. Михаласом [9, 11] для хорошо изученных звезд τ Sco (B0 V), HD 36591 (B1 V) и γ Peg (B2 IV). Полученные результаты приведены в табл. 1. Здесь же представлены значения y , найденные ранее для О-звезд. Необходимо подчеркнуть, что теперь как при вычислении эквивалентных ширин, так и при переходе от $T_{\text{эф}}$ к спектральным классам во всей области В2—О6 применен один и тот же ряд моделей атмосфер, рассчитанных при отказе от предположения о ЛТР.

Таблица 1
Значения y и C в зависимости от спектрального класса

Спектральный класс	y	C	Спектральный класс	y	C
О6	0,69	2,40	О9,5	0,49	1,70
О6,5	0,59	2,05	В0	0,50	1,70
О7	0,53	1,90	В0,5	0,54	1,75
О7,5	0,51	1,80	В1	0,57	1,90
О8	0,50	1,75	В1,5	0,59	2,00
О8,5	0,49	1,70	В2	0,61	2,15
О9	0,49	1,70			

Изменение величины y для ранних В-звезд потребовало уточнения значений C . Последние были найдены тем же способом, что и в [4]. При этом дополнительно использованы результаты анализа следующих звезд с повышенным содержанием гелия: HD 184927 [13], HD 133518, HD 60344 и HR 5206 [14]. При переходе от $T_{\text{эф}}$ к спектральным классам вновь привлечены данные для τ Sco, HD 36591 и γ Peg. Значения C представлены в табл. 1 (для О-звезд они остались прежними).

Чтобы оценить, как меняется величина $N(\text{He}) / N(\text{H})$ после уточнения y и C , рассмотрим 17 звезд типа β Сер (классы В0,5—В2), исследованных ранее (см. табл. 4 в [4]). Определяя для них среднее содержание гелия сначала с помощью старых значений y и C , а затем с помощью новых, находим

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \begin{cases} 0,146 \pm 0,008 & \text{— старое значение,} \\ 0,154 \pm 0,007 & \text{— новое значение.} \end{cases}$$

Видно, что содержание гелия увеличилось лишь на 0,008. Расхождение такого же порядка получается и для отдельных звезд. Таким образом, изменение y и C для ранних В-звезд мало влияет на величину $N(\text{He}) / N(\text{H})$; тогда все выводы [4] остаются в силе. В частности, подтвердился результат, найденный в [4] для звезд типа β Сер.

2. Результаты оценки содержания гелия

С помощью соотношения (1) и табл. 1 было определено содержание гелия в атмосферах 80 звезд классов О6,5—В2, входящих в некоторые О-ассоциации и связанные с О-ассоциациями скопления. Наблюдаемые значения эквивалентных ширин линий $\lambda 4471$ и H_γ брались из литературы [3, 6, 7, 15—33].

Таблица 2

Содержание гелия в объектах, исследованных Петерсоном и Шипманом [3]

Ассоциация или скопление	Звезда	Спектр	$W(H_{\gamma})$, Å	$W(4471)$, Å	$N(He)/N(H)$	
					[3]	Новые результаты
NGC 2264	S Mon	O8 IIIf	2,84	0,84	—	0,089
	W 83	B2 IV	5,96	1,44	0,088	0,096
	W212	B2 IV	6,86	1,61	0,086	0,091
	Среднее				$0,088 \pm 0,005$	$0,092 \pm 0,002$
Sco OB2	δ Sco **	B0 V	3,23	1,02	0,105	0,100
	ω^1 Sco	B1 V	3,81	1,20	0,095	0,135
	σ Sco *	B1 III	4,24	1,16	0,130	0,103
	1 Sco	B2 V	4,87	1,20	0,067	0,101
	ρ Sco	B2 V	4,91	1,43	0,127	0,144
	13 Sco	B2 V	6,57	1,68	0,127	0,109
	ρ Oph A	B2 V	4,00	1,15	0,103	0,141
	22 Sco	B2 V	6,42	1,72	0,126	0,121
	Среднее				$0,108 \pm 0,006$	$0,119 \pm 0,007$
Lac OB1	10 Lac	O8 III	2,78	0,89	—	0,102
	12 Lac *	B1,5 III	3,24	1,03	0,106	0,153
	HD 212978	B1,5 V	3,82	1,01	0,111	0,106
	HD 209961 **	B2 V	3,86	1,11	0,100	0,141
	HD 212883	B2 V	4,33	1,21	0,122	0,132
	HD 217101	B2 IV—V	4,51	1,43	0,139	0,173
	Среднее				$0,115 \pm 0,006$	$0,134 \pm 0,011$

* Переменная типа β Сеп (β CMA).

** Спектрально-двойная.

Рассмотрим сначала три объекта, исследованные в упомянутой выше работе Петерсона и Шипмана [3]. Результаты последней вместе с вновь полученными представлены в табл. 2. Следует отметить, что в табл. 2 указаны только те звезды из списка Петерсона и Шипмана, спектральный класс которых не позже B2, так как к более поздним звездам наш метод неприменим. Однако среднее содержание гелия и средняя ошибка σ , приведенные в предпоследнем столбце табл. 2, были получены по всем звездам данного скопления или ассоциации, рассмотренным Петерсоном и Шипманом. Следует также отметить, что вместо значений $N(He)$, которые приведены у этих авторов, в табл. 2 даны значения $N(He) / N(H)$. Эквивалентные ширины $W(H_{\gamma})$ и $W(4471)$ для всех звезд, кроме S Mon и 10 Lac, взяты из [3].

а) NGC 2264 (Mon OB1). S Mon (15 Mon A) — наиболее яркий представитель этого скопления. Это звезда класса O; в [3] она не рассмотрена. Дело в том, что в расчетах Петерсона и Шипмана использовано предположение о ЛТР, которое в случае O-звезд сильно искажает эквивалентные ширины линий H I и He I (см. [9]). Поэтому указанные авторы ограничились изучением B-звезд, так как для них предположение о ЛТР является достаточно точным (см. [11]). Ранее для S Mon было получено $N(He) / N(H) = 0,071$ [4]. Теперь содержание гелия для нее определено на основе уточненных данных об эквивалентных ширинах и спектральном классе. Значения $W(4471)$ и $W(H_{\gamma})$ для этой звезды измеряли многие авторы; здесь были использованы только те работы [6, 7, 15—17], в которых

даны эквивалентные ширины обеих линий, причем полученные по спектрам с достаточно высокой дисперсией. Величины $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$, приведенные в табл. 2, найдены путем усреднения этих данных. Что касается спектрального класса S Mon, то Конти и Альшулером [6] он определен как O8, а не O7, как считалось прежде. Применяя уточненные наблюдательные данные, находим, что содержание гелия в атмосфере S Mon равно 0,089, т. е. практически совпадает со средним значением $N(He) / N(H)$, полученным для NGC 2264 Петерсоном и Шипманом (см. табл. 2).

Из пяти звезд, исследованных этими авторами в NGC 2264, только две попадают в область применимости нашего метода (обе принадлежат классу B2 [34]). Содержание гелия, определенное для них этим методом, хорошо согласуется с данными Петерсона и Шипмана. Очень хорошее согласие получено также для средних значений $N(He) / N(H)$. Можно сказать, что для NGC 2264 подтвержден результат, найденный в [3].

в) Sco OB2. Как видно из табл. 2, для членов ассоциации Sco OB2 (их спектральные классы см. в [35]) уже не наблюдается столь хорошего согласия, как для скопления NGC 2264. Расхождение между результатами наших расчетов и расчетов Петерсона и Шипмана для отдельных звезд достигает нескольких сотых. Такое расхождение легко объясняется ошибками измерения эквивалентных ширин линий H_γ и $\lambda 4471$. Действительно, если использовать значения $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$, найденные другими авторами (см., например, [18—20]), тогда получается разброс того же порядка в величине $N(He) / N(H)$.

Среднее содержание гелия для Sco OB2 у нас оказалось на $1\frac{1}{2}\sigma$ больше, чем у Петерсона и Шипмана. Кроме указанного выше влияния ошибок в $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$, причина такого различия, по-видимому, связана также с тем, что в наших вычислениях и в вычислениях Петерсона и Шипмана применялись разные модели атмосфер.

с) Lac OB1. В эту ассоциацию входит звезда 10 Lac, которая не была исследована в [3] по той же причине, что и S Mon в скоплении NGC 2264. Определяя $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ с помощью [6, 7, 15, 16, 21, 22], а спектральный класс — с помощью [6], для 10 Lac находим $N(He) / N(H) = 0,102$, что заметно ниже среднего значения, полученного для всей ассоциации (табл. 2). По-видимому, эквивалентные ширины линий H_γ и $\lambda 4471$ для данной звезды определяются достаточно надежно, поэтому можно ожидать, что содержание гелия в атмосфере 10 Lac действительно уменьшено по сравнению с другими членами ассоциации. Ниже будет показано, что содержание гелия в атмосферах горячих звезд зависит от их возраста. Тогда результат, найденный для 10 Lac, можно объяснить тем, что возраст этой звезды на несколько миллионов лет меньше, чем средний возраст всей ассоциации Lac OB1.

Как и в случае Sco OB2, среднее значение $N(He) / N(H)$ для Lac OB1 у нас оказалось примерно на $1\frac{1}{2}\sigma$ выше, чем у Петерсона и Шипмана (табл. 2). Наиболее вероятное объяснение такого расхождения здесь также связано с ошибками в $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ и с различиями в примененных моделях атмосфер. Отметим, что спектральные классы всех звезд этой группы (кроме 10 Lac) взяты из [36].

Перейдем теперь к рассмотрению ассоциаций и скоплений, содержание гелия в которых ранее не исследовалось. Такие объекты представлены в табл. 3. Здесь для каждой звезды указаны литературные источники, использованные при определении эквивалентных ширин; приведенные в табл. 3 значения $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ находились путем усреднения опубликованных данных.

д) Ori OB1. Список членов ассоциации взят у Р. Петри [23], спектральные классы O-звезд — в [6], а B-звезд — в [36] и [29]. В этой ассоциации выделяют четыре подгруппы звезд, различающиеся возрастом, размерами и положением в пространстве (см., например, [21]). Из звезд, представленных в табл. 3, только одна (θ^1 Ori C) принадлежит подгруппе

Таблица 3
Содержание гелия в некоторых ассоциациях и скоплениях

Ассоциация или скопление	Звезда	Спектр	$W(H\gamma)$, Å	$W(4471)$, Å	Источники	$\frac{N(He)}{N(H)}$
Ori OB1	θ^1 Ori C	O7 V	2,62	0,78	[6, 7, 17, 23, 26, 27]	0,102
	ι Ori *	O8,5 III	2,34	0,87	[6, 7, 15, 17, 18, 21, 23, 27, 28]	0,126
	θ^2 Ori A **	O9 V	3,25	1,03	[6, 17, 23, 26, 27]	0,097
	σ Ori	O9,5 V	3,29	1,16	[6, 7, 15, 17, 21, 23, 26, 28]	0,116
	ν Ori	B0 V	3,94	0,91	[15, 23, 28]	0,059
	HD 36960	B0,5 V	3,99	1,18	[22, 23]	0,104
	φ^1 Ori **	B0,5 IV—V	3,75	1,06	[22, 23]	0,096
	HD 36959	B1 V	5,05	1,14	[22, 23]	0,072
	HD 35299	B1,5 V	4,88	1,50	[15, 23]	0,143
	HD 37129	B2 V	5,47	1,59	[23, 29, 30]	0,143
	HD 37807	B2 V	5,40	1,22	[22, 23]	0,084
	22 Ori	B2 IV—V	4,82	1,19	[22, 23]	0,101
	Среднее					$0,104 \pm 0,007$
	Ori OB1a, b					$0,114 \pm 0,011$
	Ori OB1c					$0,098 \pm 0,011$
	μ Col	O9 V	2,66	0,91	[6, 7, 18]	0,110
	AE Aur	O9, 5 V	2,88	0,96	См. [4]	0,105
Cep OB2	HD 206267 **	O6,5 V	1,87	0,50	[6, 21, 24]	0,108
	14 Cep **	O8,5 III	2,16	0,79	[6, 21]	0,123
	HD 207538	O9,5 V	2,81	1,17	[6, 7, 21]	0,153
	HD 239729	B0 V	3,3	1,17	[24, 25]	0,095
	HD 209339	B0 IV	2,79	1,37	[21, 24]	0,211
	HD 207308	B1 V	4,8	1,52	[24, 25]	0,136
	HD 208266	B1 V	3,8	1,37	[24, 25]	0,174
	HD 239689	B1 V	5,6	1,47	[24, 25]	0,095
	HD 239748	B1 V	4,8	1,31	[24, 25]	0,103
	HD 204150	B2 V	4,9	1,41	[24, 25]	0,141
	HD 205948	B2 V	5,4	1,52	[24, 25]	0,134
	HD 207017	B2 V	5,6	1,35	[24, 25]	0,096
	HD 239595	B2 V	7,0	1,75	[24, 25]	0,104
	HD 239671	B2 V	3,8	1,31	[24, 25]	0,207
	HD 239743	B2 V	5,4	1,46	[24, 25]	0,123
	Среднее					$0,134 \pm 0,010$
Cep OB3	HD 216898	O9V	3,28	1,07	[6, 7, 24]	0,101
	HD 216532	O9,5 V	3,07	1,04	[6, 7, 24, 25]	0,108
	HD 218323	B0 III	3,3	1,25	[24, 25]	0,136
	HD 217035 *	B0,5 Vn	4,0	1,13	[24, 25]	0,096
	HD 217919 **	B0,5 IIIIn	6,0	0,98	[24, 25]	0,037 ***
	HD 217061 **	B1 Vn	5,9	1,79	[24, 25]	0,126 ***
	HD 217979 **	B1 V	5,0	1,14	[24, 25]	0,073
	HD 217463 **	B1,5 Vn	6,2	1,57	[24, 25]	0,097
	Среднее					$0,102 \pm 0,008$
Cas OB6	BD + 60°501	O6,5 V	2,69	0,51	[6, 7]	0,054
	BD + 60°512	O7,5	2,51	0,79	[6, 7]	0,104
	BD + 60°586	O8 III	3,47	0,85	[6, 7]	0,064
	HD 17520	O9 V	3,09	1,00	[6, 7]	0,100

Таблица 3 (окончание)

Ассоциация или скопление	Звезда	Спектр	$W(H_\gamma)$, Å	$W(4471)$, Å	Источники	$\frac{N(He)}{N(H)}$
Cas OB6	BD + 60°594 BD + 60°498	O9 V O9,5 V	2,75 3,39	1,05 1,26	[6, 7] [6, 7]	0,132 0,126
					Среднее	0,097 ± 0,013
Sco — Cen	τ Sco	B0 V	3,20	1,09	[16, 17, 22, 31—33]	0,114
	δ Sco **	B0 V	3,11	0,97	[3, 27, 32]	0,097
	ω ¹ Sco	B1 V	3,94	1,04	[3, 18, 32]	0,097
	σ Sco*	B1 III	3,71	1,15	[3, 19, 20, 32]	0,131
	α Lup *	B1 III	3,42	1,10	[19, 20, 32, 33]	0,141
	χ Cen	B2 V	5,10	1,47	[32, 33]	0,141
	k Cen	B2 V	4,50	1,39	[32, 33]	0,164
	1 Sco	B2 V	5,12	1,34	[3, 18, 32]	0,115
	ρ Oph A	B2 V	4,00	1,15	[3]	0,141
	22 Sco	B2 V	6,42	1,72	[3]	0,121
	β Lup	B2 IV	3,07	1,05	[18]	0,204
	θ Oph *	B2 IV	4,65	1,19	[19, 20, 32, 33]	0,109
					Среднее	0,131 ± 0,009
NGC 2244	HD 46485	O7 V	2,92	0,94	[6, 7, 23, 25]	0,118
	HD 46056	O8 Vn	3,12	1,00	[6, 7, 23, 25, 26]	0,102
	HD 46149	O8,5 V	3,12	1,11	[6, 7, 23, 25, 26]	0,117
	HD 46202	O9 V	3,54	1,19	[6, 7, 23, 25, 26]	0,107
	HD 46106	B0 V	4,34	1,36	[23, 25, 26]	0,099
	HD 47382	B0 III—IV	3,00	1,07	[23, 25]	0,123
	HD 46867	B0,5 III—IV	4,30	0,98	[23, 25]	0,066
	HD 45911	B2 IV—V	5,30	1,43	[23, 25]	0,122
					Среднее	0,107 ± 0,007

* Переменная типа β Cep.

** Спектрально-двойная.

*** Это значение при выводе среднего не использовалось.

d (область Трапеции Ориона), семь принадлежат подгруппе с («Меч» Ориона) и четыре — подгруппам а и b (северная часть ассоциации и «Пояс» Ориона) [36]. Наряду со средним содержанием гелия для всей ассоциации Ori OB1 в табл. 3 указаны средние значения $N(He) / N(H)$ отдельно по подгруппе с и подгруппам а и b.

Кроме того, в табл. 3 приведены результаты для звезд μ Col и AE Aur, удаляющихся от ассоциации Ori OB1 со скоростью более 100 км/сек и, по-видимому, вылетевших из нее 2—3 млн. лет. назад [2]. Для этих звезд в литературе имеются достаточно надежные сведения об эквивалентных ширинах линий H_γ и $\lambda 4471$. Далее, их спектральные классы таковы (соответственно O9 V и O9,5 V [6]), что при применении к ним нашего метода влияние ошибок в $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ оказывается наименьшим, а ошибки в спектральном классе практически совсем не влияют на резуль-

тат (см. [4]). Это позволяет получить для μ Col и AE Aur достаточно уверенную оценку содержания гелия. Как видно из табл. 3, величина $N(\text{He}) / N(\text{H})$ в атмосферах этих звезд оказалась очень близкой к 0,104, среднему значению для Ori OB1. Отметим, что для AE Aur в табл. 3 указан найденный ранее результат [4].

Интересно сравнить содержание гелия в атмосферах звезд, принадлежащих Ori OB1, и в туманности Ориона, также связанной с этой ассоциацией (см., например, [1]). М. Пеймберт и Р. Костеро [37], исследовав несколько участков в туманности Ориона, показали, что в них $N(\text{He}) / N(\text{H}) = 0,110 \pm 0,015$. М. Допита и др. [38] получили для этой туманности следующую оценку: $0,104 < N(\text{He}) / N(\text{H}) < 0,132$. Отсюда видно, что содержание гелия в туманности Ориона в пределах ошибок совпадает со средней величиной $N(\text{He})/N(\text{H})$, найденной для горячих звезд в Ori OB1 (табл. 3).

е) **Сер OB2**. Принадлежность звезд, перечисленных в табл. 3, рассматриваемой ассоциации установлена в соответствии с данными С. Симонсона [39]. Спектральные классы В-звезд указаны там же, О-звезд — в [6] и [40]. Среднее значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ для Сер OB2 оказалось таким же, как для Лас OB1, и на 3 σ выше, чем для Ori OB1.

ф) **Сер OB3**. Список членов ассоциации приведен у К. Гармани [41], их спектральные классы — в [6] и [41]. Четыре из восьми исследованных звезд оказались спектрально-двойными [42]. При этом в спектрах HD 217061 и HD 217919 наблюдаются линии второго компонента, искажающие эквивалентные ширины $W(\text{H}_\gamma)$ и $W(4471)$. Вероятно, именно эта причина привела к значительному занижению отношения $N(\text{He})/N(\text{H})$ у HD 217919. При выводе среднего значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ две указанные звезды не учитывались.

Для Сер OB3 получен практически тот же результат, что и для Ori OB1.

г) **Сас OB6**. Сведения о принадлежности звезд к данной ассоциации и их спектральных классах можно найти у Конти и Альшулера [6]. Заметим, что представленные в табл. 3 звезды являются одновременно членами скоплений IC 1805 и IC 1848. Среднее содержание гелия оказалось близким к 0,10.

h) **Sco — Cen**. В соответствии с последним каталогом скоплений и ассоциаций [43] будем называть эту систему звезд скоплением, хотя в литературе ее иногда называют ассоциацией (см., например, [2]). Список членов скопления и их спектральные классы даны в [35]. Следует отметить, что рассмотренная выше ассоциация Sco OB2 является частью скопления Sco — Cen [2]. Это привело к тому, что большинство звезд, принадлежащих Sco OB2 и представленных в табл. 2, оказалось одновременно и в списке членов Sco — Cen (табл. 3). При определении $W(\text{H}_\gamma)$ и $W(4471)$ для указанных звезд использовались не только данные Петерсона и Шипмана [3], как в случае Sco OB2, но и данные других авторов. В результате, например, для ω^1 Sco и σ Sco новые значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ приблизительно на 0,03—0,04 отличаются от прежних (табл. 2 и 3).

Средняя величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ для Sco — Cen получилась примерно такой же, как и для ассоциаций Лас OB1 и Сер OB2, т. е. относительно высокой ($N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$).

и) **NGC 2244 (Mon OB2)**. Список членов этого скопления, входящего в ассоциацию Mon OB2, дан в [23], а спектральные классы — в [44]. Содержание гелия в атмосферах горячих звезд здесь в среднем почти такое же, как и в случае Ori OB1 или Сер OB3.

3. Обсуждение результатов.

Связь с возрастом и размерами ассоциаций и скоплений

Сравнение средних значений $N(\text{He})/N(\text{H})$, приведенных в табл. 2 и 3, показывает, что среди исследованных ассоциаций и скоплений можно выделить группу объектов с относительно низким содержанием гелия, близким к 0,10, и группу объектов с относительно высоким содержанием гелия, равным примерно 0,13. При этом среднее содержание гелия у объектов второй группы более чем на 3σ превышает значение 0,10. Перечислим ассоциации и скопления, входящие в обе группы:

I. $0,09 < N(\text{He})/N(\text{H}) < 0,11$: Ori OB1c, Cep OB3, Cas OB6, NGC 2244, NGC 2264.

II. $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$: Lac OB1, Cep OB2, Sco — Cen.

Ассоциация Sco OB2 и подгруппы а и b в ассоциации Ori OB1 по содержанию гелия в звездных атмосферах (соответственно 0,119 и 0,114) занимают промежуточное положение между этими двумя группами.

В группах I и II исследовано примерно одинаковое количество звезд (около 30 в каждой). При этом в I группе содержится равное число звезд классов O и B, в то время как во II подавляющее большинство звезд (29 из 33) принадлежит классу B. Таким образом, имеем неодинаковое распределение числа звезд по спектральным классам в группах I и II. Возникает вопрос, не является ли это причиной расхождения в содержании гелия между указанными группами. Ответом на него может служить рис. 1, где приведена зависимость содержания гелия от спектрального класса отдельно для I и II групп. Штриховые линии соответствуют среднему значению $N(\text{He})/N(\text{H})$ для каждой группы. Все четыре звезды класса O в группе II имеют разные подклассы. Чтобы не наносить точки, соответствующие отдельным звездам, так как для них, как правило, велик разброс за счет ошибок в W , указанные O-звезды на рис. 1 представлены одной общей точкой. При этом исключена из рассмотрения звезда 10 Lac, у которой содержание гелия, как отмечалось выше, близко к 0,10, т. е. к величине, характерной для объектов группы I. Точно так же в группе I три звезды подклассов O6,5—O7,5 представлены одной точкой.

Из рассмотрения рис. 1 следуют два вывода. Во-первых, в пределах ошибок определения эквивалентных ширин линий и спектрального подкласса звезд не обнаружено какой-либо явной зависимости содержания гелия от спектрального класса. Во-вторых, в одних и тех же подклассах величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ всегда выше в группе II, чем в группе I. Таким образом, различие в среднем содержании гелия, найденное для рассмотренных ассоциаций и скоплений, не может быть следствием разного распределения числа звезд по спектральным подклассам.

Оказалось, что причиной такого различия не может быть также неодинаковое распределение исследованных звезд по скоростям вращения. Для большинства звезд из групп I и II в литературе имеются сведения о величине $v \sin i$ (см. [25, 41, 45—47]). Практически для всех этих звезд $v \sin i < 300$ км/сек. Как видно из табл. 4, независимо от того, в какой промежуток попадают значения $v \sin i$, среднее содержание гелия для звезд I группы оказывается близким к 0,10, а II группы — к 0,13.

Таким образом, есть основания предполагать, что содержание гелия в атмосферах горячих звезд, входящих в разные ассоциации и скопления, действительно различно. Этот вывод получил бы дополнительное подтверждение, если бы оказалось, что существует корреляция между найденными значениями $N(\text{He})/N(\text{H})$ и другими характеристиками рассмотренных ассоциаций и скоплений.

Одной из наиболее интересных характеристик звездных систем является их возраст t . Оценка возраста существенно зависит от применяемого метода, поэтому значения t , найденные для одной и той же ассоциации разными авторами, могут отличаться на несколько миллионов лет и более.

Таблица 4

Зависимость содержания гелия от скорости вращения звезд в двух группах ассоциаций и скоплений

$v \sin i$, км/сек	Группа I		Группа II	
	Число звезд	$N(\text{He})/N(\text{H})$	Число звезд	$N(\text{He})/N(\text{H})$
0—100	12	0,099	9	0,132
100—200	6	0,106	7	0,132
200—300	2	0,102	2	0,131

Примечание. Группа I: $\overline{N(\text{He})/N(\text{H})} = 0,10$; группа II: $\overline{N(\text{He})/N(\text{H})} = 0,13$

К сожалению, в литературе нет однородного ряда данных о величине t для всех девяти ассоциаций и скоплений, представленных в табл. 2 и 3. Однако для шести из них такие данные содержатся в статье А. Блаау [2]; они использованы при построении зависимости среднего содержания гелия в атмосферах звезд ранних классов от возраста соответствующих ассоциаций и скоплений (рис. 2). По словам Блаау, хотя точность этих данных и невысока, они дают правильное представление о соотношении возрастов рассматриваемых объектов.

Следует отметить, что в ассоциациях Лас OB1, Сер OB3 и скоплении Ско — Сеп Блаау выделяет по две подгруппы звезд и дает возраст каждой из них. Например, подгруппа а в Сер OB3 имеет возраст $8 \cdot 10^6$ лет, а подгруппа б — $4 \cdot 10^6$ лет [2]. Так как при выводе среднего содержания гелия для Сер OB3 были рассмотрены звезды и той и другой подгруппы, причем в равных количествах, то в качестве среднего возраста этой ассоциации использовано среднее арифметическое по подгруппам а и б, т. е. $6 \cdot 10^6$ лет. Аналогичная процедура выполнена и для Лас OB1 и Ско — Сеп.

В ассоциации Ори OB1, как отмечалось выше, выделяют четыре подгруппы звезд. На рис. 2 представлены результаты отдельно по подгруппам а и б (их средний возраст $t = 10$ млн. лет [2]) и по подгруппе с ($t = 6$ млн. лет). Из рис. 2 видно, что среднее содержание гелия в атмосферах звезд ранних спектральных классов растет с увеличением их возраста. Наименьшее значение $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,09$ получено для звезд скопления NGC 2264 (ассоциация Мон OB1), которое одновременно оказалось и самым молодым ($t = 1$ млн. лет). Ассоциация Лас OB1 и скопление Ско — Сеп, попадающие в группу с наиболее высоким содержанием гелия ($N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$, это группа II), имеют и наибольший возраст ($t > 10$ млн. лет). Отметим, что величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ здесь примерно на 4σ превосходит значение, найденное для NGC 2264. Звезды, принадлежащие Ори OB1с и Сер OB3, типичным представителям группы I, где $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$, имеют в среднем возраст 6 млн. лет. Что касается Ско OB2 и Ори OB1а,б, то они, как указывалось выше, по содержанию гелия занимают промежуточное положение между группами I и II. Оказалось, что такое же положение они занимают и по своему возрасту ($t = 10$ млн. лет).

Подчеркнем, что изображенной на рис. 2 закономерности подчиняются не только отдельные О-ассоциации и скопления, но и подгруппы звезд в них. Это видно на примере ассоциации Ори OB1 или на примере скопления Ско — Сеп и его части Ско OB2.

Другой интересной характеристикой ассоциаций и скоплений, определяемой независимо от возраста, является их размер. Из приведенных Блаау [2] сведений об ассоциациях и скоплениях в окрестности Солнца радиусом 1 кпс следует, что объекты группы II, для которых получено $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$, являются наиболее протяженными ассоциациями и скоплениями в указанной области пространства. Действительно, размеры

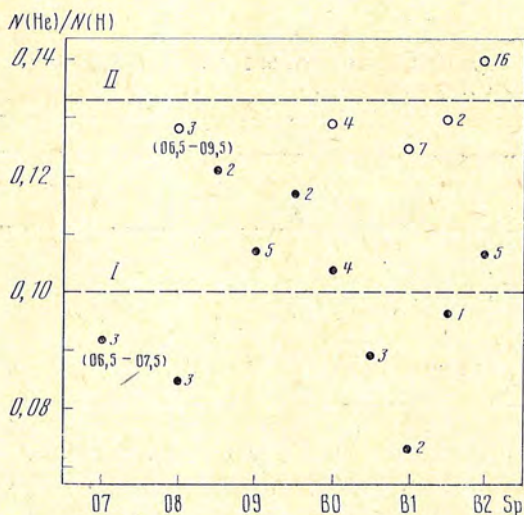


Рис. 1. Зависимость содержания гелия от спектрального класса звезд в двух группах О-ассоциаций и скоплений

Группа I: $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,100$ (точки); группа II: $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,133$ (кружки). Числа, стоящие рядом с каждым значком, относятся к количеству звезд, использованных при получении среднего значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ для соответствующего подкласса

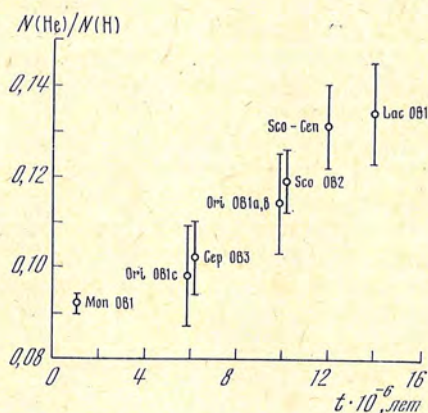


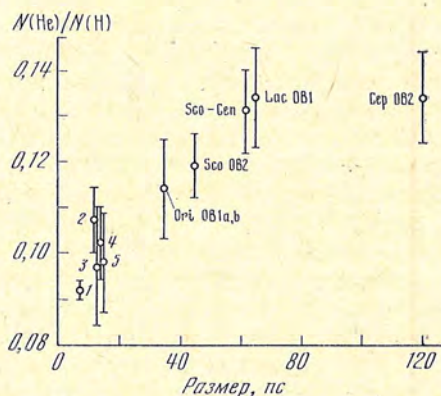
Рис. 2. Зависимость среднего содержания гелия в атмосферах О- и ранних В-звезд от возраста соответствующих ассоциаций и скоплений

Данные о возрасте взяты у Бלאу [2]

Рис. 3. Зависимость среднего содержания гелия от размеров скоплений и подгрупп звезд в О-ассоциациях

Данные о размерах см. у Бלאу [2] и Васкомб [48].

1 — NGC 2264 (Mon OB1); 2 — NGC 2244 (Mon OB2); 3 — IC 1805, IC 1848 (Cas OB6); 4 — Cep OB3; 5 — Ori OB1c



Лас OB1, Сер OB2 и Ско — Сеп превосходят 100 пс, в то время как размеры других ассоциаций и скоплений, для которых $N(\text{He})/N(\text{H}) < 0,13$, как правило, существенно меньше. Эта зависимость проявляется еще более четко, если вместо размера всей ассоциации рассматривать средний размер подгрупп звезд в ней. Данные о размерах таких подгрупп взяты у Бלאу [2], а диаметры некоторых скоплений, входящих в О-ассоциации, — у Васкомб [48]. Полученная зависимость представлена на рис. 3.

Отметим, что для Сер OB2 отсутствуют надежные сведения о делении на подгруппы, поэтому в данном случае использован размер всей ассоциации в целом.

Как видно из рис. 3, среднее содержание гелия в скоплениях и подгруппах звезд тесно связано с их размерами. Те объекты, у которых содержание гелия оказалось наименьшим (группа I), имеют и наиболее компактные размеры (~ 10 пс). С другой стороны, объекты с наиболее высоким содержанием гелия (группа II) имеют и наибольшие размеры (≥ 60 пс). Ассоциация Ско OB2 и подгруппы а и б в ассоциации Ори OB1 как по ве-

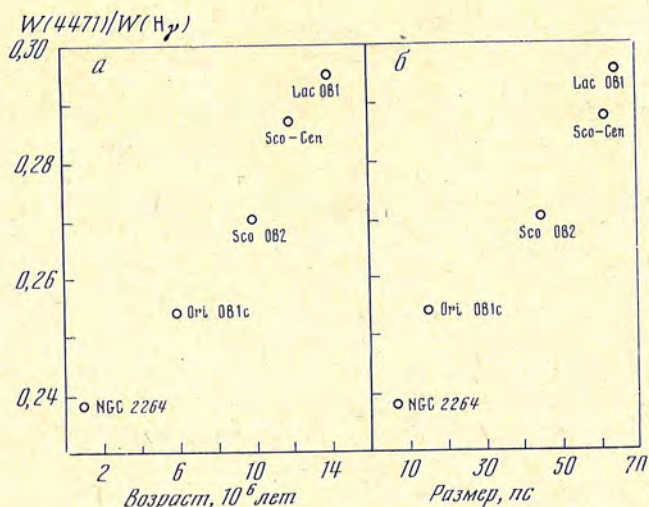


Рис. 4. Зависимость отношения $W(4471)/W(H\gamma)$, полученного из наблюдений звезд класса B2, от возраста (а) и размеров (б) соответствующих скоплений и ассоциаций

личине $N(\text{He})/N(\text{H})$, так и по размерам занимают промежуточное положение между объектами групп I и II. Зависимость, представленную на рис. 3, можно объяснить, если учесть, что размеры подгрупп звезд в ассоциациях увеличиваются с возрастом (см. [1, 2]). Тогда более протяженные группировки звезд на рис. 3, являясь в среднем и более старыми, имеют в соответствии с рис. 2 более высокое содержание гелия.

Корреляцию между содержанием гелия в атмосферах звезд ранних спектральных классов и возрастом и размерами соответствующих ассоциаций и скоплений (рис. 2 и 3) можно рассматривать как следствие существования аналогичной корреляции для отношения эквивалентных ширин $W(4471)/W(H\gamma)$. Последнее зависит от спектрального класса; используя только звезды класса B2, которые в нашем списке представлены наиболее полно, удастся найти средние значения $W(4471)/W(H\gamma)$ почти для всех ассоциаций и скоплений, указанных на рис. 2. Зависимость $W(4471)/W(H\gamma)$ от их возраста приведена на рис. 4, а, а от размера — на рис. 4, б. Видно, что существует ясно выраженная связь между отношением $W(4471)/W(H\gamma)$, которое, в отличие от $N(\text{He})/N(\text{H})$, находится непосредственно из наблюдений, и возрастом и размерами соответствующих скоплений и подгрупп звезд в О-ассоциациях.

В связи с тем, что содержание гелия в атмосферах О- и ранних В-звезд, как выяснилось, зависит от их возраста, необходимо вернуться к некоторым результатам, полученным нами ранее (см. [4]). Легко убедиться в том, что большинство исследованных в [4] звезд попадает в области известных О-ассоциаций и молодых галактических скоплений. Исключим такие звезды из рассмотрения и найдем $N(\text{He})/N(\text{H})$ только для звезд поля. В табл. 5 приведены результаты, полученные для горячих звезд поля, имеющих классы светимости V—III (всего 18 звезд), и отдельно для звезд поля, принадлежащих главной последовательности (11 звезд). Здесь же для сравнения приведены данные для объектов группы II:

Таблица 5

Звезды	Ассоциация или скопление	$N(\text{He})/N(\text{H})$	Звезды	Класс светимости	$N(\text{He})/N(\text{H})$
Группа II	Лас OB1	$0,134 \pm 0,011$	Звезды поля	V—III	$0,133 \pm 0,010$
	Сеп OB2	$0,134 \pm 0,010$		V	$0,130 \pm 0,014$
	Ско — Сеп	$0,131 \pm 0,009$			

Видно, что звезды поля имеют такое же содержание гелия, как и звезды в наиболее старых из рассмотренных ассоциаций и скоплений. Таким образом, примерно к 15 млн. лет по шкале Бלאу (см. рис. 2) содержание гелия в атмосферах горячих звезд, входящих в О-ассоциации и рассеянные скопления, достигает того же значения, которое имеют звезды поля.

Для звезд ранних спектральных классов, принадлежащих главной последовательности, в [4] было получено $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$, а для горячих гигантов — $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. С другой стороны, как сейчас было показано, если рассматривать только те звезды главной последовательности, которые являются звездами поля, то для них $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. По-видимому, возраст большинства рассмотренных в [4] звезд главной последовательности составляет несколько миллионов лет (напомним, что очень многие из них попадают в области известных О-ассоциаций и молодых скоплений). Но содержание гелия в атмосферах звезд такого возраста в соответствии с полученными выше результатами должно быть близко к 0,10. Что касается звезд поля, то их средний возраст, вероятно, превышает 10 млн. лет, поэтому в их атмосферах $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. По той же причине ($t > 10$ млн. лет) и для горячих гигантов $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. Таким образом, найденное в [4] расхождение в содержании гелия у звезд классов светимости V и III можно объяснить различиями в их возрасте.

Заключение

Итак, содержание гелия в атмосферах звезд классов O6,5—B2 зависит от их возраста. У молодых звезд, возраст которых насчитывает несколько миллионов лет, $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,09 \div 0,10$. Увеличение возраста сопровождается повышением содержания гелия. К 15 млн. лет (по шкале Бלאу) величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ достигает значения 0,13, которое характерно также для горячих звезд поля.

Следовательно, на интервале времени порядка 10^7 лет наблюдается повышение содержания гелия примерно на 0,03. Возникает вопрос об интерпретации полученной зависимости.

Как справедливо отмечают Петерсон и Шипман [3], подобное изменение величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ не может быть результатом эволюции межзвездной среды. Действительно, предположим, что звезды формируются из межзвездного газа и пыли и что химический состав их атмосфер, оставаясь неизменным, в настоящее время в точности соответствует химическому составу первоначальных газопылевых облаков. Тогда из того факта, что содержание гелия в атмосфере тем меньше, чем моложе звезда, следует, что содержание гелия в межзвездной среде довольно быстро уменьшается со временем. Этот вывод противоречит современным представлениям об эволюции межзвездной среды.

Известно, что химический состав внутренних слоев звезды может сильно меняться со временем за счет происходящих там ядерных реакций (в отличие от звездных атмосфер, где такие реакции происходить не могут). В частности, в результате сгорания водорода величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ в этих слоях может достигать очень высоких значений. Если допустить, что существует слабый перенос вещества из внутренних, богатых гелием частей звезды во внешние, тогда удастся объяснить найденную выше зависимость содержания гелия от возраста. При этом за время порядка 10^7 лет требуется перенести из внутренних слоев звезды в атмосферу очень незначительную долю звездной массы, чтобы повысить содержание гелия от 0,10 до 0,13 (как показывают расчеты, для этого достаточно увеличить массу атмосферы всего лишь на $\sim 0,1$ ее начального значения). Таким образом, активность рассматриваемого процесса, вероятно, слишком мала, чтобы заметно повлиять на эволюционные треки звезд. По-видимому, та-

кой перенос массы, если он действительно существует, связан со слабым перемешиванием вещества, при котором сохраняется неоднородное распределение химического состава вдоль радиуса звезды. Возможно, что к моменту $t = 15$ млн. лет по шкале Бלאу этот процесс прекращается.

В заключение следует отметить, что выше рассматривались только нормальные звезды спектральных классов O6,5—B2 и классов светимости V—III. В то же время в O-ассоциациях и молодых скоплениях, как известно, встречаются звезды с пекулярными спектрами, некоторые из них показывают аномальное содержание гелия. Примером таких звезд являются звезды Вольфа — Райе (WR-звезды). По оценкам ряда авторов в атмосферах этих звезд $N(\text{He})/N(\text{H}) = 1 \div 10$ [49], т. е. содержание гелия здесь в несколько десятков раз выше, чем в атмосферах нормальных звезд. Повидимому, это объясняется интенсивным истечением вещества из WR-звезд. Действительно, в результате такого истечения за время порядка 10^6 лет (а в двойных системах гораздо быстрее) WR-звезда теряет половину своей массы (см. [49]). Ясно, что столь быстрая потеря массы должна привести вскоре к обнажению внутренних слоев звезды, где за счет выгорания водорода $N(\text{He})/N(\text{H}) > 1$.

Отметим также, что некоторые звезды в O-ассоциациях и молодых скоплениях показывают пониженное содержание гелия. Например, для ϵ Ori B в ассоциации Ori OB1 и для ζ Cen A в скоплении Sco — Cen получено $N(\text{He})/N(\text{H}) = 10^{-2} \div 10^{-3}$ [30, 4].

Причина дефицита гелия в атмосферах таких звезд уверенно пока еще не установлена.

Автор выражает искреннюю благодарность член-корр. АН СССР В. В. Соболеву и докторам физ.-мат. наук А. А. Боярчуку, В. В. Иванову и В. Г. Горбачкову за полезные советы и замечания.

Февраль 1975 г.

Литература

1. В. А. Амбарцумян. Науч. труды, т. 2, гл. I. Ереван, 1960.
2. A. Blaauw. Annual Rev. Astron. Astrophys., 1964, 2, 213.
3. D. M. Peterson, H. L. Shipman. Astrophys. J., 1973, 180, 635.
4. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 52, 49.
5. J. Ruprecht. Trans. IAU, 1966, 12B, 347.
6. P. S. Conti, W. R. Alschuler. Astrophys. J., 1971, 170, 325.
7. P. S. Conti. Astrophys. J., 1973, 179, 161.
8. D. Mihalas. Astrophys. J., 1972, 176, 139.
9. L. H. Auer, D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl., 1972, 24, N 205, 193.
10. H. L. Shipman, S. E. Strom. Astrophys. J., 1970, 159, 183.
11. L. H. Auer, D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl., 1973, 25, N 223, 433.
12. D. Mihalas, A. J. Barnard, J. Cooper, E. W. Smith. Astrophys. J., 1974, 190, 315.
13. N. A. Higginbotham, P. Lee. Astron. and Astrophys., 1974, 33, 277.
14. P. S. Osmer, D. M. Peterson. Astrophys. J., 1974, 187, 117.
15. U. Sinnerstad. Stockholms Obs. Ann., 1961, 21, N 6.
16. D. Mihalas. Astrophys. J., 1964, 140, 885.
17. P. Botto, M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., 1962, 33, 159.
18. W. Buscombe. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, 144, 1.
19. R. D. Watson. Astrophys. J., 1971, 169, 343.
20. R. D. Watson. Astrophys. J. Suppl., 1972, 24, N 204, 167.
21. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1958, 20, 123.
22. L. H. Aller, J. Jugaku. Publ. Obs. Univ. Michigan, 1969, 9, 203.
23. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1965, 12, 317.
24. D. Crampton, A. Leir, F. Younger. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1973, 14, 151.
25. G. Walker, S. Hodge. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1966, 12, 401.
26. A. B. Underhill. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1956, 10, 169.
27. A. Slettebak. Astrophys. J., 1956, 124, 173.
28. P. Blanchard, W. Bowen, J. Ledden et al. Astron. J., 1974, 79, 809.
29. M. R. Molnar. Astrophys. J., 1972, 175, 453.
30. J. Norris. Astrophys. J. Suppl., 1971, 23, N 197, 213.
31. M. Scholz. Z. Astrophys., 1967, 65, 1.
32. L. Balona, D. Crampton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1974, 166, 203.

33. *J. Norris*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1971, 23, N 197, 193.
34. *W. W. Morgan, W. A. Hiltner, J. S. Neff et al.* *Astrophys. J.*, 1965, 142, 974.
35. *A. Slettebak*. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 1043.
36. *J. R. Lesh*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1968, 17, N 151, 371.
37. *M. Peimbert, R. Costero*. *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 1969, 5, N 31, 3.
38. *M. A. Dopita, K. H. Elliott, J. Meaburn*. *Astrophys. Space Sci.*, 1974, 28, 163.
39. *S. C. Simonson*. *Astrophys. J.*, 1968, 154, 923.
40. *N. R. Walborn*. *Astron. J.*, 1972, 77, 312.
41. *C. D. Garmany*. *Astron. J.*, 1973, 78, 185.
42. *C. D. Garmany*. *Astron. J.*, 1972, 77, 38.
43. *G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanysek*. *Catalogue of Star Clusters and Associations*. Budapest, Akad. kiado, 1970.
44. *N. R. Walborn*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1971, 23, N 198, 257.
45. *A. A. Боярчук, И. М. Копылов*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1964, 31, 44.
46. *A. Uesugi, I. Fukuda*. *Contrib. Inst. Astrophys. Kwasan Obs. Univ. Kyoto*, 1970, N 189, 205.
47. *H. A. Abt, J. H. Hunter*. *Astrophys. J.*, 1962, 136, 381.
48. *W. Buscombe*. *IAU Sympos. N 20, Canberra, Australian Academy of Science*, 1964, p. 24.
49. *С. В. Рублев, А. М. Черепанчук*. В сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», гл. 2. М., «Наука», 1974.

СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ

М. Е. Боярчук

Данные о содержании лития в атмосферах 491 звезды, опубликованные до 1 января 1975 г., собраны и приведены в одну систему (табл. 1 и 2). Показано, что для исследуемых звезд содержание лития различается более чем в 10^6 раз. Представлены зависимости (рис. 3—6) наблюдаемого содержания лития от спектрального класса для различных групп звезд, которые показывают, что более холодные звезды имеют меньшее содержание лития. Показано также, что молодые звезды имеют большее содержание лития, чем старые (рис. 8—16). Приведены данные об отношении изотопов лития ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ в атмосферах 30 звезд (табл. 3). В большинстве случаев ${}^6\text{Li}$ не обнаружен. Исключение составляют магнитно-переменные звезды, для которых отношения изотопов ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ определены в пределах от 0,10 до 2,00. Гипотеза о том, что при возникновении все звезды имели одинаково высокое содержание лития и затем оно уменьшалось в ходе эволюции вследствие перемешивания вещества (рис. 7, 19), в целом удовлетворительно объясняет результаты наблюдений.

ABUNDANCES OF LITHIUM IN STELLAR ATMOSPHERES, by M. E. Boyarchuk. — The data on the lithium abundances for the atmospheres of 491 stars which were published before January 1 1975, are collected (Table 1 and 2). They were reduced to the homogeneous system. It was shown that the lithium abundances differ more than 10^6 times for these stars. The dependences of the observational lithium abundances on the spectral types for the different stellar groups were given, which showed that cooler stars have lower lithium abundances (fig. 3—6). The young stars have more lithium than the old stars (fig. 8—16). The isotope lithium abundances for 30 stars are given in table 3. The ${}^6\text{Li}$ has not been found for the most cases. The magnetic-variable stars, for which the ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ ratio were ranged from 0,10 to 2,00, are an exception.

There was a hypothesis adopted that all stars had the same high lithium abundance at the birth. This abundance decreased during the evolution because of convection and diffusion. This hypothesis is supported satisfactory by the results of observations.]

I. Результаты наблюдений

1. В 1959—1961 гг. Бонсак и Гринстейн [1—3] впервые обратили внимание на то, что линия $\lambda 6708 \text{ \AA}$ очень интенсивна в спектрах звезд типа Т Тау и отсутствует в спектрах обычных звезд того же спектрального класса. Это означало, что содержание лития в атмосферах звезд различается в очень широких пределах. Результат этот привлек широкое внимание астрономов к проблеме содержания лития в атмосферах звезд разных типов.

Известно, что литий в ядерных реакциях легко разрушается. Для разрушения лития тепловыми протонами достаточно, чтобы среда имела температуру всего $3 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Поэтому содержание лития может давать сведения об эволюции и возрасте звезд и о перемешивании вещества в звездах.

Содержание лития в атмосферах звезд определяется только по интенсивности резонансной линии нейтрального лития $\lambda 6708 \text{ \AA}$. Другие линии лития слабы. Субординатные линии нейтрального лития, $\lambda\lambda 8126, 6103$,

4971, 4602 Å, оказываются значительно слабее, чем λ6708. Линии ионизованного лития находятся в далеком ультрафиолетовом конце спектра ($\lambda < 500$ Å). Поскольку потенциал ионизации нейтрального лития равен $\chi_{\text{Li}} = 5,37$ эв, то линию Li I λ6708 Å можно наблюдать в спектрах сравнительно холодных звезд, как правило F5 и более поздних.

Резонансная линия лития λ6708 — это дублет, причем каждая из линий дублета представляет в свою очередь дублет, соответствующий изотопам ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$:

${}^7\text{Li}$ λ6707,76 и λ6707,91 с соотношением интенсивностей 2 : 1,

${}^6\text{Li}$ λ6707,92 и λ6708,07 с соотношением интенсивностей 2 : 1.

Отсюда видно, что положение более сильного компонента ${}^6\text{Li}$ практически совпадает с положением более слабого компонента ${}^7\text{Li}$. На рис. 1 представлена регистраграмма солнечного спектра близ линии λ6708 [4]. Наиболее сильные линии на регистраграмме — это неотожествленные линии солнечного спектра. В звездных спектрах все компоненты расширены вследствие доплеровского эффекта, обусловленного тепловыми и турбулентными движениями в атмосфере звезды и вращением самой звезды, и поэтому наблюдаются в виде одной линии. На рис. 2 представлена регистраграмма спектра звезды 105 Her K4 II в районе линии лития [5]. Наблюдаемая эквивалентная ширина линии лития в звездных спектрах колеблется от 0,004 Å (это предел обнаружения линии при дисперсии 4 Å/мм) до 3 Å. Такая интенсивная линия лития наблюдалась пока только в спектрах углеродных звезд. На основании эквивалентных ширин линий лития обычными методами кривой роста или моделями атмосфер определяют относительное содержание лития. Оказалось, что содержание лития в атмосферах различных звезд колеблется в очень широких пределах. Различия достигают шести порядков величины.

Наша задача состояла в том, чтобы собрать все опубликованные к 1975 г. данные об относительных содержаниях лития в атмосферах различных звезд и привести их в одну систему, а также провести некоторые сопоставления величин содержаний лития с другими характеристиками звезд.

Многие авторы определяли содержание лития по отношению к содержанию различных элементов — к водороду, ванадию, натрию, кальцию; использовали разные значения содержания лития и кальция для Солнца и различные силы осцилляторов. Для удобства сравнения результатов нами было решено все собранные значения содержаний лития представить в виде

$$\left[\frac{\text{Li}}{\text{Ca}} \right] = \lg \frac{N_{\text{Li}}}{N_{\text{Ca}}} \Big|_* - \lg \frac{N_{\text{Li}}}{N_{\text{Ca}}} \Big|_{\odot}. \quad (1)$$

Здесь величины $\lg N_{\text{Li}}$ и $\lg N_{\text{Ca}}$ обозначают относительные содержания лития и кальция в атмосферах звезды и Солнца.

Мы приняли содержание лития на Солнце $\lg N_{\text{Li}\odot} = 1,23$ согласно Гринштейну и Ричардсону [6] (см. дискуссию в [25, с. 598]), силу осциллятора для лития $f = 0,75$ согласно Вейсу [7] и содержание кальция в атмосфере Солнца $\lg N_{\text{Ca}\odot} = 6,15$ согласно Гольдбергу, Мюллеру, Аллеру [8]. Поскольку содержание кальция мало меняется в атмосферах звезд, то эта величина (1) в основном характеризует содержание лития. В случае необходимости для перехода к содержанию лития в шкале, где $\lg N_{\text{H}} = 12,00$, нужно воспользоваться соотношением

$$\lg N(\text{Li}) = [\text{Li}/\text{Ca}] + 1,23. \quad (2)$$

полагая при этом, что содержание кальция в атмосферах звезд равно солнечному.

Приведенные таким образом в одну систему значения относительных содержаний лития $[\text{Li}/\text{Ca}]$ записаны в табл. 1. В ней мы имеем данные для

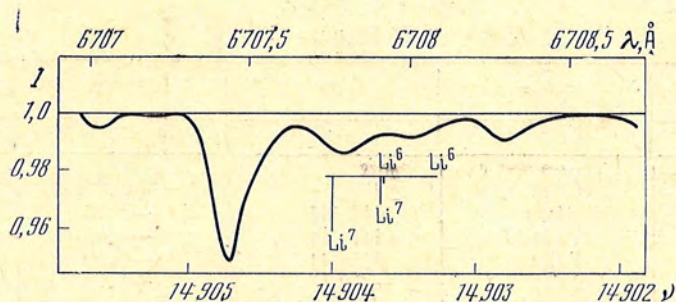


Рис. 1. Регистрограмма солнечного спектра в районе линии нейтрального лития λ 6708 Å

487 звезд, из них 321 звезда главной последовательности классов светимостей V, IV, 113 гигантов III и 53 сверхгиганта Ia, Ib, II. В табл. 1 есть также данные о содержании лития для звезд рассеянных скоплений Гиады, Плеяды, Ясли, Волосы Вероники, NGC 2264; для движущихся скоплений Большой Медведицы и Сириуса, для старых звезд-субкарликов и молодых звезд типа Т Тау; для бариевых, циркониевых и для звезды FU Ori. Для удобства использования данных табл. 1 все звезды в ней расположены в порядке возрастания прямого восхождения.

В первом столбце приведен номер HD, в некоторых случаях BD. К звездам различных скоплений, в тех случаях, если не было номера HD, приписаны специальные номера этих скоплений. Номера для звезд скопления Гиады взяты из [9, 10] и обозначены G. Номера звезд из скопления

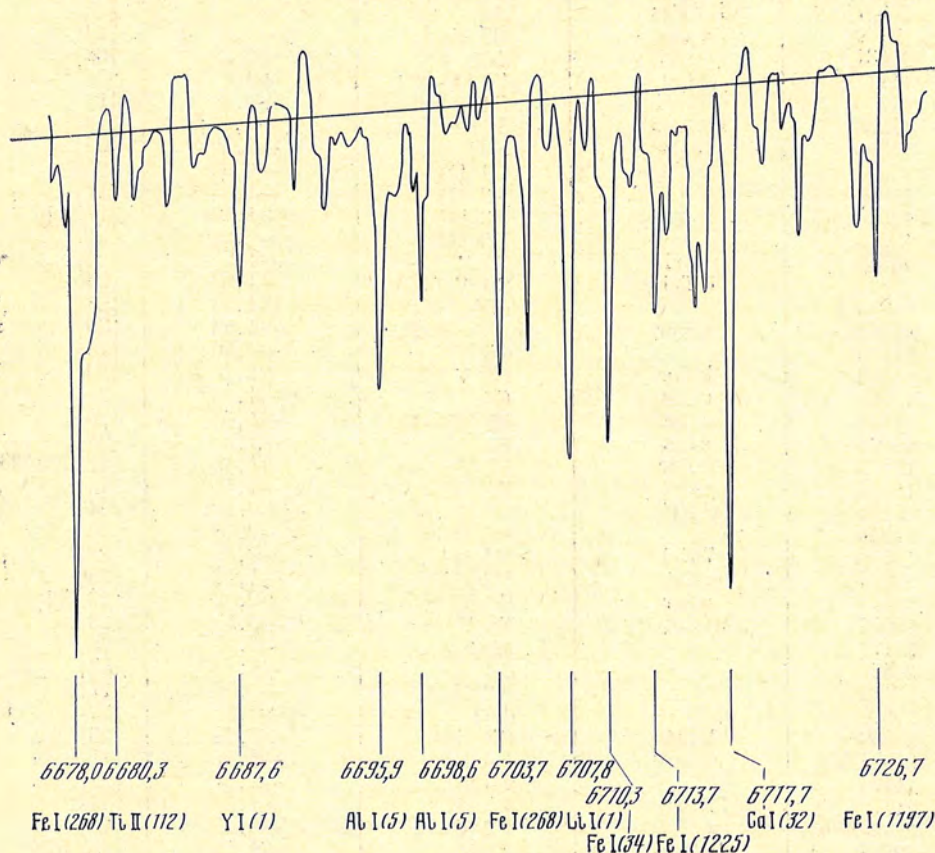


Рис. 2. Регистрограмма спектра 105 Нег в районе линии нейтрального лития λ 6708 Å

Таблица 1

HD, BD	Звезда	Sp	[Li/Ca]	Литература
1	2	3	4	5
693	6 Cet	F6 V	+1,05	[23, 24]
1013	χ Peg	M2 III	-1,36	[25]
1038	7 Cet	M1 III	-0,92	[25]
1760	T Cet	M5e II	-0,80	[26]
1835	9 Cet	dG2	+1,20	[23]
1967	R And	S6e	-1,00	[26]
2151	β Hyi	G1 IV	+1,00	[27]
3443		G5 V	$\approx$ +0,6	[23]
3627	δ And	K3 III	-1,12	[17, 1]
4128	β Cet	K1 III	-0,67	[17, 1]
4247		F2 V	$\approx$ +1,5	[24]
4747		G7	$\approx$ +0,5	[23]
4813	φ^2 Cet	F8 V	+1,35	[23, 20]
6805	η Cet	K3 III	-0,03	[17, 1]
6860	β And	M0 III	-1,80:	[25, 17, 1]
7345	ξ Psc B	F6 V	+1,38	[28]
7351		M2S	-1,3	[26]
7439	37 Cet	F5 V	$\approx$ +1,00	[24]
8512	θ Cet	K0 III	-0,72	[17, 1]
9053	γ Phe	K5 Ib	-0,71	[29]
9270	η Psc	G8 III	+0,02	[17, 1]
9540		G8 V	$\approx$ +0,5	[23]
9826	ν And	F8 V	+0,70	[23]
10307		G2 V	$\approx$ +0,1	[23]
10465		M2,5 II	-0,56	[25]
10476	107 Psc	K1 V	$\approx$ -0,38	[17, 1]
10697	109 Psc	G4	+0,4	[23]
10700	τ Cet	G8 V	$\approx$ +0,3	[23]
11131		dG1	+1,0	[23]
11171	χ Cet	F2 IV—G1	+1,6	[24]
11909	ι Ari	K1p	+0,3	[1]
12235	112 Psc	dG1	+0,29:	[16]
12255	57 Cet	gM1	-1,76	[25]
12274	ν Cet	M1 III	-0,89	[25]
12533	γ And A	K2 III	-1,03	[17]
12929	α Ari	K2 III	$\approx$ -1,18	[17, 1]
13215		M2 III	-0,28	[25]
13555	η Ari	F5 V	+1,5	[24]
13974	δ Tri	G0 V	+1,08	[23]
14082 A		dF6	+1,73	[28]
14373	χ Her	K0	+1,44	[30]
14412		G5 V	+0,90:	[23]
14802	k For	G1 V	+1,10	[23]
15089	ι Cas	G4	$\approx$ +1,13	[28]
15798	σ Cet	F5 IV—V	+1,8	[24]
16620	ε Cet	F8 V	+1,0	[24]
16895	θ Per	F7 V	+1,35	[31, 20, 23]
17094	μ Cet	F0 IV	$\approx$ +1,5	[24]
17206	τ^1 Eri	F6 V	$\approx$ +0,9	[24]
17958		K3 Ib	$\approx$ -0,18	[29]
18760	7 Eri	M1 III	-0,99	[25]
18884	α Cet	M2 III	-1,15	[25]
19373	ι Per	G0 V	+0,98	[23, 32]
19994	94 Cet	F8 V	$\approx$ +0,6	[23]
20179		gM2	-0,98	[25]
20439		G2	+1,70	[33]
20468		K2 II	-0,70	[17]
20619		dG2	$\approx$ +0,50	[23]
20630	k Cet	G5 V	+0,84	[23]
20644		K4 III	-1,41	[17]
21179		gM2	-1,20	[25]
21770	36 Per	F4 III	+1,50	[24]
22049	ε Eri	K2 V	$\approx$ +0,25	[17]
22484	10 Tau	F8 V	+1,12	[23, 32]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
22649	δ Eri	S5.3	-1,40	[26]
23249		K0 IV	+0,26	[34, 30]
L470		F5	+1,50	[24]
L530		F5	+2,10	[24]
L571		G8 V	+1,49	[22]
L739		G1 V	+1,88	[24, 22]
L885		K3 V	+0,47	[22]
L948		F8 V	+1,56	[22, 35]
L996		G1	+1,90	[24]
L1100		K3 V	+0,16	[22]
L102		G1	+1,50	[24]
L1117		G5	+1,90	[24]
L1182		G5	+1,40	[35]
L1215		G1 V	<+1,46	[22]
L1514	τ ⁶ Eri	G5	+1,70	[24]
L173		K0 V	+1,26	[24]
L1776		G5 V	+1,45	[22]
L2027		K0	+1,30	[35]
23754		F3 V	<+1,10	[24]
L2126		K0 V	+1,31	[22]
L2147		G8	+1,40	[35]
L296		G8 V	+1,40	[22]
L2881		K2 V	+1,26	[22]
24554		G8 III	<+0,43	[28]
25025		M0 III	-0,34	[25]
25570		dF2	+1,60	[24]
25680		dG5	+0,90	[23]
26345	45 Tau	F6 V	<+1,40	[33]
26462		F4 V	+1,80	[36, 24, 33]
26690		F3 V	<+1,60	[24]
23°649		G3 V	+1,23	[22]
26756		G5	+0,9	[33]
26784		F5	+1,91	[33]
26923		G0 V	+1,16:	[16]
27022		G5 III	<+0,70	[37]
21°612		K0 V	+0,42	[22]
16°577		G8 V	+0,97	[22]
281934		dK5e	+1,54:	[31]
27149		G5	+1,20	[33]
283571		dG2e	+2,10	[22, 2]
19°694	γ Tau	G9 V	<+0,80	[22]
17°707		G8 V	<+0,63	[22]
27371		K0 III	-0,10	[17]
284419		dG5e	+1,80	[22, 2]
27406		dF8	+1,55	[33, 22]
27561		F5 V	<+1,50	[33]
27697		K1 III	-0,45	[17]
21°635		G9 V	+0,66	[22]
19°708		K2 V	+0,36	[33, 22]
14°691		K1 V	<+0,29	[22]
15°616		(K6 V)	<-0,96	[22]
27808		F7 V	+1,53	[33, 22]
27836		G1 V	+1,26	[33, 22]
27848		F8	<+1,60	[33]
27859	70 Tau	G2 V	+1,39	[22]
27989		G6 V	+0,89	[33, 22]
17°715		K4 V	<-0,33	[22]
16°593		K4 V	<-0,29	[22]
27991		F7 V	+1,56	[22]
28034		F8 V	+1,33	[33, 22]
17°721		K2 V	<-0,02	[22]
		dM0e	+1,44:	[31]
		dG0e	+1,35:	[31]
28068		G5 V	+1,29	[22]
28099		G6 V	+1,17	[22]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
G205		K0 V	<+0,50	[22]
28205		F8 V	+1,68	[33, 22]
285846	UX Tau	dG5e	+1,48:	[3]
28305	ε Tau	K0 III	-0,60	[17]
44°699		K1 V	<+0,40	[22]
G215		(K4 V)	<-0,56	[22]
19°727		G8 V	<+0,71	[22]
28344		G1 V	+1,36	[33, 22]
28363		F8	+1,40	[23]
28406		F6 V	<+1,43	[33, 22]
17°734		K0 V	<+0,66	[21, 33, 22]
28483		F6 V	<+1,90	[21, 33]
16°609		K2 V	<+0,20	[22]
28568		F2	<+2,40	[21, 33]
19°733		G8 V	<+0,71	[22]
28635		F9 V	+1,70	[22]
15°646		K1 V	+0,31	[22]
15°647		G8 V	<+0,80	[22]
16°620		K2 V	<+0,40	[22]
14°721		K0 IV—V	<+0,53	[22]
15°651		G1 V	+1,47	[22]
29139	α Tau	K5 III	<-1,69	[17]
29140B	88 Tau B	F8 V	+2,03	[28]
15°654		K1 V	<+0,24	[22]
29310		G1 V	+1,61	[33, 22]
30495	58 Eri	dG1	+0,90	[23]
30504	1 Aur	K4 III	-0,60	[17, 1]
30652	π ³ Ori	F6 V	+0,80	[32, 31]
30712		G5	<+0,80	[23]
30738		F8	+1,80	[33]
30959	ο ¹ Ori	M3 S	-0,90	[26, 25]
282624	SU Aur	G2 IIle	+1,90	[22, 2]
31647	4 Aur B	F9	+1,63	[28]
31845		F5 V	<+1,80	[33]
32537	9 Aur	F0 V	<+1,30	[24]
32923	104 Tau	G4 V	<+0,50	[23]
33256	68 Eri	F5 V	<+0,75	[23, 24]
33276	15 Ori	F2 IV	<+1,60	[24]
34029	α Aur G	G8 III	+0,20	[38, 37]
34029	α Aur F	F8 III	+1,40	[38]
34411	λ Aur	G0 V	<+0,5	[23]
240764	RW Aur	dG5e	+1,70	[22, 2]
34578	19 Aur	A5 II	<+1,5	[24]
35155		S4,1	+0,4	[26]
35296	111 Tau	F8 V	+1,30:	[16]
35620	24φ Aur	gK3p	-1,50	[1]
244138	GW Ori	G5e	+1,50	[22, 2]
36389	119 Tau	M2 Ib	-1,14	[25]
	KR Ori	K0e	+1,68:	[3]
	LL Ori	K0e	+1,55:	[3]
	AN Ori	K0—K1 IVe	+1,54:	[3]
37536		M2 III	-0,84	[25]
	FU Ori	F2 Ia—II	+1,90	[39]
38392	γ Lep B	K2 V	<+0,50	[23]
38393	γ Lep A	F6 V	+1,25	[23, 31]
39045		M3 III	-0,20	[25]
39225		M1 II	+0,32	[25]
39587	χ ¹ Ori	G0 V	+1,26	[20, 16]
39801	α Ori	M2 Iab	-1,53	[25]
39881		G5	<+0,90	[23]
40136	η Lep	F0 IV	+1,40	[40, 31]
40239	π Aur	M3,5 II	-1,09	[25]
41330		dG0	+0,84:	[16]
42543	BU Gem	M1 Ia	-0,12	[25]
42807		G6 V	+0,90	[23]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
43042	71 Ori	F6 V	<+1,40	[24]
43905	45 Aur	F5 III	+1,90	[37]
44131		gM1	-1,31	[25]
44770 B	8 Mon B	F8 V	<+1,53	[28]
46407		K0 IIp	+0,20	[26]
W68		G0 IV	+2,20	[22]
W84		G0	+1,90	[22]
W108		G0 III-IV	<+1,70	[22]
W116		F5 III-IV	<+2,00	[22]
W125	KY Mon	F6 Vp	+2,0	[22]
W134		G0	<+1,80	[22]
W154		G2 III-IV	<+1,50	[22]
W189		F5	+2,10	[22]
W104		G5	<+2,0	[22]
47205	v ² CMa	K1 IV	<-0,60	[30]
47886		gM1	-1,18	[25]
48682	56 Aur	G0 V	+1,01	[23]
50692	37 Gem	dG0	<+0,70	[23]
50778	θ CMa	K4 III	<-1,82	[17]
52711		G8 IV	<-0,50	[23]
54300	R CMi	Sep	-0,70	[26]
54605	δ CMa	F8 Ia	<+0,40	[39]
55575		G0 V	+0,51	[16]
56577		K3 Ib	+0,47	[29]
58855	22 Lyn	F6 V	<+1,00	[23]
58946	ρ Gem	F0 V	+1,70	[24]
60414	KQ Pup	M2 Iabp	-0,60	[25]
61064	25 Mon	F5 III	+2,50	[37]
61421	α CMi	F5 IV-V	<+0,59	[32, 31]
61913		M2 III S	-1,20	[26]
62164	SU Mon	S3,6	+0,50	[26]
62345	k Gem	G8 III	+0,37	[17]
62509	β Gem	K0 III	<-0,60	[31]
62576	1 Pup	K3 Ib	+0,26	[29]
64096	9 Pup	G1 V	+0,90	[23]
65583		G8 V	<+0,90	[23]
67223	μ Cnc	G2 IV	+1,59	[30]
67523	ρ Pup	F6 IIp	<+0,70	[24]
68146	18 Pup	dF7	+1,10	[23]
68553		K3 Ib	+0,07	[29]
69267	β Cnc	K4 III	<-1,73	[17]
69830		G8 V	<+0,60	[23]
69897	χ Cnc	F6 V	+1,70	[24]
70652		M1 III	-1,06	[25]
71148		dG4	+0,05	[16]
72905	3π ¹ UMa	G0 V	+1,48	[16]
G181		G2 V	<+1,55	[22]
G217		F8	+1,98	[22]
G322		G5	<+1,37	[22]
G325		G1 V	+1,62	[22]
73752 A		dG6	<+0,50	[23]
73857	VZ Cnc	A7 III-F2 III	+1,40	[41]
G335		G5 V	<+1,42	[22]
G392		G5	<+1,39	[22]
G418		F9	+1,90	[22]
G421		F8	+1,91	[22]
74739 A	48t Cnc A	G8 II	+0,33	[28]
74874	ε Hya	G0 III	<+0,60	[37]
76151		dG3	+0,60	[23]
76294	ζ Hya	G8 III	<-0,51	[17]
78647	λ Vel	K5 Ib	<-0,62	[29]
79028	16 UMa	dF9	+1,50	[16]
80108		K3 Ib	<-0,34	[29]
80493	α Lyn	M0 III	-1,38	[25]
80586	27 Hya B	F5 V	+1,83	[28]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
81797	α Hya	K4 III	-0,72	[17]
81809 AB		G2 V	$\leq +0,10$	[23]
82328	θ UMa	F6 IV	+1,60	[30]
82885 AB	11 LMi	G8 IV—V	$\leq +0,50$	[23]
83069		gM2	-1,70	[25]
84117		G0 V	+1,10	[23]
84542		gM1	-1,04	[25]
84737		G1 V	+0,80	[23]
86146	19 LMi	F5 V	+1,70	[24]
86728	20 LMi	G4 V	$\leq +0,6$	[23]
87901 B	α Leo B	dK1	$\leq +0,03$	[28]
89388		K5 Ib	+0,28	[29]
89389		F8	+1,13:	[16]
20°2465	AD Leo	M4,5 V	$\leq -1,94$	[42]
89449	40 Leo	F6 IV	$\leq +0,90$	[30, 24]
89758	μ UMa	M0 III	-1,32	[25]
90277	30 LMi	F0 V	$\leq +1,40$	[24]
90362		M0 III	-2,08	[25]
90432	μ Hya	K4 III	$\leq -1,79$	[17]
90508 A		G1 V	+0,5	[23, 16]
90537	β LMi	G8 III—IV	$\leq -0,35$	[17]
63°965		M0	+0,30	[35]
91056		K3 Ib	$\leq -0,57$	[29]
91480	37 UMa	F1 V	+1,40	[35]
93070		K2 Ib	+0,78	[29]
94388		F6 V	$\leq +0,90$	[24]
95128	47 UMa	G0 V	$\leq +0,7$	[23, 16]
95129		M2 III	-1,66	[25]
96097	χ Leo	F2 III—IV	$\leq +1,40$	[24]
96833	ψ UMa	K1 III	+0,36	[17, 43]
97334		G0 V	+1,30	[23]
97778	72 Leo	M3 III	-1,45	[25]
98230	ζ UMa B	G0 V	$\leq +0,40$	[23]
98231	ζ UMa A	G0 V	+1,20	[23, 40]
98262	ν UMa	K3 III	-1,08	[17]
98430	δ Crt	G8 III—IV	-1,28	[17]
98991	λ Crt	F5 IV	$\leq +1,0$	[24]
99028 A	ι Leo	F2 IV	+1,70	[31]
101501	61 UMa	G8 V	$\leq +0,65$	[23, 2]
102212	ν Vir	M1 III	-1,64	[25]
102224	χ UMa	K0 III	-0,64	[43]
102839		K2 Ib	$\leq -0,30$	[29]
102870	β Vir	F8 V	+0,50	[23]
103095		G8 VI	+0,30	[23]
104304		dG7	+0,5	[23]
104979	90o Vir	G8 III	$\leq -0,66$	[17]
105452	α Crv	F2 V	+1,70	[24]
107067		F9 V	+1,60	[23]
107132		F9 V	$\leq +0,90$	[23]
107701 C	12 Com	G0 V	+0,80	[37]
108381	γ Com	K1 III—IV	-0,25	[17]
108954		dF7	+1,57:	[16]
108976		F7 V	+1,10	[23]
109011		K2 V	+0,50	[35]
109358	β CVn	G0 V	+0,50	[23]
109647		K0	$\leq -0,60$	[35]
110379	γ Vir N	F0 V	+2,10	[31]
110380	γ Vir S	F0 V	+1,70	[31]
110463		K3 V	$\leq +0,60$	[35]
110897	10 CVn	G0 V	+0,90	[23]
111456		F6 V	+1,20	[35]
111845 B		F8 III	+1,43	[28]
112142	ψ Vir	M3 III	-1,62	[25]
112300	δ Vir	M3 III	-0,72	[25]
112412 B	α^1 CVn	F0 V	+1,52	[28, 24]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
112989	37 Com	G9 II—III	+0,68	[43]
113703		K0 Ve	+1,50	[44]
114378	α Com	F5 V	<+1,00	[24]
114642	53 Vir	F6 IV	+1,80	[30, 24]
114710	β Com	G0 V	+1,20	[23, 30]
115043		G2 V	+1,20	[35]
115383	59 Vir	F8 V	+1,30	[23]
115604	20 CVn	F0 II—III	<+1,30	[24, 37]
115617	61 Vir	G6 V	<<+0,50	[23]
117176	70 Vir	G5 V	+0,80	[23]
118216		F2 IV	<+1,20	[24]
119124		dF9	+1,70:	[16]
120136 AB	τ Boo	F7 V	+0,80	[23, 24]
120933		gM2	-0,87	[25]
121325 A		dF7	+1,43	[28]
121325 B		dG1	+2,03	[28]
121370	η Boo	G0 IV	<+0,30	[30]
121447		M0p	-0,60	[26]
122742		G8 V	<+0,3	[23]
124570	14 Boo	dF6	+1,97:	[16]
124752		K0 V	+0,6	[35]
124850		F7 IV	<<+0,7	[30]
124897	α Boo	K2 IIIp	<<+1,59	[17, 31]
125451	18 Boo	F5 IV—V	<+1,2	[24]
126053		dG3	+0,80	[23]
128167	σ Boo	F2 V	<+1,2	[24]
128332		F5	+1,30:	[16]
130819	α Lib B	F5 IV—V	+1,83	[24, 28]
130948		dG2	+1,30	[23]
131156 A	ξ Boo A	G8 V	+1,39	[23]
131156 B	ξ Boo B	K5 V	<-0,10	[23]
132254		dF7	+1,10	[16]
133216	σ Lib	M4 III	-1,15	[25]
133640	44t Boo	dG1	+1,00	[23]
135153	1 Lup	F0 I	+1,30	[24]
136064		F8 V	+0,98:	[16]
137052	ε Lib	F5 V	+1,70	[24]
137107	η CrB A	G2 V	+1,20	[23]
137108	η CrB B	G2 V	+1,20	[23]
139641	φ Boo	G8 III—IV	<+0,20	[30]
141004	λ Ser	G0 V	<+0,60	[23]
142373	χ Her	F9 V	+1,48	[23]
142860	γ Ser	F6 V	+1,10	[31, 24]
143761	ρ CrB	G2 V	<+0,50	[23]
146051	δ Oph	M1 III	-1,85	[25]
146233	18 Sco	dG1	<+0,60	[23]
147722 A		G0 IV	+0,83	[28]
148349		M2 III	-0,98	[25]
148478	α Sco	M1 Ib	-1,23	[25]
148783	g Her	M6 III	-0,77	[45]
150680 AB	ζ Her	G0 IV	<+0,30	[40, 27]
AS209		K0e	+1,80	[22]
151769	20 Oph	F5 IV—V	<+1,00	[30, 24, 37]
152391		G6 V	<+0,50	[23]
153751	ε UMi	G5 III	+0,80	[37]
154143		M3 III	-1,43	[25]
154345		G8 V	<+0,50	[23]
156014	α Her	M5 Ib—II	<-0,64	[45]
156897 AB	ξ Oph	F2 V	<+1,20	[24]
157214	72 Her	G0 V	<+0,40	[23]
157244	β Ara	K3 Ib	<-0,16	[29]
157950		F3 V	+1,40	[24]
159222		G5 V	+0,90	[23]
159876	ξ Ser	F0 IV	+1,50	[24]
160915	58 Oph	F5 V	+1,00	[24]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
161797 A	μ Her A	G5 IV	$< +0,05$	[30]
163506	89 Her	F2e Ia	$< +1,40$	[24]
4°3561		M5 IV	$-0,61$	[42]
163993	ξ Her	K0 III	$< +0,30$	[30]
164136	ν Her	F2 II	$< +1,30$	[24]
164259	ζ Ser	F3 V	$< +1,60$	[24]
164668 B	95 Her B	G5 III	$+0,83$	[28]
164765	τ Oph	dF3	$+1,60$	[24]
165341	70 Oph	K0 V	$-0,18$	[17, 46]
165674	VX Sgr	M4e	$< -1,00$	[47]
165908	99 Her A	F7 V	$+1,10$	[23]
168009		dG0	$+0,51$	[16]
168532	105 Her	K4 II	$+0,48$	[5]
168723	η Ser	K0 III—IV	$< -0,75$	[17]
169392 A		G0 IV	$+1,13$	[28]
170975		K4 Ib	$< -0,18$	[29]
171802		dF2	$+1,30$	[24]
172051		dG4	$+0,80$	[23]
172748	δ Sct	F3 III—IV	$< +1,20$	[24]
173667	110 Her	F6 V	$< +0,50$	[23, 24]
174974	ν^1 Sgr	K2 I	$< -0,29$	[29]
175588	δ^2 Lyr	M4 II	$-0,73$	[25, 45]
175865	R Lyr	M5 III	$-0,45$	[45]
176051 A		G0 V	$+0,70$	[23]
	S CrA	dG0e	$+1,26$	[3]
176670	λ Lyr	K3 II	$-0,35$	[1]
178428		dG4	$+0,60$	[23]
178524	π Sgr	F2 II—III	$< +1,30$	[24]
178717		K4 III	$-1,00$	[26]
180093	RY Sgr	G0ep	$\geq +2,00$	[48]
180196	T Sgr	S6e	$+2,90$	[26]
181623	β^2 Sgr	dF0	$< +1,30$	[24]
183439	α Vul	M0 III	$-1,56$	[25]
183915		K1 III	$-0,30$	[26]
184313	V450 Aql	M8 III	$-0,39$	[45]
184960		F8 V	$+1,20$	[23]
185395	θ Cyg	F5 IV	$+1,04$	[32, 9, 24]
185456	R Cyg	S4e—S7e	$-0,70$	[26]
186408	16 Cyg A	G2 V	$+0,60$	[23]
186427	16 Cyg B	G5 V	$\leq +0,60$	[23]
186791	γ Aql	K3 II	$-0,54$	[17]
187013	17 Cyg A	F5 V	$+1,00$	[24, 23]
187076		M2 II + B	$+0,38$	[25]
187691 A	$\circ$ Aql	F8 V	$+1,00$	[23]
187849	19 Cyg	gM2	$-1,50$	[25]
188512	β Aql	G8 IV	$< -0,30$	[30]
189319	γ Sge	K5 III	$-1,42$	[25, 17]
190406	15 Sge	G1 V	$+0,80$	[23]
191026	27 Cyg	K0 IV	$\leq +0,50$	[23]
196321	70 Aql	K5 II	$< -1,9$	[1]
196610	EU Del	M6 III	$-0,97$	[45]
196673		K0	$-0,40$	[26]
196761		G8 V	$\leq +0,50$	[23]
197076		dG2	$+0,90$	[23]
197989	ε Cyg	K0 III	$< -0,90$	[17]
198026	3 Aqr	M3 III	$-0,32$	[25]
198149	η Cep	K0 IV	$\leq -0,20$	[30]
199394		G5 III	$+0,10$	[26]
200430		M1 III	$-1,24$	[25]
200905	ζ Cyg	K5 Ib	$-0,58$	[17, 46]
200914	24 Cap	M1 III	$-1,57$	[25]
201091	61 Cyg A	K5 V	$-1,17$	[17, 46]
201092	61 Cyg B	K7 V	$-1,47$	[17]
201251	63 Cyg	K4 Ib	$\leq -1,73$	[17]
202369	29 Cap	gM3	$+0,15$	[25]

Таблица 1 (окончание)

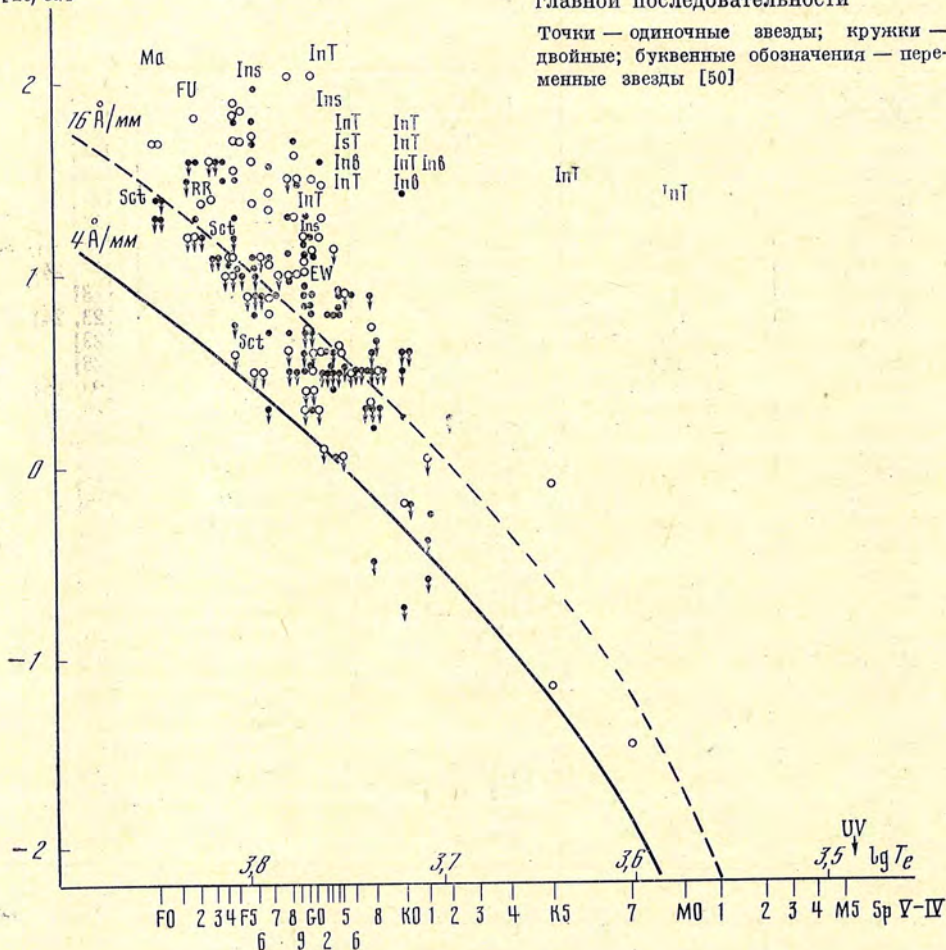
1	2	3	4	5
203338		M1 Ibe + B	-0,27	[25]
203712		M7 III	<-1,46	[45]
204075	ξ Cap	G5 III	+0,30	[26]
205349		K4 Ib	+0,53	[29]
205811	3 Peg B	F2 V	+1,83	[28]
206749		gM2	-1,96	[25]
206778	ε Peg	K2 Ib	<-0,84	[17, 46, 29]
206826	78 μ^1 Cyg A	F6 V	<+0,50	[23, 24]
206827	μ Cyg B	F8 V	<+1,00	[23]
210027	ι Peg	F5 V	+1,55	[23, 24]
210745	ζ Cep	K1 Ib	<+0,01	[29]
212697	53 Aqr B	dG1	+1,50	[23]
212698	53 Aqr A	dG2	+1,47	[30, 23]
213310	5 Lac	M0 Iab + B	-1,45	[25]
213845	ν Aqr	F3 V	<+1,10	[24]
214759		G8 V	+0,20	[23]
215648	ξ Peg	F7 V	+0,89	[23]
216385	σ Peg	F7 IV	<+0,90	[24]
216386	λ Aqr	M2 III	-1,34	[25]
216672		S5,1	+0,80	[26]
216946		K5 Ib	<-0,08	[29]
217014	51 Peg	G5 V	<+0,50	[23]
217906	β Peg	M2 II—III	-1,13	[25]
218634	57 Peg	gM4	-1,00	[26]
218658 AB	π Cep	G2 III	<+0,70	[37]
219615	γ Psc	G7 III	-0,35	[17]
219834 A	94 Aqr A	G8 IV	+0,73	[28]
221861		K0 Iab	<-0,02	[29]
222368	ι Psc	F7 V	<+0,30	[23]
222404	γ Cep	K1 IV	<-0,60	[30]
224427	ψ Peg	M3 III	-1,30	[25]
224930	85 Peg	G3 V	<+0,50	[23]
225212	3 Cet	K3 Ib	+0,76:	[1, 29]

Плеяды взяты из каталога Лейденской обсерватории [11] и обозначены L. Номера звезд из скопления Ясли выбраны из [12] и записаны со знаком G, а номера звезд скопления NGC 2264 из [13, 14] обозначены W.

Во втором столбце табл. 1 даны названия звезд, в третьем — спектральные классы, в основном по данным Каталога ярких звезд [15]. Спектральные классы для некоторых слабых звезд скоплений приведены из перечисленных выше списков. В четвертом столбце даны величины относительных содержаний лития к кальцию [Li/Ca] по сравнению с Солнцем, в пятом столбце — соответствующая литература.

В большинстве случаев определения [Li/Ca] — единственные для каждой звезды. Если было несколько определений [Li/Ca], полученных по спектрам с одинаковой дисперсией, то они усреднялись. Если же дисперсия была разная, то отдавалось предпочтение значению [Li/Ca], полученному по спектрам с большей дисперсией. Сравнение величин [Li/Ca], определенных разными авторами, показывает, что в среднем точность их составляет 0,2 в логарифме. Для небольшого числа звезд (~ 20) мы использовали данные о [Li/Ca] Бонсака [3] и Крафта, Вилсона [16], полученные путем калибровки глубин линий лития R_{Li} и качественных оценок отношений силы линий $\lambda 6708$ Li I/ $\lambda 6717$ Ca I к относительному содержанию [Li/Ca] по общим звездам. Такие значения [Li/Ca] считаем недостаточно уверенными; в табл. 1 они отмечены двоеточием. Большинство звезд, исследованных Бонсаком [1], в 1970 г. были пересмотрены Мерчант [17] с учетом температурных поправок, введенных Варнером [18]. Исправленные значения включены в табл. 1. Определения относительного содержания лития, сделанные Бонсаком и Гринстейном [2], Хербигом

[Li/Ca]



[19, 20], Конти, Валлерстейном и Вингом [21], в более поздние годы были пересмотрены на основании спектрограмм, полученных с большой дисперсией. Большинство из этих звезд проанализированы Заппала [22].

2. На основании данных табл. 1 сделаны некоторые сопоставления. Наиболее естественными оказались зависимости между относительным содержанием лития и эффективной температурой или спектральным классом, что одно и то же. Эти сопоставления представлены на следующих графиках.

Рис. 3 дает зависимость относительного содержания [Li/Ca] от спектрального класса или от эффективной температуры ($\lg T_e$) для звезд главной последовательности. Здесь мы использовали улучшенную шкалу эффективных температур Джонсона [49]. На рис. 3 прежде всего бросается в глаза то, что чем более ранний спектральный класс мы рассматриваем, тем больше наблюдаемое содержание лития. Величина [Li/Ca] меняется почти на четыре порядка при переходе от звезд спектрального класса F до M. Дисперсия точек этой зависимости значительная. Она превышает $\sim 1,5$ порядка. И если верхняя граница является реальной, то нижняя граница может находиться значительно ниже. Дело в том, что в спектрах некоторых звезд не была обнаружена линия лития и для них была определена только верхняя граница содержания лития. На графике эти значения показаны стрелкой. Это связано с малым разрешением аппаратуры и слабостью самой линии лития. Слабость же линии лития обуславливается либо

большой ионизацией в атмосфере звезды, либо действительно низким содержанием лития в данной звезде.

На рис. 3 проведены две линии, соответствующие верхним значениям содержания лития, которые могут быть получены по наименьшим эквивалентным ширинам линии $\lambda 6708$, измеренным по спектрограммам с дисперсией $16 \text{ \AA/мм}$ (штриховая линия) и $4 \text{ \AA/мм}$ (сплошная). Кругжками на рис. 3 отмечены визуально- и спектрально-двойные звезды. Они распределяются равномерно по всему графику, на первый взгляд ничем не отличаясь от одиночных звезд.

Относительное содержание лития для обеих компонент звезд было получено только для десяти двойных звезд. Они представлены на рис. 4. Здесь также мы наблюдаем общую закономерность: компонента двойной звезды, имеющая более поздний спектральный класс, имеет меньшее содержание лития. Исключения представляют только звезды HD 121 325 и μ Cyg. В обеих системах В-компоненты имеют спектральный класс более поздний, чем А-компоненты, а содержание лития у них большее. Если же компоненты двойной звезды имеют одинаковый спектральный класс, то и содержание лития у них одинаково. Однако, звезды γ Vir и ξ UMa представляют исключение. Оба компонента γ Vir (F0 V) и ξ UMa (G0 V) имеют одинаковые спектральные классы, а содержание лития у них различается.

На рис. 3 буквенными значками проставлены переменные звезды согласно [50]. Среди звезд главной последовательности с известным содержанием лития имеются 15 неправильных переменных звезд, связанных с диффузными туманностями: восемь неправильных переменных типа Т Тельца InT, три орионовых переменных Inb, четыре орионовых переменных с быстрыми изменениями блеска Ins; одна магнитная звезда и две переменные типа FU Ori, сама FU Ori [37, 51] и V4057 Cyg [51, 52]. Почти все они имеют содержание лития примерно в 100 раз большее, чем на Солнце. Другие переменные на главной последовательности: типа δ Sct, затменно-переменная EW, переменная типа RR Lyr и вспыхивающая переменная типа UV Cet имеют содержание лития в основном такое же или чуть-чуть большее, чем постоянные звезды главной последовательности того же спектрального класса. В целом мы видим на рис. 3 плавное уменьшение содержания лития к звездам поздних спектральных классов. Почти нет данных для поздних К- и М-звезд. По-видимому, это связано со слабостью карликов К и М, а также со слабостью или отсутствием линии лития в их спектрах. В этой связи интересна недавно появившаяся работа Боппа [53], в которой даны определения эквивалентных ширин линий лития в спектрах звезд dM1e. Среди этих звезд особое внимание заслуживает звезда Gliese 182. Для нее $W_{\text{Li}} = 200 \text{ м\AA}$. Это не слишком большое значение, но оно по крайней мере в 4 раза больше, чем для других звезд dM1e, для которых удалось установить верхнюю оценку $W_{\text{Li}} \approx 50 \text{ м\AA}$.

3. Аналогичную картину зависимости содержания лития от спектрального класса мы наблюдаем на рис. 5, построенном для звезд-гигантов. Рассматривая рис. 5, мы видим, что для более горячих гигантов, соответствующих спектральному классу F8—K0, содержание Li довольно велико. В атмосферах более холодных звезд-гигантов (G5—K5) содержание лития меньше, но диапазон значений его очень велик. Для некоторых из них содержание лития различается в широких пределах — от значения для Солнца до величины в 100 раз меньшей. И, наконец, для звезд спектрального класса М, где по общей зависимости следовало бы ожидать очень малое содержание лития по сравнению с К-звездами, мы видим его большим. Общий диапазон изменения содержания лития в М-звездах составляет два порядка.

Что касается пекулярных звезд класса светимости III, то их можно разбить на две группы: пекулярные звезды с изменениями блеска и пекулярные звезды с усиленными линиями некоторых элементов. Среди пере-

менных гигантов с известным содержанием лития есть пять полуправильных переменных SR и одна затменно-переменная звезда EA. Все они имеют содержание лития всего в несколько раз больше, чем обычные звезды того же спектрального класса. Ко второй группе относятся, например, бариевые звезды. Сейчас известно содержание лития у восьми Ba II-звезд. Все они лежат в спектральном интервале от G5 до M0. Так же как и у нормальных звезд, содержание лития в их атмосферах уменьшается при переходе к более холодным звездам. Однако следует отметить следующую особенность: все Ba II-звезды располагаются на рис. 5 вдоль верхней границы зависимости $[Li/Ca]$ от $\lg T_e$ с очень небольшим разбросом. Таким образом, можно заключить, что Ba II-звезды имеют содержание лития примерно в 3 раза выше, чем среднее содержание лития для нормальных звезд того же спектрального класса.

К группе пекулярных звезд с усиленными линиями можно отнести и звезды типа S (циркониевые звезды). Это звезды, в спектрах которых имеются, кроме полос TiO, очень усиленные полосы окиси циркония и усиленные линии тяжелых элементов. Сейчас известно содержание лития в атмосферах восьми звезд S. Пять из них — мириды M. Три мириды и одна постоянная S-звезда имеют содержание лития, примерно такое же, как другие гиганты такого же спектрального класса M, а две другие S-звезды — HD 35155, HD 216672 — и одна мирида SU Mon имеют большое содержание лития, примерно в 50 раз большее, чем звезды M с той же эффективной температурой. Мирида T Sgr имеет очень большое содержание лития, в 1000 раз больше солнечного.

4. Очень интересную группу представляют углеродные звезды. К сожалению, в настоящее время мы располагаем только глазомерными оценками интенсивности лития в их спектрах и можем делать лишь качественные выводы. По-видимому, содержание лития в атмосферах углеродных звезд выше, чем в атмосферах M-звезд, а вообще оно колеблется в очень широких пределах: $-1,0 < [Li/Ca] < +4,5$. Количественные определения лития сделаны лишь для четырех углеродных звезд, с очень высоким содержанием лития. Данные о них приведены в табл. 2. Как и в случае циркониевой звезды T Sgr, содержание лития в атмосферах четырех упомянутых углеродных звезд остается пока самым высоким определенным значением. Оно много больше, как мы увидим дальше, содержания лития в межзвездной среде. Поэтому можно предположить, что на определенных этапах эволюции углеродных и циркониевых звезд происходит обогащение литием их атмосфер.

Таблица 2

Звезда	Li/Ca	Источник	Звезда	Li/Ca	Источник
WZ Cas	4,6	[54]	WX Cyg	4,0	[56]
Y CVn	4,3	[55]	U Cyg	2,3	[56]

5. На рис. 6 представлена зависимость содержания лития по отношению к кальцию $[Li/Ca]$ от эффективной температуры для звезд-сверхгигантов классов светимости Ia, Ib, II. Дисперсия этой зависимости очень велика. Конти и Валлерстейн [57] изучили 31 звезду в интервале спектральных классов F0—G8 светимости Ib и 20 цефеид. В спектрах ни одной из этих звезд не была найдена линия лития $\lambda 6708$. В спектрах π Sgr F2 II, ν Her F2 II, 89 Her F2 Ia и δ CMa F8 Ia также не удалось обнаружить линию $\lambda 6708$ Å. Поэтому для звезд сверхгигантов в спектральном интервале F0—G8 имеем только верхнюю границу содержания лития $[Li/Ca] \leq 0,8$. Для сверхгигантов K и M содержание лития очень разное. Здесь

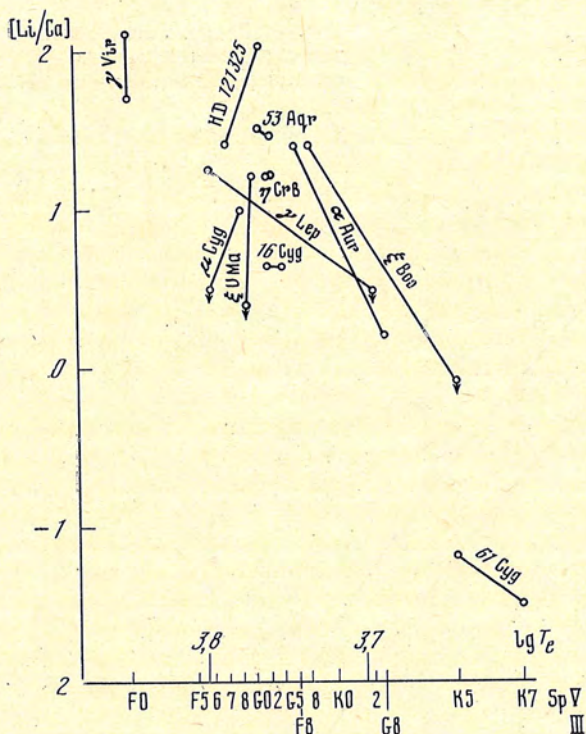


Рис. 4. Содержание лития для двойных звезд

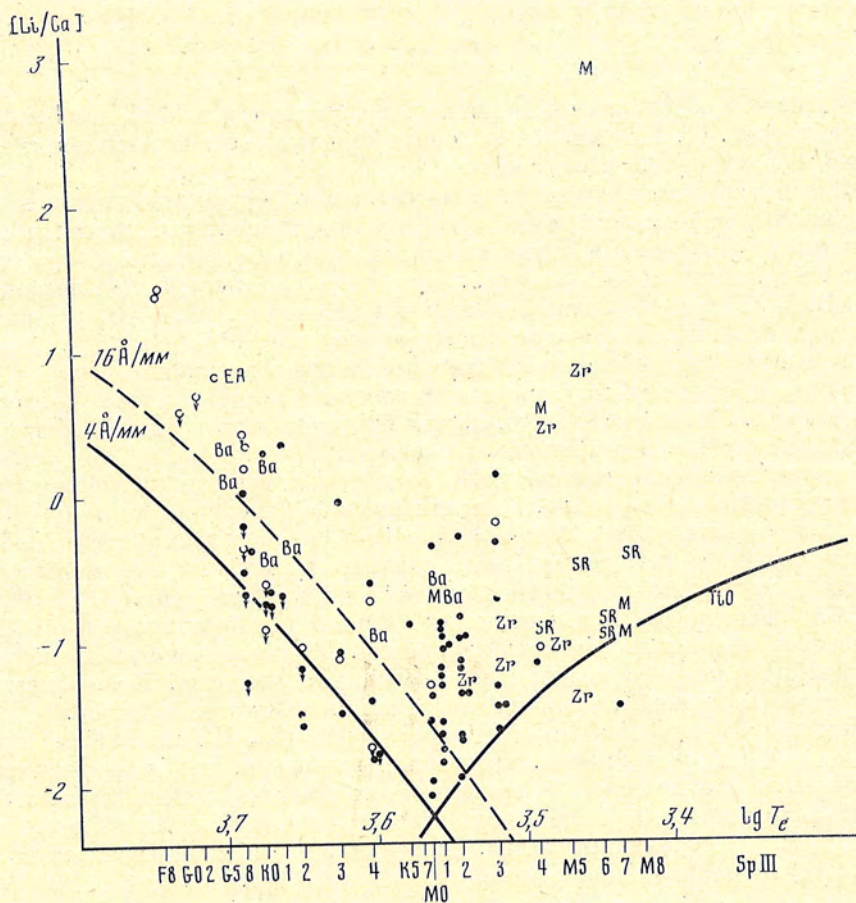


Рис. 5. Содержание лития для звезд-гигантов
Обозначения те же, что и на рис. 3

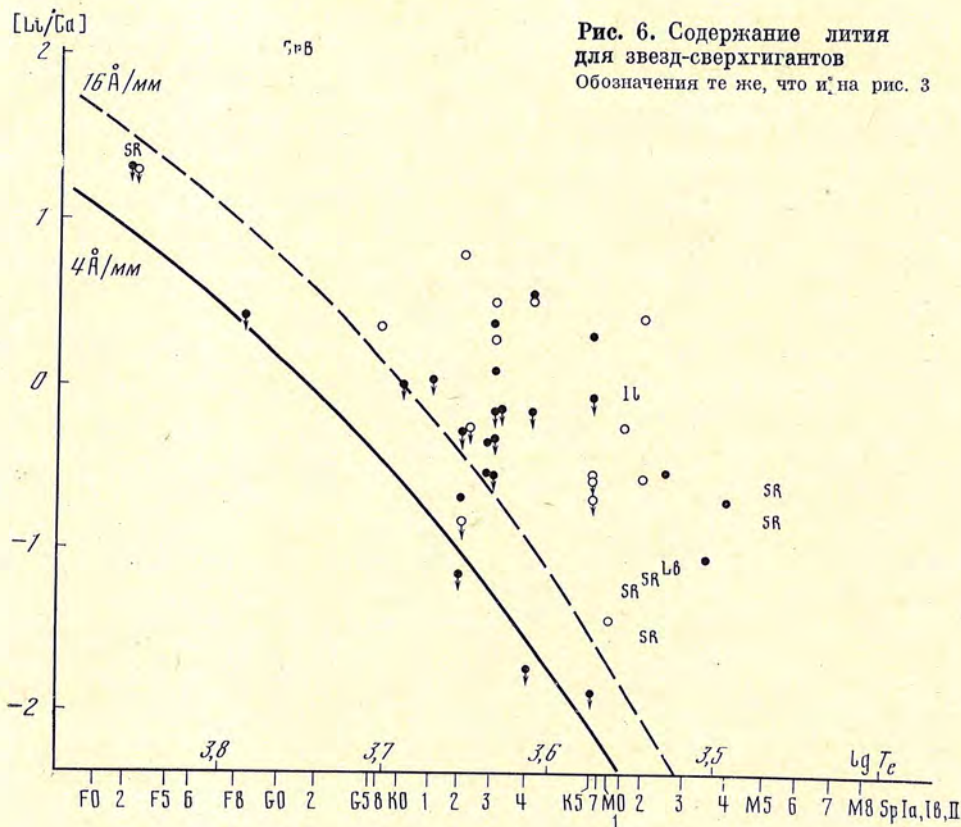


Рис. 6. Содержание лития для звезд-сверхгигантов. Обозначения те же, что и на рис. 3.

есть звезды с содержанием лития в 10 раз больше и в 100 раз меньше солнечного (рис. 6). Не удалось выделить отдельно четких зависимостей для звезд-сверхгигантов светимостей Ia, Ib, II.

Среди звезд-сверхгигантов с известным содержанием лития есть неправильные переменные типа Lc и Lb и полуправильные переменные SR. Они имеют содержание лития такое же, как и постоянные сверхгиганты подобных спектральных классов. И только одна переменная звезда типа R CrB, RY Sgr имеет очень большое содержание лития, в 100 раз больше, чем аналогичные по спектральному классу сверхгиганты [48].

6. Наряду с определениями относительного содержания лития большое значение имеют определения изотопического состава лития в звездных атмосферах. Но, к сожалению, линии изотопов лития ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в звездных спектрах не удается разрешить. Впервые в 1964 г. Хербиг [20] предложил метод определения отношения ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ путем измерения смещения центра тяжести линии лития $\lambda 6708$. Соответствующие измерения были им сделаны для 15 звезд главной последовательности в спектральном интервале F—G. Затем подобные измерения были сделаны и другими исследователями, которые постоянно совершенствовали технику измерения [36, 58, 59]. В 1969 г. Конти [60] применил для этой цели интерферометр и тем самым существенно повысил точность измерений. Для большинства исследуемых звезд Конти получил отношение ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$, равное нулю. К сожалению, у него мало измерений, общих с наблюдениями других авторов.

Данные определений ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ приведены в табл. 3, больший вес придан более поздним измерениям. Из таблицы следует, что у подавляющего числа звезд содержание ${}^6\text{Li}$ пренебрежимо мало по сравнению с содержанием ${}^7\text{Li}$. Отношения ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$, отличные от нуля, наблюдаются в основном для магнитно-переменных звезд. Возможно, что в атмосферах этих звезд существуют необходимые условия для синтеза ${}^6\text{Li}$.

Таблица 3

Звезда	Sp	[Li/Ca]	$^6\text{Li}/^7\text{Li}$
β Hyi	G1 IV	1,00	0,45 [27]
φ^2 Cet	F8 V	1,35	-0,01 [20]
θ And	F8 V	0,70	0,50 [60]
δ Tri	G0 V	1,08	0,52 [20]; 0,00 [63]
θ Per	F7 V	1,35	0,19 [20]; 0,09 [60]; 0,00 [63]
ι Per	G0 V	0,98	0,32 [20]; 0,45 [59]; 0,00 [63]
k Cet	G5 V	0,84	0,39 [20]; 0,00 [63]
10 Tau	F8 V	1,12	0,55 [20]; 0,05 [63]
δ Eri	K0 IV	0,26	0,00 [60]; 0,00 [63]
45 Tau	F4 V	1,90	0,04 [36]; 0,00 [60]
HD 27808	F7 V	1,52	0,03 [36]
γ Lep A + B	F6 + K2 V	1,25	0,04 [20]; 0,00 [60]; 0,05 [63]
χ^1 Ori	G0 V	1,26	-0,01 [20]; 0,00 [60]; 0,10 [63]
η Lep	F0 IV	1,40	0,00 [60]
56 Aur	G0 V	1,01	-0,01 [20]
ξ UMa A	G0 V	1,20	0,26 [20]; 0,00 [63]
ι Leo	F2 IV	1,70	0,00 [60]
γ Vir N	F0 V	2,10	0,00 [60]; 0,70 [64]
β Com	G0 V	1,20	0,39 [20]; 0,00 [63]
α Lib B	F5 IV—V	1,83	0,14 [59]
ξ Boo A	G8 + K5 V	1,39	-0,08 [20]; 0,00 [63]
β CrB	F0p		2,0 [64]
χ Her	F9 V	1,48	0,03 [20]; 0,00 [60]; 0,00 [63]
95 Her B	G5 III	0,83	0,23 [59]
HR 7575	A5p		0,59 [59]
γ Equ	F0 IIIp		0,89 [59]; 0,90 [64]
γ Cap	A8		0,10 [64]
ι Peg	F5 V	1,55	0,46 [20]; 0,46 [64]
ξ Peg	F7 V	0,89	-0,22 [20]; 0,00 [60]; 0,05 [63]
94 Aqr A	G8 IV	0,74	0,23 [59]
Метеориты		1,60	0,08 [62]
Солнечное пятно			0,04 [61]
Солнце		1,00	0,01 [65]

II. Интерпретация наблюдаемого материала

Выше было показано, что наблюдаемое содержание лития в атмосферах различных звезд меняется в довольно широких пределах. Эти изменения имеют вполне определенные закономерности, которые позволяют предположить, что они вызваны некоторыми общими причинами.

Наибольшее распространение получила гипотеза, высказанная Хербигом [23], что все звезды при рождении имели примерно одинаковое содержание лития, близкое к его содержанию в межзвездной среде. В ходе эволюции поверхностное содержание лития уменьшалось, создавая тем самым наблюдаемое разнообразие содержания лития в атмосферах различных звезд. Ниже попытаемся объяснить имеющиеся данные о содержании лития в атмосферах звезд с точки зрения эволюции звезд.

1. К настоящему времени в межзвездной среде определено содержание лития в двух направлениях: в направлении ξ Oph и 55 Cyg. Результаты собраны в табл. 4. При определении величины [Li/Ca] мы предположили, что содержание кальция на Солнце и в межзвездной среде одинаково. Здесь нельзя было использовать величину содержания кальция в межзвездной среде, определенную по линиям поглощения, поскольку эта величина не учитывает кальция, заключенного в твердых частицах. Из табл. 4 следует, что величина межзвездного содержания лития близка к максимальным наблюдаемым значениям содержания лития в атмосферах звезд, что находится в согласии с высказанной гипотезой.

2. Для интерпретации данных о содержании лития, представленных на рис. 3, мы рассмотрим звезды, находящиеся на начальном этапе

Таблица 4

Звезда	ρ_{II}	b_{II}	r, pc	$\lg \frac{\text{Li}}{\text{H}} \cdot 10^{12}$	$\left[\frac{\text{Li}}{\text{Ca}} \right]$	Источник
ξ Oph	6°	23	170	2,46	1,63	[66]
55 Cyg	86°	6	1000	2,78	1,88	[67]

эволюции: при подходе звезд к главной последовательности и во время пребывания на ней. Согласно Хаяши [68] звезда рождается полностью конвективной. Затем у нее возникает радиативное ядро, которое растет, оттесняя конвекцию во все более внешние слои. До тех пор пока существует конвекция, существует и перемешивание. Литий с поверхности перемещается в глубь звезды, и если в это время температура там достигает $3 \cdot 10^6$ К, то литий разрушается. Затем вещество, уже не содержащее литий, вследствие конвекции выносится на поверхность. Тем самым происходит уменьшение наблюдаемого содержания лития в атмосферах звезд. Поэтому очень важно, достигнет ли температура у основания конвективной зоны достаточно высокого значения, чтобы разрушить литий.

Как только радиативное ядро разовьется сильно, конвекция прекращается и литий на поверхности сохраняется. Возникновение радиативного ядра, его рост и исчезновение конвективной оболочки происходят у звезд разной массы на различных этапах. Поэтому следует ожидать, что и уменьшение поверхностного содержания лития будет происходить по-разному у звезд разной массы. На рис. 7 представлены эволюционные треки звезд различной массы во время подхода к главной последовательности, рассчитанные Хаяши [68] (сплошные линии), Эзером и Камероном [69] (штриховые) и Боденхеймером [70] (штрих-пунктирные). Жирная линия справа на рис. 7 — граница Хаяши; заштрихованная область — область, где звезда полностью конвективна; область, заштрихованная в клеточку, — область, где температура на нижней границе конвективной зоны уже достаточна для разрушения лития. Теоретически глубина и протяженность этой зоны рассчитывались. Оказывается, что для K4—M2 звезд длина трека в ней наибольшая. Из рис. 7 следует, что в звездах с массой $M_* > 1,25 M_\odot$, т. е. в звездах горячее, чем F2, не должно уменьшаться содержание лития в поверхностных слоях во время эволюции к главной последовательности и во время жизни на ней. У звезд с массой $1,25 M_\odot > M_* > 0,8 M_\odot$, т. е. у звезд F5—K3, содержание лития должно уменьшаться при подходе к главной последовательности. Причем уменьшение должно быть больше у звезд с меньшей массой. Теория предсказывает, что во время пребывания звезды на главной последовательности не должно происходить дальнейшего уменьшения поверхностного содержания лития. Наконец, у звезд с массой $M_* < 0,8 M_\odot$, т. е. у более холодных, чем K3, температура у основания конвективной зоны достаточно высока даже у звезд, находящихся на главной последовательности. У них уменьшение поверхностного содержания лития начинается задолго до подхода к главной последовательности и продолжается и во время пребывания звезды на ней. Эти звезды должны иметь очень низкое содержание лития.

Наблюдаемое содержание лития в атмосферах звезд главной последовательности, представленное на рис. 3, качественно согласуется с изложенными выше теоретическими расчетами. Как уже отмечалось выше, звезды типа T Тау, FU Ori имеют очень высокое содержание лития, примерно равное содержанию лития в межзвездной среде (см. рис. 3, табл. 4). Эти звезды очень молодые и находятся на стадии эволюции при подходе к главной последовательности. Они еще не дошли до зоны, где происходит уменьшение поверхностного содержания лития.

Для обычных звезд главной последовательности F0—F2 мы видим (см. рис. 3) также высокое содержание лития, близкое к межзвездному.

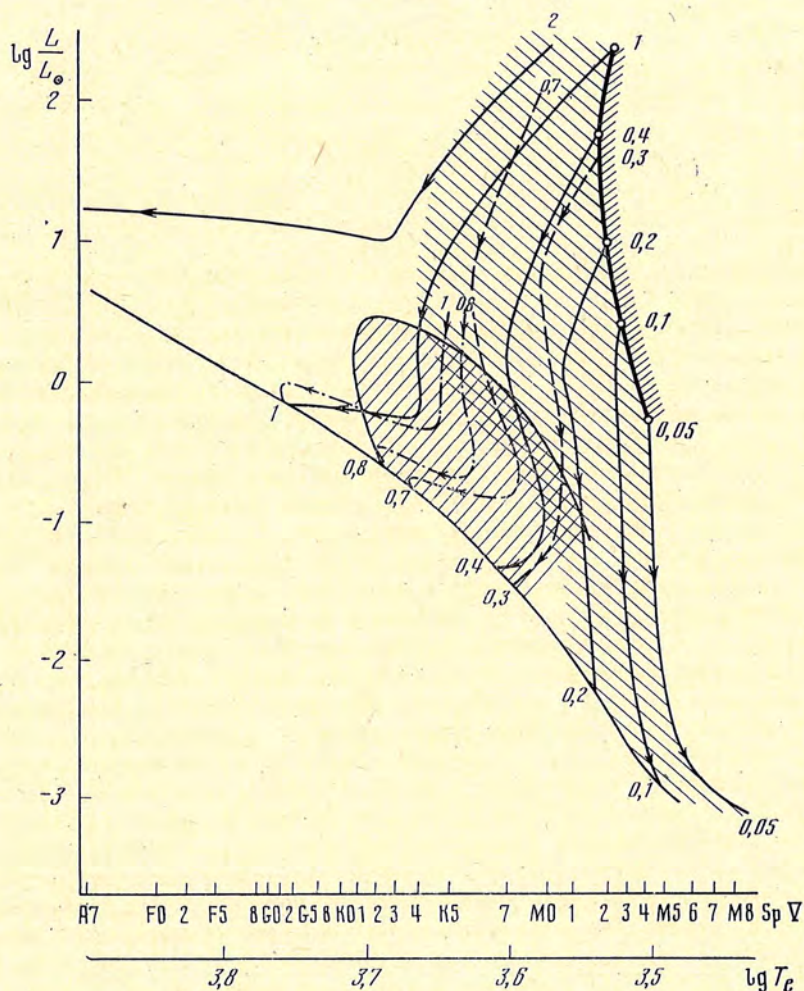


Рис. 7. Эволюционные треки для звезд разных масс при подходе к главной последовательности

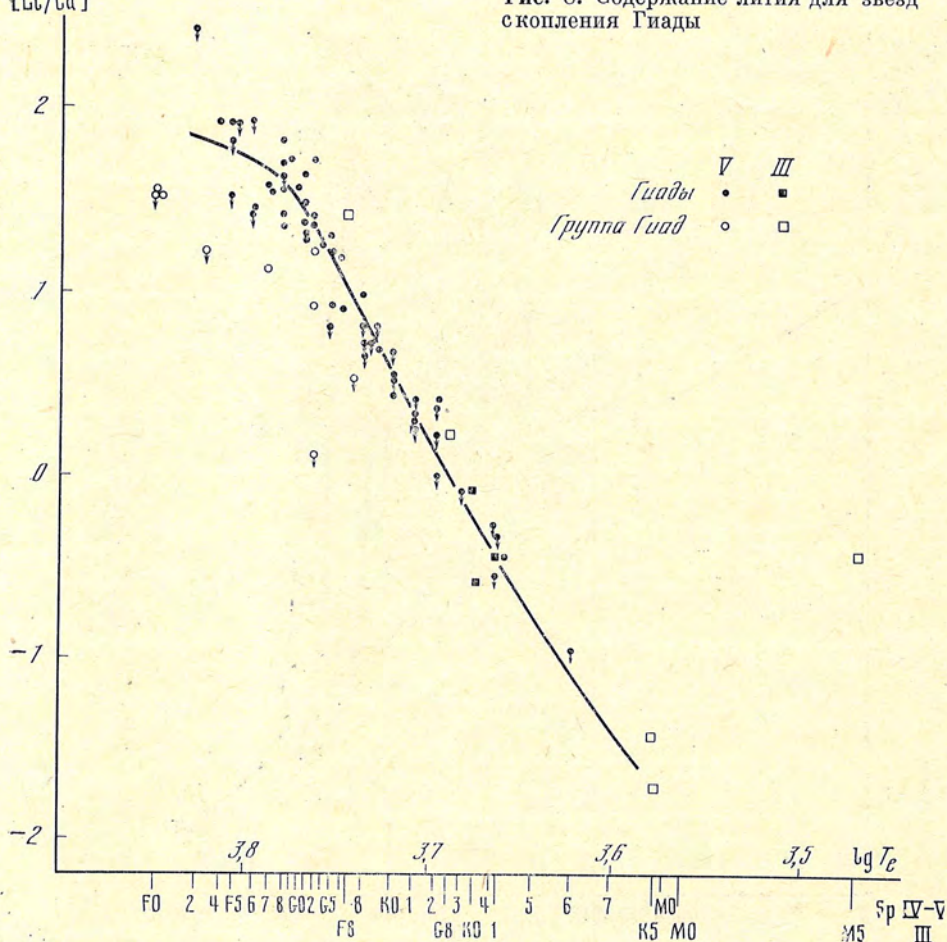
Это звезды сравнительно больших масс, у них не было выгорания лития при подходе к главной последовательности.

Для звезд F5—K3 видим постепенное уменьшение лития, которое в целом объясняется выгоранием лития еще при подходе звезды к главной последовательности.

3. Зависимость уменьшения поверхностного содержания лития от массы удобно изучать, рассматривая скопления звезд. В них мы имеем звезды одного возраста, но разных масс. Есть большое число работ, посвященных определению содержания лития в звездах разных скоплений [22—24, 33 и др.]. На рис. 8 представлена зависимость относительного содержания лития от спектрального класса для звезд скопления Гиады и группы Гиад. Мы видим, что звезды более горячие, чем G0, имеют примерно такое же содержание лития, как и в межзвездной среде. Позднее G2 начинается быстрое уменьшение содержания лития, и в звездах K содержание лития уже почти в 1000 раз меньше, чем у звезд F. На рис. 9 представлены зависимости относительного содержания лития $[Li/Ca]$ от спектрального класса для скоплений NGC 2264, Ясли, Плеяды. Мы видим, что их общий характер подобен зависимости для звезд из скопления Гиады. Но есть существенное различие. Звезды этих скоплений имеют больше лития чем звезды из скопления Гиады того же спектрального класса. Поскольку

[Li/Ca]

Рис. 8. Содержание лития для звезд скопления Гиады



[Li/Ca]

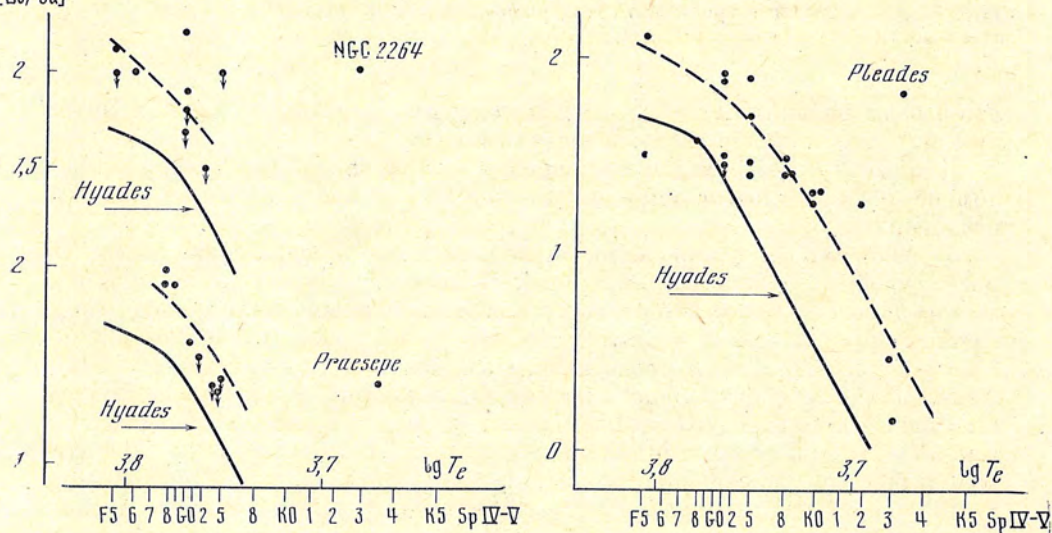
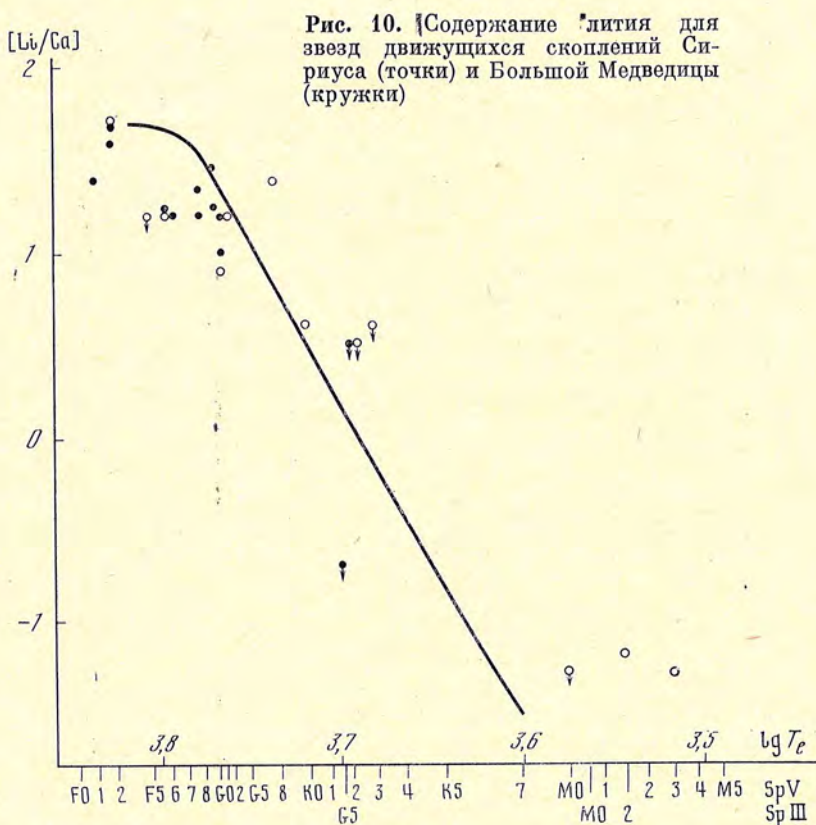


Рис. 9. Содержание лития для звезд молодых скоплений NGC 2264, $t = 1,5 \cdot 10^6$; Ясли, $t = 3 \times 10^8$; Плеяды, $t = 8 \cdot 10^7$

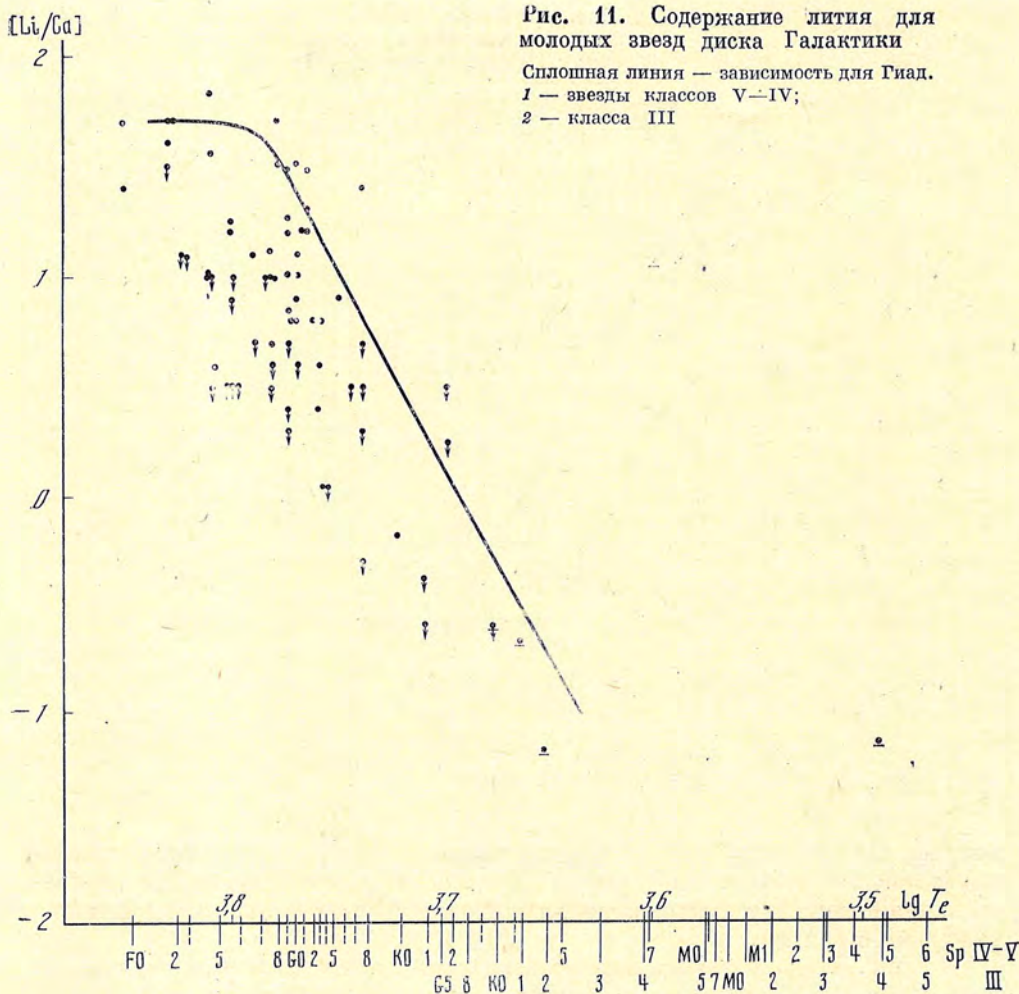
Сплошная линия указывает зависимость для Гиад, $t = 8,7 \times 10^8$



возраст всех трех скоплений меньше возраста Гиад, то указанное различие объясняется тем, что у звезд Гиад, по-видимому, механизм перемешивания вещества действовал дольше, что и привело к большим изменениям содержания лития.

На рис. 10 дана зависимость содержания лития $[Li/Ca]$ от спектрального класса для звезд двух движущихся групп — Сириуса и Большой Медведицы. Она также хорошо согласуется с зависимостью для Гиад. На рис. 9 и 10 зависимость для звезд из скопления Гиады проведена сплошной линией.

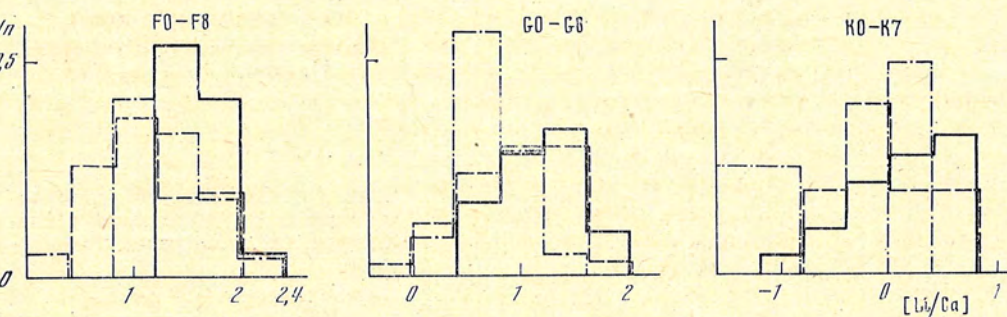
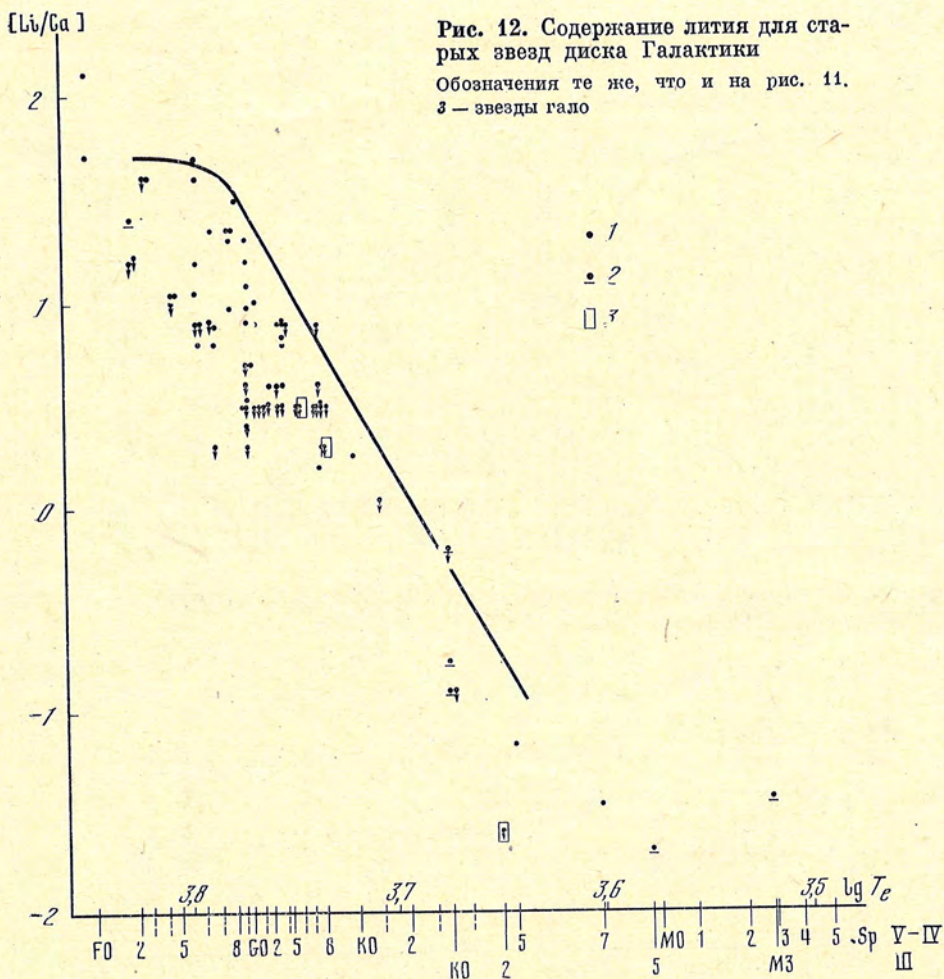
На рис. 11 и 12 представлены аналогичные зависимости $[Li/Ca] \sim Sp$ для молодого и старого населения диска. Принадлежность звезд к различным населением диска взята у Эггена [71, 72]. Все эти звезды имеют возраст в среднем больше, чем возраст Гиад. Как и на рис. 9, мы видим, что для одного и того же спектрального класса более старые звезды имеют меньшее содержание лития. Более наглядная картина в разнице этих зависимостей проявляется, когда мы их представляем в виде гистограмм (рис. 13). И наконец, наиболее уверенно разница в возрасте и в содержании лития прослеживается для самых старых звезд-субкарликов, возраст которых 10^{10} лет (их отождествление мы взяли у Сандеджа и Эггена [73, 74]), и для молодых звезд Т Тау, их возраст $5 \cdot 10^6$ лет. Эта зависимость представлена на рис. 14. Старые звезды имеют содержание лития в среднем в 50—100 раз меньше, чем молодые. Эта закономерность настолько четкая, что она проявляется даже тогда, когда мы используем косвенные характеристики для определения молодости или старости звезды. Например: звезды с малой пространственной скоростью — молодые звезды, с большой пространственной скоростью — старые звезды. Еще в 1975 г. Хербиг [23] нашел, что для звезд-карликов F5—G8 с малой пространственной скоростью содержание лития большое. Проверив эту корреляцию на большом материале, мы получили четкую разницу в содержании лития



только для звезд в спектральном интервале G0—G2. Результаты представлены в виде гистограмм (рис. 15). Данные о пространственных скоростях взяты из [75, 76].

Зависимости, представленные на рис. 8—14, показывают, что относительное содержание лития может служить довольно четким критерием возраста. На рис. 16 эти зависимости представлены вместе на одном графике схематичными кривыми. При помощи такой схемы можно ориентировочно предсказать содержание лития в атмосфере звезды, если известен ее возраст.

4. В целом теория внутреннего строения звезд хорошо объясняет различия в содержании лития в атмосферах звезд главной последовательности действием конвекции, но есть одно важное расхождение. Как отмечалось выше (см. рис. 7), для звезд главной последовательности, горячее, чем K3, не должно уменьшаться содержание лития во время пребывания на главной последовательности, поскольку температура у основания конвективной зоны недостаточна для разрушения лития. Таким образом, содержание лития в атмосферах звезд F и G главной последовательности не должно зависеть от возраста. Но наблюдения показывают обратное (см. рис. 9). Известно, что и в Гиадах и в Плеядах звезды типа G уже находятся на главной последовательности. И в том и в другом случае они уже прошли зону конвекции при подходе к главной последовательности и не должны более испытывать уменьшения лития в атмосфере.



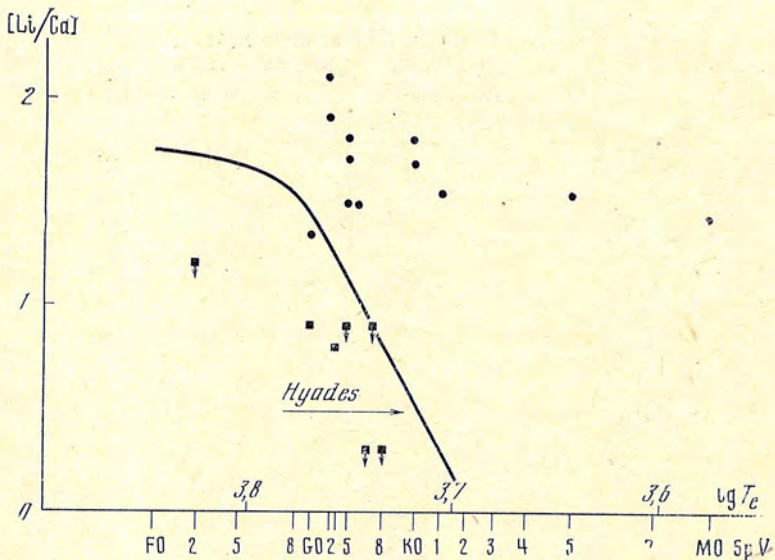


Рис. 14. Содержание лития в атмосферах молодых звезд Т Тау (точки), $t = 5 \cdot 10^6$ лет и старых звезд-субкарликов (квадратики), $t = 10^{10}$ лет

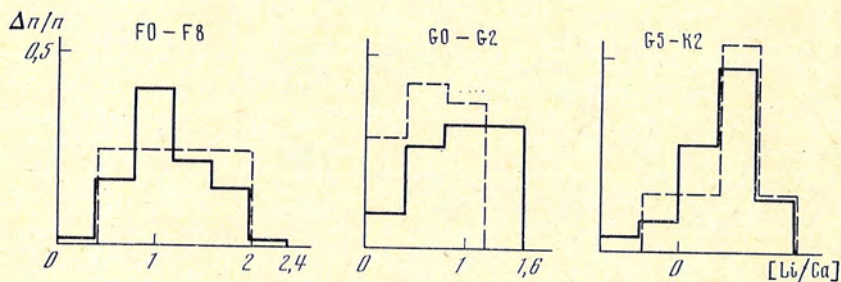


Рис. 15. Относительное распределение звезд с большими и малыми пространственными скоростями по содержанию лития

Сплошная линия — $v < 50$ км/сек, $n = 102$; штриховая — $v \geq 50$ км/сек, $n = 60$

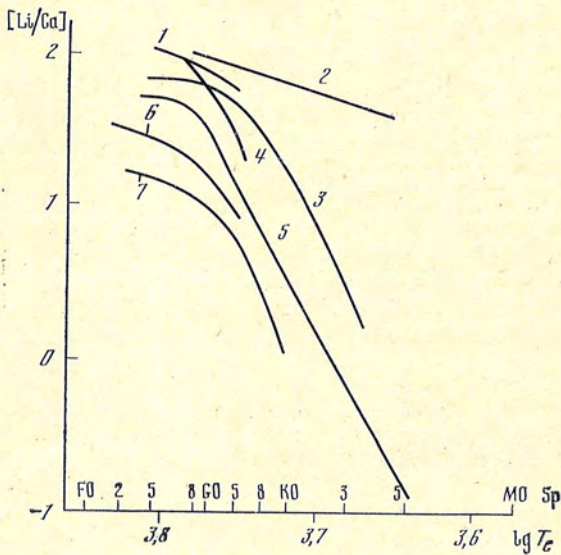


Рис. 16. Зависимости содержания лития от эффективной температуры для звезд разных скоплений

1 — NGC 2264, $1,5 \cdot 10^6$ лет; 2 — Т Тау, $5 \cdot 10^6$ лет; 3 — Плеяды, $8 \cdot 10^7$ лет; 4 — Ясли, $3 \cdot 10^8$ лет; 5 — Гиады ($8,7 \cdot 10^8$ лет), движущееся скопление Большой Медведицы; 6 — движущееся скопление Сириуса; 7 — субкарлики, 10^{10} лет

И тем не менее у более старых звезд G из скопления Гиады лития меньше, чем у более молодых звезд из скопления Плеяды.

Еще более наглядно это иллюстрирует рис. 17, на котором представлены зависимости изменения содержания лития от возраста для звезд главной последовательности больших масс (т. е. звезд спектральных классов F8—G2) и малых масс (K3—K6). Мы видим, во-первых, что в звездах больших масс лития больше, чем в звездах малых масс, во-вторых, что со временем лития в звезде становится меньше. И, в-третьих, эти зависимости показывают, что выгорание лития со временем происходит по-разному: для звезд больших масс оно сравнительно небольшое и постепенное, а для звезд малых масс — быстрое, почти скачкообразное. Из рис. 17 видно, что для звезд одного и того же спектрального класса, но пробывших разное время на главной последовательности, содержание лития различное. Это означает, что существует перемешивание вещества внутри звезды, по крайней мере между районами с $T > 3 \cdot 10^6$ К и основанием конвективной зоны. Этот механизм перемешивания должен быть менее эффективным, чем конвекция, иначе он повлиял бы существенно на перенос энергии внутри звезд и на эволюцию звезд.

Дике [77] считает, что перемешивание вещества звезды после прекращения конвекции может возникнуть из-за дифференциального вращения звезды. Он предположил, что угловая скорость не остается постоянной вдоль радиуса звезды. Ядро и оболочка имеют разные скорости вращения, и на границе между ними возникают силы, вызывающие диффузию вещества сквозь оболочку, в результате которой и происходит уменьшение содержания лития в атмосфере. Следует отметить, что Конти [78] и Ван ден Хевел и Конти [79], рассматривая звезды солнечного типа в скоплениях Плеяды, Гиады и само Солнце, обнаружили, что и содержание лития, и скорость вращения уменьшаются с возрастом. Используя данные табл. 1 для величин $[\text{Li}/\text{Ca}]$ для звезд главной последовательности и данные Уешуги и Фукуда [80] для величин скоростей вращения звезд $v \sin i$, мы построили соответствующие гистограммы для звезд малой $v \sin i \leq 10$ км/сек и большой $v \sin i > 10$ км/сек скоростей вращения. Гистограмма приведена на рис. 18. Проведенное нами сопоставление не дало четких результатов.

5. На примере звезд-гигантов класса светимости III можно увидеть картину уменьшения лития при отходе звезд от главной последовательности. При обсуждении зависимости $[\text{Li}/\text{Ca}] \sim \lg T_e$ (рис. 5) нужно помнить, что эти звезды уже давно отошли от главной последовательности. На этом этапе в звезде опять возникает большая конвективная зона, наступает сильное перемешивание и литий сгорает. Среди звезд класса светимости III одного и того же спектрального типа могут быть звезды различных масс. Этим частично объясняется широкая дисперсия на рис. 5. Для интерпретации данных наблюдений, представленных на рис. 5, прибегнем к результатам теоретических расчетов. На рис. 19 представлены согласно расчетам Ибена [81, 82] эволюционные треки звезд разных масс при отходе от главной последовательности. Штриховыми линиями соединены точки на треках, где вследствие конвекции во время эволюционной стадии гиганта первоначальное содержание лития в атмосферах звезд уменьшалось на 0,1; 1,0; 1,4; 1,6 в логарифме, т. е. содержание лития составляло 80, 10, 4 и наконец, 2,5% от первоначального. Ко времени гелиевой вспышки, т. е. при перемене движения у вершин треков, в атмосферах звезд должно сохраняться менее 2% от первоначального количества лития. Таким образом, при переходе от гигантов G0 к гигантам K3 содержание лития должно уменьшиться почти на 2 порядка. Практически мы это и наблюдаем, если рассматривать только верхнюю границу зависимости $[\text{Li}/\text{Ca}] \sim \text{Sp}$ на рис. 5. Таким образом, современная теория внутреннего строения звезд неплохо объясняет наблюдения.

Но, с другой стороны, на рис. 5 мы видим диапазон значений $[\text{Li}/\text{Ca}]$, доходящий до 3—4 порядков. Попытаемся его также объяснить. Для этого

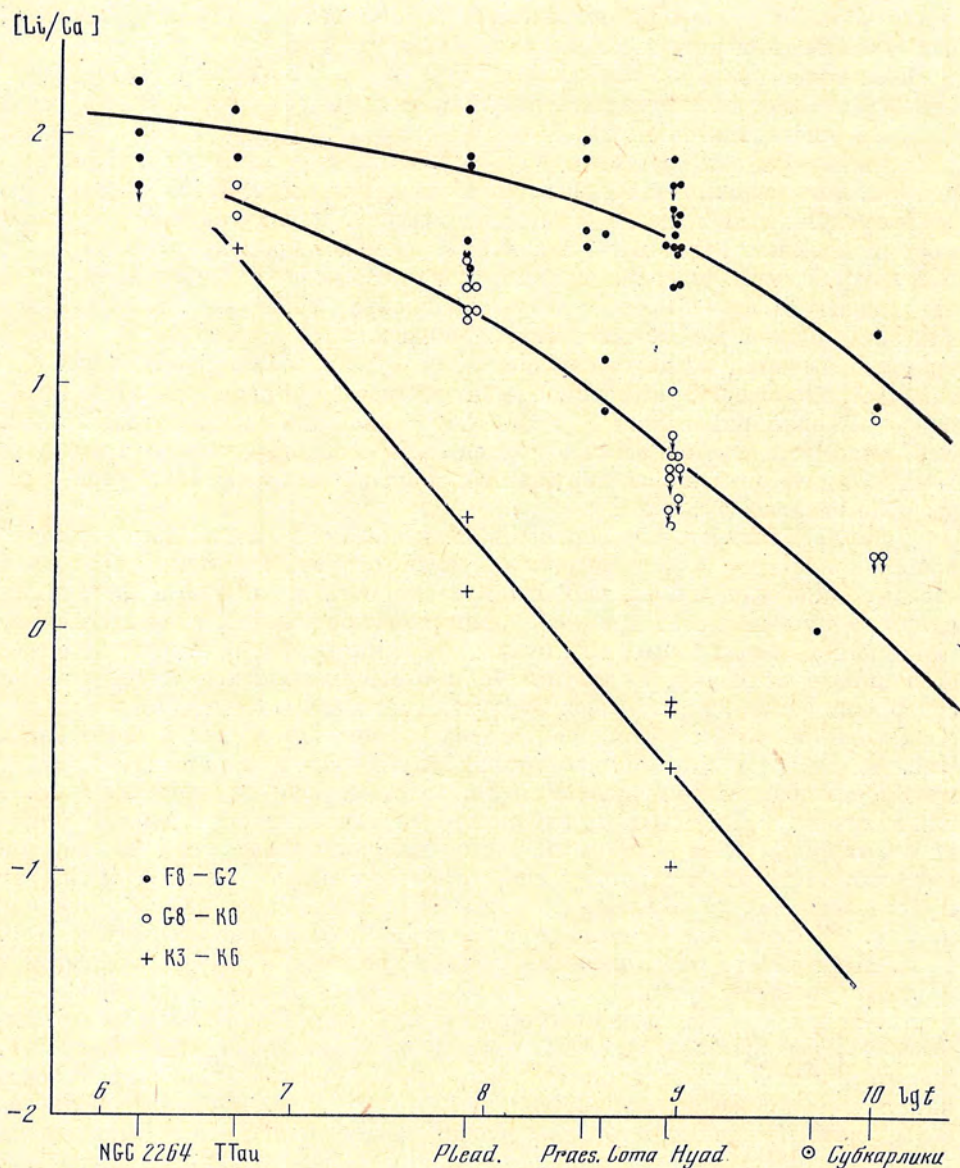


Рис. 17. Изменение поверхностного содержания лития с возрастом для звезд разных спектральных классов

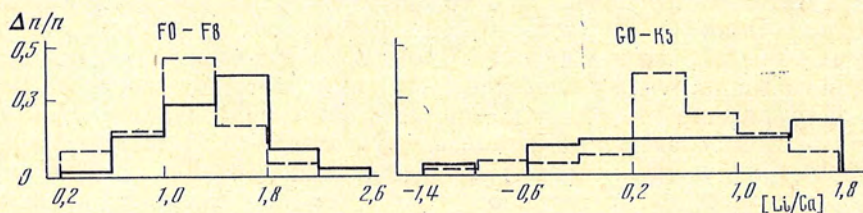


Рис. 18. Относительное распределение звезд с большими и малыми скоростями вращения по содержанию лития

Сплошная линия — $v \sin i > 10 \text{ км/сек}$, $n = 67$ для F0—F8 и $n = 26$ для G0—K5, штриховая линия — $v \sin i \leq 10 \text{ км/сек}$, $n = 39$ для F0—F8 и $n = 55$ для G0—K5

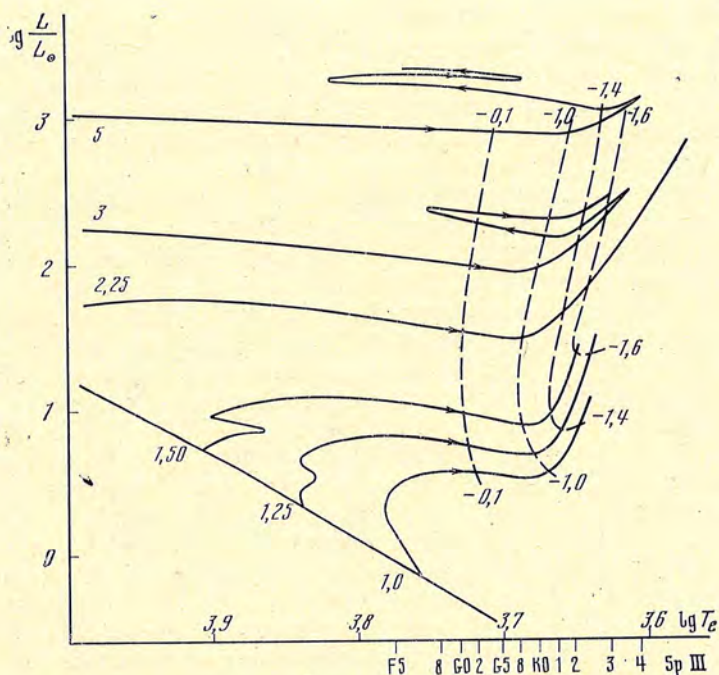


Рис. 19. Эволюционные треки для звезд разных масс при эволюции после главной последовательности, рассчитанные Ибеном [81, 82]

рассмотрим звезды только малых масс, например $1 M_{\odot}$. На рис. 7 мы видим, что все эволюционные треки для звезд малых масс идут через область большой конвекции, где происходит перемешивание и, следовательно, уменьшение содержания лития в атмосфере звезды еще при подходе к главной последовательности. И поэтому звезды малых масс еще до подхода к зоне возникновения конвекции в области гигантов будут иметь содержание лития в своих атмосферах в 10—50 раз меньшее, чем более массивные звезды. Перемешивание же вещества на стадии гиганта приведет к дальнейшему уменьшению содержания лития в атмосферах этих звезд. А, значит, на рис. 5 мы можем наблюдать диапазон изменения содержания лития в атмосферах гигантов на 3—4 порядка. Итак, большую дисперсию содержания лития в атмосферах звезд спектральных классов G2—G5 вызывает то обстоятельство, что в этом спектральном интервале мы наблюдаем звезды разных масс и звезды, находящиеся на разных эволюционных путях развития, т. е. звезды, недавно отошедшие от главной последовательности, у которых литий выгорел, но не весь, и звезды, уже дошедшие до гелиевой вспышки и теперь возвращающиеся опять к главной последовательности; такие звезды успели потерять почти весь литий.

Особенно интересно оценить содержание лития для звезды на ее эволюционном пути между главной последовательностью и ветвью гигантов. Но это очень трудно, так как время жизни звезды в этом интервале очень короткое. Однако мы имеем единственный случай спектрально-двойной звезды α Aug, состоящей из двух гигантов — F8 III и G8 III. Ее период обращения составляет 105 дней и говорит о том, что звезды расположены достаточно далеко друг от друга, чтобы присутствие одного не влияло на эволюцию другого. Компоненты А и В имеют один и тот же возраст, примерно одинаковую массу $\sim 2,9 M_{\odot}$, а содержание лития разное. Согласно Мерчант [38] компонент F8 III имеет $[Li/Ca] = 1,40$, а G8 III — $[Li/Ca] = 0,20$. Валлерстейн [37] объясняет различие в содержании лития тем, что более поздний компонент G8 III уже вошел в зону, где вследствие

конвекции происходит уменьшение содержания лития, а компонент F8 III еще не дошел до этой зоны. Согласно рис. 19, где нанесены теоретические треки эволюционного пути звезд, следует ожидать различие в содержании лития около 0,8 в логарифме, что в какой-то степени согласуется с наблюдениями. Наблюдения в этом случае, как и в большинстве других, дают большее различие, чем предсказывает теория.

6. Небольшое расхождение между теорией и наблюдениями мы имеем в случае некоторых звезд-субгигантов. В 1964 г. исследуя несколько высокодисперсионных спектров ($D = 7 \text{ \AA/мм}$) субгиганта $\delta \text{ Eri}$ (K0 IV), возраст которого $t = 10^{10}$ лет, Контти [34] получил значение $[\text{Li}/\text{Ca}] = 0,23$, т. е. содержание лития в его атмосфере больше, чем на Солнце. Это противоречило установившемуся мнению, что раз звезда старше Солнца, то лития в ее атмосфере должно быть меньше. Затем удалось обнаружить еще несколько субгигантов с подобным содержанием лития.

Валлерстейн [28] для трех субгигантов — HD 147722 G0 IV, HD 169392 G0 IV и 94 Aqr HD 219834 G5 IV, нашел, что относительное содержание лития значительно больше солнечного. Хербиг и Вольф [30] изучали содержание лития в атмосферах 12 субгигантов F6—K1 IV с массами от 1,2 до 1,4 $M_{\odot}$. Для большинства субгигантов оно такое же, как у звезд главной последовательности, но в атмосферах некоторых из них содержание лития в 10 раз больше, чем на Солнце. Авторы выдвигают два предположения: либо литий рождается сейчас в атмосфере звезды, либо нынешние субгиганты вообще первоначально имели повышенное содержание лития. И несмотря на то, что литий в их атмосферах выгорал и перед приходом на главную последовательность, и во время отхода от главной последовательности, все-таки у этих звезд лития осталось еще очень много, больше, чем сейчас на Солнце. Однако работа, выполненная Фистом [27] для $\beta \text{ Hui}$, противоречит этому предположению. Фист определил не только относительное содержание лития $[\text{Li}/\text{Ca}] = 1,00$, но и относительное содержание изотопов лития ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0,45$. Как известно, ${}^6\text{Li}$ очень быстро разрушается, а раз он наблюдается сейчас, да еще в большом количестве, значит можно допустить, что литий в звезде образовался недавно.

7. Для интерпретации данных наблюдений, полученных для звезд-сверхгигантов (см. рис. 6), мы в общих чертах можем рассуждать так же, как и для звезд-гигантов. Звезды-сверхгиганты имеют массу 5—15 $M_{\odot}$. Как и у звезд-гигантов, у них образуются глубокие конвективные зоны при подходе к спектральным классам G8—K0 (см. рис. 19). Вследствие конвекции и горения лития внутри звезды мы наблюдаем уменьшение поверхностного содержания лития при переходе от горячих звезд к более холодным (см. верхнюю границу расположения точек и кружков на рис. 6). Следует заметить, что для подавляющего большинства звезд-сверхгигантов F—G не удалось обнаружить линию лития $\lambda 6708 \text{ \AA}$ [57].

Уоррен [29] предположил, что мы в основном наблюдаем звезды, уже возвращающиеся из области холодных сверхгигантов, где они потеряли весь литий. А те поздние K- и M-сверхгиганты, которые имеют содержание лития примерно в 10 раз большее, чем на Солнце, видимо, недавно пришли в ветви сверхгигантов. Согласно Ибену [83] время жизни звезды в области сверхгигантов K при эволюции к холодным звездам относится ко времени жизни звезды в той же области при последующей эволюции к горячим звездам как 1 : 6. Следовательно, мы и должны среди сверхгигантов наблюдать в основном звезды, бедные литием. Следует отметить, что в отличие от звезд главной последовательности и звезд-гигантов ни один из сверхгигантов не имеет высокого, близкого к межзвездному содержания лития. Причины этого не ясны.

Как было показано выше, основные особенности наблюдаемого содержания лития в атмосферах звезд можно качественно объяснить с точки зрения гипотезы, что первоначально все звезды имели высокое содержание

лития, близкое к содержанию в межзвездной среде. Но в ходе эволюции вследствие перемешивания вещества и разрушения лития внутри звезды поверхностное содержание уменьшалось. Однако есть целый ряд вопросов, на которые мы не имеем определенных ответов:

1. Что вызывает дальнейшее уменьшение содержания лития в атмосферах звезд главной последовательности, когда конвективная зона уже не достигает горячих слоев?

2. Почему некоторые субгиганты имеют больше лития, чем звезды главной последовательности, имеющие ту же массу?

3. Почему гиганты М имеют в среднем более высокое содержание лития по сравнению с гигантами К?

4. Почему так много лития в атмосферах звезд S и C?

5. Почему среди сверхгигантов отсутствуют звезды с содержанием лития, близким к его содержанию в межзвездной среде (см. рис. 6)?

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. K. Bonsack. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 843.
2. W. K. Bonsack, J. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1960, 131, 83.
3. W. K. Bonsack. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 340.
4. M. Dachler. *Astrophys. J.*, 1967, 150, 667.
5. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 18.
6. J. L. Greenstein, R. S. Richardson. *Astrophys. J.*, 1951, 113, 536.
7. A. W. Weiss. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 1262.
8. L. Goldberg, E. A. Muller, J. H. Aller. *Astrophys. J. Suppl.*, 1960, 5, N 45, 1.
9. H. G. Bueren. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1952, 11, 432.
10. P. J. van Rhijn. *Publ. Astron. Lab. Groningen*, 1924, N 35.
11. E. Hertzsprung. *Ann. Leiden Obs.*, 1947, 19, N 1A.
12. W. J. Klein-Wassink. *Publ. Astron. Lab. Groningen*, 1927, N 41.
13. M. F. Walker. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, 2, 365.
14. S. Vasiljevskis, W. Z. Sanders, A. G. A. Balz. *Astron. J.*, 1965, 70, 797.
15. D. Hoffleit. «Bright Stars Catalog», Yale Univ. Obs. 1964.
16. R. P. Kraft, O. C. Wilson. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 828.
17. A. Merchant-Boesgaard. *Astrophys. Lett.*, 1970, 5, N 4, 145.
18. B. Warner. *J. Q. S. R. T.*, 1969, 9, N 12, 1637.
19. G. H. Herbig. *Advances Astron. Astrophys.*, 1962, 1, 47.
20. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 702.
21. P. S. Conti, G. Wallerstein, R. F. Wing. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 999.
22. R. R. Zappala. *Astrophys. J.*, 1972, 172, 57.
23. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 588.
24. I. J. Danziger, P. S. Conti. *Astrophys. J.*, 1966, 146, 392.
25. A. Merchant. *Astrophys. J.*, 1967, 147, 587.
26. A. Merchant-Boesgaard. *Astrophys. J.*, 1970, 161, 1003.
27. M. W. Feast. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1966, 134, N 4, 321.
28. G. Wallerstein. *Astrophys. J.*, 1966, 145, 759.
29. P. R. Warren. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1973, 163, 337.
30. G. H. Herbig, R. J. Wolff. *Ann. Astrophys.*, 1966, 29, 593.
31. P. S. Conti, I. J. Danziger. *Astrophys. J.*, 1966, 146, 383.
32. A. Merchant. *Astrophys. J.*, 1966, 143, 336.
33. G. H. Herbig, G. Wallerstein, P. S. Conti. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 610.
34. P. S. Conti. *Observatory*, 1964, 84, 122.
35. I. J. Danziger. *Astrophys. J.*, 1967, 150, 733.
36. P. Bodenheimer, G. Wallerstein, A. Merchant. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 790.
37. G. Wallerstein. *Astrophys. J.*, 1966, 143, 823.
38. A. Merchant-Boesgaard. *Astrophys. J.*, 1971, 167, 511.
39. G. H. Herbig. *Vistas in Astronomy*, 1966, 8, 109.
40. P. S. Conti. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 567.
41. I. J. Danziger, J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1966, 147, 151.
42. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 54.
43. Y. Yamashita. *Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria*, 1967, 12, N 17, 455.
44. R. M. Catchpole. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1971, 154, N 4, 15.
45. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 47.
46. М. Е. Боярчук, Н. Ф. Войханская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 342.
47. G. Wallerstein. *Astrophys. Lett.*, 1971, 7, 199.

48. *I. J. Danziger*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1965, 130, N 2, 199.
49. *H. L. Johnson*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1966, 4, 193.
50. *Б. В. Рыжаркин, П. Н. Холопов* и др. Общий каталог переменных звезд. М., «Наука», 1969.
51. *G. L. Grusdalen*. Astrophys. J., 1973, 182, 781.
52. *G. H. Herbig, E. A. Harlan*. Intern. Bul. Var. Stars, 1971, N 543.
53. *B. W. Bopp*. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, 86, 281.
54. *M. Hirai*. Publ. Astron. Soc. Japan, 1969, 21, N 1, 91.
55. *Y. Fujuta, T. Tsuji*. Proc. Japan Acad., 1964, 40, 404.
56. *Y. Fujuta, T. Tsuji*. Symp. IAU, 1966, N 26, p. 311.
57. *P. S. Conti, G. Wallerstein*. Astrophys. J., 1969, 155, 11.
58. *G. Wallerstein*. Astrophys. J., 1965, 141, 311.
59. *G. Wallerstein, A. Merchant*. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1965, 77, N 455, 140.
60. *P. S. Conti*. Astrophys. J., 1969, 155, L167.
61. *W. A. Traub, F. L. Roesler*. Astrophys. J., 1971, 163, 629.
62. *W. Nichiporuk*. In «Elemental Abundances in Meteorites». N. Y., 1971.
63. *G. J. Cohen*. Astrophys. J., 1971, 171, 71.
64. *Н. С. Полосухина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, 118.
65. *E. Muler, E. Peytremann, R. De La Reza*. Solar Phys., 1965, 41, N 1, 53.
66. *W. A. Traub, N. P. Garleton*. Astrophys. J., 1973, 184, L11.
67. *P. A. Vanden, G. Grupsmith*. Astrophys. J., 1974, 187, L9.
68. *C. Hayashi*. Annual Rev. Astron. and Astrophys., 1966, 4, 171.
69. *D. Ezer, A. G. W. Cameron*. Canad. J. Phys., 1965, 43, 1487.
70. *P. Bodenheimer*. Astrophys. J., 1965, 142, 451.
71. *O. J. Eggen*. Publ. Astron. Soc. Pacific., 1969, 81, N 482, 553.
72. *O. J. Eggen*. Astrophys. J., 1973, 182, 821.
73. *A. R. Sandage, O. J. Eggen*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 278.
74. *A. R. Sandage, O. J. Eggen*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 255.
75. *O. J. Eggen*. Roy. Obs. Bull., 1964, N 84.
76. *R. Woollie, E. A. Epps, M. J. Penston, S. B. Pocock*. Roy. Obs. Ann., 1970, N 5.
77. *R. H. Dicke*. Astrophys. J., 1972, 171, 331.
78. *P. S. Conti*. Astrophys. J., 1968, 152, 657.
79. *Van den Hemwel, P. Conti*. Science, 1971, 171, 895.
80. *A. Uesugi, I. Fukuda*. Mem. Fac. Sci. Kyoto Univ., 1970, 33, N 2, 205.
81. *I. J. Iben*. Astrophys. J., 1965, 143, 483.
82. *I. J. Iben*. Astrophys. J., 1965, 142, 1447.
83. *I. J. Iben*. Astrophys. J., 1965, 143, 505.

ИСТОЧНИК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ Cyg X-3 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1974 г.

А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор,
В. П. Фомин

Наблюдения источника гамма-квантов с энергией $> 2 \cdot 10^{12}$ эв Cyg X-3 на регистраторе черенковских вспышек КАО АН СССР были продолжены в 1974 г. Методика измерений была изменена таким образом, что источник находился в поле зрения детекторов все время наблюдений в течение ночи. Средняя амплитуда эффекта в направлении на источник в 1974 г. равна $0,72 \pm 0,27\%$ ($2,7\sigma$), однако в августе величина амплитуды составляет $2,12 \pm 0,48\%$ ($4,4\sigma$). Подтверждается присутствие периодической компоненты потока гамма-излучения. Из рассмотрения всех данных наблюдений 1972—1974 гг. следует, что величина потока изменчива от месяца к месяцу. Значения фаз, при которых наблюдается избыточная интенсивность, удастся согласовать для всех трех лет наблюдений, если принять для периода величину $T = 0^d,199682$.

THE OBSERVATIONS OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCE Cyg X-3 IN 1974, by A. A. Stepanian, B. M. Vladimirovsky, Yu. I. Neshpor, V. P. Fomin. The measurements of the flux of gamma-ray quanta with the energy $> 2 \cdot 10^{12}$ ev from the source of Cyg X-3 using Cherenkov flashes counting of EAS were continued in 1974. The observations were made by T-mode, so the source was in the field of view of the detectors all the time of the measurements. The mean amplitude of the counting rate excess in direction of the object was $0.72 \pm 0.27\%$ (2.7σ), but in August the amplitude was as large as $2.12 \pm 0.48\%$ (4.4σ). It's confirmed the presence of periodical component of the flux. All data of the observations of 1972—1974 years are discussed. It's shown that flux is variable from month to month. The phase values of counting rate excess may be come to agreement for all body data if the value of the period $T = 0^d,199682$ is used.

Наблюдения на установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1972 г. привели к обнаружению источника гамма-излучения с энергией $> 10^{12}$ эв в направлении на рентгеновский и радиоисточник Cyg X-3 [1, 2].

Совместный анализ данных 1972 и 1973 гг. показал, что излучение гамма-квантов носит периодический характер [3]. К этому же выводу приходят авторы [4], где проведено сопоставление данных об излучении гамма-квантов от Cyg X-3 в области энергий 10^8 и 10^{12} эв. Период изменения интенсивности потока равен или кратен периоду рентгеновского и инфракрасного излучений этого объекта.

Однако материал наблюдений 1972 и 1973 гг. оказался очень неравномерно распределенным по фазам рентгеновского излучения и только частично перекрывает период. Это обусловлено тем, что период кратен суткам (а измерения происходили примерно в одно и то же время суток) и малым временем нахождения источника в поле зрения детекторов.

В 1974 г. наблюдения этого объекта были продолжены. При этом, не-

сколько изменив методику измерений, нам удалось значительно увеличить время нахождения источника в поле зрения приемных конусов установки (более чем на порядок по сравнению с 1972—1973 гг.).

§ 1. Наблюдения 1974 г. и их обработка

При измерениях 1974 г. в установку для регистрации черенковских вспышек ШАЛ (см. [5]) не было внесено каких-либо существенных изменений. С целью повышения статистической точности был лишь увеличен телесный угол приемного конуса детекторов. В измерениях 1972—1973 гг. геометрический половинный угол равнялся $0^{\circ},9$, при наблюдениях 1974 г. он был увеличен до $1^{\circ},3$. Средняя скорость счета черенковских вспышек от космических лучей в зените в условиях хорошей прозрачности достигала 90 мин^{-1} на каждой секции установки.

Наблюдения источника Суг X-3 несколько затруднены из-за близости довольно яркой ($2^m,5$) звезды γ Лебеда. Попадание звезды в поле зрения светоприемников нарушает работу систем стабилизации ФЭУ. Между тем склонение γ Лебеда отличается от склонения Суг X-3 лишь на $0^{\circ}41'$. В измерениях 1972—1973 гг., когда геометрический угол зрения детекторов составлял $0^{\circ},9$, специально вводилось небольшое смещение по склонению с таким расчетом, чтобы звезда не попадала в поле зрения, а возможный поток гамма-квантов от Суг X-3 еще мог быть измерен. В наблюдениях 1974 г., чтобы избежать попадания γ Лебеда в приемный конус, было использовано то обстоятельство, что расстояние между Суг X-3 и яркой звездой по прямому выходению равно 10^m . Измерения осуществлялись следующим способом. Сначала на объект (точнее в точку небесной сферы с $\delta = 41^{\circ}00'$ и $\alpha = 20^h27^m$) наводились детекторы 1-й секции и в течение 12 мин регистрировался возможный поток гамма-квантов от Суг X-3. Через 12 мин в ту же точку небесной сферы наводились детекторы 2-й секции. При этом на 1-й секции уже измерялась скорость счета фона. Еще через 12 мин в ту же точку вновь наводилась 1-я секция и т. д.

Таким образом, исследуемый источник постоянно находился в поле зрения одной из секций, причем другая секция в это время регистрировала фон вне источника. Весь цикл измерений занимал обычно 2—3 часа. Наблюдения Суг X-3 проводились в течение всего благоприятного времени — с 19 июля по 16 ноября — с перерывами, обусловленными плохими погодными условиями либо присутствием Луны.

Для отбора данных, свободных от метеовариаций, был использован метод, подробно изложенный в [6]. Для нахождения величины возможного дрейфа в скорости счета использовался интервал измерений фона при каждом сканировании. Поскольку ошибка в определении дрейфа при этом существенно больше, чем в ранее применявшемся методе наблюдений, был проведен анализ величин дрейфов. Были построены частотные распределения величины дрейфа для каждого месяца наблюдений и графики изменения дрейфа во время сканирования за каждую ночь. Полученные частотные распределения не отличаются от гауссовых. Для распределений, включающих весь отобранный материал, χ^2 -тест дает вероятности того, что распределение гауссово $P_1 (>\chi^2) = 0,40$ и $P_2 (>\chi^2) = 0,85$ для 1-й и 2-й секций соответственно. Временной ход величины дрейфа также не обнаруживает в пределах ошибок каких-либо систематических изменений в течение ночи.

Из всего сказанного следует, что увеличение ошибки в измерении дрейфа при переходе к новой методике наблюдений не повлекло за собой снижение эффективности исключения данных, искаженных метеовариациями. Всего из дальнейшего рассмотрения было исключено около 25% материала. Осталось 357 сканирований. В последующей обработке использовались значения амплитуды эффекта в направлении на источник, выраженные в процентах к фону космических лучей.

§ 2. Основные результаты наблюдений 1974 г.

Используя значения амплитуд эффектов в направлении на Суг X-3, мы получили возможность определять средние значения потока гамма-квантов (в % к фону) за различные интервалы времени.

Анализ показал, что объект — как в предыдущие годы — уверенно обнаруживался в гамма-лучах. Средняя величина эффекта по всем измерениям 1974 г. оказалась равной $0,72 \pm 0,27\%$. Величина амплитуды меньше, чем в предыдущие годы (табл. 1).

Таблица 1

Год	Амплитуда	Месяц					Среднее
		VII	VIII	IX	X	XI	
1972	$A \pm \sigma$			$+4,84 \pm 1,95\%$	$-2,46 \pm 2,72\%$	$+8,3 \pm 6,1\%$	$+2,79 \pm 1,55\%$
	A/σ			$+2,48$	$-0,90$	$+1,36$	$+1,80$
1973	$A \pm \sigma$		$-2,46 \pm 2,14\%$	$+3,83 \pm 1,41\%$	$+1,26 \pm 2,03\%$		$+1,82 \pm 1,02$
	A/σ		$-1,15$	$+2,72$	$+0,62$		$+1,79$
1974	$A \pm \sigma$	$-1,29 \pm 0,79\%$	$+2,12 \pm 0,48\%$	$+0,04 \pm 0,47\%$	$+0,83 \pm 0,60\%$	$+0,51 \pm 1,23\%$	$+0,72 \pm 0,27\%$
	A/σ	$-1,63$	$+4,41$	$+0,09$	$+1,38$	$+0,41$	$+2,67$

Оказалось, что положительный эффект в 1974 г. обусловлен в основном наличием избыточной интенсивности в направлении на источник только в одном месяце — августе (табл. 1). Измерения в этом месяце проводились с 17-го по 25-е без перерыва. Возрастание скорости счета в направлении на Суг X-3 наблюдалось на обеих секциях и равно $2,08 \pm 0,66\%$ ($3,2\sigma$) и $2,17 \pm 0,71\%$ ($3,1\sigma$) для 1-й и 2-й секций соответственно. Суммарный эффект за август составляет $2,12 \pm 0,48\%$ ($4,4\sigma$).

Временной ход скорости счета черенковских вспышек по данным обеих секций за август представлен на рис. 1. Там же показан временной ход случайных (ложных) совпадений и изменение яркости ночного неба вдоль трассы сканирования в условных единицах. Хорошо видно, что уровень интенсивности в направлении на источник заметно выше, чем фон космических лучей, тогда как скорость счета ложных совпадений не изменяется. Четко видна граница перехода от источника к фону. Штриховой линией обозначен момент выхода источника из поля зрения детекторов.

§ 3. Изменчивость потока гамма-излучения Суг X-3 по данным наблюдений 1972—1974 гг.

Изменчивость по годам и от месяца к месяцу. Собранный за три года материал позволяет исследовать вопрос об изменчивости потока гамма-излучения Суг X-3 достаточно подробно в различных временных шкалах. Данные по среднегодовым и среднемесячным значениям амплитуд за все время наблюдений сведены в табл. 1 (первая строчка — амплитуда и ошибка в процентах, вторая — отношение амплитуды к ошибке A/σ). Средний за три года эффект составляет $0,85 \pm 0,26\%$ ($3,3\sigma$).

Из табл. 1 хорошо видно, что поток гамма-квантов определенно меняется от месяца к месяцу. Проверка гипотезы об изменчивости потока с помощью χ^2 -теста показала, что флуктуации измеряемого потока гамма-квантов не могут быть статистическими [$P(>\chi^2) < 10^{-2}$]. Из рассмотрения табл. 1 хорошо видно, что эффект фактически наблюдался в течение трех месяцев — в сентябре 1972 г., в сентябре 1973 г., в августе 1974 г.

Изменчивость потока ото дня ко дню. Используя данные 1974 г. о среднесуточной интенсивности потока гамма-квантов, мы провели следующий анализ. Было построено распределение отношения A_c/σ , где A_c — среднесуточное значение амплитуды эффекта в направлении на Суг X-3, а σ — ошибка определения этой величины. Как и следовало ожидать, наблюдается смещение центра тяжести распределения, однако дисперсия $D(A_c/\sigma) = 0,98 \pm 0,12$, т. е. в пределах ошибок не отличается от нормальной. Таким образом, сколько-нибудь значительной изменчивости амплитуды ото дня ко дню не замечается. Аналогичное исследование, проведенное для данных августа 1974 г., дало лишь указание на возможную изменчивость потока. Кажущееся противоречие с результатами исследования изменчивости от месяца к месяцу объясняется различием статистической точности измерений за разные интервалы времени.

Таблица 2

Параметр	1972 г.	1973 г.	1974 г.
$\overline{(A/\sigma)}$	+0,5)	+0,25	+0,10
$D(A/\sigma)$	$1,28 \pm 0,30$	$1,15 \pm 0,19$	$0,99 \pm 0,07$

Быстрые изменения интенсивности. Для исследования изменчивости от скана к скану были построены распределения величины A/σ , где A — амплитуда эффекта за скан, а σ — ошибка определения этой величины. Такие распределения были построены для трех лет наблюдений — 1972, 1973 и 1974 гг., но только для первой секции установки. Смещение центра тяжести ($\overline{A/\sigma}$) и значения дисперсий распределений приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что статистически значимого уширения не наблюдается. Этот факт может быть также связан с малой точностью измерений за один скан.

§ 4. Периодический характер изменений потока гамма-квантов от Суг X-3

Для анализа данных мы предположили, что период рентгеновского излучения в 1974 г. был таким же, как и в 1972—1973 гг. Были приняты следующие значения для периода и фазы минимума [7]: $T = 0^d,199672$ и $JD_{\min} = 2441582,874$. Результаты фазового анализа представлены на рис. 2. На рисунке представлены значения амплитуды эффекта, усредненные по всем сканам, для которых значение фазы попадает в данный интервал. Для каждого интервала фаз нанесена ошибка определения средней амплитуды. Из рассмотрения этого распределения видно, что интенсивность гамма-излучения неравномерна по фазам. Используя χ^2 -тест, была проведена оценка вероятности того, что распределение эффектов по интервалам фаз является случайным. Оценка вероятности случайного распределения амплитуд оказалась весьма малой [$P(>\chi^2) = 0,03$]. Кроме того, была вычислена корреляция между амплитудами эффектов в интервалах фаз 1-й и 2-й секций установки. Полученный коэффициент корреляции равен $0,49 \pm 0,18$.]

Аналогичный анализ (обнаружение периодической составляющей) был проведен для данных, когда источник находился вне зоны видимости телескопов. Анализ показал, что распределение по фазам амплитуд в этом случае носит случайный характер.

На рис. 3 представлены распределения отношений амплитуд эффектов A к ошибке ее измерения σ по интервалам фаз в 1972—1973 и 1974 гг. Распределения получены при одном и том же значении периода и фазы минимума рентгеновского излучения.

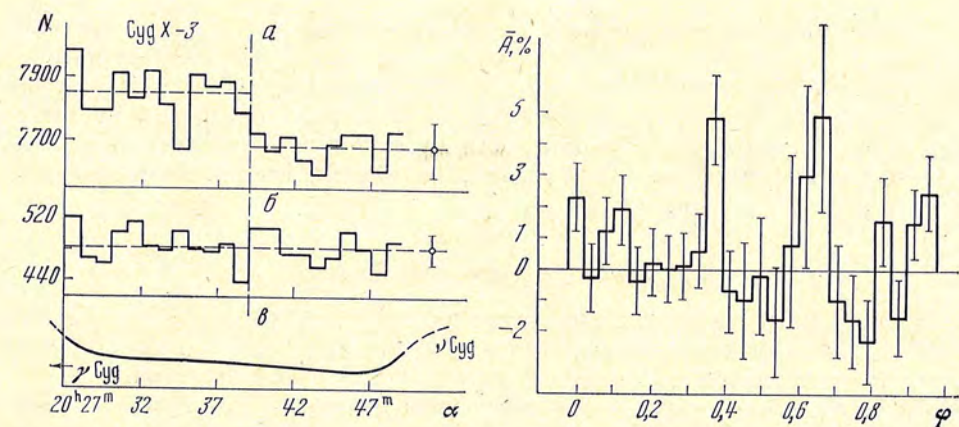


Рис. 1. Временной ход интенсивности при сканировании источника Cyg X-3

α — сумма по всем сканированиям за август 1974 г.; β — временной ход скорости счета ложных совпадений; γ — изменение яркости неба вдоль трассы сканирования. N — суммарное число зарегистрированных импульсов за односторонний интервал; α — прямое восхождение

Рис. 2. Распределение средних амплитуд $\bar{A}$ по фазам ϕ для данных 1974 г. ($T = 0^d,199\ 672$)

Оценка вероятности случайного распределения амплитуд эффекта для 1972—1973 гг. дает также довольно малую величину [$P(>\chi^2) = 0,035$]. Сравнивая распределения a и b на рис. 3, можно заметить, что интервалы фаз, для которых эффект является статистически значимым («благоприятные» фазы), для 1972—1973 и 1974 гг. не совпадают. Это, возможно, связано с тем, что истинное значение периода рентгеновского источника отличается от принятого нами [7]. Использование других значений периода в пределах ошибок его измерений приводит к тому, что данные 1972—1973 гг. и данные 1974 г. хорошо согласуются между собой, если значение периода взять равным $T = 0^d,199682$. Фазовое распределение амплитуд в относительных единицах $\bar{A}/\sigma$ для всего материала (1972—1974 гг.) представлено на рис. 4. Оценка вероятности случайного распределения (рис. 4) дает величину $P(>\chi^2) = 0,02$. Интересно отметить, что в [8], используя данные о потоке рентгеновского излучения с 1970 г. до начала 1973 г., найдено значение периода с большой точностью, а именно $0,1996811 \pm 0,0000016$, это очень хорошо согласуется со значением периода ($0,199682$ дня), полученного нами.

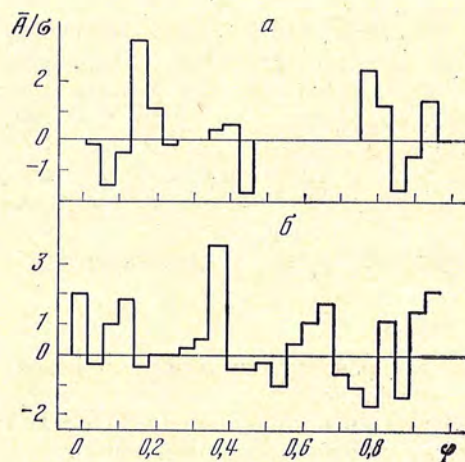
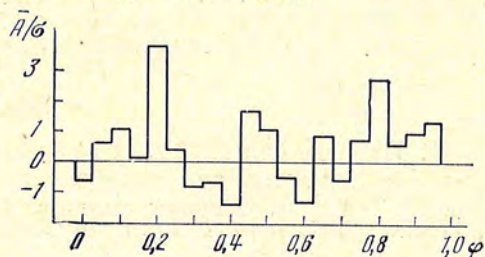


Рис. 3. Распределение отношений $\bar{A}/\sigma$ по фазам ϕ ($T = 0^d,199\ 672$)

a — данные 1972—1973 гг.; b — данные 1974 г.

Рис. 4. Распределение отношений $\bar{A}/\sigma$ по фазам ϕ для всего материала 1972—1974 гг. ($T = 0^d,199\ 682$)



Таким образом, высказанное нами предположение о периодическом характере γ -излучения источника Суг Х-3 [6] подтвердилось и на материале 1974 г. Кроме того, данные гамма-излучения за 1972—1974 гг. дают возможность уточнить значение периода для этого интервала времени. Становится ясным, что периодичность проявляется не только в рентгеновском и инфракрасном излучениях, но и в излучении гамма-квантов сверхвысокой энергии.

§ 5. Обсуждение результатов

Приведенные выше данные говорят о сложном характере изменений потока гамма-квантов, излучаемых объектом Суг Х-3. С одной стороны, довольно очевидно, что «активный» период, когда поток достаточно велик, чтобы его можно было достоверно зарегистрировать, длится в течение нескольких дней. Так, в августе 1974 г. основной вклад в среднемесячную интенсивность вносят, по всей видимости, 2—3 дня.

С другой стороны, показано, что излучение носит периодический характер. Период изменения γ -излучения весьма точно совпадает (или кратен) с периодом рентгеновского излучения. В предыдущем параграфе было показано, что периодическая составляющая потока излучения сосредоточена в основном в узком интервале фаз. В этом интервале заключено более 30% всего потока от Суг Х-3, зарегистрированного в 1974 г. Оказалось, однако, что сканы, вошедшие в этот фазовый интервал, практически равномерно распределены по месяцам.

Таким образом, насколько можно судить на основании собранных данных, излучение гамма-квантов с энергией больше $2 \cdot 10^{12}$ эв рентгеновским источником Суг Х-3 состоит как бы из двух компонент. Первая, периодическая составляющая наблюдается практически постоянно. Средняя за месяц амплитуда эффекта при этом порядка 3—5%. Однако, поскольку длительность «благоприятной» фазы составляет лишь 0,04 от всего периода, вклад в среднемесячный эффект весьма мал и его практически невозможно обнаружить на имеющейся аппаратуре за один месяц наблюдений.

Вторая компонента спорадическая. Она наблюдалась в сентябре 1972 г. и в августе 1974 г. В последнем случае среднее за месяц значение амплитуды равнялось $1,9 \pm 0,54\%$. Спорадическое излучение распределено, по-видимому, хаотически по всему периоду.

Такое представление позволяет понять изложенные в § 3 характеристики распределений амплитуд, а также характер изменчивости потока гамма-квантов. Так, отсутствие изменчивости ото дня ко дню становится понятным, если учесть, что вклад периодического излучения в общий поток гамма-квантов невелик и, по-видимому, систематичен. Это приводит к сдвигу центра тяжести распределения.

Что же касается данных за август, то, хотя среднесуточное значение амплитуды эффекта и больше (за счет спорадической составляющей), значительная величина ошибки измерений не позволяет обнаружить имеющуюся изменчивость по дисперсии распределения, в то время как смещение центра тяжести наблюдается уверенно.

То же самое можно сказать и о частотном распределении амплитуд эффектов за один скан. С одной стороны, большая (5—6%) ошибка измерений не позволяет обнаруживать малые эффекты, с другой — подавляющая часть ($\sim 70\%$) сканов дает, по всей видимости, нулевой эффект.

Выводы

1. Наблюдения 1974 г. подтверждают, что рентгеновский и радиоисточник Суг Х-3 является одновременно и источником гамма-квантов с энергией $> 2 \cdot 10^{12}$ эв. Средняя амплитуда эффекта в направлении на Суг Х-3 в 1974 г. равна $0,72 \pm 0,27\%$ ($2,7\sigma$), однако в августе величина амплитуды

составляет $2,12 \pm 0,48\%$ (4,4σ). Средний за три года наблюдаемый поток гамма-квантов составляет $0,85 \pm 0,26\%$ от фона космических лучей, что соответствует потоку $3 \cdot 10^{-11}$ квантов·см⁻²·сек⁻¹ с энергией больше $2 \cdot 10^{12}$ эв.

2. Излучение носит периодический характер с периодом, равным (или кратным) $T = 0^d,199\,682$. Поток гамма-квантов при благоприятной фазе составляет 3—5% от фона космических лучей (т. е. около 10^{-10} квантов·см⁻²·сек⁻¹).

3. В отдельные периоды времени у Суг Х-3 наблюдаются спорадические возрастания интенсивности гамма-излучения. Испускание гамма-квантов в это время не зависит от фазы рентгеновского периода.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. Б. Северному и Н. В. Степенко за постоянный интерес к работе и ценные замечания, а также Н. В. Бенюх за помощь в вычислениях и обработке материала.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. B. M. Vladimirovsky, A. A. Stepanyan, V. P. Fomin. 13th Internat. Cosmic Ray Conf., Univ. Denver, Colorado, 1973, v. 1, p. 456.
2. Б. М. Владимировский, А. А. Степанян, В. П. Фомин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 3.
3. В. П. Фомин, Б. М. Владимировский, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 53, 59.
4. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин и др. Письма в Астрон. ж., 1975, 1, вып. 3, 000.
5. А. А. Степанян, Б. М. Владимировский, И. В. Павлов, В. П. Фомин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 42.
6. А. А. Степанян, Б. М. Владимировский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 53, 29.
7. C. R. Canizares, J. E. McClintock et al. Nature Phys. Sci., 1973, 241, 28.
8. R. W. Leach, S. S. Murray, E. J. Schreier et al. Astrophys. J., (in press).

ГЛУБИНА ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ

Л. С. Любимков

Рассмотрены средние оптические глубины образования интенсивности и потока излучения, обозначенные $\tau_{I_\nu}(\mu)$ и τ_{H_ν} соответственно. Показано, что интервал возможных значений $\tau_{I_\nu}(\mu)$ и τ_{H_ν} в большой мере зависит от параметра λ_ν , который входит в уравнение для функции источников и определяется в основном соотношением между коэффициентами поглощения в линии и в непрерывном спектре ($0 \leq \lambda_\nu \leq 1$). При $\lambda_\nu = 1$ величины $\tau_{I_\nu}(\mu)$ и τ_{H_ν} находятся однозначно, а при $\lambda_\nu < 1$ для них получены нижние и верхние пределы — $\tau_{I_\nu \min}(\mu)$, $\tau_{H_\nu \min}$ и $\tau_{I_\nu \max}(\mu)$, $\tau_{H_\nu \max}$. Средние значения $\bar{\tau}_{I_\nu}(\mu)$ и $\bar{\tau}_{H_\nu}$, соответствующие серединам интервалов $(\tau_{I_\nu \min}, \tau_{I_\nu \max})$ и $(\tau_{H_\nu \min}, \tau_{H_\nu \max})$, от λ_ν почти не зависят.

Проведено сравнение с результатами детальных расчетов [1], выполненных для некоторых участков контуров шести линий поглощения, наблюдаемых в центре солнечного диска. Показано, что точные значения τ_{I_ν} всегда попадают в соответствующий интервал $(\tau_{I_\nu \min}, \tau_{I_\nu \max})$. Расхождение между указанными точными значениями и средними значениями $\bar{\tau}_{I_\nu}$ в шкале геометрических высот $\lesssim 10$ км, т. е. гораздо меньше тех ошибок, к которым может приводить неопределенность в силах осцилляторов линий, в содержании соответствующего элемента или в принятой скорости микротурбулентности. По-видимому, использование найденных величин $\bar{\tau}_{I_\nu}(\mu)$ и $\bar{\tau}_{H_\nu}$ позволяет с достаточной для практического применения точностью определять глубину образования различных участков контуров линий поглощения.

THE DEPTH OF FORMATION OF ABSORPTION LINES IN STELLAR ATMOSPHERES, by L.S. Lyubimkov. The mean optical depths of formation of monochromatic intensity and flux of emergent radiation are considered (the designation of this values is $\tau_{I_\nu}(\mu)$ and τ_{H_ν}). It is shown that the intervals of probable values of $\tau_{I_\nu}(\mu)$ and τ_{H_ν} depend significantly on the parameter λ_ν which enters into the equation for the source function and depends on the ratio of the line and continuum absorption coefficients ($0 \leq \lambda_\nu \leq 1$). In the case $\lambda_\nu = 1$ the values $\tau_{I_\nu}(\mu)$ and τ_{H_ν} are found exactly. In the case $\lambda_\nu < 1$ the lower limits $\tau_{I_\nu \min}(\mu)$ and $\tau_{H_\nu \min}$ and the upper limits $\tau_{I_\nu \max}(\mu)$ and $\tau_{H_\nu \max}$ for these values are obtained. The mean values $\bar{\tau}_{I_\nu}(\mu)$ and $\bar{\tau}_{H_\nu}$ corresponding to the middles of intervals $(\tau_{I_\nu \min}, \tau_{I_\nu \max})$ and $(\tau_{H_\nu \min}, \tau_{H_\nu \max})$ are almost not dependent on λ_ν .

The comparison is made with the results of accurate computations [1] for several parts of profiles of six absorption lines in the center of the solar disk. It is shown that all accurate values τ_{I_ν} lie inside of the corresponding intervals $(\tau_{I_\nu \min}, \tau_{I_\nu \max})$. Difference between the accurate values τ_{I_ν} and the mean values $\bar{\tau}_{I_\nu}$ in the scale of geometrical heights is $\lesssim 10$ km, i. e. most smaller than errors which may arise from inaccuracy in used oscillator strengths, in abundances or in microturbulent velocities. It is obviously that the use of calculated values $\bar{\tau}_{I_\nu}(\mu)$ and $\bar{\tau}_{H_\nu}$ permits to obtain the depths of formation of different parts of absorption lines with sufficient accuracy.

Определение глубин образования линий поглощения, наблюдаемых в спектрах Солнца и звезд, позволяет изучать распределение физических условий в их атмосферах. В случае Солнца мы имеем возможность наблюдать излучение, выходящее из атмосферы на разных угловых расстояниях θ от центра диска, поэтому здесь представляет интерес рассмотрение глубины образования интенсивности излучения $I_\nu(0, \mu)$, где $\mu = \cos \theta$. В случае звезд такая возможность отсутствует; здесь наблюдаемое излучение поступает от всего диска, поэтому необходимо рассматривать глубину образования потока $H_\nu(0)$. Как известно, величины $I_\nu(0, \mu)$ и $H_\nu(0)$ определяются с помощью следующих соотношений:

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} S_\nu(\tau_\nu) \frac{d\tau_\nu}{\mu}; \quad (1)$$

$$H_\nu(0) = 2\pi \int_0^1 I_\nu(0, \mu) \mu d\mu. \quad (2)$$

Здесь $S_\nu(\tau_\nu)$ — функция источников, а τ_ν — оптическая глубина в частоте ν , определяемая из равенства

$$\tau_\nu = \int_h^\infty (\kappa + \sigma + l_\nu) dh,$$

где h — геометрическая высота, κ и σ — соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре, а l_ν — коэффициент поглощения в линии.

Обозначим через $\tau_{I_\nu}(\mu)$ среднюю глубину образования интенсивности $I_\nu(0, \mu)$, а через τ_{H_ν} — среднюю глубину образования потока $H_\nu(0)$. Подчеркнем, что речь идет о монохроматической оптической глубине τ_ν .

Точное определение величин τ_{I_ν} и τ_{H_ν} требует задания модели атмосферы и вычисления функции источников $S_\nu(\tau_\nu)$. С другой стороны, из общих физических соображений следует, что интервал оптических глубин τ_ν , в который попадают значения τ_{I_ν} или τ_{H_ν} , должен быть ограничен. Действительно, из определения τ_{I_ν} и τ_{H_ν} видно (см. ниже), что эти величины больше нуля. В то же время они не могут быть существенно больше единицы, так как большие оптические глубины ($\tau_\nu \geq 10$) практически не вносят никакого вклада в интенсивность или поток выходящего излучения. В качестве примера можно привести результаты расчетов [1], где для различных участков контуров шести линий поглощения, наблюдаемых в центре солнечного диска, было найдено $0,7 < \tau_{I_\nu} < 1,5$. Ниже будет показано, что точные границы того интервала, в который должны попадать значения $\tau_{I_\nu}(\mu)$ и τ_{H_ν} для конкретных линий, можно указать, не вычисляя функцию источников.

1. Глубина образования интенсивности излучения

Определим среднюю оптическую глубину образования $\tau_{I_\nu}(\mu)$ интенсивности излучения, выходящего из атмосферы на угловом расстоянии $\theta = \arccos \mu$ от центра диска, с помощью следующего равенства:

$$\tau_{I_\nu}^{(\mu)} = \int_0^\infty e^{-\frac{\tau'}{\mu}} S(\tau') \frac{d\tau'}{\mu} = \int_{\tau_{I_\nu}^{(\mu)}}^\infty e^{-\frac{\tau'}{\mu}} S(\tau') \frac{d\tau'}{\mu}. \quad (3)$$

Отметим, что здесь и далее для краткости опускается значок частоты ν . Однако следует помнить, что рассматривается не вся линия в целом, а отдельный участок ее контура.

Соотношение (3) уже использовалось в расчетах глубин образования некоторых линий при $\mu = 1$, т. е. в центре солнечного диска (см. [1, 2]). Его физический смысл заключается в том, что уровень $\tau = \tau_I$ разделяет атмосферу на две части, каждая из которых излучает одинаковую энергию, равную половине выходящей из атмосферы интенсивности. Действительно, как следует из сравнения выражений (1) и (3), каждый из интегралов в (3) равен $1/2 I(0, \mu)$. Отсюда, в частности, видно, что величина $\tau_I(\mu)$ может быть найдена также из равенства

$$\int_{\tau_I(\mu)}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau') d\tau' = \frac{\mu}{2} I(0, \mu). \quad (4)$$

Приведем последнее выражение к виду, удобному для вычисления $\tau_I(\mu)$. Для этого в интеграле перейдем к новой переменной интегрирования $\tau = \tau' - \tau_I$. Тогда из (4) получаем

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau_I + \tau) d\tau = \frac{\mu}{2} I(0, \mu) e^{\frac{\tau_I}{\mu}}. \quad (5)$$

Используя разложение функции $S(\tau_I + \tau)$ в ряд Тейлора

$$S(\tau_I + \tau) = S(\tau_I) + S'(\tau_I)\tau + \frac{S''(\tau_I)}{2!}\tau^2 + \frac{S'''(\tau_I)}{3!}\tau^3 + \dots, \quad (6)$$

а также известную формулу

$$\int_0^{\infty} \tau^n e^{-\frac{\tau}{\mu}} d\tau = n! \mu^{n+1},$$

для интеграла в левой части (5) находим

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau_I + \tau) d\tau = \mu S(\tau_I) + \mu^2 S'(\tau_I) + \mu^3 S''(\tau_I) + \mu^4 S'''(\tau_I) + \dots \quad (7)$$

Подставляя последнее соотношение в (5), получаем

$$\frac{1}{2} I(0, \mu) e^{\frac{\tau_I}{\mu}} = S(\tau_I) + \mu S'(\tau_I) + \mu^2 S''(\tau_I) + \mu^3 S'''(\tau_I) + \dots \quad (8)$$

Из правой части (8) можно исключить член, содержащий первую производную $S'(\tau_I)$. Полагая в (6) $\tau = \mu$, получаем

$$S(\tau_I + \mu) = S(\tau_I) + \mu S'(\tau_I) + \frac{\mu^2}{2} S''(\tau_I) + \frac{\mu^3}{6} S'''(\tau_I) + \dots \quad (9)$$

Вычитая (9) из (8), находим

$$\frac{1}{2} I(0, \mu) e^{\frac{\tau_I}{\mu}} = S(\tau_I + \mu) + \frac{1}{2} \mu^2 S''(\tau_I) + \frac{5}{6} \mu^3 S'''(\tau_I) + \dots \quad (10)$$

Ниже будет показано, что основной вклад в полученную бесконечную сумму вносит первый член; вклад остальных членов, содержащих производные S'' , S''' и т. д., составляет $\lesssim 1\%$. Отсюда следует, что с точностью порядка 1% величина $\tau_I(\mu)$ может быть найдена из приближенного равенства

$$\frac{1}{2} I(0, \mu) e^{\frac{\tau_I}{\mu}} \approx S(\tau_I + \mu). \quad (11)$$

До сих пор ничего не было сказано о виде функции источников $S(\tau)$. Как известно (см., например, [3]), в условиях плоскопараллельной атмо-

сферы при когерентном рассеянии в линии значения $S(\tau)$ удовлетворяют следующему интегральному уравнению:

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} S(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' + g(\tau), \quad (12)$$

где

$$g(\tau) = (1 - \lambda) B[T(\tau)]. \quad (13)$$

Здесь $E_1(\tau)$ — первая интегральная показательная функция; $B[T(\tau)]$ — функция Планка, зависящая от распределения температуры $T(\tau)$, а величина λ выражается через коэффициенты поглощения и рассеяния в непрерывном спектре и в линии:

$$\lambda = [(1 - \gamma) l_v + \sigma] / (l_v + \kappa + \sigma), \quad (14)$$

где γ — доля квантов, уходящих из линии вследствие истинного поглощения. Грубая оценка γ может быть получена с помощью приближенного равенства $\gamma \approx e^{-\chi_{2,\infty}/kT}$, где $\chi_{2,\infty}$ — энергия ионизации с верхнего уровня (см. [3]). Как показывают расчеты [1], часто значения γ оказываются пренебрежимо малыми.

Отметим, что в выражении (14) у коэффициента поглощения в линии l_v мы сохранили индекс v , чтобы подчеркнуть его сильную зависимость от частоты.

Из (14) видно, что $0 \leq \lambda \leq 1$. Определяющую роль при вычислении λ играет соотношение между коэффициентами поглощения в линии и в непрерывном спектре. В ядрах сильных линий, где $l_v \gg \kappa + \sigma$, величина λ близка к единице, причем равенство $\lambda = 1$ может выполняться с достаточно высокой точностью для всех оптических глубин, которые вносят заметный вклад в $I(0, \mu)$. С другой стороны, чем слабее линия, тем меньше λ . Вообще говоря, величина λ есть функция τ , однако, чтобы исследовать, как зависит от λ интервал возможных значений τ_I , будем считать ее постоянной.

В. В. Соболев [4] установил, что решение уравнения (12) при произвольном свободном члене $g(\tau)$ выражается через резольвентную функцию $\Phi(\tau, \lambda)$, удовлетворяющую уравнению

$$\Phi(\tau, \lambda) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} \Phi(\tau', \lambda) E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' + \frac{\lambda}{2} E_1(\tau). \quad (15)$$

Отметим, что подробное описание свойств этой функции можно найти, например, в книге В. В. Иванова [5]. Оказывается, если выразить глубину образования τ_I через функцию $\Phi(\tau, \lambda)$, тогда можно указать тот интервал оптических глубин, в который должны попадать все значения τ_I .

Рассмотрим сначала частный случай $\lambda = 1$, в котором величина τ_I не зависит от функции Планка

1) $\lambda = 1$.

Как видно из выражения (14), этот случай имеет место при $\gamma = 0$ и $l_v/(\kappa + \sigma) \gg 1$. Последние условия довольно часто выполняются для центральных частей линий поглощения (см. ниже). Из равенства (13) следует, что $g(\tau) = 0$ при $\lambda = 1$. Тогда уравнение (12) становится однородным, т. е.

$$S(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} S(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau'. \quad (16)$$

Существуют две формы записи решения этого уравнения (см., например, [5]):

$$S(\tau) = 1 + \int_0^{\tau} \Phi(\tau', 1) d\tau' \quad (17)$$

и

$$S(\tau) = \sqrt{3} [\tau + q(\tau)]. \quad (18)$$

Здесь $\Phi(\tau, 1)$ — рассмотренная выше резольвентная функция $\Phi(\tau, \lambda)$ при $\lambda = 1$, а $q(\tau)$ — функция Хопфа, таблицы которой можно найти, например, в книге В. Курганова [6]. Заметим, что решения (17) и (18) нормированы таким образом, что $S(0) = 1$.

Интенсивность выходящего излучения в рассматриваемом случае определяется из равенства (см. [5])

$$I(0, \mu) = \varphi(\mu, 1), \quad (19)$$

где $\varphi(\mu, \lambda)$ — функция Амбарцумяна, удовлетворяющая уравнению

$$\varphi(\mu, \lambda) = 1 + \frac{\lambda}{2} \mu \varphi(\mu, \lambda) \int_0^1 \frac{\varphi(\mu', \lambda)}{\mu + \mu'} d\mu'. \quad (20)$$

Подробные таблицы значений $\varphi(\mu, \lambda)$ составили Д. Стиббс и Р. Уир [7].

Из соотношения (17) следует, что $S'(\tau) = \Phi(\tau, 1)$, $S''(\tau) = \Phi'(\tau, 1)$ и т. д. Применяя эти выражения, с помощью таблиц функции $\Phi(\tau, \lambda)$ [8] можно показать, что в правой части разложения (10) достаточно учесть только первый член, так как вклад остальных членов $< 1\%$. Таким образом, с указанной точностью выполняется равенство (14). Подставляя в него соотношения (18) и (19), окончательно получаем

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, 1) = \sqrt{3} e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} [\tau_I + \mu + q(\tau_I + \mu)]. \quad (21)$$

Численное решение уравнения (21) позволило найти оптическую глубину образования τ_I для разных угловых расстояний от центра диска. Значения $\tau_I(\mu)/\mu$ в случае $\lambda = 1$ приведены в последнем столбце табл. 1.

2) $0 \leq \lambda < 1$.

В этом случае в уравнении (12) свободный член $g(\tau) \neq 0$. Поэтому в соответствии с равенством (13) функция источников $S(\tau)$, а вместе с ней и глубина образования τ_I зависят от распределения температуры $T(\tau)$. Таким образом, точное вычисление величины τ_I при $\lambda < 1$ требует задания модели атмосферы. Вместе с тем, как будет показано ниже, для любой модели атмосферы может быть сразу указан тот интервал оптических глубин, в который должны попадать значения τ_I при тех или иных λ и μ .

Таблица 1

Средние значения $\bar{\tau}_I/\mu$ и максимальная возможная ошибка в зависимости от λ , и μ

μ	λ						
	0	0,3	0,5	0,7	0,9	0,95	1
0,1	1,19±0,49	0,95±0,23	0,87±0,14	0,84±0,07	0,82±0,03	0,83±0,02	0,83
0,2	1,19±0,49	1,05±0,32	0,98±0,22	0,93±0,14	0,91±0,06	0,91±0,04	0,93
0,3	1,19±0,49	1,10±0,36	1,04±0,27	1,00±0,18	0,98±0,08	0,98±0,06	1,00
0,4	1,19±0,49	1,13±0,39	1,09±0,31	1,05±0,22	1,03±0,11	1,03±0,07	1,05
0,5	1,19±0,49	1,14±0,41	1,12±0,33	1,09±0,25	1,07±0,13	1,07±0,09	1,10
0,6	1,19±0,49	1,16±0,42	1,14±0,35	1,12±0,27	1,11±0,15	1,11±0,10	1,14
0,7	1,19±0,49	1,17±0,43	1,15±0,37	1,14±0,29	1,13±0,16	1,14±0,12	1,18
0,8	1,19±0,49	1,17±0,43	1,17±0,38	1,16±0,30	1,16±0,18	1,17±0,13	1,21
0,9	1,19±0,49	1,18±0,44	1,17±0,39	1,17±0,32	1,18±0,19	1,19±0,14	1,24
1,0	1,19±0,49	1,18±0,44	1,18±0,40	1,18±0,33	1,20±0,20	1,21±0,15	1,26

Полагаем, что

$$B [T (\tau)] = c_0 + c_1 \tau. \quad (22)$$

Необходимо несколько подробнее остановиться на последнем предположении. Следует отметить, что оно нередко используется при рассмотрении поля излучения в звездных атмосферах (см., например, [3]). По-видимому, соотношение (22) неплохо представляет функцию Планка в том достаточно узком слое, где образуется излучение данной частоты ν . При таком представлении функции $B[T (\tau)]$ глубина образования τ_I зависит не от самих величин c_0 и c_1 , а от их отношения c_1/c_0 . При этом τ_I есть возрастающая функция этой величины (см. ниже). Таким образом, при заданных параметрах λ и μ минимальное значение τ_I получается при $c_1/c_0 = 0$, а максимальное — при $c_1/c_0 \rightarrow \infty$. Отметим, что в первом случае, как следует из (22), функция Планка не зависит от глубины; это означает, что $T (\tau) = \text{const}$, т. е. имеем однородную атмосферу. Во втором случае, когда $c_1/c_0 \rightarrow \infty$, атмосфера, наоборот, при $\tau \sim 1$ становится экстремально неоднородной. По-видимому, для реальных звездных атмосфер указанные два случая являются предельными. Таким образом, если функция Планка задана в виде (22), тогда можно определить границы того интервала, в который должны попадать все значения τ_I .

Подставляя соотношение (22) в (13), получаем

$$g (\tau) = (1 - \lambda) c_0 + (1 - \lambda) c_1 \tau. \quad (23)$$

Соболев [4] нашел решения уравнения (12) при $g (\tau) = 1$ и при $g (\tau) = \tau$. Можно показать, что решение уравнения (12) при свободном члене (23) является суперпозицией этих двух решений и имеет следующий вид:

$$S(\tau) = p \Psi (\tau) + q \int_0^{\tau} \Psi (\tau') d\tau', \quad (24)$$

где

$$p = c_0 \sqrt{1 - \lambda} + c_1 \frac{\lambda \alpha_1}{2}; \quad q = c_1 \sqrt{1 - \lambda}, \quad (25)$$

а функция $\Psi (\tau)$ связана с резольвентной функцией $\Phi (\tau, \lambda)$ интегральным соотношением

$$\Psi (\tau) = 1 + \int_0^{\tau} \Phi (\tau', \lambda) d\tau'. \quad (26)$$

Конечно, значения $\Psi (\tau)$ зависят не только от τ , но и от λ , однако для краткости вместо $\Psi (\tau, \lambda)$ будем писать $\Psi (\tau)$.

В выражение (25) для коэффициента p входит величина α_1 — первый момент функции Амбарцумяна, которая, как указывалось выше, удовлетворяет уравнению (20). Общая формула для моментов функции $\varphi (\mu, \lambda)$ имеет вид

$$\alpha_n = \int_0^1 \mu^n \varphi (\mu, \lambda) d\mu \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (27)$$

Выражение для интенсивности $I (0, \mu)$, когда свободный член уравнения (12) линейно зависит от τ , приведено Соболевым [3]. В наших обозначениях оно имеет следующий вид:

$$I (0, \mu) = (p + q\mu) \varphi (\mu, \lambda). \quad (28)$$

Отметим, что (28) можно получить, подставив (24) в (1) и используя соотношение

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} \Psi(\tau) d\tau = \mu \Phi(\mu, \lambda). \quad (29)$$

Подставляя равенство (24) и (28) в уравнение (4), находим

$$\frac{\mu}{2} (z + \mu) \Phi(\mu, \lambda) = \int_{\tau_I}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} [z \Psi(\tau) + \int_0^{\tau} \Psi(\tau') d\tau'] d\tau, \quad (30)$$

где $z = p/q$. Из (25) следует, что

$$z = \frac{c_0}{c_1} + \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\lambda}}. \quad (31)$$

Преобразуя интеграл в правой части (30), получаем

$$\frac{\mu}{2} (z + \mu) \Phi(\mu, \lambda) = (z + \mu) \int_{\tau_I}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} \Psi(\tau) d\tau + \mu e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau$$

или

$$\frac{\mu}{2} \Phi(\mu, \lambda) = \int_{\tau_I}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} \Psi(\tau) d\tau + \frac{\mu}{z + \mu} e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau. \quad (32)$$

Уравнение (32) определяет величину τ_I . Последняя зависит от двух переменных — μ и z . Определим, как ведет себя τ_I , если z возрастает. Дифференцируя (32) по z , находим

$$\frac{\partial \tau_I}{\partial z} \left[z \Psi(\tau_I) + \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau \right] = - \frac{\mu}{z + \mu} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau. \quad (33)$$

Из соотношения (22) следует, что $c_0 > 0$, так как значения $B[T(\tau)]$ должны быть положительными, в частности, и при малых τ , где $B[T(\tau)] \approx c_0$. Мы рассматриваем обычную звездную атмосферу, где температура растет с глубиной, т. е. $dT/d\tau \geq 0$ (случай $dT/d\tau < 0$, соответствующий хромосферам, не рассматриваем). Тогда $c_1 \geq 0$, и из выражения (31) получаем, что $z > 0$. Учитывая, кроме того, что в (33) функция $\Psi(\tau) > 0$ (см. (26)) и

$$\int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau > 0 \quad (\tau_I > 0),$$

отсюда находим

$$\partial \tau_I / \partial z < 0 \quad (\tau_I > 0). \quad (34)$$

Таким образом, величина τ_I есть убывающая функция z . Это означает, что при заданном угловом расстоянии $\theta = \arccos \mu$ наибольшее значение $\tau_{I, \max}$ получается при $z = z_{\min}$, а наименьшее $\tau_{I, \min}$ — при $z \rightarrow \infty$. Здесь $z_{\min}$ определяется из (31) при $c_0/c_1 = 0$, т. е.

$$z_{\min} = \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\lambda}}. \quad (35)$$

Из сказанного следует, что предельные значения τ_I находятся при условиях $c_1/c_0 = 0$ и $c_1/c_0 \rightarrow \infty$. Как отмечалось выше, первое из них соответствует однородной атмосфере (в этом случае получаем нижнюю границу значений τ_I), а второе, наоборот, — экстремально неоднородной атмосфере (здесь получаем верхнюю границу значений τ_I).

Величина τ_I определяется из уравнения (32), однако применять его для вычисления $\tau_{I,\min}$ и $\tau_{I,\max}$ неудобно, так как отсутствуют таблицы для интегралов в правой части. Поэтому, как и в случае $\lambda = 1$, будем искать глубину образования из соотношения (8). Подставляя в него (24) и (28), получаем

$$\frac{1}{2}(p + q\mu) \varphi(\mu, \lambda) e^{\frac{\tau_I}{\mu}} = q \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau + (p + q\mu) \Psi(\tau_I) + \\ + \mu(p + q\mu) \Psi'(\tau_I) + \mu^2(p + q\mu) \Psi''(\tau_I) + \mu^3(p + q\mu) \Psi'''(\tau_I) + \dots$$

или

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, \lambda) e^{\frac{\tau_I}{\mu}} = \frac{1}{z + \mu} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau + \Psi(\tau_I) + \mu \Psi'(\tau_I) + \mu^2 \Psi''(\tau_I) + \dots, \quad (36)$$

где по-прежнему $z = p/q$.

Для $\Psi(\tau_I + \mu)$ можно получить разложение, аналогичное (9), т. е.

$$\Psi(\tau_I + \mu) = \Psi(\tau_I) + \mu \Psi'(\tau_I) + \frac{\mu^2}{2} \Psi''(\tau_I) + \frac{\mu^3}{6} \Psi'''(\tau_I) + \dots \quad (37)$$

Вычитая (37) из (36), находим

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, \lambda) = e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} \left[\Psi(\tau_I + \mu) + \frac{1}{z + \mu} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau + \frac{\mu^2}{2} \Psi''(\tau_I) + \dots \right]. \quad (38)$$

Расчеты показывают, что основной вклад в бесконечную сумму в правой части (38) вносят первые два члена, а вклад остальных слагаемых не превышает 1—2%. Поэтому с достаточной для практического применения точностью из (38) получаем

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, \lambda) = e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} \left[\Psi(\tau_I + \mu) + \frac{1}{z + \mu} \int_0^{\tau_I} \Psi(\tau) d\tau \right]. \quad (39)$$

Отсюда для $\tau_{I,\min}$ и $\tau_{I,\max}$ находим

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, \lambda) = e^{-\frac{\tau_{I,\min}}{\mu}} \Psi(\tau_{I,\min} + \mu); \quad (40)$$

$$\frac{1}{2} \varphi(\mu, \lambda) = e^{-\frac{\tau_{I,\max}}{\mu}} \left[\Psi(\tau_{I,\max} + \mu) + \frac{1}{z_{\min} + \mu} \int_0^{\tau_{I,\max}} \Psi(\tau) d\tau \right], \quad (41)$$

где величина $z_{\min}$ определяется из равенства (35).

Оптические глубины $\tau_{I,\min}$ и $\tau_{I,\max}$ вычислялись из уравнений (40) и (41). Значения функции $\Psi(\tau)$ находились с помощью таблиц, содержащихся в [9], а значения $\varphi(\mu, \lambda)$ — с помощью таблиц [7]. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

Как отмечалось выше, в случае $\lambda = 1$ оптическая глубина образования $\tau_I(\mu)$ определяется однозначно; соответствующие значения $\tau_I(\mu)/\mu$ приведены в последнем столбце табл. 1. В других столбцах указаны результаты, полученные при $\lambda < 1$; они требуют некоторых пояснений. Из уравнений (40) и (41) был найден интервал $(\tau_{I,\min}/\mu, \tau_{I,\max}/\mu)$, в который должны попадать все значения τ_I/μ . В табл. 1 представлены средние значения $\bar{\tau}_I/\mu$, соответствующие середине указанного интервала. Разность между этой величиной и концами интервала приведена со знаком $\pm$. Ее можно рассматривать как максимальную ошибку, которая возможна при

использовании представленных в табл. 1 средних значений $\bar{\tau}_I/\mu$ для конкретных линий.

Следует отметить, что при $\lambda = 0$ соотношения (40) и (41) значительно упрощаются. Действительно, в данном случае $\varphi(\mu, 0) = 1$ и $\Psi(\tau) = 1$. Поэтому все слагаемые в правой части уравнения (38), кроме первых двух, обращаются в нуль, т. е. выполняется точное равенство

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} \left(1 + \frac{\tau_I}{z + \mu} \right). \quad (42)$$

Отсюда получаем, что

$$\tau_{I, \min}/\mu = \ln 2; \quad e^{-\frac{\tau_{I, \max}}{\mu}} (1 + \tau_{I, \max}/\mu) = \frac{1}{2} \quad (\lambda = 0). \quad (43)$$

Как видно из последних соотношений, при $\lambda = 0$ значения $\tau_{I, \min}/\mu$ и $\tau_{I, \max}/\mu$ не зависят от μ . Из (12) и (13) при $\lambda = 0$ следует, что $S(\tau) = B[T(\tau)]$, т. е. случай $\lambda = 0$ соответствует предположению о локальном термодинамическом равновесии.

Перейдем к обсуждению полученных результатов.

2. Обсуждение результатов и сравнение их с данными детальных вычислений

В табл. 1 вместо значений $\tau_I(\mu)$ приведены значения $\tau_I(\mu)/\mu$. Из простых геометрических соображений следует, что если τ есть оптическая глубина по нормали к атмосферным слоям, тогда величина τ/μ есть оптическая глубина вдоль луча зрения на угловом расстоянии $\theta = \arccos \mu$ от центра диска. Таким образом, в табл. 1 для разных угловых расстояний (кроме $\mu = 0$, что соответствует краю диска, где необходимо учитывать кривизну атмосферных слоев) представлена оптическая глубина образования, измеряемая вдоль луча зрения. Последняя, как видно из таблицы, при всех значениях λ и μ оказалась весьма близкой к единице. В [1] аналогичный результат был получен для ряда линий поглощения, наблюдаемых в центре солнечного диска.

Из табл. 1 также видно, что средние значения $\bar{\tau}_I(\mu)/\mu$ весьма слабо зависят от λ . Например, в центре диска ($\mu = 1$) при изменении λ от 0 до 1 эти значения могут меняться от 1,18 до 1,26. В условиях солнечной атмосферы при переходе к геометрическим высотам это соответствует различию порядка 10 км, что для большинства задач является пренебрежимо малой величиной. Слабая зависимость средней глубины образования от λ обнаруживается почти для всех значений μ , и только при приближении к самому краю диска ($\mu = 0,1 \div 0,2$) она становится несколько заметнее.

С другой стороны, от λ существенно зависит длина интервала ($\tau_{I, \min}, \tau_{I, \max}$) или величина максимальной возможной ошибки (табл. 1). Действительно, если при $\lambda = 1$ максимальная возможная ошибка равна нулю, то с уменьшением λ она постепенно увеличивается и достигает наибольшего значения $\pm 0,49$ в случае $\lambda = 0$, который соответствует, как отмечалось выше, предположению о локальном термодинамическом равновесии.

Интересно сравнить данные табл. 1 с результатами выполненных недавно детальных расчетов глубин образования ряда линий солнечного спектра [1]. Указанные расчеты основывались на численном решении уравнения (12) с помощью интерационно-вариационного метода [10]. При этом применялась модель солнечной атмосферы [11], что позволило точно учесть зависимость величины λ и функции Планка от оптической глубины. Значения τ_I вычислялись для центра солнечного диска ($\mu = 1$) в различных участках контуров шести линий поглощения. Список этих линий приведен в табл. 2.

Таблица 2

Сравнение средних значений $\bar{\tau}_I$, найденных из табл. 1 при $\mu = 1$ для некоторых линий солнечного спектра, с результатами точных расчетов [1]

Элемент	Линия	$\Delta\lambda$, Å	λ_v (1)	τ_{I_v}		$ \Delta h $, км
				по табл. 1	по [1]	
Ba II	4554,0	0,00	1,00	1,26	1,27	1
		0,05	0,20	1,18	1,42	9
Fe I	4808,2	0,00	0,84	1,19	1,32	11
		0,05	0,03	1,19	1,33	8
Fe I	5250,2	0,00	0,99	1,25	1,25	0
		0,05	0,08	1,19	1,34	7
Fe I	5302,3	0,00	1,00	1,26	1,26	0
		0,05	0,96	1,22	1,21	1
Ca I	6102,7	0,00	1,00	1,26	1,25	1
		0,05	0,96	1,22	1,20	1
Fe I	6302,5	0,00	0,99	1,25	1,22	2
		0,05	0,79	1,19	1,19	0

Сравним глубины образования τ_I , полученные в [1] путем численного решения уравнения (12) в двух точках контура каждой линии ($\Delta\lambda = 0$ и $\Delta\lambda = 0,05$ Å), с теми значениями $\bar{\tau}_I$, которые найдены из табл. 1 при соответствующих значениях λ .

Последние оценивались для глубины $\tau_v = 1$ и представлены в четвертом столбце табл. 2.

В трех случаях (ядра линий $\lambda 4554$, $\lambda 5302$ и $\lambda 6103$) с точностью до второго знака после запятой $\lambda = 1$. Согласно данным табл. 1 здесь $\tau_I = 1,26$, в то время как прямые расчеты [1] дали соответственно значения 1,27; 1,26 и 1,25. Таким образом, расхождение в величине τ_I не превышает 0,01. Оно вполне объясняется тем обстоятельством, что функция источников в [1] вычислялась обычно с тремя верными знаками. Если перейти от оптических глубин к геометрическим высотам h , то, как видно из последнего столбца табл. 2, указанному расхождению в 0,01 соответствует различие в высотах $|\Delta h| \lesssim 1$ км. Следовательно, в случае $\lambda = 1$ получено очень хорошее согласие между результатами работы [1] и данными табл. 1.

В остальных случаях, где $\lambda < 1$, сравнение глубин образования, найденных в [1], со средней величиной $\bar{\tau}_I$ из табл. 1 показывает, что расхождение между ними всегда меньше максимальной возможной ошибки, т. е. точные значения τ_I всегда попадают в интервал $(\tau_{I, \min}, \tau_{I, \max})$. Соответствующее различие в геометрических высотах образования, как видно из табл. 2, обычно составляет несколько километров, достигая наибольшего значения 11 км в центре линии $\lambda 4808$. Как было показано в [1], ошибки в силах осцилляторов, содержании соответствующего элемента или скорости микротурбулентности могут приводить к завышению или занижению высоты образования линии на 100 км и более. Поэтому отмеченное выше расхождение $|\Delta h| \lesssim 10$ км является несущественным. Таким образом, средние значения $\bar{\tau}_I$, приведенные в табл. 1, позволяют с достаточно высокой точностью определять глубину образования излучения в конкретных линиях, не вычисляя предварительно функцию источников.

Последнее заключение имеет довольно общий характер и справедливо не только для линий солнечного спектра, представленных в табл. 2. Чтобы убедиться в этом, сравним величину ошибки, возникающей на двух последовательных этапах вычисления глубины образования излучения в линиях. Как известно, сначала находят оптическую глубину образования

$\tau_I(\mu)$ или τ_H (первый этап), а затем от нее переходят к геометрической глубине или высоте образования (второй этап).

На первом этапе основную роль играет расчет функции источников $S(\tau)$, а на втором — вычисление непрозрачности атмосферы в рассматриваемой частоте ν . Если отказаться от нахождения $S(\tau)$ и заменить точное значение $\tau_I(\mu)$ на $\bar{\tau}_I(\mu)$, то, как видно из табл. 1, возникающая при этом ошибка составит $\lesssim 40\%$.

Гораздо более существенные ошибки появляются на втором этапе вычислений. Действительно, в ядрах тех линий, которые используются при изучении звездных атмосфер, непрозрачность атмосферы обычно полностью определяется коэффициентом поглощения в линии l_ν , так как $l_\nu \gg \kappa + \sigma$. Но величина l_ν пропорциональна силе осциллятора f и содержанию соответствующего элемента ϵ ; кроме того, она заметно зависит от принятой для данной звезды скорости микротурбулентности v_t . Параметры f , ϵ и v_t обычно известны с точностью до множителя 2 (а часто и с меньшей точностью), поэтому с соответствующей ошибкой находится и коэффициент поглощения l_ν . Если, например, величина ϵ занижена в 2 раза, то в 2 раза будет занижена и непрозрачность атмосферы в центральных частях линии, т. е. найденному на первом этапе расчетов значению $\tau_I(\mu)$ в реальной атмосфере соответствует оптическая глубина $2\tau_I(\mu)$. Таким образом, относительная ошибка здесь составит 100%.

Из сказанного видно, что ту точность, которая достигается на первом этапе путем вычисления функции источников, на втором этапе, как правило, сохранить не удастся. Очевидно, что с достаточной для практического применения точностью величина $\tau_I(\mu)$ для различных линий и различных моделей атмосфер может быть найдена с помощью табл. 1.

3. Глубина образования потока излучения

Если при исследовании Солнца можно наблюдать отдельные участки диска, то при изучении других звезд такая возможность отсутствует; в последнем случае возникает необходимость в вычислении глубины образования потока излучения τ_H . Введем физически обоснованное определение этой величины.

Определение τ_H должно учитывать тот факт, что области диска, удаленные на разные расстояния от его центра, вносят разный вклад в поток выходящего излучения.

Пусть ρ — относительное расстояние до центра диска, причем радиус всего диска $\rho_c = 1$. Из несложных геометрических соображений следует, что $\rho = \sin \theta$, где θ имеет прежний смысл. Отсюда, в частности, следует, что $\mu^2 + \rho^2 = 1$. Рассмотрим на диске кольцо, заключенное между расстояниями ρ и $\rho + d\rho$. Его площадь равна $2\pi\rho d\rho$, а излучаемая им в направлении наблюдателя энергия составляет $I(0, \sqrt{1 - \rho^2}) \cdot 2\pi\rho d\rho$, где $I(0, \sqrt{1 - \rho^2}) = I(0, \mu)$ — интенсивность излучения. Относительный вклад от этого кольца в поток излучения $H(0)$ равен

$$I(0, \sqrt{1 - \rho^2}) \cdot 2\pi\rho d\rho / H(0).$$

Энергия, принимаемая наблюдателем от такого кольца, образуется на глубине $\tau_I(\mu) = \tau_I(\sqrt{1 - \rho^2})$. Усредняя эту величину по всему диску с учетом вклада каждого «элементарного» кольца в поток излучения, для τ_H получаем выражение

$$\tau_H = \int_0^1 \tau_I(\sqrt{1 - \rho^2}) \frac{I(0, \sqrt{1 - \rho^2}) \cdot 2\pi\rho d\rho}{H(0)}$$

или

$$\tau_H = \frac{2\pi}{H(0)} \int_0^1 \tau_I(\sqrt{1-\rho^2}) I(0, \sqrt{1-\rho^2}) \rho d\rho.$$

Переходя здесь от интегрирования по ρ к интегрированию по μ , находим

$$\tau_H = \frac{2\pi}{H(0)} \int_0^1 \tau_I(\mu) I(0, \mu) \mu d\mu. \quad (44)$$

Используя выражение (2) для потока излучения, отсюда для τ_H окончательно получаем

$$\tau_H = \int_0^1 \tau_I(\mu) I(0, \mu) \mu d\mu / \int_0^1 I(0, \mu) \mu d\mu. \quad (45)$$

Как и при рассмотрении глубины образования интенсивности, исследуем сначала случай $\lambda = 1$.

1) $\lambda = 1$.

Здесь интенсивность излучения определяется соотношением (19). Подставляя его в (45), находим

$$\tau_H = \frac{1}{\alpha_1} \int_0^1 \tau_I(\mu) \varphi(\mu, 1) \mu d\mu, \quad (46)$$

где α_1 — первый момент функции Амбарцумяна (см. (27)).

Значения $\tau_I(\mu)$, которые в данном случае определяются однозначно, приведены в табл. 1. Аппроксимируем зависимость величины $\tau_I(\mu)/\mu$ от μ многочленом второй степени

$$\tau_I(\mu)/\mu = A + B\mu + C\mu^2, \quad (47)$$

а коэффициенты A , B и C найдем с помощью табл. 1 методом наименьших квадратов. Оказалось, что многочлен (47) достаточно точно представляет данные табл. 1: при $\mu > 0,3$ отличие от значений $\tau_I(\mu)/\mu$, представленных в табл. 1, составляет доли процента, а при $\mu \leq 0,3$ — около 1%. Напомним, что величина $\tau_I(\mu)$ в табл. 1 также найдена с точностью $\sim 1\%$.

Подставляя (47) в (46), получаем

$$\tau_H = \frac{1}{\alpha_1} (A\alpha_2 + B\alpha_3 + C\alpha_4). \quad (48)$$

Используя значения моментов α_n , рассчитанные В. М. Лоскутовым [12], отсюда находим, что $\tau_H = 0,85$.

2) $0 \leq \lambda < 1$.

Подставляя в выражение (45) формулу (28) для интенсивности излучения при $\lambda < 1$, после несложных преобразований получаем

$$\tau_H = \int_0^1 (z + \mu) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu / (z\alpha_1 + \alpha_2), \quad (49)$$

где z по-прежнему определяется из равенства (31).

Величина τ_H , как и τ_I , зависит от z . Исследуя эту зависимость, продифференцируем соотношение (49) по z . Окончательное выражение для производной $d\tau_H/dz$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_H}{dz} = & \frac{\int_0^1 \frac{\partial \tau_I}{\partial z} (z + \mu) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu}{z\alpha_1 + \alpha_2} + \\ & + \alpha_1 \frac{\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \int_0^1 \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu - \int_0^1 \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu^2 d\mu}{(z\alpha_1 + \alpha_2)^2}. \end{aligned} \quad (50)$$

Выше было показано (см. (34)), что $\partial \tau_I / \partial z < 0$, поэтому первое слагаемое в правой части (50) также меньше нуля. Чтобы найти знак второго слагаемого, определим сначала знак производной $\partial \tau_I / \partial \mu$. Для этого, используя равенство (1), перепишем соотношение (4) в виде

$$\int_{\tau_I(\mu)}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau. \quad (51)$$

Дифференцируя по μ , откуда получаем

$$e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} S(\tau_I) \frac{\partial \tau_I}{\partial \mu} = \frac{1}{\mu^2} \int_{\tau_I}^{\infty} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau - \frac{1}{2\mu^2} \int_0^{\infty} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau$$

или

$$2\mu^2 e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} S(\tau_I) \frac{\partial \tau_I}{\partial \mu} = \int_{\tau_I}^{\infty} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau - \int_0^{\tau_I} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau. \quad (52)$$

Применяя очевидные неравенства

$$\begin{aligned} \int_{\tau_I}^{\infty} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau &> \tau_I \int_{\tau_I}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau, \\ - \int_0^{\tau_I} \tau e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau &> - \tau_I \int_0^{\tau_I} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau, \end{aligned}$$

из соотношения (52) находим

$$2\mu^2 e^{-\frac{\tau_I}{\mu}} S(\tau_I) \frac{\partial \tau_I}{\partial \mu} > \tau_I \left[\int_{\tau_I}^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau - \int_0^{\tau_I} e^{-\frac{\tau}{\mu}} S(\tau) d\tau \right].$$

Как следует из формулы (3), разность интегралов в правой части этого неравенства равна нулю; откуда $\partial \tau_I / \partial \mu > 0$.

Итак, величина τ_I монотонно возрастает при увеличении μ . Используя этот результат, можно убедиться в справедливости следующих неравенств

$$\begin{aligned} \int_0^{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu &< \tau_I \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}, z \right) \int_0^{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu; \\ - \int_{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}^1 \left(\mu - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu &< - \tau_I \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}, z \right) \int_{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}^1 \left(\mu - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu. \end{aligned}$$

Отсюда получаем

$$\begin{aligned} \int_0^{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu - \int_{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}^1 \left(\mu - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu &< \\ < \tau_I \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}, z \right) \left[\int_0^{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu - \int_{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}^1 \left(\mu - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu \right] \end{aligned}$$

или

$$\int_0^1 \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu < \tau_I \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}, z \right) \int_0^1 \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - \mu \right) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu. \quad (53)$$

Следует отметить, что в приведенных неравенствах $0 < \alpha_2/\alpha_1 < 1$. Используя выражение (27) для моментов α_n , нетрудно убедиться, что интеграл в правой части (53) равен нулю. Отсюда

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \int_0^1 \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu - \int_0^1 \tau_I(\mu, z) \varphi(\mu, \lambda) \mu^2 d\mu < 0. \quad (54)$$

Сравнивая (54) с правой частью соотношения (50), видим, что не только первое, но и второе слагаемое в ней отрицательно. Таким образом, $d\tau_H/dz < 0$.

Итак, величина τ_H есть монотонно убывающая функция z . Это означает, что, как и в случае τ_I , наименьшее значение $\tau_{H, \min}$ достигается при $z \rightarrow \infty$, а наибольшее $\tau_{H, \max}$ — при $z = z_{\min}$, где $z_{\min}$ находится из равенства (35). Из (49) получаем

$$\tau_{H, \min} = \frac{1}{\alpha_1} \int_0^1 \tau_{I, \min}(\mu) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu; \quad (55)$$

$$\tau_{H, \max} = \frac{1}{z_{\min} \alpha_1 + \alpha_2} \int_0^1 (z_{\min} + \mu) \tau_{I, \max}(\mu) \varphi(\mu, \lambda) \mu d\mu. \quad (56)$$

Как и в случае $\lambda = 1$, представляем величины $\tau_{I, \min}(\mu)$ и $\tau_{I, \max}(\mu)$ многочленом вида (47), а его коэффициенты находим методом наименьших квадратов с помощью данных табл. 1. Расчеты показывают, что точность такого разложения и в этом случае составляет примерно 1%.

Подставляя (47) в соотношения (55) и (56), получаем

$$\tau_{H, \min} = \frac{1}{\alpha_1} (A\alpha_2 + B\alpha_3 + C\alpha_4); \quad (57)$$

$$\tau_{H, \max} = \frac{A(z_{\min} \alpha_2 + \alpha_3) + B(z_{\min} \alpha_3 + \alpha_4) + C(z_{\min} \alpha_4 + \alpha_5)}{z_{\min} \alpha_1 + \alpha_2}. \quad (58)$$

Выражения (57) и (58) были использованы при вычислении значений $\tau_{H, \min}$ и $\tau_{H, \max}$, определяющих границы интервала, куда может попадать глубина образования τ_H . Моменты $\alpha_1 - \alpha_5$ для разных значений λ брались из [12]. Полученные данные приведены в табл. 3.

Таблица 3

Границы интервала возможных значений τ_{H_v} в зависимости от λ_v

λ_v	$\tau_{H_v, \min}$	$\tau_{H_v, \max}$	$\bar{\tau}_{H_v}$	λ_v	$\tau_{H_v, \min}$	$\tau_{H_v, \max}$	$\bar{\tau}_{H_v}$
0	0,46	1,26	0,86	0,9	0,67	0,95	0,81
0,5	0,53	1,13	0,83	0,95	0,72	0,91	0,82
0,7	0,58	1,05	0,81	1	0,85	0,85	0,85

Отметим, что в частном случае $\lambda = 0$ из соотношений (55) и (56) следует, что $\tau_{H, \min} = \frac{2}{3} \tau_{I, \min}(1)$ и $\tau_{H, \max} = \frac{3}{4} \tau_{I, \max}(1)$.

Форма записи результатов в табл. 3 несколько иная, чем в табл. 1. Здесь для каждого λ указаны границы интервала возможных значений глубины образования потока, т. е. величины $\tau_{H, \min}$ и $\tau_{H, \max}$, а также средние значения $\bar{\tau}_H$. Последние очень слабо зависят от λ ; с достаточной для практического применения точностью можно, например, положить, что $\bar{\tau}_H = 0,85$. С другой стороны, длина интервала ($\tau_{H, \min}$, $\tau_{H, \max}$), как и для $\tau_I(\mu)$, заметно зависит от λ . Она равна нулю при $\lambda = 1$ и растет с уменьшением λ . В случае $\lambda = 0$, когда $S(\tau) = B[T(\tau)]$ (см. выше), разница

между верхним и нижним пределами $\tau_{H,\max} - \tau_{H,\min}$ достигает значения 0,8. Отсюда следует, что результаты точных расчетов глубин образования τ_H сильных ($\lambda \approx 1$) и слабых ($\lambda \approx 0$) линий могут отличаться на несколько десятых.

Заключение

Основные результаты сводятся к следующему.

1. Рассмотрены средние оптические глубины образования интенсивности и потока излучения в линиях поглощения. При $\lambda_v = 1$ эти величины определяются однозначно, а при $\lambda_v < 1$ для них найдены верхние и нижние пределы.

2. Сравнение средних значений $\bar{\tau}_{I_v}$ с данными точных расчетов [1] показывает, что расхождение между ними в шкале геометрических высот $\lesssim 10$ км. В то же время ошибки в глубинах образования линий, вызванные неточностями в силах осцилляторов, в содержании соответствующего элемента или в принятой скорости микротурбулентности, часто достигают 100 км и более (см. [1]). Отсюда следует, что глубина образования излучения в линиях, по-видимому, достаточно точно может быть найдена с помощью средних значений τ_{I_v} и τ_{H_v} , приведенных в табл. 1 и 3.

3. Интервал оптических глубин, в который попадают величины $\tau_{I_v}(\mu)$ и τ_{H_v} , заметно зависит от параметра λ_v . Чем меньше λ_v , т. е. чем слабее линия, тем шире указанный интервал. В то же время средние значения $\bar{\tau}_{I_v}(\mu)$ и τ_{H_v} слабо зависят от λ_v .

В заключение отметим, что полученные выше результаты могут быть применены не только к излучению в линиях, но и к излучению в непрерывном спектре.

Апрель 1975 г.

Литература

1. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, 248.
2. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
3. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967.
4. В. В. Соболев. Докл. АН СССР, 1957, 116, 45.
5. В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969.
6. V. Kourganoff. Basic Methods in Transfer Problems. Oxford, 1952.
7. D. W. N. Stibbs, R. E. Weir. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 512.
8. А. Б. Шнейсайд. Вестник ИГУ, 1973, № 7, 144.
9. M. A. Heaslet, R. F. Warming. Astrophys. Space Sci., 1968, 1, 460.
10. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 148.
11. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen, Y. Cuny. Solar Phys., 1971, 18, 347.
12. В. М. Лоскутов. Астрофизика, 1973, 9, 361.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ВСПЛЕСКОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. П. Гринин

В условиях атмосфер холодных карликов повышение температуры сопровождается резким увеличением концентрации отрицательных ионов водорода, являющегося одним из основных источников непрозрачности при низких температурах. В результате при слабом нагреве поверхностных слоев атмосферы ($\delta T < T_{\text{эф}} - T(0)$) может произойти временное «запирание» идущего снизу потока излучения, приводящее к уменьшению светимости звезды. Этот механизм привлекается для объяснения отрицательных всплесков излучения, регистрируемых при фотоэлектрических наблюдениях вспыхивающих звезд [1—4].

В предположении, что $\Theta(\tau) = \delta T / T \sim e^{-k\tau}$, исследована реакция атмосферы на тепловое возмущение. Показано, что отрицательные всплески возникают в участках спектра с преобладающим вкладом H^- с максимумом в области 1 мкм и отсутствуют в участках спектра с преобладающим вкладом молекулярных полос (рис. 2). Их амплитуда максимальна, если возмущенная область находится в центре диска звезды и ее толщина порядка высоты однородной атмосферы.

Длительность всплесков по порядку величины равна времени тепловой релаксации поверхностных слоев атмосферы и может составлять от нескольких десятков секунд до нескольких минут. Энергия возмущения, необходимая для получения заметной ($\Delta m_V \sim 0^m.1$) амплитуды всплесков, порядка 10^{33} эрг.

Кратко обсуждаются возможные источники импульсного нагрева атмосферы.

ON THE POSSIBLE MECHANISM OF THE NEGATIVE BURSTS OF THE FLARE STARS RADIATION, by V. P. Grinin. — In the atmospheres of the cool dwarfs increase of temperature leads to a sharp increase of the density of negative hydrogen ions which are most important component of the opacity at low temperatures. As the result at the weak heating of the surface layers of the atmosphere ($\delta T < T_{\text{ef}} - T(0)$) may occur a temporary «lock up» of the radiation coming from the bottom leading to decrease the luminosity of the star. This mechanism is drawn in the explanation of the negative bursts of the flare stars radiation [1—4].

In the assumption that $\Theta(\tau) = \delta T / T \sim e^{-k\tau}$ the reaction of atmosphere to the thermal perturbation is investigated. It is shown that the negative bursts arise in the parts of a spectrum with predominant contribution of H^- with the maximum at 1 mkm and are absent in the parts of a spectrum with predominant contribution of the molecular bands (fig. 2). Their amplitude has a maximum, if the perturbation arises at the centre of the disk and its depth is roughly equal to the height of the homogeneous atmosphere.

The duration of the bursts is roughly equal to the time of the temperature relaxation of the surface layers of the atmosphere and may vary from several tens seconds to several minutes. The energy of the perturbation necessary for the appreciable amplitude ($\Delta m_V \sim 0^m.1$) is roughly equal to 10^{33} erg.

The possible sources of the impulsive heating of atmosphere are briefly discussed.

Фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд показывают, что в ряде случаев за несколько десятков секунд до начала вспышки происходит быстрое понижение блеска звезды, явно превышающее случай-

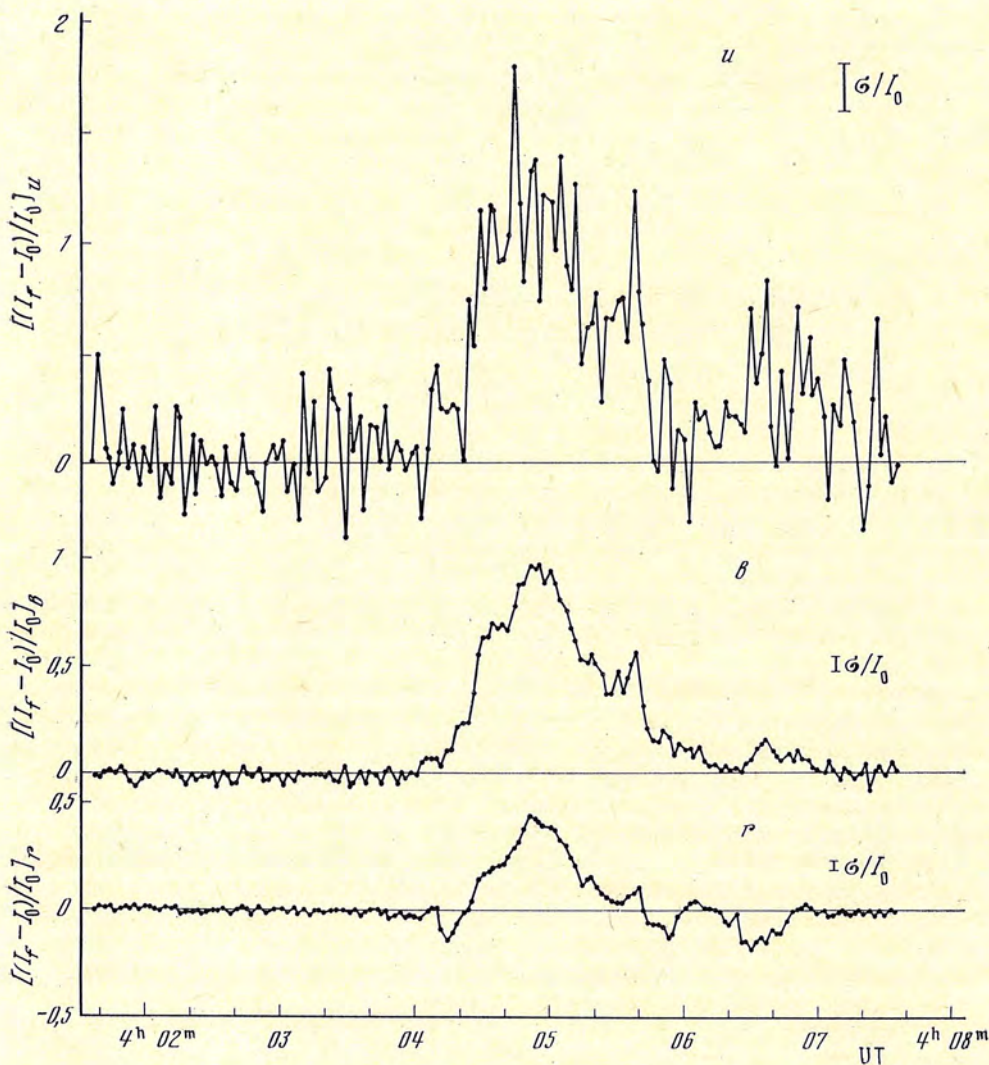


Рис. 1. Кривые блеска вспышки EV Lac, зарегистрированной в системе *ubr* Флешем и Оливером [3]

ные отклонения на регистрируемых кривых блеска [1—4]. В отдельных случаях, как, например, при вспышке EV Lac 30.IX 1967 г. [2] и 9.X 1973 г. [3], временное уменьшение блеска ниже уровня невозмущенного состояния звезды наблюдалось на нисходящей ветви кривых блеска (рис. 1). При одновременных трехцветных наблюдениях отрицательные всплески излучения наиболее четко проявляются в красной области спектра и отсутствуют в области U [4,3]. Согласно статистике отрицательные предвсплески чаще возникают при вспышках малой и средней мощности и реже — при мощных вспышках [5].

Природа подобных изменений блеска в настоящее время не ясна. Среди предлагавшихся в разное время моделей вспышек лишь одна модель с обратным комптон-эффектом на быстрых электронах [6] предполагает наличие отрицательных всплесков в красной и инфракрасной областях спектра. Однако указанная модель столкнулась с серьезными трудностями, связанными с низким КПД механизма генерации оптических всплесков [7—9].

В [10] была высказана идея о том, что уменьшение светимости звезды ниже уровня невозмущенного состояния связано с происходящим при вспышке изменением параметров хромосферы, сопровождающимся переходом эмиссионных линий в абсорбционные. Оказалось, что для получения наблюдаемых амплитуд отрицательных всплесков необходимо, чтобы эквивалентная ширина линии H_α в абсорбции была порядка 300 Å. Оставляя в стороне вопрос о механизме образования столь мощной линии поглощения (который сам по себе является весьма проблематичным), трудно представить, что появление такой характерной детали в спектре осталось бы незамеченным в процессе многолетних спектрофотометрических наблюдений вспыхивающих звезд.

Естественно предположить, что внезапное уменьшение яркости звезды связано с каким-то процессом, сопутствующим вспышке и приводящим к понижению эффективной температуры части ее поверхности. Наиболее простым и на первый взгляд единственным способом понижения $T_{\text{эф}}$ является охлаждение атмосферы. Нетрудно убедиться, что таким путем можно, в принципе, объяснить все наблюдаемые особенности отрицательных всплесков.

Действительно, при переходе, например, от спектрального класса M4 V к M5 V относительное изменение потоков в системе *UBV* примерно одинаково и равно соответственно 1 : 1 : 0,85, тогда как отношение самих *UBV*-потоков для звезды M4 V составляет 1 : 9 : 18. Очевидно, что при таком соотношении амплитуд и потоков отрицательные всплески будут замываться дополнительной эмиссией вспышки прежде всего в ультрафиолетовой области спектра. Этим легко объясняется и тот наблюдательный факт, что появление отрицательных предвспышек происходит, как правило, при вспышках малой и средней мощностей. Таким образом, охлаждение части поверхности звезды как механизм появления отрицательных всплесков не противоречит наблюдательным данным. Основная трудность здесь состоит в обосновании самого факта внезапного охлаждения заметной части поверхности атмосферы за время порядка всего лишь нескольких десятков секунд.

В связи с этим представляет интерес обсудить другую, менее очевидную возможность уменьшения яркости звезды при вспышке. Оказывается, в условиях атмосфер холодных карликовых звезд уменьшение потока излучения может произойти не только при охлаждении, но и в результате нестационарного, например импульсного, нагрева поверхностных слоев звезды [11]. Повышение температуры вещества сопровождается интенсивным образованием отрицательных ионов водорода. Происходящее при этом увеличение оптической толщины возмущенной области оказывается настолько сильным, что может привести к временному «запиранию» излучения, идущего из более глубоких слоев атмосферы. Существенно, что в среде с градиентом температуры изменение непрозрачности среды при тепловом возмущении влияет на скорость релаксации и спектр возмущенной составляющей потока излучения при любой, сколь угодно малой амплитуде возмущения [12].

Рассмотрим возможные наблюдательные проявления этого эффекта.

1. Непрозрачность вещества при низких температурах

При низких температурах ($T_{\text{эф}} \sim 3500^\circ \text{K}$) и газовом давлении $P_r \sim 10^6 \text{ дин/см}^2$, характерных для атмосфер холодных карликов, основной вклад в непрозрачность дают (см. например, [13, 14]) отрицательные ионы водорода, а также молекулы TiO , MgH , OH , H_2O , CO . Вследствие этого зависимость коэффициента поглощения κ_ν от T и P_r в разных участках спектра оказывается весьма сложной и неоднозначной. Как показывают расчеты [13], основным параметром, определяющим изменение непрозрачности, является температура вещества. С повышением темпера-

туры происходит диссоциация молекул; одновременно увеличивается ионизация щелочных металлов, являющихся основным поставщиком свободных электронов. Так как их потенциалы ионизации составляют в среднем $\chi_{\text{ион}} = 5 \div 6$ эв, то при $T \sim 3500^\circ \text{K}$ отношение $\chi_{\text{ион}} / kT \sim 15 \div 20$, и даже небольшое повышение температуры приводит к заметному повышению электронного давления и соответственно к увеличению концентрации H^- . Другим фактором, действующим в том же направлении, является увеличение концентрации нейтрального водорода при диссоциации молекул H_2 .

Таким образом, в условиях атмосфер вспыхивающих звезд повышение температуры приводит к резкому увеличению коэффициента поглощения в участках спектра с преобладающим вкладом H^- . Например, согласно данным [13] при стандартном химическом составе и $P_r = 10^6 \text{ дин/см}^2$ повышение температуры от 2520 до 2800°K , т. е. всего на триста градусов, приводит к увеличению α_{H^-} примерно в 6 раз. Следствием этого является чрезвычайно сильная зависимость от температуры расселандова среднего $\bar{\kappa}_{\text{R}}$: согласно [15] при химическом составе $X \approx 0,8$, $Z = 0,01$ $\bar{\kappa}_{\text{R}} \sim \rho^{0,45} T^{11}$. Это обстоятельство существенно для дальнейшего и, как будет показано ниже, приводит к весьма своеобразной реакции атмосферы на тепловое возмущение.

2. Реакция атмосферы на тепловое возмущение. Эффект экранирования

Рассмотрим полукачественную картину изменения потока излучения вспыхивающей звезды при тепловом возмущении поверхностных слоев, которое может быть вызвано как излучением самой вспышки, так и другими факторами, сопутствующими ей. По современным представлениям [9] вспышки звезд типа UV Cet являются локальными образованиями, характерный размер которых много меньше радиуса звезды, и, следовательно, площадь возмущенной атмосферы может составлять лишь небольшую часть поверхности звезды. Поэтому достаточно рассмотреть реакцию плоскопараллельной атмосферы, температура которой получает некоторое приращение: $\tilde{T}(\tau) = T(\tau) + \delta T$.

Повышение температуры будет сопровождаться изменением непрозрачности и излучательной способности среды. Предполагая, что возмущение мало ($\Theta(\tau) = \delta T/T \ll 1$), возмущенные значения объемного коэффициента поглощения и функции Планка представим в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_\nu &= \alpha_\nu \left[1 + \left(\frac{\partial \lg \alpha_\nu}{\partial \lg T} \right)_P \Theta(\tau) \right], \\ B_\nu(\tilde{T}) &= B_\nu(T) \left(1 + \frac{\partial \lg B_\nu}{\partial \lg T} \Theta(\tau) \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Выполняя в выражении для интенсивности выходящего излучения

$$\tilde{I}_\nu(\mu) = \frac{1}{\mu} \int_0^\infty e^{-\tilde{\tau}_\nu/\mu} B_\nu(\tilde{T}) d\tilde{\tau}_\nu \quad (2)$$

линеаризацию относительно возмущения, получим

$$\begin{aligned} \delta I_\nu(\mu) &= \frac{1}{\mu} \int_0^\infty e^{-\tau_\nu/\mu} B_\nu(T) \left[\left(\gamma_\nu + \frac{\partial \lg B_\nu}{\partial \lg T} \right) \Theta(\tau_\nu) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_\nu} \gamma_{\nu'} \Theta(\tau'_{\nu'}) d\tau'_{\nu'} \right] d\tau_\nu. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь τ_ν — невозмущенное значение оптической глубины; μ — косинус угла между нормалью к поверхности и направлением на наблюдателя; $\gamma_\nu = (\partial \lg \alpha_\nu / \partial \lg T)_P$.

Первый член в квадратных скобках в (3) учитывает происходящее при повышении температуры изменение объемного коэффициента излучения, второй член — изменение оптической глубины слоя.

Соответствующее приращение светимости звезды $\delta L_v = \mu \delta I_v(\mu)$, где s — площадь возмущенной части поверхности.

Из выражения (3) видно, что величина $\delta I_v(\mu)$ определяется как свойствами невозмущенной атмосферы — градиентом температуры и параметром γ_v , так и параметрами температурного возмущения $\Theta(\tau)$, его амплитудой и положением на диске звезды. Чтобы выяснить влияние всех этих факторов, полезно рассмотреть вначале грубую модель.

Приближение серой атмосферы. В этом приближении коэффициент поглощения и параметр γ не зависят от частоты. Интегрируя с учетом этого (3) по частоте, получим

$$\delta I(\mu) = \frac{1}{\mu} \int_0^\infty e^{-\tau/\mu} B(\tau) \left[(4 + \gamma) \Theta(\tau) - \frac{1}{\mu} \int_0^\tau \gamma \Theta(\tau') d\tau' \right] d\tau. \quad (4)$$

Примем далее, что ход температуры с глубиной в невозмущенной атмосфере определяется выражением $T^4(\tau) = T^4(0) (1 + \beta\tau)$, где параметр β характеризует температурную неоднородность атмосферы, и рассмотрим возмущение типа $\Theta(\tau) = \Theta(0) e^{-k\tau}$. Согласно (4) в этом случае

$$\delta I(\mu) = \frac{\Theta(0) \sigma T^4(0)}{\pi(1 + k\mu)} \left(4 + \frac{4\beta\mu}{1 + k\mu} - \gamma\beta\mu \right). \quad (5)$$

Отсюда видно, что в линейном относительно возмущения приближении ($\Theta \ll 1$) изменение непрозрачности влияет на реакцию атмосферы лишь при наличии в ней градиента температуры ($\beta > 0$). Принципиально важно то, что в зависимости от знака параметра γ приращение $\delta I(\mu)$ может быть как положительным, так и отрицательным. Если параметр γ больше некоторого критического значения γ_k , определяемого выражением

$$\gamma_k = 4/\beta\mu + 4/(1 + k\mu), \quad (6)$$

то приращение $\delta I(\mu) < 0$. Иными словами, нагрев атмосферы в этом случае приводит не к увеличению, а, наоборот, к уменьшению потока излучения. Столь необычная реакция атмосферы на тепловое возмущение обусловлена изменением непрозрачности вещества, о котором говорилось выше. Резкое увеличение объемного коэффициента поглощения κ при повышении температуры приводит к «запиранию» идущего снизу потока излучения. Происходящее в результате этого ослабление потока излучения оказывается более существенным по сравнению с увеличением коэффициента излучения в самой возмущенной области атмосферы.

Из (5) и (6) следует, что этот эффект максимален, если возмущенная область находится в центре диска ($\mu = 1$), и ее толщина порядка высоты однородной атмосферы ($k \sim 1$). Можно также показать, что температурное возмущение, при котором может произойти уменьшение светимости звезды, не должно превышать значение $\delta T_{\max} \approx T_{\text{эф}} - T(0)$. В противном случае нагрев атмосферы будет приводить к увеличению светимости звезды.

Если принять в (6) $\mu = 1$ и $\beta = 3/2$ (модель атмосферы в приближении Эддингтона), то при $k = 1$ $\gamma_k = 14/3$ и при $k \gg 1$ $\gamma_k = 8/3$. С другой стороны, согласно интерполяционной формуле для χ_R , приведенной в конце раздела 1, значение $\gamma \sim 10$. Следовательно, при $\mu \sim 1$ в атмосферах вспыхивающих звезд $\gamma > \gamma_k$, причем для возмущений малого масштаба это условие выполняется с большим запасом.

Рассмотрим теперь более детально реакцию несерой атмосферы с коэффициентом поглощения, зависящим от частоты.

Реакция несерой атмосферы. На рис. 2 представлены результаты вычислений δI_ν (μ) по формуле (3) для значений $\mu = 1$, $k = 5$. Ход невозмущенной температуры с глубиной принят согласно модели атмосферы с $T_{\text{эф}} = 3500^\circ \text{K}$ и $\lg g = 5$ [16], рассчитанной с учетом конвекции при стандартном химическом составе. Для перехода от τ_{st} ($\lambda_{st} = 1 \text{ мкм}$) в [16] к оптической глубине τ_ν в частоте ν , а также для вычисления параметра γ_ν использовались данные о монохроматическом коэффициенте поглощения (гармоническое среднее) при низких температурах ($T = 2520 \div 5040^\circ \text{K}$) и $P_r = 10^6$, любезно предоставленные Т. Цуджи [17]. Эти данные также получены для стандартного химического состава с учетом практически всех важнейших источников непрозрачности, включая молекулы TiO , MgH , SiH , CaH , H_2O , CO , и в настоящее время являются наиболее надежными.

Учитывая возможные отклонения химического состава вспыхивающих звезд от стандартного, расчеты в области $\lambda < 1 \text{ мкм}$ выполнены для трех случаев: *a* — непрозрачность соответствует стандартному составу; *b* — вклад поглощения в линиях и молекулярных полосах в полный коэффициент поглощения в 3 раза меньше, чем в случае *a*; *c* — предельный случай, когда непрозрачность обусловлена только отрицательными ионами водорода.

Из графиков видно, что в участках спектра с преобладающим вкладом H^- возмущение $\delta I_\nu < 0$, причем максимальные отрицательные значения достигаются в области 1 мкм . Качественно иная картина имеет место в участках спектра с преобладающим вкладом полос поглощения молекул (главным образом TiO и H_2O). В этих участках спектра повышение температуры приводит к «просветлению» среды и соответственно к увеличению потока излучения от звезды.

Выше, при анализе реакции атмосферы на тепловое возмущение предполагалось, что атмосфера находится в условиях ЛТР. Отклонения от лучистого равновесия, неизбежные при тепловой релаксации атмосферы, должны, вообще говоря, приводить и к отклонениям от ЛТР. В данном случае, как видно из предыдущего, основное значение имеет характерное время рекомбинации: $\text{H} + e \rightarrow \text{H}^-$. Необходимо, чтобы время свободного пробега электронов до момента рекомбинации $t_{\text{H}^-} = 1/n_{\text{H}}\alpha_{\text{H}^-}$ — было меньше характерного времени тепловой релаксации $t_r = c_p/16\sigma T^3$. Используя принятую здесь модель атмосферы [16] и данные о сечении рекомбинации α_{H^-} [18], можно показать, что это условие действительно выполняется: на глубине $\tau_{st} \sim 1$ величина t_{H^-} на несколько порядков меньше t_r . Следовательно, результат, приведенный на рис. 2, дает в целом правильное качественное представление о реакции атмосферы холодного карлика на тепловое возмущение поверхностных слоев.

3. Развитие возмущения со временем

Температурное возмущение вида $\Theta(\tau) \sim e^{-k\tau}$, которое рассматривалось выше, может возникнуть лишь при нестационарном, например импульсном, возмущении атмосферы. За время, сравнимое с характерным временем тепловой релаксации возмущенной области, тепловая волна, вызванная возмущением, уходит в глубь атмосферы. При этом функциональная зависимость $\Theta(\tau)$ меняется так, что светимость звезды вначале возрастает, затем, после достижения максимума, возвращается к исходному состоянию [11]. С течением времени атмосфера переизлучает весь избыток энергии, затраченный на возмущение. Речь, следовательно, идет о возможности появления отрицательных всплесков излучения в течение времени, сравнимого с характерным временем тепловой релаксации поверхностных слоев атмосферы. При этом изменение светимости звезды (при импульсном возмущении) должно происходить так, как это схематически изображено на рис. 3.

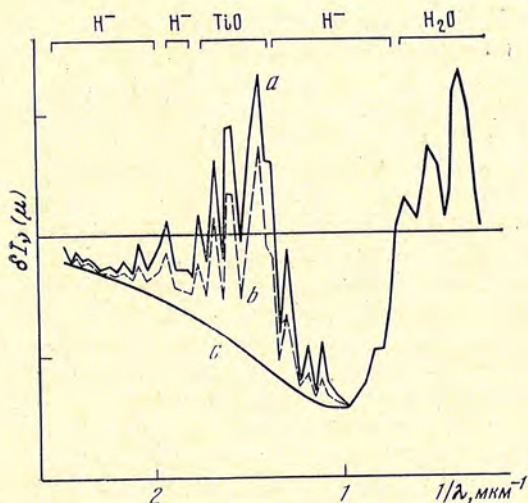
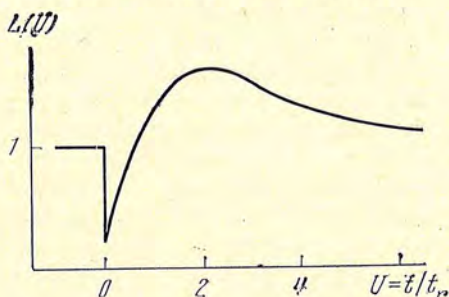


Рис. 2. Реакция атмосферы на тепловое возмущение $\Theta(\tau) \sim e^{-k\tau_{st}}$ при $k = 5$, $\mu = 1$. Масштаб по оси ординат произвольный

Рис. 3. Изменение со временем светимости звезды при импульсном нагреве атмосферы при $\gamma > \gamma_k$



Оценки показывают, что при $T_{\text{эф}} = 3500^\circ \text{K}$ и $\lg g = 5$ время релаксации t_r на глубине $\tau_{st} = 1$ составляет несколько минут, т. е. сравнимо со временем развития вспышек. Следует, однако, заметить, что из-за сильной зависимости κ от T величина $t_r(\tau)$ быстро уменьшается с ростом τ . Поэтому в зависимости от эффективной глубины возмущения время его релаксации может составлять от нескольких десятков секунд до нескольких минут.

4. Возможные источники нагрева

Оценим вначале энергию возмущения, способного вызвать уменьшение блеска звезды в пределах $\Delta m_V \sim 0^m, 1$. При $T_{\text{эф}} \sim 3500^\circ \text{K}$ для этого необходимо повысить температуру одной трети поверхности диска звезды на величину $\delta T \sim 300^\circ \text{K}$. Согласно [9] радиусы вспыхивающих звезд составляют примерно треть $R_\odot$ и, следовательно, площадь возмущенной атмосферы $s \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^2$. Высота однородной атмосферы $h \sim 5 \cdot 10^6 \text{ см}$ [16], значение удельной теплоемкости на глубине $\tau_{st} = 1$ и плотность соответственно равны: $c_p \sim 3 \cdot 10^8 \text{ эрг/г} \cdot \text{град}$ [19], $\rho \sim 10^{-5} \text{ г/см}^3$ [16]. Отсюда получаем, что энергия возмущения $\delta E \sim \rho c_p \delta T h s \sim 10^{33} \text{ эрг}$, т. е. сравнима с энергией вспышек, излучаемой в оптической области спектра $E_{UVV} \sim 10^{32} \div 10^{34} \text{ эрг}$ [9].

Следовательно, оптического излучения вспышек вполне достаточно для создания температурного возмущения заметной части поверхности звезды; к тому же модель с «ожогом» звезды вспышкой уже привлекалась для объяснения изменения цвета вспышек в стадии спада блеска [11, 20]. Естественным было бы предположить, что оно и является источником возмущения, приводящим к появлению отрицательных всплесков. Однако более детальное рассмотрение показывает [11], что в этом случае максимум отрицательной вспышки наступает несколько позже максимума оптического излучения и примерно на порядок слабее последнего. В результате отрицательные всплески, обусловленные возмущением атмосферы, полностью замываются оптическим излучением самих вспышек. Этот вывод, правда, относится к видимой области спектра и получен в предположении, что в соответствии с рекомбинационным механизмом излучения вспышек [9] их UVV-потоки составляют примерно четверть полной энергии вспышки. Положение может измениться, во-первых, при переходе в ближнюю инфракрасную область спектра, где излучение вспышки составляет малую часть излучения атмосферы, и, во-вторых, если основной источник возмущения находится за пределами оптического диапазона и его энергия сравнима или превышает энергию оптических вспышек.

Если исходить из предполагаемой аналогии с солнечными вспышками [9, 10], то можно указать три дополнительных источника нагрева атмосферы, удовлетворяющие этому требованию: 1) мягкое рентгеновское излучение¹, которое в случае солнечных вспышек в среднем на несколько минут опережает развитие оптической вспышки [21]; 2) электроны с энергией 10—100 *кэв*, полная энергия которых составляет значительную, а возможно и подавляющую, часть энергии вспышки; 3) прохождение по атмосфере ударной волны, вызванной вспышкой. Последний механизм нагрева может играть заметную роль на поздних стадиях развития вспышки.

В настоящее время не ясно, насколько далеко распространяется аналогия между солнечными вспышками и вспышками звезд типа UV Cet. Можно лишь утверждать, что к перечисленным выше источникам нагрева атмосферы всегда добавляется половина (при изотропном излучении) энергии оптического излучения вспышек. В случае мощных вспышек эта минимальная энергия возмущения может быть порядка 10^{34} эрг. В результате нагрев атмосферы может оказаться более сильным, чем необходимо для появления отрицательных всплесков. Не исключено, что это является одной из причин, по которой отрицательные предвспышки наблюдаются преимущественно при вспышках малой и средней мощностей [5].

Заключение

Сформулируем кратко основные выводы работы.

1. Существует принципиальная возможность кратковременного понижения блеска холодного карлика при слабом ($\delta T < T_{\text{эф}} - T(0)$) нагреве его поверхностных слоев. Понижение блеска при этом происходит в участках спектра с преобладающим вкладом в непрозрачность H^- и отсутствует в участках спектра с преобладающим вкладом молекулярных полос.

2. Источник нагрева должен находиться за пределами оптического диапазона излучения вспышек.

3. Амплитуды отрицательных всплесков максимальны, если возмущенная область находится в центре диска и ее толщина сравнима с высотой однородной атмосферы. Длительность всплесков сравнима с характерным временем тепловой релаксации атмосферы и может составлять от нескольких десятков секунд до нескольких минут.

4. Распределение энергии в спектре отрицательных всплесков имеет максимум в области 1 *мкм*. Именно в этом участке спектра фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд наиболее благоприятны для выделения на фоне вспышки реакции возмущенной атмосферы. По своему масштабу ожидаемые амплитуды отрицательных всплесков должны быть значительно скромнее, чем амплитуды вспышек в ультрафиолетовой области. Однако после приведения к единым энергетическим единицам они могут оказаться величинами одного порядка.

Автор глубоко признателен д-ру Т. Цуджи (Япония) за предоставление неопубликованных данных о монохроматическом коэффициенте поглощения при низких температурах, Р. Е. Гершбергу за многочисленные и полезные обсуждения.

Март 1975 г.

¹ В октябре 1974 г. зарегистрирована первая рентгеновская вспышка звезды YZ CMi [22]. В области 0,28 *кэв* ее полная энергия оказалась равной 10^{32} эрг, в области 0,6—8 *кэв* — равной $2,8 \cdot 10^{32}$ эрг.

Литература

1. *S. Cristaldi, L. Paterno*. Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll., Budapest, 1968, p. 51.
2. *S. Cristaldi, G. Godoli, M. Narbone, M. Rodono*. Ibid. p. 149.
3. *T. R. Flesch, J. P. Oliver*. Astrophys. J., 1974, 189, L 128.
4. *B. B. Sanwal*. Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 932.
5. *Г. Г. Шевченко*. Астрон. циркуляр, 1973, № 792, 2.
6. *Г. А. Гурзадян*. Вспыхивающие звезды. М., «Наука», 1974.
7. *Р. Е. Гершберг*. Вспышки красных карликовых звезд. М., «Наука», 1968.
8. *P. J. Edwards*. Nature, 1971, 234, 75.
9. *R. E. Gershberg*. Sympos. IAU N 67, 1974, p. 47.
10. *D. J. Mullan*. Astron. and Astrophys., 1975, 40, 41.
11. *В. П. Гринин*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 48, 58.
12. *В. П. Гринин*. Астрофизика, 1971, 7, 5.
13. *T. Tsuji*. Publ. Astron. Soc. Japan, 1966, 18, 127.
14. *T. Tsuji*. Publ. Astron. Soc. Japan, 1971, 23, 553.
15. *F. D. Kann*. Nature, 1974, 250, 125.
16. *D. Carbon, O. J. Gingerich, D. W. Latham*. Sympos. Low-luminosity Stars, Virginia, 1968, p. 435.
17. *T. Tsuji*. Private communication, 1975.
18. *R. K. Janev, H. Van Regemorter*. Astron. and Astrophys., 1974, 37, 1.
19. *J. R. Auman*. Astrophys. J., 1969, 157, 799.
20. *W. E. Kunkel*. Astrophys. J., 1970, 161, 503.
21. *L. D. de Feiter*. Utrechtse sterrekundige overdrucken, 1974, N 246.
22. *C. Crannell, J. E. McClintock, T. Moffett*. Nature, 1974, 252, 659.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И МОРФОЛОГИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 290 и NGC 1275

Л. П. Метик, И. И. Проник

Приведены результаты исследования структуры галактик Маркарян 290 и NGC 1275 в узких фильтрах ($\lambda_{\text{эф}}$ 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å). Обе галактики по структуре напоминают E-галактики, но спектральный состав их излучения близок к спектрам звезд ранних типов. Обе галактики вблизи ядер содержат голубые конденсации. В балджах (bulges) этих галактик возможно существование сверхассоциаций или спутников, состоящих из очень поздних звезд.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES MARKARIAN 290 AND NGC 1275, by L. P. Metik, I. I. Pronik. — Photometric structure of the Seyfert galaxies Markarian 290 and NGC 1275 has been investigated using nine narrow band filters (λ_{ef} 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å). The structure of both galaxies is similar to that of E type ones, but their spectral energy distribution is similar to that of early type stars. There are blue knots near the nuclei of both galaxies. The bulges of galaxies investigated contain superassociations or satellites of very late type stars.

По предложению Б. Е. Маркаряна на фильтровой приставке с ЭОПом в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. академика Г. А. Шайна наблюдался ряд входящих в списки Маркаряна компактных галактик с ярким ультрафиолетовым континуумом.

Многочисленные исследования показали, что объекты Маркаряна неоднородны по природе. Среди них имеется много галактик, обладающих сейфертовскими ядрами [1], голубых образований типа сверхассоциаций [2] и др. Особый интерес вызывают наиболее компактные объекты Маркаряна, так как среди них оказывается много гигантских голубых галактик с нестационарными ядрами. В [3] опубликованы результаты многоцветных наблюдений галактик Маркаряна 34, 42, 69 и 205, ниже приводится анализ фотометрической структуры галактики Маркарян 290 [4] в восьми фильтрах. Центральная часть галактики диаметром 10" имеет звездную величину $m_{\text{pg}} = 15^{\text{m}},4$. Согласно определению В. Саржента [5] красное смещение галактики $z = 0,029$, а ее абсолютная величина $M_{\text{pg}} = -20^{\text{m}},6$. Спектр ядра Маркарян 290 — сейфертовского типа [4, 5]. В системе *UBV* эту галактику наблюдал Д. Видман [6].

Фотометрическая обработка наблюдений галактики Маркарян 290 проводилась способом, описанным в [3]. Там же приведены данные о стандартных звездах, употреблявшихся для абсолютной калибровки негативов. В ночи 25—26.VI, 26—27.VI, 27—28.VII и 28—29.VII 1971 г. было получено 44 негатива с экспозициями от 16^с до 7^м в восьми цветах. Эффективные длины волн установки 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å. Масштаб изображения 21" в 1 мм. На рис. 1 показаны кривые реакции использованной системы из [7] в интервале длин волн, в которых возможно излучение в эмиссионных линиях. При обработке для каждого снимка получено по три фотометрических разреза, направления двух из

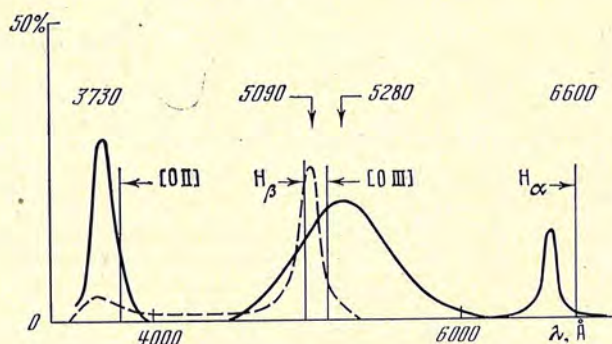
них показаны стрелками на карте для отождествления (рис. 2). Ориентиром для первого разреза служила звезда, как это видно на рис. 2. Второй разрез перпендикулярен первому, третий проходит через деталь, соседнюю с ядром, о которой будет сказано ниже.

На рис. 3 представлены интенсивности I галактики Маркарян 290 в первом и втором фотометрических разрезах в четырех фильтрах, осредненные по всем имеющимся негативам и отнесенные к интенсивности наиболее яркой части в каждом фильтре ($I_{\text{ц}}$). Из рис. 3 видно, что эта галактика действительно очень компактна. Большая часть ее излучения во всех фильтрах приходит из области, размер которой меньше $8''$ или $4,5 \text{ кпс}$ (при $H = 75 \text{ км/сек/Мпс}$). Реальный размер ядра галактики меньше $2''$ [3]. Ядро погружено в ярко светящееся образование типа балджа (bulges). Этот балдж во всех фильтрах в обоих разрезах довольно симметричен. Из рис. 3 видно также, что в ультрафиолетовой области спектра ядро и балдж несколько больше, чем в инфракрасной. Регистрограммы ядра в ультрафиолетовой области спектра дают основание подозревать, что вблизи ядра галактики Маркарян 290 имеется голубая конденсация. Ядро и балдж окружены слабым, неравномерным по яркости ореолом, который несколько слабее в ультрафиолетовой и ярче в видимой области спектра.

Просмотр негативов с изображением галактики в разных фильтрах позволил обнаружить внутри ореола деталь, которая практически не видна в ультрафиолетовых и синих лучах, но очень четко выделяется на инфракрасных и красных негативах. На рис. 4 приведена фотография галактики Маркарян 290 в фильтре $\lambda_{\text{эф}} = 7400 \text{ \AA}$, где эта деталь (а) хорошо видна. Природа детали не ясна.

Рис. 1. Кривые реакций фильтров из [7] в интервале длин волн, в которых возможно излучение в эмиссионных линиях

Вертикальными линиями показано положение эмиссионных линий с учетом красного смещения галактики Маркарян 290



Деталь может принадлежать галактике Маркарян 290, а может быть случайно спроектировавшейся на ореол этой галактики звездой нашего Млечного Пути. На рис. 5 приведены фотометрические разрезы галактики Маркарян 290 в трех фильтрах, сделанные через деталь а. Интенсивности балджа и ядра приведены в разных единицах. Из рисунка видно, что размер ореола галактики около $20''$ или 11 кпс . Деталь а расположена на расстоянии $7''$ или 4 кпс от ядра. На рис. 5 фотометрические разрезы совмещены по $I_{\text{ц}}$ детали. В этом случае оказалось, что положение ядра галактики в фильтре $7400 \text{ \AA}$ не совпало с положением ядра в фильтрах 4400 и $5280 \text{ \AA}$ примерно на $0'',7$. Полученный результат можно истолковать иначе: ядро галактики во всех фотометрических разрезах совпадает, а положение наибольшей яркости детали а смещается от фильтра к фильтру, показывая ее неоднородный спектральный состав. Для выяснения того, какой из этих случаев имеет место в действительности, мы провели измерения расстояний от опорной звезды первого фотометрического разреза до наиболее яркой части галактики Маркарян 290 по всем имеющимся у нас снимкам.

Результаты измерений представлены на рис. 6, из которого видно, что расстояние положения максимальной яркости галактики плавно увеличи-

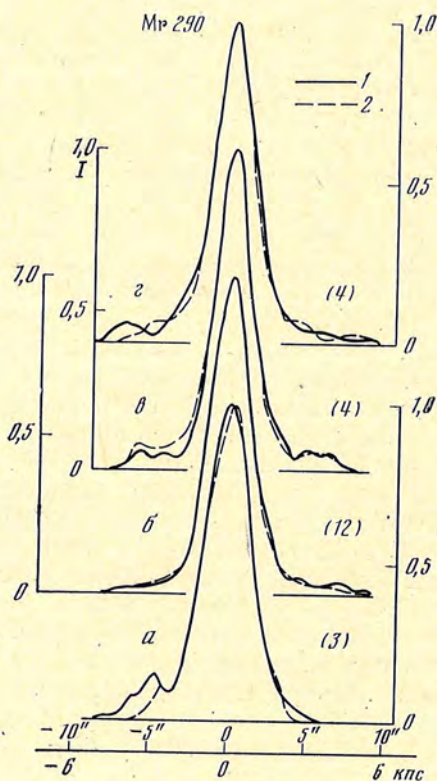
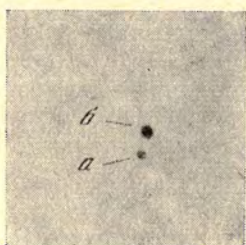
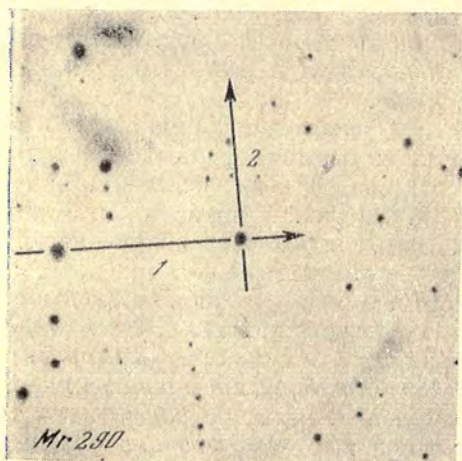


Рис. 2. Карта для отождествления галактики Маркарян 290 [4]

Размер области $10' \times 10'$, север вверх, восток слева. Стрелками показаны направления фотометрических разрезов. Карта получена с Паломарского атласа

Рис. 3. Распределение интенсивности в фотометрических разрезах излучения галактики Маркарян 290

1 — в первом, 2 — во втором фотометрических разрезах (см. рис. 2)

По оси абсцисс отложены расстояния в секундах дуги и килопарсеках. В скобках указано число использованных негативов. а — разрез в фильтре 3600 Å; б — в фильтре 4400 Å; в — в фильтре 5280 Å; г — в фильтре 7400 Å

Рис. 4. Фотография центральной области Маркарян 290 в фильтре 7400 Å

а — красная деталь; б — центральная область галактики. Размер фотографии $1',5 \times 1',5$

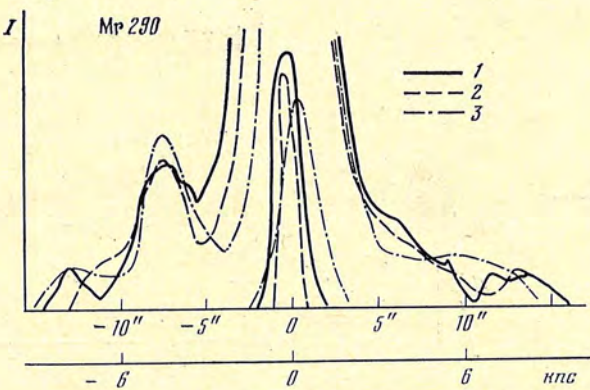
вается относительно опорной звезды по мере перехода от ультрафиолетовой к инфракрасной области спектра. Причем в области длин волн от 3600 до 6600 Å это увеличение идет медленнее, чем в области от 6600 до 7400 Å. Величина смещения в исследуемом спектральном интервале $\sim 1''$, т. е. того же порядка, что получилась по измерениям в фотометрическом разрезе через деталь а (рис. 5). Следует обратить внимание на рис. 5 на то, что в направлении на деталь галактика несколько голубее, чем в противоположном направлении на том же расстоянии от ядра. Этот факт может служить некоторым основанием для отнесения детали а к галактике Маркарян 290.

Таким образом, наши измерения дают основание предполагать, что в ядерной области галактики Маркарян 290 наблюдается стратификация голубого и инфракрасного излучений. Это показано на схеме (рис. 7).

По фотометрическим разрезам, после калибровки их при помощи внефокальных изображений звезды и учета атмосферной экстинкции по данным В. И. Бурнашева были вычислены звездные величины центральных областей Маркарян 290 в различных диафрагмах. Результаты вычислений представлены в табл. 1. Там же для сравнения приведены оценки яркости

Рис. 5. Фотометрические разрезы галактики Маркарян 290, выполненные через деталь *a*

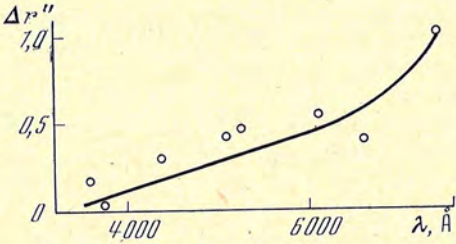
1 — в фильтре 4400 Å;
 2 — 5280 Å;
 3 — 7400 Å.
 По оси абсцисс отложены расстояния в секундах дуги и килопарсеках, по оси ординат — интенсивности. Шкалы интенсивностей для ядра, ореола и для разных фильтров различны



этой галактики, полученные Б. Е. Маркаряном [4] и Д. Видманом [6], а также М. Аракеляном и др. [10]. Внутренняя точность наших определений оказалась равной $\pm 0^m,08$. Как видно из таблицы, звездная величина центральной области Маркарян 290 летом 1971 г. была немного слабее, чем в феврале того же года. Видимая звездная величина детали *a*, оцененная нами, оказалась равной $m_V = 20 \pm 1^m$.

Калиброванные и исправленные за атмосферную экстинкцию интенсивности фотометрических разрезов затем исправлялись за влияние межзвездного поглощения по данным Видмана [6]. После этого весь фотометрический материал использовался для нахождения распределения энергии

Рис. 6. Расстояния наиболее яркой части галактики Маркарян 290 в разных лучах от опорной звезды первого фотометрического разреза (см. рис. 2)
 Нуль-пункт расстояний смещен. Средняя квадратичная ошибка определения среднего равна размеру кружков



в центральной компактной области размером $6'',3$ ($3,5 \text{ кпс}$), прилежащем к ней кольце размером $2'',5$ ($1,5 \text{ кпс}$) и ореоле на расстоянии от 5 до $10''$ ($3\text{--}6 \text{ кпс}$) от центра галактики, а также красной детали *a* (рис. 4 и 7). Результаты приведены на рис. 8. Из рисунка видно, что центральная область галактики Маркарян 290 по распределению энергии напоминает ранние звезды, а также компактные галактики Маркарян 69 и Маркарян 205 (рис. 4 из [3]), распределение энергии которых близко к распределению энергии в спектрах квазаров. Из рис. 8 видно, что балдж галактики

Таблица 1

D	B, источник	Время наблюдения	m_{4400} (наст. работа)	
			25. VI	27. VII
10"	15 ^m [4] *	До XII 1966 г.		
13,5	15,46 [10]	VI 1970 г. — IV 1971 г.		
15	15,56 [6]	24—25.II 1971 г.		
20				
27	15,35 [10]	IV 1971 г.		
			16 ^m 13 15,99	15 ^m 85 15,71

* Дана величина m_{pg} .

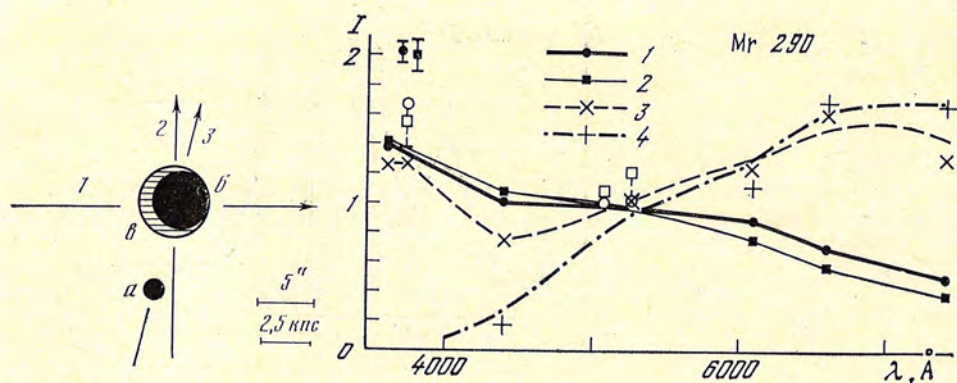


Рис. 7. Схема относительного расположения наиболее ярких областей галактики Маркарян 290 в различных лучах

a — красная деталь; b — галактика в фильтре 7400 Å; c — в фильтре 4400 Å. Цифры и стрелки показывают направления фотометрических разрезов (см. рис. 2)

Рис. 8. Относительное распределение энергии в спектре

1 — центральной области Маркарян 290 размером $6'',3$; 2 — кольца шириной $2'',5$; 3 — ореола, расположенного на расстоянии от 5 до $10''$ от ядра; 4 — красной детали a (см. рис. 4). Светлыми значками представлены результаты для $\lambda_{эф}$, где возможно излучение газа. Слева вверху показаны средние квадратичные ошибки определения средних значений относительных интенсивностей.

Маркарян 290 наружу становится более синим, а в ореоле наряду с сильным ультрафиолетовым излучением становится сильным излучение в красной области спектра. Это, по-видимому, можно объяснить присутствием красных звезд, число которых в ореоле может быть больше, чем в балдже.

Деталь a оказалась самой красной из всех рассмотренных нами областей галактики Маркарян 290. Межзвездное поглощение, приведенное Видманом [6] для области Млечного Пути, где расположена эта галактика, мало, $A_V = 0^m,24$ [6]. Поэтому можно считать, что деталь a (независимо от того, является ли она звездой Галактики или скоплением звезд галактики Маркарян 290) либо очень красное по своей природе образова-

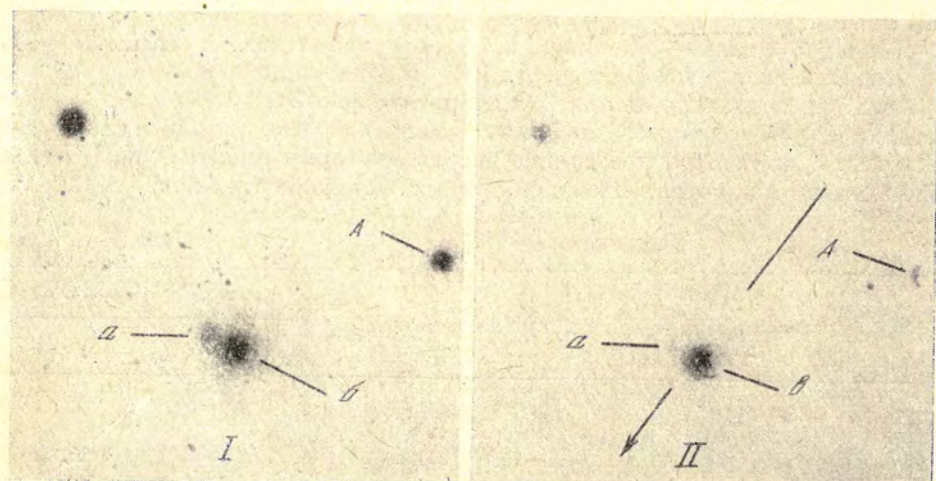


Рис. 9. Фотографии галактики NGC 1275

I — в фильтре 7400 Å; II — 3730 Å. a — красная деталь (или звезда); b и c — центральная область галактики; A — звезда для отождествления [9]. Размер области $1',5 \times 1',5$

ние, либо она относительно голубая, но окружена местным плотным пылевым облаком. Чтобы сделать выбор между этими возможностями, мы провели анализ спектра излучения детали *a* при помощи двухцветной диаграммы. В плотных пылевых облаках закон поглощения сильно отличается от стандартного (λ^{-1}), поэтому излучения включенных в эти области образований должны хорошо выделяться на двухцветной диаграмме. Мы вычислили, как и в [3], показатели цвета детали *a* в известной системе Тифта и сравнили их с показателями цвета голубых звезд (галактик) и красных звезд (галактик). Оказалось, что соотношение вычисленных по данным рис. 8 двух показателей цвета этой детали свидетельствует о том, что она не может быть окружена плотным облаком пыли, а является образованием позднего спектрального типа.

Приведенные выше данные о галактике Маркарян 290 наводят на мысль, что по фотометрическим и морфологическим свойствам она похожа на известную пекулярную галактику NGC 1275. Об этом говорят следующие факты:

1. Обе галактики имеют ядра сейфертовского типа.
2. По исследованию Р. Минковского [8] NGC 1275 по структуре напоминает галактики эллиптического типа, а ее спектральный класс вне ядра относится к типу А. То же самое можно сказать о структуре галактики Маркарян 290 (см. рис. 3 и 8). Спектральный класс галактики Маркарян 290 может быть даже более ранним, чем А.
3. Одной из замечательных особенностей структуры NGC 1275 является конденсация, расположенная в 3" от ядра. Она хорошо видна на фотографии, полученной на пластинках Eastman Kodak 103 а—О без фильтра [9]. По-видимому, эта деталь яркая в голубой области спектра. Проведенные нами фотометрические исследования Маркарян 290 показывают, что около ядра ее наблюдается стратификация голубого и красного излучений, которая также может быть интерпретирована как наличие голубого образования вблизи ядра этой галактики.
4. В балджах галактик NGC 1275 и Маркарян 290 наблюдаются яркие звездообразные детали. На рис. 9 приведены фотографии центральной области NGC 1275, полученные в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна с фильтровой приставкой с $\lambda_{эф} = 3730$ и $7400 \text{ \AA}$, где хорошо видна деталь *a* на расстоянии 6" от ядра, напоминающая деталь *a* в ореоле галактики Маркарян 290.

Морфология и ядро NGC 1275 хорошо изучены, но распределение энергии в спектре голубой конденсации и детали *a* неизвестны. Поэтому мы воспользовались имеющимися у нас десятью негативами этой галактики, полученными 28—29.III 1968 г. с $\lambda_{эф} = 3730, 4680, 5090, 5280, 6090$ и $7400 \text{ \AA}$ для исследования центральной области NGC 1275. По каждому негативу через ядро галактики мы сделали три фотометрических разреза: через деталь *a*, через звезду А и в направлении расположения голубой конденсации (стрелки на рис. 9). На рис. 10 приведены интенсивности NGC 1275 в третьем разрезе в единицах I_d каждого из четырех цветов. На этом рисунке голубая конденсация проявляется слева от ядра. Из рисунка видно, что максимум излучения этой конденсации приходится на $4680 \text{ \AA}$, а в голубую и красную стороны от этой области спектра он слабеет. Такое распределение энергии имеют звезды типа А и известный выброс в галактике NGC 4486 [11]. Справа от ядра на рис. 10 видно избыточное излучение в инфракрасной области спектра — фотометрическая картина (представленная на рис. 10) напоминает рассмотренную для галактик Маркарян 290 на рис. 5—7.

Вычисленное нами указанным в [3] способом распределение энергии в центральной области NGC 1275 и детали *a* приведено на рис. 11. Там же показано распределение энергии в части балджа, расположенной в противоположную от детали *a* сторону относительно ядра галактики на расстоянии 3—14" (1—5 *кпс*) от центра. Для сравнения на рис. 11 мы привели

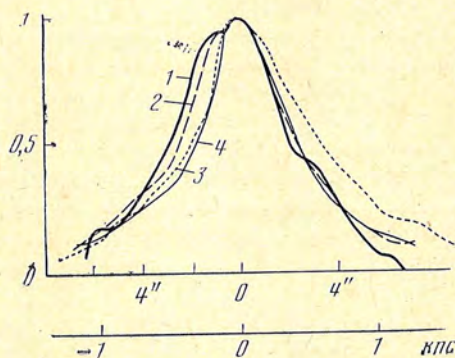
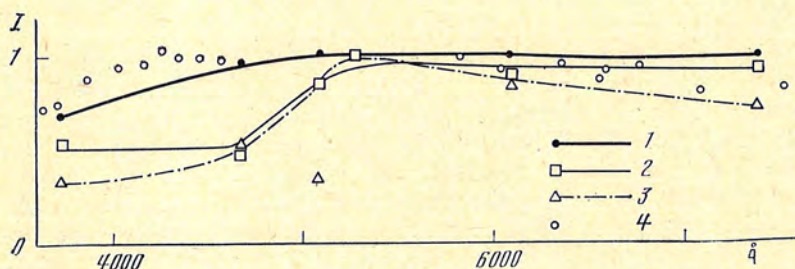


Рис. 10. Интенсивности в фотометрическом разрезе галактики NGC 1275, проходящем через ядро и голубую конденсацию [9]

1 — в фильтре 4680 Å;
2 — 5280 Å;
3 — 7400 Å;
4 — 3730 Å. По оси абсцисс даны расстояния в секундах дуги и килопарсеках

Рис. 11. Распределение энергии галактики NGC 1275 в излучении

1 — Центральная область размером 6'',3;
2 — балджа;
3 — детали α (см. рис. 9);
4 — Центральная область галактики в диафрагме 8'' согласно [12] по наблюдениям 1966—1967 гг.



распределение энергии в центральной области NGC 1275, полученное в диафрагме 8'' К. Андерсоном в 1966—1967 гг. [12]. Из сравнения видно, что в момент наших наблюдений ядерная область NGC 1275 была несколько краснее, чем в те моменты, когда ее наблюдал К. Андерсон. Распределение энергии у детали α напоминает распределение энергии звезд типа dK [13], имеющих сильную полосу поглощения MgH в области длин волн 4900—5300 Å.

Балдж NGC 1275 существенно краснее ядерной области. По распределению энергии в спектре он оказался близким детали α .

Вопрос о принадлежности красных деталей α , расположенных в балджах галактик NGC 1275 и Маркарян 290, остается открытым до получения их спектров и определения красного смещения. Косвенным свидетельством их принадлежности к галактикам может быть следующее обстоятельство.

Таблица 2

Видимые и абсолютные величины деталей α и галактик

Галактика	$m_V(\alpha)$	$M_V(\alpha)$	$M_V \text{ гал}$
NGC 1275	$17^m8 \pm 1^m$	-17^m	-20^m5 [14]
Маркарян 290	$20,0 \pm 1$	-16	$-20,73$ [6]

Примечание: $m_V(\alpha)$ — определенные нами видимые звездные величины деталей α ; $M_V(\alpha)$ и $M_V \text{ гал}$ — абсолютные величины деталей α и галактик соответственно.

На фотографиях обеих галактик, полученных в синих лучах, от ядер в сторону деталей α имеется некоторое усиление яркости балджа. В случае галактики Маркарян 290 это видно на рис. 5. Считая, что детали α принадлежат галактикам, мы вычислили их абсолютные звездные величины по определенным нами видимым звездным величинам. Межзвездное

поглощение учитывалось по [6, 15]. Результаты вычислений приведены в табл. 2. Из таблицы следует, что если детали *a* действительно принадлежат галактикам, то это — гигантские образования позднего спектрального класса. Их светимость равна светимости слабых нормальных галактик или ядер гигантских спиральных галактик [16, 17].

Вопрос о принадлежности деталей *a* галактикам NGC 1275 и Маркарян 290 остается пока открытым, но это не мешает сделать вывод, что морфологически обе галактики во многом сходны. Считавшаяся до сих пор пекулярной галактика NGC 1275 может быть является членом определенного, возможно малочисленного, морфологического типа гигантских голубых галактик, обладающих красным спутником, и голубой конденсацией вблизи ядра.

Мы приносим глубокую благодарность К. К. Чуваеву за предоставленную аппаратуру для наблюдений и очень ценные замечания, В. И. Пронику за обсуждение и Т. С. Коркиной за изготовление рисунков и фотографий.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. Y. Khachikian, D. W. Weedman. *Astrophys. J.*, 1974, 192, 581.
2. Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян. *Астрофизика*, 1975, 11, 207.
3. Л. П. Метик, И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1974, 52, 65.
4. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 1969, 5, 581.
5. W. L. W. Sargent. *Astrophys. J.*, 1972, 173, 7.
6. D. W. Weedman. *Astrophys. J.*, 1973, 183, 29.
7. И. И. Проник, К. К. Чуваев. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1967, 38, 219.
8. R. Minkowski. *Astron. J.*, 1968, 73, 842.
9. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge. *Astrophys. J.*, 1965, 142, 1351.
10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый. *Астрофизика*, 1972, 8, 473.
11. В. И. Проник, И. И. Проник, К. К. Чуваев. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 965.
12. K. S. Anderson. *Astrophys. J.*, 1970, 162, 743.
13. H. Spinrad, D. B. Wood. *Astrophys. J.*, 1965, 141, 109.
14. Э. А. Дибай. *Астрон. цирк.*, 1968, № 481, 4.
15. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 1963, 40, 900.
16. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Внегалактическая астрономия*. М., «Наука», 1972.
17. С. Г. Искударян. *Дис. Бюракан*, 1973.

АППАРАТУРА ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД НА ИСЗ «КОСМОС-215»

Н. А. Димов, Э. И. Терез

Для целей ультрафиолетовой фотометрии звезд разработан прибор ИКА-65, представляющий собой ряд параллельно направленных телескопов с узкополосными фотометрами, работающими в разных областях спектра. Описана конструкция и проведены исследования характеристик фотометров УФ-1 ($\lambda_{\max} = 2740 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda \approx 120 \text{ \AA}$) и УФ-2 ($\lambda_{\max} = 2275 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda \approx 110 \text{ \AA}$), а также двух вспомогательных фотометров, имеющих кривые реакции, близкие к полосам *B* и *V* международной фотометрической системы *U*, *B*, *V*. Прибор ИКА-65 успешно работал на ИСЗ «Космос-215» в 1968 г.

STELLAR UV-PHOTOMETRIC EQUIPMENT INSTALLED ON THE «COSMOS-215» SATELLITE, by N. A. Dimov, E. I. Teres'. — The device ИКА-65 is developed for the purpose of stellar UV-photometry. It consists of a set of parallel directed telescopes with narrow band photometers used for different wave ranges. The photometers УФ-1 ($\lambda_{\max} = 2740 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda \approx 120 \text{ \AA}$) and УФ-2 ($\lambda_{\max} = 2275 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda \approx 110 \text{ \AA}$) are described. Parameters of these photometers as well as of other two auxiliary photometers having response curves similar to the *B* and *V* bands of the international photometric system *U*, *B*, *V* are examined. The device ИКА-65 has been successfully applied on the satellite «Cosmos-215».

Распределение энергии в спектрах звезд является основным материалом для анализа физических условий в звездных атмосферах и построения их моделей. В области длин волн короче $3000 \text{ \AA}$ измерение энергетической освещенности, создаваемой звездами, становится возможным только с помощью приборов, вынесенных за атмосферу Земли. Поэтому для целей ультрафиолетовой (а также рентгеновской) фотометрии звезд совместно Государственным астрономическим институтом им. П. К. Штернберга, Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР и др. был разработан прибор ИКА-65 («Измерительный комплекс астрономический»), представляющий собой ряд параллельно направленных телескопов с фотометрами, работающими в разных интервалах коротковолновой и видимой областей спектра. Прибор ИКА-65 был установлен на специальном астрофизическом ИСЗ «Космос-215», который был запущен 19.IV 1968 г. на околоземную эллиптическую орбиту с наклоном $48^\circ 26'$, начальным периодом около 91 мин, высотой апогея 426 км и высотой перигея 261 км [1].

В комплект приборов ИКА-65 вошли два ультрафиолетовых фотометра (УФ-1 и УФ-2), разработанных Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР [2]. Блок-схема фотометров УФ-1 и УФ-2 приведена на рис. 1. Лучистый поток от наблюдаемой звезды фокусируется объективом 2 (диаметром 52 мм и $F = 180 \text{ мм}$) из плавленного кварца и через ограничительную диафрагму 3 и соответствующий интерференционный светофильтр 4 попадает на фотокатод солнечно-слепого фотоумножителя ФЭУ-57. Для защиты от возможных посторонних засветок на объектив надевалась специальная светозащитная бленда 1. Электрические схемы обоих

фотометров также полностью идентичны. Фотоумножители ФЭУ-57 работали в режиме счета фотонов. Сигналы с них поступали на две токовые усилительные секции (общее усиление ~ 100 раз), дискриминатор, эмиттерный повторитель и двухдиапазонный логарифмический интенсивметр с переключающейся шкалой (полный диапазон измерений от 1 до 10^6 импульсов в секунду). Переключение поддиапазонов интенсивметров должно было производиться по командам с Земли.

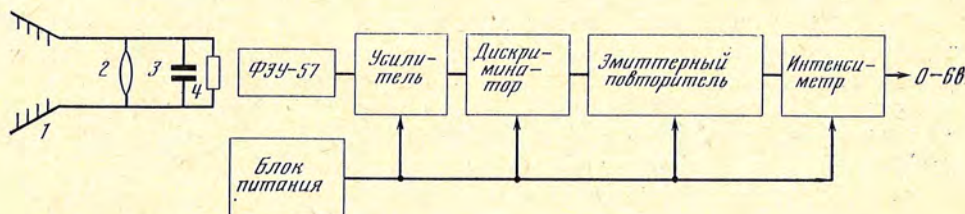


Рис. 1. Блок-схема фотометров УФ-1 и УФ-2

Однако во время полета ИСЗ «Космос-215» переключатель поддиапазонов прибора ИКА-65 не сработал и логарифмический интенсивметр датчиков УФ-1 и УФ-2 все время оставался в положении «низкая чувствительность» (диапазон измерений от нескольких десятков до $\sim 10^6$ импульсов в секунду). Питание фотоумножителей ФЭУ-57 осуществлялось от стабилизированного источника напряжения 1800 в со стабильностью не хуже 0,5%. Сигнал, поступающий с интенсивметров, в аналоговом виде записывался бортовым запоминающим устройством и передавался по телеметрии в сеансах связи над территорией СССР.

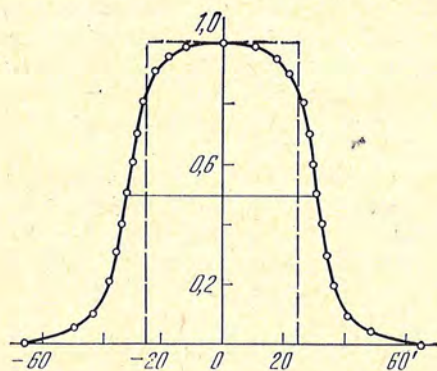
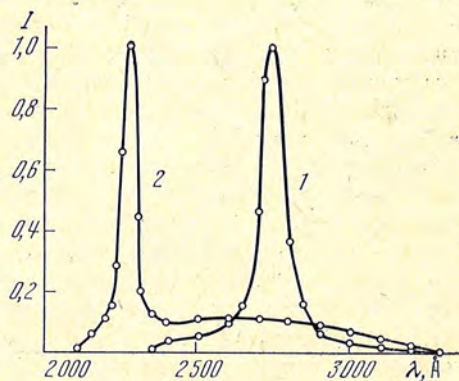


Рис. 2. Кривая относительной угловой чувствительности фотометров
Сплошная кривая — для датчиков УФ-1 и УФ-2, штриховая — для датчиков В и V

Рис. 3. Кривые относительной спектральной чувствительности ультрафиолетовых фотометров

1 — фотометр УФ-1; 2 — фотометр УФ-2



Относительная угловая чувствительность фотометров УФ-1 и УФ-2 была измерена в лаборатории. Для этого приборы УФ-1 или УФ-2 закреплялись на оптическом столике, имеющем поворот с точностью не хуже $1'$. В качестве точечного источника света служила водородная лампа ВСФУ-3, отнесенная на расстоянии 70 м. На рис. 2 показана измеренная кривая угловой чувствительности фотометров УФ-1 и УФ-2 (для обоих приборов она одинакова). Как видно из рисунка, поле зрения, измеренное на уровне половинной чувствительности, составляет $63'$.

Абсолютные спектральные характеристики фотометров УФ-1 и УФ-2 были измерены на лабораторной установке, содержащей калиброван-

ную водородную лампу ВСФУ-3 и монохроматор [3]. На рис. 3 приведены кривые относительной спектральной чувствительности приборов УФ-1 и УФ-2. Максимум чувствительности фотометра УФ-1 находился на длине волны $\lambda = 2740 \text{ \AA}$, а фотометра УФ-2 — на $\lambda = 2275 \text{ \AA}$. Необходимо отметить, что интерференционные светофильтры, установленные в фотометрах УФ-1 и УФ-2, не только выделяют узкую область спектра с $\lambda_{\text{max}} = 2740 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{max}} = 2275 \text{ \AA}$ соответственно, но имеют также высокое пропускание в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра.

Видимый «хвост» пропускания в фотометре УФ-1 отрезался дополнительным светофильтром УФС-2, установленным непосредственно перед фотокатодом ФЭУ-57. В фотометре УФ-2 такого светофильтра подобрать не удалось. Поэтому спектральная характеристика прибора УФ-2 имеет небольшой вторичный максимум в области $2700 \text{ \AA}$, т. е. там, где находится максимум чувствительности фотоумножителя ФЭУ-57.

Входной сигнал фотометров УФ-1 и УФ-2 менялся пропорционально логарифму скорости счета фотонов, следовательно, пропорционального логарифму энергетической освещенности, создаваемой измеряемой звездой на входном зрачке фотометров. Иными словами, для УФ-1 $U [\text{в}] = 1,77 \lg E [\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{\AA}]$, для УФ-2 $U [\text{в}] = 1,85 \lg E [\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{\AA}]$. Погрешность абсолютной калибровки фотометров УФ-1 и УФ-2 составляла величину порядка 15—20%.

Следует отметить следующие обстоятельства:

1. Во время полета ИСЗ «Космос-215» эталонные источники фотометров УФ-1 и УФ-2 не функционировали. Поэтому производился контроль лишь усилительных и регистрирующих цепей. Это осуществлялось в сеансах связи, когда «Космос-215» находился в зонах видимости наземных измерительных пунктов. В режиме «контроля» на вход электронных блоков фотометров УФ-1 и УФ-2 подавался сигнал от высокостабилизированного бортового генератора стандартной частоты. В течение всего времени активного существования ИСЗ «Космос-215», т. е. с 19.IV по 31.V 1968 г., усилительные и регистрирующие блоки фотометров УФ-1 и УФ-2 показали стабильную работу. В обоих фотометрах были поставлены особо отобранные фотоумножители ФЭУ-57.

Эти фотоумножители предварительно в течение полугода исследовались на стабильность чувствительности. Отобранные образцы ФЭУ за этот срок показали, что их чувствительность изменилась не более чем на 3—5%. Поэтому мы полагали, что и в дальнейшем во время полета «Космоса-215» чувствительность использованных экземпляров ФЭУ-57 осталась постоянной с точностью до нескольких процентов.

2. В схеме фотометров УФ-1 и УФ-2 не было предусмотрено измерение темновых токов фотоумножителей. В обоих фотометрах непосредственно на ФЭУ-57 находились датчики температуры. Согласно их данным во время полета «Космоса-215» температура фотоумножителей была достаточно стабильной ($10 \pm 4^\circ \text{C}$). Для этой температуры темновые токи поставленных экземпляров фотоумножителей ФЭУ-57 составляли 80—100 импульсов для датчика УФ-1 и 20—30 импульсов в секунду — для датчика УФ-2. При обработке результатов от всех сигналов звезд мы вычитали эти величины.

Для отождествления звезд в прибор ИКА-65 были включены вспомогательные фотометры, имеющие кривые реакции, близкие к цветам B и V международной фотометрической системы U, B, V .

Оптические схемы фотометров B и V рассчитывались таким образом, чтобы их поля зрения были примерно равны одному градусу. После изготовления датчиков не были произведены лабораторные исследования их параметров. Поэтому, когда в дальнейшем при обработке результатов потребовалась точная величина поля зрения, то она была определена по телеметрическим сигналам звезд, а именно по отношению времени прохождения звезды через поле зрения фотометров УФ-1 и УФ-2 и фото-

метров B и V . Это отношение, измеренное по десяти ярким звездам, дает величину 2,6. Полное поле зрения приборов УФ-1 и УФ-2 (рис. 2) равно $2^{\circ}6'$, отсюда поле фотометров B и $V \approx 50'$. (В оптической схеме приборов B и V имелась линза Фабри, поэтому кривая зависимости их чувствительности от угла имеет вид прямоугольника (рис. 2).) При юстировке прибора ИКА-65 особое внимание было обращено на точность выставления параллельности оптических осей всех фотометров. В дальнейшем степень непараллельности оптических осей была проконтролирована по телеметрическим сигналам звезд, а именно по максимальным обнаруженным различиям в центральных моментах прохождения звезд через поле зрения фотометров и по различиям в продолжительности пребывания звезд в поле зрения. Так, взаимная параллельность оптических осей фотометров B и V оказалась лучше $4'$, параллельность фотометров УФ-1 и УФ-2 с фотометрами B и V — порядка $6'$, а фотометров УФ-1 и УФ-2 между собой — не хуже $12'$.

Май 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Исследования верхней атмосферы и космического пространства, выполненные в СССР в 1968. М., «Наука», 1969, с. 59.
2. *N. A. Dimov*. IAU Sympos. N 36, Dordrecht-Holland, 1970, p. 138.
3. *Э. И. Терез*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 144.

РЕЗУЛЬТАТЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД
НА ИСЗ «КОСМОС-215»

А. М. Зверева, К. А. Эрме

На борту ИСЗ «Космос-215» были установлены параллельно направленные телескопы с фотометрами УФ-1 ($\lambda_{\max} = 2740 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 120 \text{ \AA}$) и УФ-2 ($\lambda_{\max} = 2275 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 110 \text{ \AA}$) при входной диафрагме 5 см, поле зрения около 1° и относительном отверстии $1/3,5$. Спутник не был ориентирован, но использовалась специальная демпфирующая система для уменьшения угловой скорости.

Отождествление звезд производилось с помощью магнитометра и двух фотометров, которые регистрировали потоки излучения от звезд в полосах, близких к полосам B и V системы UBV . Для 36 звезд определены монохроматические потоки в длинах волн $\lambda 2740 \text{ \AA}$ и $\lambda 2275 \text{ \AA}$; для 15 из них проведено сравнение с другими измерениями. Данные для 9 звезд удовлетворительно согласуются с настоящими измерениями (в пределах точности калибровки и телеметрии), для 6 звезд существует различие с данными ОАО-2 (Селескоп). Двухцветные диаграммы $(U_{2740} - V) - (B - V)$ и $(U_{2275} - V) - (B - V)$ в целом не противоречат найденной ранее зависимости.

RESULTS OF THE ULTRAVIOLET PHOTOMETRY OF STARS ON THE BOARD OF SATELLITE «COSMOS-215», by K. A. Eerme, A. M. Zvereva. — Two parallel-directed telescopes with photometers UV-1 ($\lambda_{\max} = 2740 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 120 \text{ \AA}$) and UV-2 ($\lambda_{\max} = 2275 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 110 \text{ \AA}$) have been installed on the board of satellite «Cosmos-215». Each had 5-cm aperture, 1° field of view and focal ratio of $1 : 3,5$. The satellite was not stabilized but special damping was used to reduce rotational velocity.

The identifications of stars were conducted by the use of records of magnetometer and two photometers which gave B - and V -magnitudes of stars in the UBV system. The ultraviolet monochromatic fluxes at 2740 and 2275 $\text{\AA}$ wavelengths were obtained for 36 stars. Comparison of the present data made for 15 stars with the results of other observations showed satisfactory (taking into account the accuracy of calibration and telemetry) for 9 stars, but there are differences with Telescope Catalog (OAO-2) data for other 6 stars. The plots of colour indexes $(U_{2740} - V)$, $(U_{2275} - V)$ and visible colour index $(B - V)$ are in agreement with the dependence found earlier.

На борту ИСЗ «Космос-215» был установлен ряд параллельно направленных телескопов с фотометрами и датчиками для внеатмосферных астрономических наблюдений в разных областях спектра [1—3]. В состав аппаратуры входили два ультрафиолетовых фотометра, разработанных в Крымской астрофизической обсерватории [2]. Основные параметры и характеристики фотометров приведены в табл. 1 согласно [3].

Диаметр входной диафрагмы телескопов составляет 52 мм, поле зрения на уровне половинной чувствительности равно $63'$ при относительном отверстии $1 : 3,5$ [3]. ИСЗ «Космос-215» был неориентированным спутником, поэтому основной проблемой на первом этапе работы было определение траектории движения оптической оси приборов на небесной сфере и правильное отождествление фотометрированных объектов.

Для целей отождествления в аппаратуру ИСЗ входили вспомогательные фотометры с полем зрения около 1° (см. [3]), которые регистрировали яркость звезд в цветах, близких к B и V , системы UBV . Помимо этого

с помощью трехосного магнитометра, установленного на борту ИСЗ, непрерывно производились измерения компонент вектора геомагнитной напряженности, что позволяло в каждый момент времени определять угол между оптической осью звездных фотометров и направлением вектора магнитной напряженности Земли. Таким образом, при отождествлении нужно было опираться на один угловой и два астрофизических параметра.

Таблица 1

Фотометр	$\lambda_{\text{max}}, \text{\AA}$	$\Delta\lambda, \text{\AA}$	Диапазон измерений, град/сек
УФ-1	2740	120	$2,3 \cdot (10^{-7} \div 10^{-4})$
УФ-2	2275	110	$1,1 \cdot (10^{-6} \div 10^{-3})$

Методика определения ориентации для неориентированного ИСЗ «Космос-215» была разработана ранее и описана в [4—7]. Исходными данными при отождествлении являлись орбитальные элементы траектории ИСЗ, которые определялись через каждые 15—30 витков в начальной стадии полета и через 60—65 витков в дальнейшем. Затем находили географические и экваториальные координаты ИСЗ и его высоту. Далее определяли экваториальные координаты α_m , δ_m вектора геомагнитной напряженности и угол β_m между этим вектором и оптической осью фотометров. В результате отождествляемые объекты нужно было искать в поясе небесной сферы $\Delta\beta_m$ на угловом расстоянии β_m от точки с координатами α_m , δ_m . Величина $\Delta\beta_m$ определялась точностью измерения вектора геомагнитной напряженности.

Следует отметить, что для уменьшения угловой скорости вращения спутника была применена специальная система магнитного демпфирования, в результате чего средняя угловая скорость вращения составляла $\sim 0,20$ град/сек. Однако при этом сказывалось влияние постоянного магнита демпфирующей системы на отсчеты магнитометра, что создавало определенную трудность при расшифровке магнитограмм и нахождении направления вектора геомагнитной напряженности.

Отождествление на каждом витке начиналось с разыскивания однозначно узнаваемых звезд или цепочек звезд ярче $m_V = 2 \div 3^m$. Для звезд слабее $m_V = 3^m$ число возможных звезд-кандидатов из рассматриваемого пояса небесной сферы может быть велико, и без привлечения дополнительных данных поставленная задача неразрешима. Например, оказалось, что при максимальных значениях β_m и $\Delta\beta_m$ (наихудшие условия) число кандидатов с $m_V \approx 1^m,5$ равно 3, а с $m_V \approx 4^m,5$ достигает 56 [7]. Дополнительными критериями при отождествлении являлись следующие данные: характер изменения яркости фона неба; плавность перемещения оптической оси по небесной сфере; пересечение оптической оси с горизонтом; регистрация Солнца и Луны датчиками с полем зрения 40 и 15° соответственно. Одним из важных дополнительных критериев являлось наличие отсчетов в ультрафиолетовых фотометрах для звезд ранних спектральных классов. Процедура отождествления была сложной и трудоемкой. Эта задача лишь частично была решена одним из авторов (К. А. Ээрме [7]), с привлечением ЭВМ Минск-22. Были предложены кандидаты на наблюдавшиеся звезды с различной степенью однозначности (250 звезд), из них 216 — однозначных.

Измерения

За время работы астрономического комплекса были получены телеметрические записи сигналов ультрафиолетовых фотометров для 31 витка ИСЗ «Космос-215». Телеметрическая запись сигналов имеет вид сплошной

линии (постоянная времени интегрирования 0,2 сек), прерывающейся каждую минуту на 6 сек для меток шкалы измерения 6 и 0 в. Выходной сигнал фотометров U (в в) менялся пропорционально логарифму скорости счета фотонов N (в 10^2 имп/сек) и, следовательно, пропорционально логарифму потока излучения от звезды, попадающей в поле зрения фотометров:

$$\text{УФ-1} : U = 1,77N, 100 \text{ имп/сек} \rightarrow 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/сек};$$

$$\text{УФ-2} : U = 1,85N, 100 \text{ имп/сек} \rightarrow 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/сек}.$$

На рис. 1 приведен пример телеметрической записи при последовательном прохождении двух звезд в поле зрения фотометра УФ-1. В течение каждого сеанса имеется привязка к московскому времени с точностью $\pm 0,1$ сек и все телеметрические записи имеют метки времени через 3 сек.

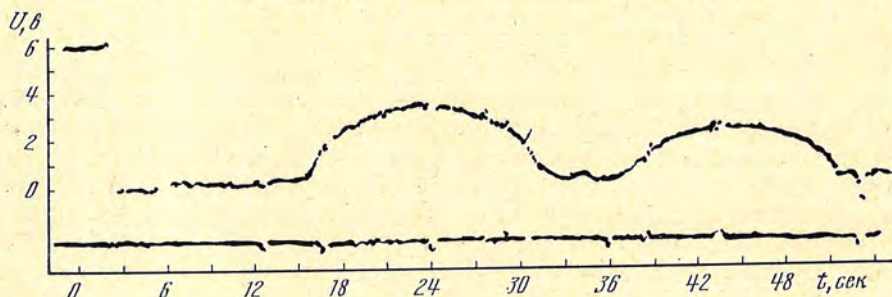


Рис. 1. Телеметрическая запись сигналов при последовательном прохождении звезд λ Sco и κ Sco в поле зрения фотометра УФ-1

По горизонтали — метки времени через 3 сек

Следует отметить, что точность телеметрии с учетом шумов не превышает $\pm 0,10$ в. Основную ошибку сюда вносит радиотелеметрическая система, при помощи которой измеренный сигнал в аналоговом виде записывался запоминающим устройством и затем воспроизводился в сеансах связи с большой скоростью. Во время полета ИСЗ не проводился контроль чувствительности аппаратуры, однако температурные датчики, установленные вблизи ФЭУ, показали, что во время измерений температура мало менялась ($10 \pm 4^\circ \text{C}$). С учетом последнего мы считали, что возможные ошибки измерений, связанные с изменением чувствительности, лежат в пределах $\pm 0,10$ в. В результате точность измеренных сигналов $\pm 0,15$ в, или 20% от наблюдаемого потока.

Телеметрические записи ультрафиолетовых фотометров, соответствующие отождествленным участкам траектории, были исследованы. Найдено, что из 216 отождествленных звезд в В- и V-фотометрах 68 имеют отсчеты в фотометре УФ-1 ($\lambda_{\text{max}} = 2740 \text{ \AA}$) и 38 — в УФ-2 ($\lambda_{\text{max}} = 2275 \text{ \AA}$). Однако из-за различия полей зрения видимых и УФ-фотометров (в видимых фотометрах была линза Фабри) возникла необходимость точного определения места прохождения звезд в поле зрения ультрафиолетовых фотометров. При известной скорости сканирования время пребывания звезды в поле зрения однозначно определяет прохождение. Скорость сканирования мы определяли по отождествленным звездам. Изменения угловой скорости вращения ИСЗ «Космос-215» на отдельных участках траектории были существенными и связаны, по-видимому, с действием магнитного демпфирующего устройства (постоянный магнит в кардановом подвесе, имеющий две степени свободы, связан с корпусом ИСЗ подшипниками с сухим трением) — замедление вращения ИСЗ в экваториальных зонах и ускорение на больших широтах. Наряду с этим тщательный анализ телеметрических сигналов от звезд показал, что 1) полное поле зрения УФ-фотометров приблизительно в 2,6 раза больше поля зрения видимых фотометров;

Таблица 2

№ п/п	Звезда	HD	V	B - V	Sp	$I_{K-215}, 10^{-10} \text{ эрг/сек. см}^2 \cdot \text{Å}$	
						2740 Å	2275 Å
1	η Ori	35441	3,35	-0,19	B0,5 V	5,1	11,5
2	ε Ori	37128	1,70	-0,19	B0 Ia	25,8	42,8
3	β Aur	40183	1,90	+0,03	A2 V	6,2	5,7
4	α Gem	60178	1,58	+0,04	A1 V	3,7	6,4
5	30 Mon	70155	3,90	-0,02	A0 V	2,5	—
6	α Leo	87901	1,36	-0,11	B7 V	17,3	25,3
7	κ Dra	109387	3,84	-0,12	B7p	1,7	5,0
8	—	109536	5,11	+0,24	A5	2,0	4,1
9	H Cen	112409	5,16	-0,06	B8 V	1,5	5,4
10	ζ UMa	116656	2,04	+0,02	A2 V	9,9	5,9
11	η UMa	120315	1,86	-0,20	B3 V	23,5	40,2
12	ζ Cen	121263	2,54	-0,23	B2 IV	7,6	21,2
13	α Cen	125823	4,41	-0,20	B3 V	1,2	—
14	θ CrB	138749	4,22	-0,12	B7ma	2,4	—
15	τ Lib	139365	3,66	-0,17	B2,5 V	8,8	8,4
16	χ Lup	141556	3,94	-0,05	Ap	10,4	12,6
17	π Sco	143018	2,88	-0,19	B1 V	8,8	7,9
18	η Lup	143118	3,40	-0,23	B2 V	5,0	7,9
19	λ Nor	146667	5,44	+0,10	A3 Vn	1,3	—
20	μ Nor	149038	4,87	+0,10	B0 Ia	1,3	6,0
21	ζ Dra	155763	3,20	-0,15	B6 III	8,2	9,2
22	λ Sco	158926	1,62	-0,24	B1 V	63,5	69,0
23	κ Sco	160678	2,41	-0,23	B2 IV	10,9	40,3
24	ϕ Dra	170000	4,21	-0,10	A0p	3,1	—
25	39 Dra	170073	4,98	+0,08	A1 V	2,3	—
26	18 Aql	178125	5,16	-0,09	B7 V	3,0	—
27	α Pav	193924	1,93	-0,20	B3 IV	15,8	16,0
28	η Ind	197157	4,50	+0,27	dA9	0,9	—
29	α Cyg	197345	1,26	+0,09	A2 Ia	2,6	—
30	51 Cyg	197511	5,38	—	—	1,6	—
31	σ Cyg	202850	4,24	+0,10	B9 Iab	1,5	—
32	α Cep	203280	2,41	+0,23	A7 IV—V	2,8	—
33	—	208682	5,88	-0,06	B2e	1,9	—
34	ε PsA	214748	4,17	-0,11	B8 Ve	2,0	4,8
35	ζ Peg	214923	3,47	-0,10	B8 V	2,2	11,7
36	δ Aqr	216627	3,29	+0,05	A3 V	3,8	5,2

2) существует непараллельность оптических осей ($\sim 12'$) между ультрафиолетовыми и видимыми фотометрами. С учетом этого из 68 наблюдавшихся звезд было отобрано 36, для которых прохождение в поле зрения УФ-фотометров близко ($\pm 20'$) к центральному. Максимально возможное занижение потоков, связанное с нецентральностью прохождения этих звезд, составляет 10%. Для этих 36 звезд в табл. 2 приведены измеренные монохроматические потоки; звездная величина, показатель цвета и спектральный класс даны согласно [8, 9]. Приведенные потоки в длине волны λ 2275 Å исправлены за «хвост» чувствительности фотометра УФ-2 в длинноволновую область спектра (см. рис. 3 в описании аппаратуры [3]; «хвост» условно отделен пунктиром). Вклад «хвоста» оценивался по моделям звездных атмосфер [10—13]: для звезд B0 добавка за счет хвоста составляет 36% наблюдаемого потока, для B4 — 39%, для A0 — 48% и для звезд спектрального класса A5 — 50%.

Среди 36 наблюдавшихся нами звезд содержится 15 звезд, для которых ранее были измерены потоки в областях спектра, близких к λ 2740 Å и λ 2275 Å. В табл. 3 приведены абсолютные потоки для этих звезд по измерениям на «Космосе-215» и литературным данным [14—19]. Видно, что для первых 5 звезд существует удовлетворительное согласие (в пределах точности абсолютной калибровки $\pm 30\%$), для следующих 4 звезд — расхождение в пределах точности калибровки и точности измерений и для

Таблица 3

№ п/п	Звезда	V	Sp	«Космос-215»		[14—18]		ОАО-2 [19]	
				$\lambda 2740 \text{ \AA}$	$\lambda 2275 \text{ \AA}$	$\lambda 2750 \text{ \AA}$	$\lambda 2300 \text{ \AA}$	U_1	U_2
1	β Aur	1,90	A2 V	6,2	5,7	—	4,3 [17]	—	—
2	α Leo	1,36	B7 V	17,3	25,3	19,0	32,0 [18]	—	—
						28,0	28,0 [14]	—	—
3	ζ Dra	3,20	B6 III	8,2	9,2	6,2	6,5 [16]	—	—
4	ϕ Dra	4,21	A0p	3,1	—	1,8	2,7 [16]	—	—
5	ε PsA	4,17	B8 Ve	2,0	4,8	2,5	2,7 [16]	—	—
6	η Ori	3,35	B9,5 V	5,1	11,5	11	22 [15]	—	—
7	ε Ori	1,70	B0 Ia	25,8	42,8	59	126 [15]	15,5	33,1
8	ζ Peg	3,47	B8 V	2,2	11,7	3,5	3,8 [16]	—	—
9	η UMa	1,86	B3 V	23,5	40,2	24,0	27,5 [16]	3,8	21,9
10	ζ UMa	2,27	A2 V	9,9	5,9	—	—	0,60	3,4
11	π Sco	2,88	B1 V	8,8	7,9	—	—	1,0	—
12	κ Sco	2,41	B2 IV	10,9	40,3	—	—	4,7	15,5
13	α Cyg	1,26	A2 Ia	2,6	—	—	—	0,6	3,3
14	σ Cyg	4,24	B9 Iab	1,5	—	—	—	—	0,4
15	α Cep	2,41	A7 IV—V	2,8	—	—	—	0,26	0,91

остальных 6 — расхождение превышает эти ошибки и может доходить до 10 раз и более. Неожиданным оказалось, что наибольшее различие получилось при сравнении с результатами ультрафиолетовой фотометрии на ОАО-2 (Celescope) [19].

Для двух звезд табл. 2, α Leo и η UMa, существует значительное число внеатмосферных измерений абсолютного потока в ультрафиолетовой области спектра $\lambda\lambda 1000—3500 \text{ \AA}$ [14, 18—24], что позволяет сравнить наши данные с другими в более широком диапазоне длин волн. Существенно, что для этих звезд имеются наиболее точные, по-видимому, определения потоков с помощью спутника TD-1 [18] и ракеты «Аэробы» [21]. На рис. 2 и 3 представлены все измерения в ультрафиолете для этих звезд. Видно, что измерения на «Космосе-215» хорошо согласуются с наблюдаемым распределением энергии в спектре звезды η UMa по измерениям с ракеты «Аэробы» (рис. 3), в то время как данные ОАО-2 (Celescope [19]) лежат существенно ниже. Для звезды α Leo (рис. 2) наши измерения дают несколько меньшие значения потока, но в пределах точности калибровки они совпадают с данными других авторов¹.

С целью анализа полученного нами материала для всех звезд были вычислены ультрафиолетовые звездные величины из соотношения:

$$U_{\lambda} = -2,5 \lg (I_{\lambda}/I_{5480}),$$

где I_{λ} — наблюдаемый монохроматический поток в $\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{\AA}$, $I_{5480} = 3,64 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{\AA}$ — поток от звезды $V = 0$, $B - V = 0$ согласно абсолютным определениям Оука и Шилда [26].

Затем определялись ультрафиолетовые показатели цвета $U_1 - V$ и $U_2 - V$. Эти величины приведены в табл. 4.

Учет межзвездного поглощения сделан для звезд с колор-эксцессом $E(B - V) > 0^m,02$, нормальные показатели цвета $(B - V)_0$ принимались согласно Джонсону [27]. В случае отрицательных $E(B - V)$ считали $E(B - V) = 0$ и $(B - V)_0 = B - V$. Ультрафиолетовые избытки цвета определялись зависимостью $E(U_{\lambda} - V) = X_{\lambda} E(B - V)$, где коэффициенты X_{λ} найдены по средней кривой межзвездного поглощения по данным ОАО-2 [28, 29] и TD-1 [30]: $X_1 = 2,6 \pm 0,4$ и $X_2 = 4,7 \pm 1,0$. Нужно

¹ Данные Стечера и Миллигэна (рис. 2) дают заниженные потоки в области длин волн $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ из-за ошибок калибровки и остаточного поглощения озоном в атмосфере Земли [25].

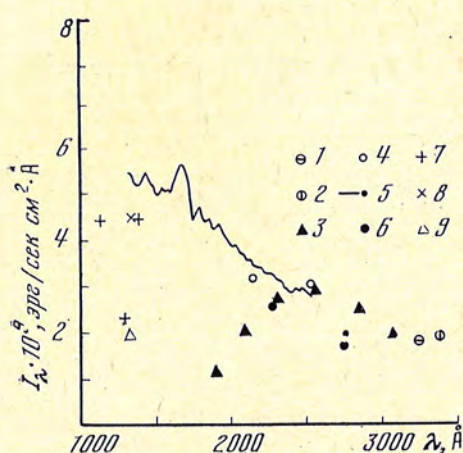


Рис. 2. Наблюдаемый поток излучения I_λ для звезды α Leo в ультрафиолетовой области спектра

Наземные измерения: 1 — Wolt et al., цит.[18]; 2 — Schild et al., цит. [18]. Внеатмосферные измерения: 3 — Stecher, Milligan [14]; 4 — Campbell [20]; 5 — S 2/68 (TD-1) [18]; 6 — «Космос-215»; 7 — Iamashita [22]; 8 — Smith [23]; 9 — Byram, Chubb [24]

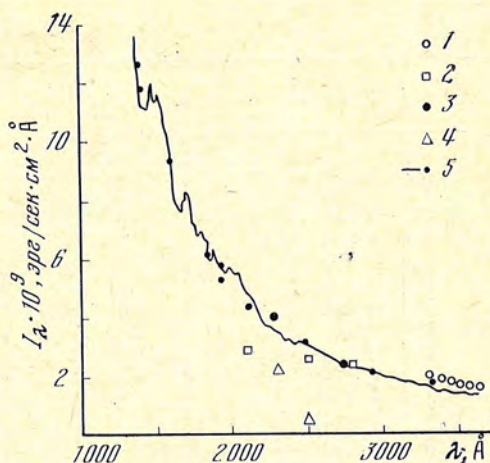


Рис. 3. Наблюдаемый поток излучения I_λ для звезды η UMa в ультрафиолетовой области спектра.

Наземные измерения: 1 — Schild et al., цит [21]. Внеатмосферные измерения: 2 — Bless et al. [16]; 3 — «Космос-215»; 4 — Telescope (OAO-2) [19]; 5 — Bless et al. [21]

сказать, что кривые межзвездного поглощения в ультрафиолете могут существенно различаться между собой, особенно в области $\lambda < 2500 \text{ \AA}$ [28, 31, 32]. Неопределенность коэффициентов X_λ связана с этим фактом. Однако эта неопределенность мало сказывается на вычислении ультрафиолетовых показателей цвета $U_\lambda - V$ (табл. 4), поскольку все исследуемые нами звезды имели $E(B - V) < 0^m,10$, кроме одной. Для звезды μ Nor с большим покраснением, $E(B - V) = 0^m,34$, учет межзвездного поглощения вносит неопределенность в ультрафиолетовые показатели цвета $\pm 0^m,13$ и $\pm 0,34$ (табл. 4). Ультрафиолетовые показатели цвета, исправленные за межзвездное поглощение, приведены в двух последних столбцах

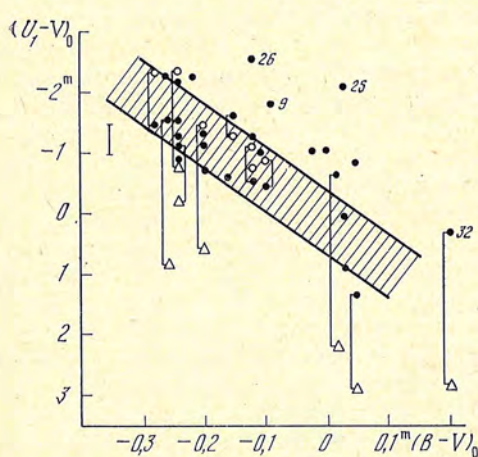


Рис. 4. Двухцветная диаграмма $(U_1 - V)_0 - (B - V)_0$

точки — «Космос-215», светлые кружки — [14-18], треугольники — [19]

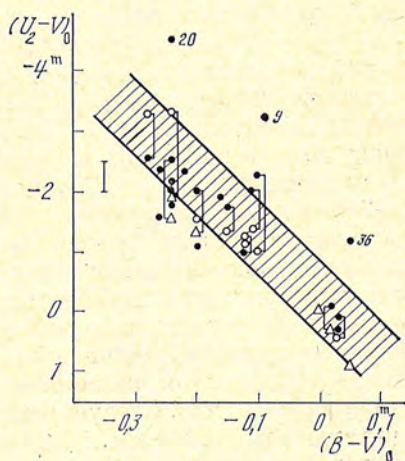


Рис. 5. Двухцветная диаграмма $(U_2 - V)_0 - (B - V)_0$

Таблица 4

№	Звезда	$B - V$	$(B - V)_0$	$U_1 - V$	$U_2 - V$	$(U_1 - V)_0$	$(U_2 - V)_0$
1	η Ori	$-0^m,19$	$-0^m,28$	$-1^m,22$	$-2^m,10$	$-1^m,45$	$-2^m,52$
2	ε Ori	$-0,19$	$-0,24$	$-1,33$	$-1,88$	$-1,46$	$-2,41$
3	β Aur	$+0,03$	$+0,03^*$	$+0,02$	$+0,11$	$+0,02$	$+0,11$
4	α Gem	$+0,04$	$+0,03$	$+0,90$	$+0,30$	$+0,90$	$+0,30$
5	30 Mon	$-0,02$	$-0,02^*$	$-0,99$	—	$-0,99$	—
6	α Leo	$-0,11$	$-0,12$	$-0,56$	$-0,97$	$-0,56$	$-0,97$
7	κ Dra	$-0,12$	$-0,16$	$-0,52$	$-1,69$	$-0,62$	$-1,88$
8	—	$+0,24$	—	$-1,96$	$-2,74$	—	—
9	H Cen	$-0,06$	$-0,09$	$-0,70$	$-3,09$	$-1,78$	$-3,23$
10	ξ UMa	$+0,02$	$+0,02^*$	$-0,63$	$-0,07$	$-0,63$	$-0,07$
11	η UMa	$-0,20$	$-0,20$	$-1,39$	$-1,97$	$-1,39$	$-1,97$
12	ξ Cen	$-0,23$	$-0,24$	$-0,84$	$-1,96$	$-0,84$	$-1,96$
13	α Cen	$-0,20$	$-0,20$	$-0,71$	—	$-0,71$	—
14	θ CrB	$-0,12$	$-0,12$	$-1,27$	—	$-1,27$	—
15	τ Lib	$-0,17$	$-0,22$	$-2,12$	$-2,07$	$-2,25$	$-2,30$
16	χ Lup	$-0,05$	—	$-2,58$	$-2,79$	—	—
17	π Sco	$-0,19$	$-0,26$	$-1,34$	$-1,22$	$-1,52$	$-1,55$
18	η Lup	$-0,23$	$-0,24$	$-1,25$	$-1,74$	$-1,25$	$-1,74$
19	λ Nor	$+0,10$	—	$-1,82$	—	$-1,82$	—
20	μ Nor	$+0,10$	$+0,24$	$-1,25$	$-2,91$	$-2,13(\pm 0,13)$	$-4,51(\pm 0,34)$
21	ξ Dra	$-0,15$	$-0,15^*$	$-1,58$	$-1,71$	$-1,58$	$-1,71$
22	λ Sco	$-0,24$	$-0,26$	$-2,23$	$-2,32$	$-2,23$	$-2,32$
23	κ Sco	$-0,23$	$-0,24$	$-1,10$	$-2,52$	$-1,10$	$-2,52$
24	ϕ Dra	$-0,10$	—	$-1,54$	—	—	—
25	39 Dra	$+0,08$	$+0,03$	$-1,98$	—	$-2,11$	—
26	18 Aql	$-0,09$	$-0,12$	$-2,45$	—	$-2,53$	—
27	α Pav	$-0,20$	$-0,20$	$-1,03$	$-1,04$	$-1,03$	$-1,04$
28	η Ind	$+0,27$	—	$-0,49$	—	—	—
29	α Cyg	$+0,09$	$+0,05$	$+1,60$	—	$+1,37$	—
30	51 Cyg	$-0,24$	—	$-1,99$	—	—	—
31	σ Cyg	$+0,10$	0	$-0,78$	—	$-1,04$	—
32	α Cep	$+0,23$	$+0,20$	$+0,37$	—	$+0,29$	—
33	—	$-0,06$	—	$-2,68$	—	—	—
34	ε PsA	$-0,11$	$-0,11^*$	$-1,02$	$-1,97$	$-1,02$	$-1,97$
35	ξ Peg	$-0,10$	$-0,10^*$	$-0,43$	$-2,24$	$-0,43$	$-2,24$
36	δ Aqr	$+0,05$	$+0,05^*$	$-0,84$	$-1,18$	$-0,84$	$-1,18$

* $(B - V) < (B - V)_0$.

табл. 4, и на основании этих данных построены двухцветные диаграммы $(U_1 - V)_0 - (B - V)_0$ (рис. 4) и $(U_2 - V)_0 - (B - V)_0$ (рис. 5). Заштрихованные области на диаграммах показывают зависимость нормальных показателей цвета, полученную по наблюдениям 52 звезд ($\lambda 2750 \text{ \AA}$, $\lambda 2190 \text{ \AA}$) на спутнике TD-1 [30]. На рис. 4 и 5 приведены данные других авторов для 15 звезд согласно табл. 3.

Как видно из рис. 4 и 5, нормальные показатели цвета по данным «Космоса-215» в целом не противоречат существующей зависимости, однако для ряда звезд эта зависимость не выполняется. Нельзя, по-видимому, говорить о возможной пекулярности этих звезд (№ 9, 20, 25, 26 табл. 4), поскольку при такой яркости, как у этих звезд ($V \approx 5^m, 0$), просчеты в отождествлении звезд полностью не исключаются. Разброс точек, за исключением этих звезд, можно объяснить естественным разбросом с учетом точности абсолютной калибровки и точности измерений (вертикальный отрезок на рис. 4 и 5). Следует отметить, что данные ОАО-2 на рис. 4 лежат значительно ниже. Из рис. 5 видно, что зависимость $(U_2 - V) - (B - V)$ является более четкой как по данным «Космоса-215», так и ОАО-2.

Авторы приносят глубокую благодарность А. Б. Северному и В. К. Прокофьеву за полезное обсуждение и интерес к работе.

21 мая 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. К. Шеффер. Космич. исслед., 1971, 9, 74.
2. N. Dimov. IAU Sympos. N 36, Dordrecht-Holland, 1970, p. 138.
3. Н. А. Димов, Э. И. Терез. Наст. том, стр. 196.
4. Э. Н. Кауров. Космич. исслед., 1972, 10, 14.
5. Э. Н. Кауров, В. И. Прохоренко. Космич. исслед., 1972, 10, 217.
6. А. Санап. В сб. «Исследования по внеатмосферной астрофизике», под ред. Н. Кузник. Тарту, 1973, с. 21.
7. К. Эрме. В сб. «Исследования по внеатмосферной астрофизике», под ред. Н. Кузник. Тарту, 1973, стр. 35.
8. D. Hoffleit. Catalogue of Bright Stars. Yale Univ. Obs., New Haven, 1964.
9. V. M. Blanco et al. Photoelectric Catalogue. Publ. Naval Obs. USA, 2nd ser., v. XXI, 1968.
10. D. C. Morton, T. F. Adams. Astrophys. J., 1968, 151, 611.
11. F. R. Hickok, D. C. Morton. Astrophys. J., 1968, 152, 203.
12. T. F. Adams, D. C. Morton. Astrophys. J., 1968, 152, 195.
13. D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl., 1966, 13, 114.
14. T. P. Stecher, J. E. Milligan. Astrophys. J., 1962, 136, 1.
15. A. Boggess, Y. Kondo. Astrophys. J., 1968, 151, L5.
16. R. C. Bless, A. D. Code, T. E. Houck, J. F. McNall, D. J. Taylor. Astrophys. J., 1968, 153, 557.
17. R. Wilson et al. Nature Phys. Sci., 1972, 238, 34.
18. F. Beeckmans, D. Macau, D. Malaise. COSPAR Sixteenth Plenary meeting, Konstanz, F. R. G., 1973, p. C. 13.1.
19. R. J. Davis, W. A. Deutschman, K. L. Haramundanis. Celestial Catalog of Ultraviolet Stellar Observations. Washington, D. C., Smithsonian Inst. Press, 1973.
20. J. W. Campbell. Astrophys. Space Sci., 1970, 9, 128.
21. R. C. Bless, T. Fairchild, A. D. Code. The scientific results from the OAO-2. A. D. Code (Ed.). NASA SP-310, Washington, D. C., 1972, p. 361.
22. K. Iamashita. Astrophys. Space Sci., 1968, 2, 4.
23. A. M. Smith. Astrophys. J., 1967, 147, 158.
24. E. T. Byram, T. A. Chubb. Astrophys. J., 1963, 138, 617.
25. R. C. Bless. IAU Sympos. N 36, Dordrecht, 1970, p. 73.
26. J. B. Oke, R. E. Schild. Astrophys. J., 1970, 161, 1015.
27. H. L. Johnson. Basic Astronomical Data. K. A. Strand (Ed.). Chicago, 1963, p. 204.
28. R. C. Bless, B. D. Savage. Astrophys. J., 1972, 171, 293.
29. E. Avrett et al. COSPAR Sixteenth Plenary meeting, Konstanz F. R. G., 1973, p. C. 2.2.
30. C. M. Humphries, K. Nandy, G. I. Thompson. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 163, 1.
31. K. L. Haramundanis. Astrophys. J., 1973, 185, L87.
32. A. Boksenberg et al. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1973, 163, 291.

2,6-МЕТРОВЫЙ ЗЕРКАЛЬНЫЙ ТЕЛЕСКОП

им. акад. Г. А. ШАЙНА

Б. К. Иоаннисияни, Г. А. Тамбовский, В. М. Коншин

Описана конструкция 2,6-м зеркального телескопа им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ).

THE 2,6 m SHAJN TELESCOPE, by B. K. Ioannisiyani, G. A. Tambovskij, V. M. Konšin. — The design of the 2,6 m Shajn Telescope is described.

В 1960 г. в Крымской астрофизической обсерватории вступил в строй крупнейший в стране и Европе 2,6-м зеркальный телескоп им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ). Создание крупного телескопа всегда сопряжено с решением ряда сложных технических проблем, поскольку общий прогресс науки и техники к моменту проектирования каждого нового телескопа выдвигает новые задачи и предоставляет новые возможности, осуществление которых превращает каждый телескоп такого рода в уникальный физический прибор. Это обстоятельство особенно остро ощущалось в 1954 г., когда была поставлена задача создания ЗТШ при отсутствии отечественного опыта крупного телестроения.

Для разработки технического задания, а также научно-технической консультации проектными работами был организован комитет по строительству во главе с доктором физ.-мат. наук В. Б. Никоновым.

Проектирование и изготовление телескопа было поручено Ленинградскому оптико-механическому объединению (ЛОМО) совместно с рядом специализированных организаций и предприятий страны.

К настоящему моменту ЗТШ прошел стадию освоения, технические идеи, осуществленные в телескопе, проверены на практике, поэтому описание телескопа может представить интерес как для астрономов, так и для конструкторов.

На рис. 1 показан общий вид телескопа.

1. Оптические схемы

В основе оптической схемы (рис. 2) — зеркало параболической формы со световым диаметром 2,6 м при относительном отверстии $F/D = 3,85$. Предусмотрено использование рефлектора в оптических схемах: первичного фокуса, Кассегрена, Несмита и куде.

В системе первичного фокуса предусмотрены линзовые коррекционные системы, увеличивающие полезные рабочие поля: афокальная с оптикой из плавленого кварца и фтористого лития с полем $2\beta = 12'$ и светосильная с относительным отверстием $F/D = 2,6$ и полем зрения $2\beta = 45'$.

Системы Кассегрена и Несмита имеют относительные отверстия около $F/D = 16$.

Система куде в интервале склонений от $+38^\circ$ до -30° однозеркальная (не считая неизбежные главное и выпуклое гиперболическое зеркала), с плоским зеркалом, устанавливающимся на половинный угол склонения.

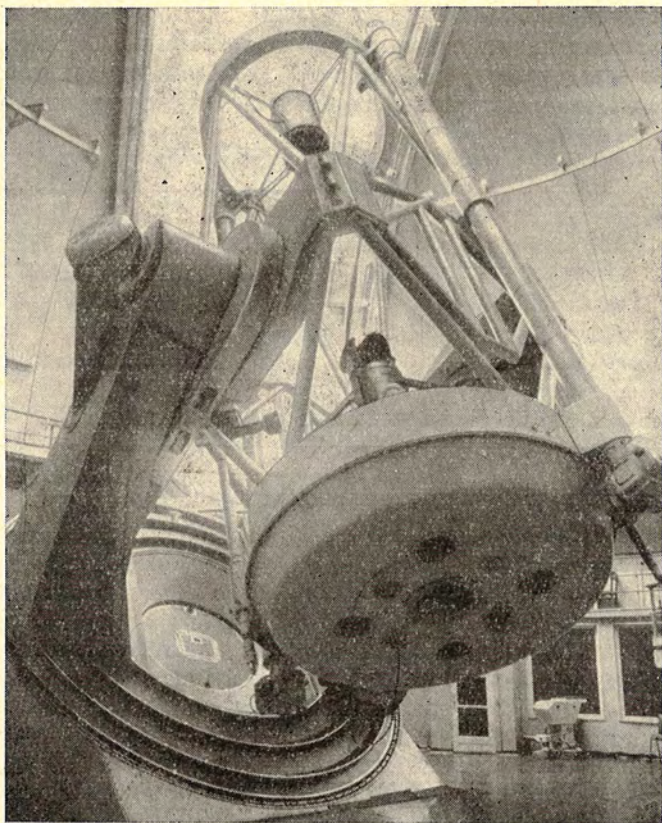


Рис. 1. 2,6-метровый зеркальный телескоп им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ)

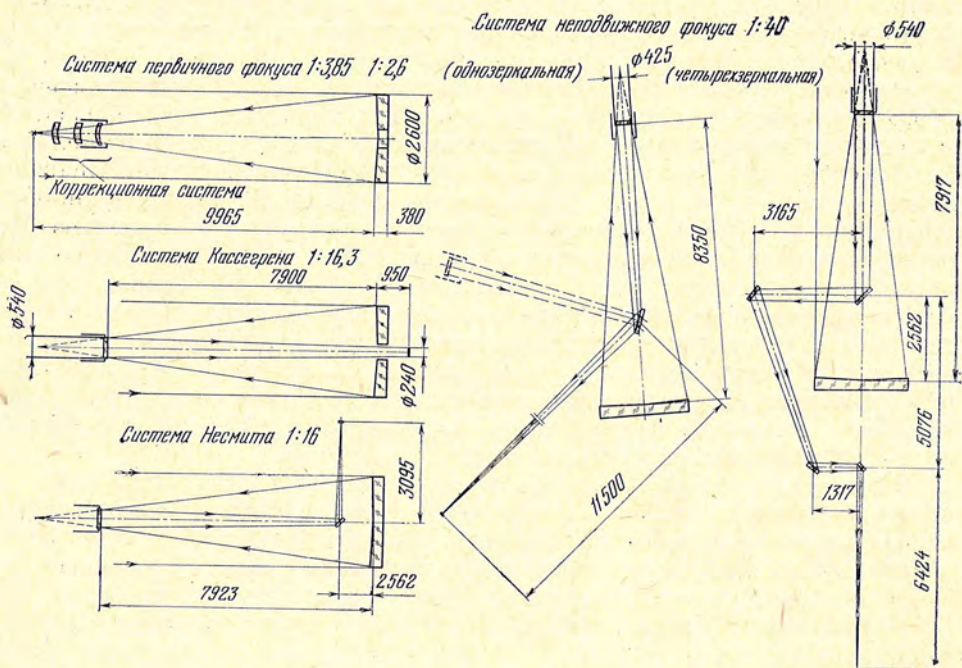


Рис. 2. Оптические схемы телескопа

Для близполярной области предусмотрена система куде с четырьмя плоскими зеркалами, нормали к которым расположены в плоскости, проходящей через ось склонений и часовую ось. Относительное отверстие системы куде $F/D = 40$. Данные о характеристиках систем сведены в таблицу.

Таблица оптических характеристик систем рефлектора

Система	Фокусное расстояние, мм	Относительное отверстие	Угловое поле зрения
Первичный фокус	9 965	1 : 3,85	2'
Система Кассегрена	42 500	1 : 16,3	19'25"
Система Несмита	40 750	1 : 16	19'25"
Однозеркальная система куде	104 250	1 : 40,1	1'40"
Четырехзеркальная система куде	103 700	1 : 39,9	1'40"

2. Общее описание конструкции

Монтировка. Выбору типа монтировки (фиг. 3) было уделено большое внимание. После предварительного рассмотрения ряда монтировок были подробно проработаны английская внецентричная монтировка типа Мак-Дональд, с наиболее удобным выводом фокусе куде, и вилочная.

После детального обсуждения обоих проектов сотрудниками ЛОМО и Крымской астрофизической обсерватории была принята экваториальная вилочная монтировка несколько измененного вида. Отступление от «классической» вилки позволило сделать конструкцию существенно более жесткой и обеспечить удобную компоновку оптических элементов.

Монтировка состоит из двух основных частей: часовой оси и опоры для нее — основания.

Часовая ось представляет собой сборную конструкцию из сварных узлов. Основное требование при разработке конструкции заключалось в том, чтобы придать несущей конструкции наибольшую жесткость при наименьшем весе, а также свести к минимуму «живучесть» конструкции. Последнее требование обеспечивалось применением марки стали одной плавки, а также специальным режимом отжига сварных конструкций.

В основе часовой оси лежит полярная платформа 1, представляющая собой жесткий диск диаметром 5500 мм. Из-за сложности термообработки и транспортировки платформа спроектирована из двух секций на болтах. Секции соединялись после проведения последнего отжига, до окончательной механической обработки. Часовая ось вращается на подшипниках жидкостного трения (гидростатических подушках), обеспечивающих исключительную легкость и плавность движения, что особенно важно при столь больших весовых нагрузках и малых скоростях движения.

Полярная платформа является северной опорой, вращающейся на двух самоустанавливающихся гидростатических подушках. Южная опора представляет собой шаровую пятую 2 радиусом 700 мм, фиксируемую тремя гидростатическими подушками, которые воспринимают как осевую, так и радиальную нагрузки. Обработка рабочих поверхностей северной и южной опор производилась методом оптической шлифовки.

Все пять подушек установлены на основании: северные — на его передней балке 3, южные — на подпятнике 4 его плиты. Предусмотрена возможность съема любой из этих пяти подушек. Между опорами часовой оси установлены конус 5, стакан 6 и блок червячных колес 7 привода вращения, который состоит из двух идентичных червячных колес ($Z = 720$, $t = 12$), предназначенных для наведения и точного слежения трубы телескопа за объектом.

Червячные колеса, в том числе привода оси склонения, изготовлялись на прецизионном зубофрезерном станке. Накопленная ошибка составляет

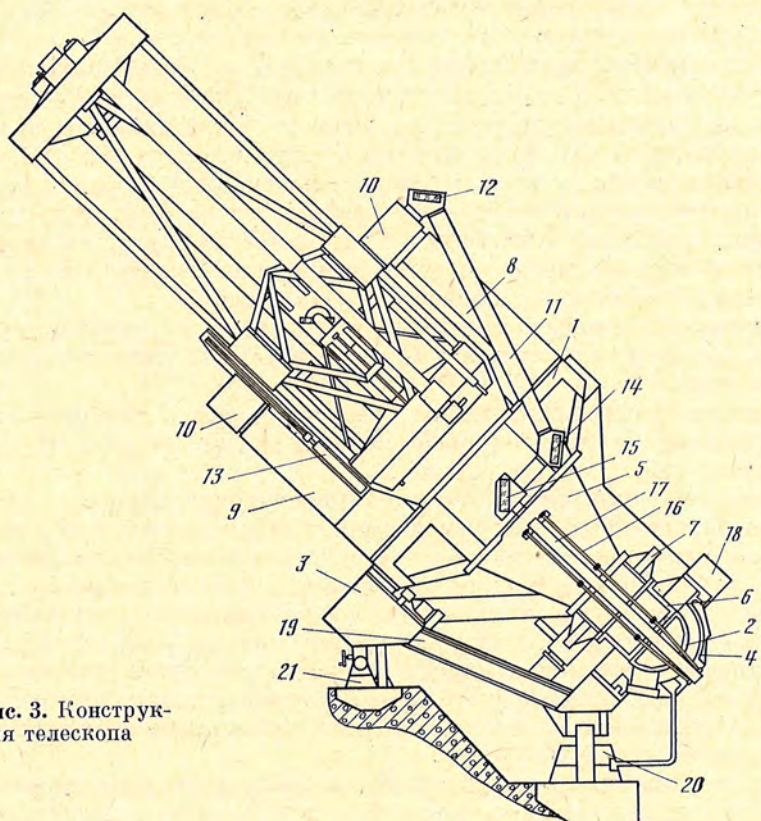


Рис. 3. Конструкция телескопа

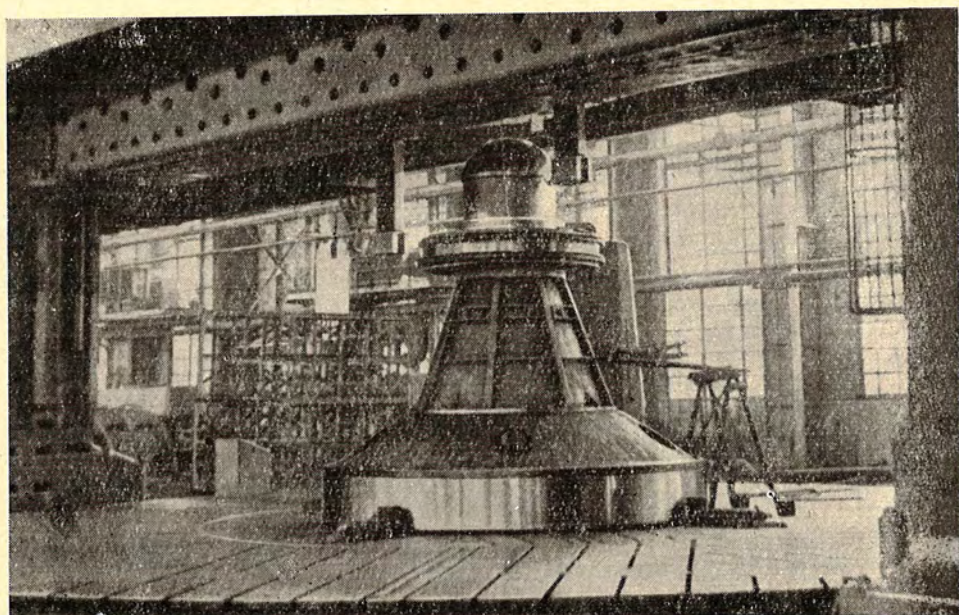


Рис. 4. Полярная ось телескопа во время обработки на станке

около 20 сек, циклическая — 2 сек. Центровка элементов часовой оси производилась на большом карусельном станке (рис. 4).

На платформе 1 закреплены две стойки 8, 9, являющиеся консолями вилки монтировки. Стойки несут цапфы оси склонений 10, которые вращаются на радиально-упорных шариковых подшипниках. Для обеспечения равномерного распределения нагрузки от веса трубы подшипники монтируются на обе стойки с предварительным натягом, равным примерно 15 т. Внутри стойки 8 установлена световая труба 11 второго диагонального зеркала 12. Для исключения прогиба несущей консоли второго диагонального зеркала предусмотрены специальные механизмы разгрузки. На стойке 9 смонтирован привод оси склонений 13.

Внутри платформы смонтировано балансирующее устройство по часовой оси, а также узлы третьего 14 и четвертого 15 диагональных зеркал системы куде.

Подводка электропитания на поворотную часть телескопа производится гибкими кабелями 16, работающими на скручивание. Патрубок 17 удерживает кабели от провисания.

Основание монтировки. Основание монтировки представляет собой сварную конструкцию, состоящую из плиты 18, балки 3 и двух раскосов 19. Покоится основание на опорных устройствах выверки часовой оси.

Двумя опорными точками основания служат шарнирные стойки, имеющие возможность отклоняться от вертикального положения при установке телескопа по азимуту. Третьей точкой, а также устройством для установки телескопа по широте является широтный винтовой домкрат 20 с гидравлической разгрузкой. За один оборот маховика ручного привода широтного домкрата часовая ось изменяет положение в вертикальной плоскости на одну угловую секунду.

В передней части основания расположен азимутальный домкрат 21, который служит для выверки часовой оси в горизонтальной плоскости. За один оборот маховика часовая ось изменяет положение в горизонтальной плоскости на четыре угловых секунды.

Передняя балка основания связана с фундаментной плитой двумя противосейсмическими стяжками, фиксирующими основание после его выверки.

Привод часовой оси (рис. 5) предназначен для установочного движения трубы телескопа вокруг часовой оси, суточного ведения и введения поправок при слежении за звездой. Он включает следующие основные узлы: редуктор, механизм перекладки червяков, узел концевых выключателей и устройство выборки мертвого хода в главной червячной паре. Все узлы смонтированы на столе (подставке) и установлены внутри основания телескопа.

Ввиду различия режимов наведения и ведения телескопа, в целях предохранения точной червячной пары от повреждений и износа предусмотрены две червячные пары. Червяки вращаются от одного привода с одинаковой скоростью, но будучи ограничены в осевом направлении попеременно работают в силовом режиме. Ограничение в осевом направлении и обеспечение таким образом кинематического замыкания производятся от механизма перекладки, на выходном валу которого закреплены два кулачка 1 и 2, воздействующие через скалки 3 и 4 в осевом направлении на червяки 5 и 6.

Подвеска червяков плавающая. Она обеспечивает слежение червяка за шестерней и сохранение межцентрового расстояния. Мертвый ход в главной червячной паре выбирается контргрузом 7, который создает момент, обеспечивающий постоянный контакт в зацеплении работающей пары.

Установочное движение производится от электродвигателя МИ-32 8 через понижающий (основной) цилиндрический редуктор 9. Главные червяки с основным редуктором связаны с помощью безлюфтовых карданов.

Двигатели суточного ведения 10, тонкой коррекции 11 и фотоэлек-

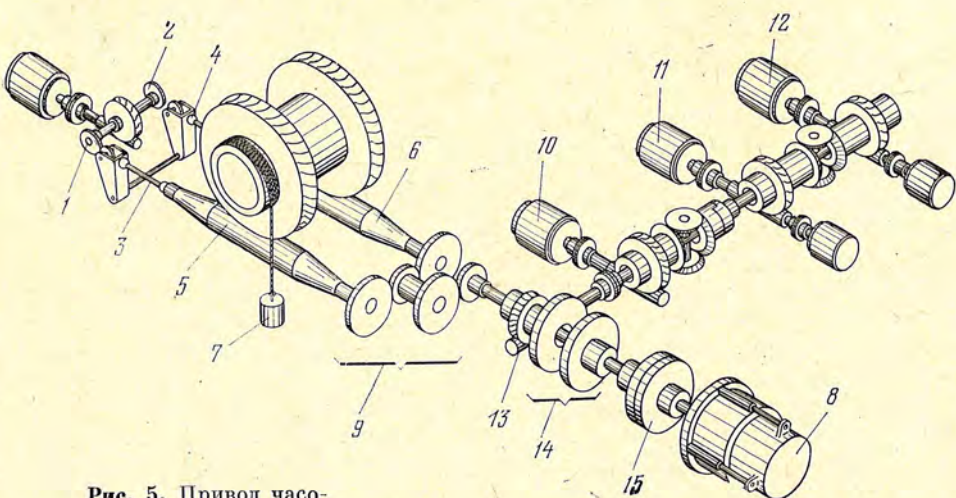


Рис. 5. Привод часовой оси телескопа

трического гидирования 12 передают вращение через дифференциальный редуктор, червячную пару 13 и понижающий редуктор кинематической цепи установочного движения. Включение в силовой режим основного и дифференциального редукторов производится с помощью фрикционной электромагнитной муфты 14, которой управляет контактное моментное устройство. На валу электродвигателя МИ-32 установлен маховик 15, ограничивающий ускорение в режиме наведения. Защита от перегрузок обеспечивается дисковыми фрикционными муфтами. В конструкции предусмотрена автоматическая централизованная смазка от индивидуального привода. Кинематически связанный с основным редуктором узел концевых выключателей производит ограничение крайних положений часовой оси ($\pm 175^\circ$) и фиксацию среднего ее положения. Точный главный червяк кинематически связан карданным устройством со счетно-решающим прибором, преобразующим экваториальную систему координат телескопа в азимутальную купола и вводящую поправки за среднюю рефракцию при наведении телескопа.

Гидростатические подушки часовой оси. Как уже отмечалось, часовая ось вращается на пяти гидростатических подушках: двух северных и трех южных. Каждая подушка имеет два несущих масляных слоя: основной и вспомогательный. Основной несущий масляный слой образуется между поверхностями скольжения (платформы и шаровой пяты) часовой оси и верхней поверхностью вкладыша подушки. Вспомогательный масляный слой образуется между вкладышем и основанием подушки и служит для самоустановки вкладыша относительно опор скольжения часовой оси. Для этой цели поверхности между вкладышем и основанием имеют сферическую форму. Верхняя поверхность вкладыша подушки залита баббитом марки Б-83. Рабочие поверхности часовой оси, а также сфер самоустановки вкладыша подушки и основания обработаны методом оптической шлифовки.

Размеры всех пяти подушек подобраны в соответствии с нагрузками на каждую из них таким образом, что рабочее давление масла в них одинаково. Масло из системы поступает в основание подушки через входной вентиль, служащий для регулировки давления масла в каждой подушке. Диаметр входной камеры между основанием и вкладышем подобран так, что при рабочем давлении вкладыш не плавает, но почти полностью разгружен давлением масла.

Геометрия подушек рассчитана таким образом, что для создания на основной поверхности масляного слоя необходимой толщины давление масла наполовину меньше, чем на вспомогательной поверхности. Перепад давления создается с помощью высокочувствительных вентилей.

Для обеспечения устойчивости положения вкладыша подушки в его конструкции предусмотрено несколько пазов: четыре на северных и три на южных.

В систему маслопитания гидростатических подшипников входят следующие основные узлы: масляный бак, блок винтовых насосов (рабочий и резервный) с электроприводом, фильтры, а также контрольные, предохранительные и пусковые устройства.

Труба телескопа. Труба состоит из следующих основных частей: каркаса (несущей конструкции), оправы с главным зеркалом, плоского диагонального зеркала, цапф оси склонения с карданами, стакана первичного фокуса, гидов и выверителей.

Каркас трубы выполнен по схеме Серрюрье́ра. Выбранная схема обеспечивает постоянство взаимной центрировки оптических деталей с высокой точностью при любой ориентации трубы в пространстве. Каркас состоит из нижнего кольца, средника, верхнего кольца, нижних и верхних штанг (стержней). Кольца и средник выполнены в виде сварных коробчатых конструкций. Штанги представляют собой бесшовные трубы, обработанные внутри и снаружи, с приваренными по концам угловыми фланцами. Поперечные сечения штанг подобраны в соответствии с длиной и весом верхнего и нижнего концов трубы. В нашем случае наружные диаметры верхних штанг 160 мм при толщине стенки 12 мм, а нижних — 144 мм при толщине стенки 4 мм. Внутри верхних штанг перемещаются балансировочные грузы.

Все детали каркаса трубы выполнены из стали марки 30 одной плавки, сварные конструкции прошли термическую обработку по режиму тонкого отжига.

К торцу нижнего кольца крепится оправа с главным зеркалом, к среднику через карданы — цапфы оси склонений, верхнее кольцо несет стакан первичного фокуса.

Во внутренних полостях нижнего кольца расположены редукторы приводов крышек главного зеркала. Внутри верхнего кольца расположены редукторы перемещения балансировочных грузов.

Средник состоит из двух боковых плит, связанных перемычками рамной конструкции со щелью посередине для прохода светового луча в системе однозеркального куде. Внутри средника в точке пересечения часовой оси t и оси склонения δ установлено главное плоское «первое» диагональное зеркало эллиптической формы систем Несмита и куде. Несущая конструкция его представляет собой консоль трубчатого сечения, крепящуюся фланцем к оправе зеркала и четырьмя растяжками к торцу нижнего кольца.

Такое крепление диагонального зеркала обеспечивает центрировку его относительно главного и гиперболического зеркал при поворотах трубы телескопа. Зеркало в оправе может вращаться по позиционному углу φ вокруг оси, совмещенной с оптической осью трубы, на 270° , что дает возможность устанавливать его в одно из трех рабочих положений: для фокуса Несмита, однозеркальной и четырехзеркальной систем куде. Вторая ось вращения зеркала δ перпендикулярна оптической оси трубы и лежит в плоскости его отражающей поверхности. Это необходимо при установочном движении трубы в однозеркальной системе куде. В этом случае зеркало поворачивается синхронно с трубой телескопа на половинный угол склонения. Специальное стопорное устройство обеспечивает воспроизводимость и фиксацию положения зеркала.

Стакан первичного фокуса с помощью четырех растяжек подвешивается к верхнему кольцу трубы. Он состоит из двух стаканов: внешнего

(неподвижного) и внутреннего (перемещающегося для фокусировки вдоль оси). На фланец верхнего конца внутреннего стакана устанавливается светоприемная аппаратура, на нижний фланец крепятся гиперболические зеркала.

Фокусирующее устройство для всех оптических схем телескопа общее. Перемещение внутреннего стакана осуществляется синхронным винтовым трехшпиндельным механизмом от электропривода с сельсинами-датчиками дистанционного отсчета фокусировки. Пределы перемещения стакана ± 50 мм, скорость перемещения 0,1 мм/сек, точность отсчета 0,02 мм. Управление фокусировкой производится дистанционно с центрального и местных пультов управления.

Привод оси склонения предназначен для установочного движения трубы телескопа вокруг оси склонения, а также для внесения поправок на движение при слежении. Диапазон поворота трубы телескопа по склонению (в меридиане) равен 120° . Одним крайним положением является направление трубы на полюс, другим — высота 15° над горизонтом; при разных значениях часового угла минимальная высота остается равной 15° . Она фиксируется горизонтальным выключателем, установленным в нижнем кольце трубы.

Основные узлы привода: приводной редуктор, узел главного червяка, устройство выборки мертвого хода, отсчетный блок, узел концевых выключателей, подшипниковые узлы поворота трубы. Труба, как уже указывалось, вращается на подшипниках качения.

Во избежание деформации средника трубы цапфы соединены со средником с помощью карданов, подшипники которых собраны с предварительным натягом, равным 4,5 т. Для обеспечения необходимой точности установки главной червячной шестерни по адочные пояски внутреннего и наружного колец кардана проточены в сборе за одну установку.

Последнее звено кинематической цепи поворота трубы — червячная пара, аналогичная червячной паре привода часовой оси. Червячное колесо крепится к боковой плите средника и центрируется по фланцу наружного кольца кардана. Червяк с приводом устанавливается на внутренней стенке стойки монтировки.

Узел червяка состоит из траверсы, двух пластинчатых пружин и собственно червяка. Траверса выполнена в виде сварной балки коробчатого сечения и надежно фиксируется на стойке специальным упором. Червяк, заключенный в корпус, соединяется с траверсой при помощи двух пластинчатых пружин, образующих параллелограммный подвес. По бокам на корпусе установлены попарно четыре ролика, поджатых к торцевым поверхностям венца червячного колеса. Такая конструкция обеспечивает слежение червяка за шестерней и сохранение межцентрового расстояния. Это необходимо для сохранения условий зацепления при деформациях консоли вилки. Другой особенностью конструкции является возможность освобождения траверсы с червяком в осевом направлении. Это необходимо для исключения повышенных нагрузок в зацеплении от неуравновешенности трубы при установке сменных частей и при ремонтных работах.

Мертвый ход в главной червячной паре выбирается тросом, один конец которого закреплен на ступице червячного колеса, а другой — на установленном в редукторе барабане, обеспечивающем постоянную скорость движения троса. Для обеспечения постоянного контакта в зацеплении в кинематическую цепь введен упругий элемент в виде торсионного валика.

Как и у привода часовой оси, редуктор привода оси склонения имеет две кинематические цепи. Установочное движение производится от электродвигателя МИ-32 через основной редуктор. Вторая цепь от дифференциального редуктора обеспечивает тонкую коррекцию и лунно-планетное движение. Переключение в работе с основного редуктора на дифференциальный редуктор осуществляется электромагнитной фрикционной муфтой.

Главное зеркало и его разгрузка. Главное зеркало — основной элемент, определяющий оптические качества телескопа. При проектировании крупных телескопов необходимо решить три основных вопроса: материал, конструкцию зеркала и способ его разгрузки для исключения деформации от собственного веса. В качестве материала для главного зеркала и для всех других вспомогательных зеркал было принято отечественное стекло марки ЛК-5 с коэффициентом линейного расширения $\alpha = 32 \cdot 10^{-7} \text{ град}^{-1}$.

Следующий вопрос, который необходимо было решить, — это выбор конструкции зеркала: сплошное или ребристое. Ребристая форма большого зеркала, где собственно зеркальную поверхность поддерживает система ребер жесткости, предлагалась неоднократно, но в первый раз была осуществлена в 200" телескопе Хейла. Главную роль при этом играли соображения экономии веса и более быстрого уравнивания температуры в массе самого зеркала.

В смысле жесткости ребристое зеркало практических преимуществ перед сплошным не имеет. Экономия веса при выбранном типе вилочной монтировки также не существенна. Даже, наоборот, конструктивно выгоднее, в смысле расположения центра тяжести трубы, утяжеление ее нижнего конца. Опыт эксплуатации крупных ребристых зеркал за рубежом говорит не в их пользу и в отношении температуроустойчивости. Оказывается, что уже при неравномерной температуре внутри зеркала порядка $0,1^\circ$ деформации оптической поверхности находятся вблизи критической границы. Наличие осевого температурного градиента вызывает лишь изменение фокусного расстояния зеркала, тогда как радиальный температурный градиент искажает его форму, увеличивая кружок рассеяния. В сплошном зеркале вследствие большой массы влияние изменений температуры, способных вызвать радиальный градиент, естественно, меньше, и его следует предпочесть зеркалу, быстро реагирующему на внешние изменения температуры. Кроме того, сплошное зеркало технологически много проще и экономически выгоднее.

Расчет деформации отражающей поверхности зеркала от собственного веса основывался на условии Релея, допускающего искажения отраженного фронта волны в $\frac{1}{4} \lambda$. В этом случае допустимое отступление формы поверхности составит $\frac{1}{8} \lambda$. При расчете упругих деформаций зеркала был принят допуск, равный половине допустимого отступления, т. е. $\frac{1}{16} \lambda$, или $0,035 \text{ мкм}$.

Разгрузка зеркала осуществляется 24 механизмами, головки которых вводятся в глухие отверстия внутри зеркала. Расположены механизмы по двум концентрическим окружностям: на первой ($R_1 = 513,5 \text{ мм}$) установлено 8 механизмов, на второй ($R_2 = 1093,5 \text{ мм}$) — 16 механизмов. Радиальная и торцевая разгрузки функционально разделены, но конструктивно совмещены в одном механизме. В осевом направлении зеркало фиксируется тремя механизмами внешнего ряда. Центральный стакан фиксирует зеркало в радиальном направлении.

Оправа главного зеркала представляет собой сварную металлоконструкцию. К нижнему кольцу оправа крепится болтами, расположенными по периферии фланца.

Для уменьшения влияния перепада температур в разное время суток зеркало защищено термоизоляционным слоем, размещенным в крышках главного зеркала, нижнем кольце и кожухе главного зеркала. Приняты меры для уменьшения влияния эффекта края. Для этого зеркало с наружной цилиндрической стороны защищено термоизоляционным слоем.

Гиды и выверители гнуптия и фокусировки. В фокусах Несмита, Кассегрена и куде гидирование может производиться непосредственно по объектам, находящимся в поле зрения, воздействуя либо на основные приводы телескопа, либо на местные средства гидирования. При этом гидирование может выполняться как визуальное, так и фотоэлектрически.

В первичном фокусе процесс гидирования осложняется трудной дос-

тупностью фокальной плоскости. В больших телескопах (например, в пятиметровом Паломарском и трехметровом Ликском) гидирование осуществляется наилучшим образом: в первичном фокусе имеется кабина, в которой находится наблюдатель, гидирующий непосредственно по полю зрения. В средних и малых телескопах имеются довольно сложные специальные оптические устройства для выноса изображения за пределы трубы. В нашем случае телескоп недостаточно велик для применения удобной кабины, которая вызвала бы неприемлемое экранирование пучка, а оптические устройства выноса изображения сложны и эксплуатационно малоудобны. Поэтому для обеспечения получения высококачественного фотографического материала в прямом фокусе телескоп оснащен двумя идентичными гидами, расположенными на противоположных сторонах трубы. Световой диаметр двухлинзовых объективов гидов равен 325 мм при фокусном расстоянии 9300 мм. Гиды снабжены окулярными суппортами с пределами перемещения кареток ± 60 мм, соответствующими полю обзора 0,5 кв. градуса, и сменными окулярами.

Но гидирование по независимым от телескопа гидам предполагает сохранение в течение всего времени экспозиции параллельности коллимационных осей гидов и телескопа, что для больших телескопов практически неосуществимо из-за наличия дифференциальных гнутий. Кроме того, эффективное использование отдельных гидов требует наличия удобной фокусировки первичного фокуса из области окулярных концов гидов. Для устранения эффекта дифференциального гнутия между гидом и телескопом и обеспечения удобной фокусировки были разработаны специальные устройства, получившие названия выверителей гнутия и фокусировки.

Первое устройство обеспечивает согласование визирных осей гида и телескопа при помощи выверителей дифференциальных гнутий. Его принципиальная оптико-кинематическая схема представлена на рис. 6.

Марка выверителей гнутий (отверстие диаметром 0,5 мм, освещаемое электролампочкой) жестко связана с кассетодержателем; посылаемый им пучок лучей, отразившись от края главного зеркала и став параллельным, проходит через зеркально-призмный мостик, который направляет его в объектив гида. Таким путем изображение марки выверителя строится в фокальной плоскости объектива гида, где расположен нож модулятора фотоэлектрического привода компенсатора. В этой же плоскости получается и изображение сетки для визуального окуляра выверителя гнутий. Оно проектируется в фокальную плоскость с помощью специальной оптической системы через пентапризму со светоделительной гранью, через которую видна гидировочная звезда, совмещаемая с перекрестием сетки окуляра гида. На пути лучей, строящих изображения звезды и марки, расположена плоскопараллельная пластинка, наклоны которой управляются от исполнительного привода выверителя гнутий.

Если вследствие дифференциальных гнутий гида и телескопа возникает некоторое рассогласование положения коллимационных осей, то обычный контроль ведения телескопа с помощью гида приведет к смещению звезды на фотопластинке относительно ее начального положения. Но одновременно со своего начального положения сместится и изображение марки выверителя в фокальной плоскости гида. Если теперь включить фотоэлектрическую следящую систему выверителя гнутия, то она поворотом плоскопараллельной пластины вернет изображение марки в его исходное положение — точно на центр ножа модулятора. Одновременно плоскопараллельная пластина сместит на тот же угол и изображение звезды, и она уйдет с центра креста нити в гиде. Если наблюдатель движением телескопа вернет изображение звезды на центр креста, то изображение звезды на фотопластинке в прямом фокусе телескопа также вернется на свое начальное положение.

Рассмотренный выверитель гнутия может использоваться как при визуальном гидировании, когда наблюдатель время от времени проверяет

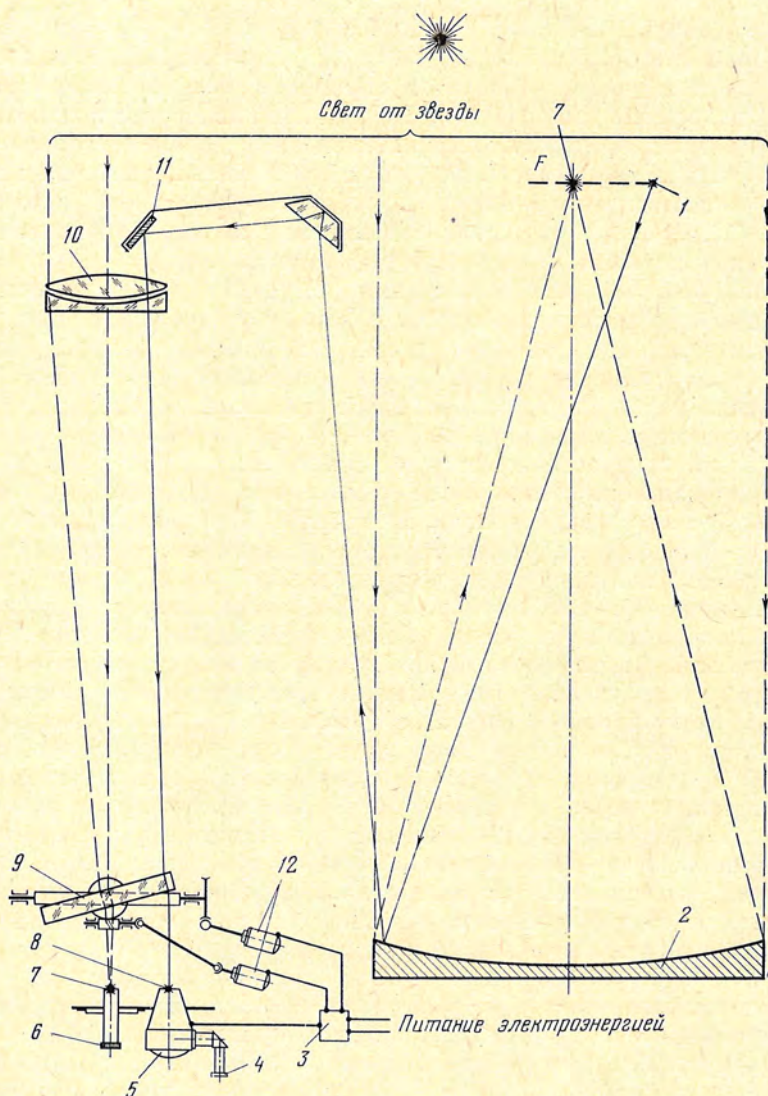


Рис. 6. Принципиальная схема выверителя гнутий

1 — марка выверителя; 2 — главное зеркало телескопа; 3 — усилитель с дискриминатором; 4 — визуальный окуляр выверителя гнутия; 5 — фотоэлектрический модулятор; 6 — окуляр с сеткой для гидирования; 7 — изображение звезды; 8 — изображение марки выверителя; 9 — качающаяся плоскопараллельная пластинка; 10 — объектив гида; 11 — зеркально-призменный мостик; 12 — исполнительные двигатели сервосистемы

положение звезды в гида, так и в непрерывном режиме при введении фотоэлектрического контроля за положением звезды в фокальной плоскости (фотоэлектрическом гидировании звезды).

Практические испытания, выполненные на телескопе в 1967 г., показали, что визуальный контроль достаточно осуществлять через интервалы 5—6 мин. Практически достигнутая точность работы выверителя гнутий не грубее 0,05 мм.

Оптическая схема выверителя фокусировки — это несколько видоизмененная схема устройства с подвижной пентапризмой, применяемой в лабораторной практике для фокусировки эталонных коллиматорных и зрительных труб (рис. 7). На подвижном стакане первичного фокуса помещается марка выверителя фокусировки в виде освещенного штриха на темном поле. Перед главным зеркалом на среднике расположены два

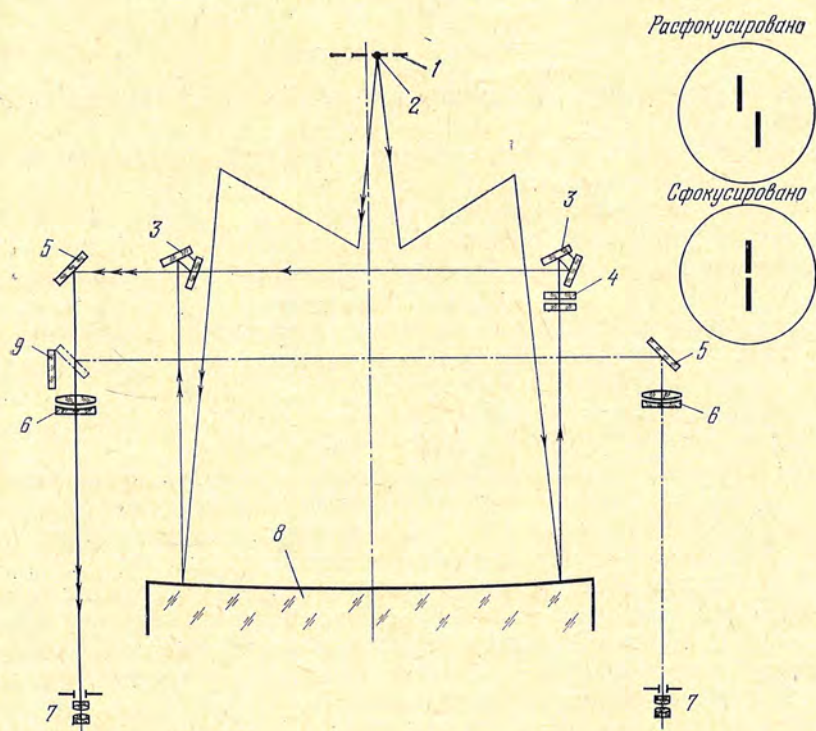


Рис. 7. Оптическая схема выверителя фокусировки

1 — фокальная плоскость главного зеркала; 2 — марка; 3 — отражатель; 4 — компенсационные клинья; 5 — зеркало; 6 — объектив зрительной трубы; 7 — окуляр; 8 — главное зеркало; 9 — откидное зеркало

кварцевых пентаотражателя. Левый имеет проходную светоделительную грань. Пучки лучей от марки выверителя, отразившись от главного зеркала телескопа, попадают в правый и левый пентаотражатели и направляются в зрительную трубу через диагональное зеркало. При этом пучок от правого отражателя проходит через светоделительную грань левого. Если марка выверителя фокусировки находится точно в фокусе, то отраженные от главного зеркала пучки лучей будут строго параллельны друг другу, и наблюдаемые в окуляр зрительной трубы изображения марки совпадут. Для достижения более высокой точности фокусировки изображения штрихов смещены по высоте так, что становится возможным их номинальное совмещение. Привода фокусировки первичного фокуса обеспечивают необходимую для этого достаточно плавную скорость фокусировки. В качестве согласователя нуля выверителя фокусировки применены компенсационные клинья перед правым пентаотражателем. Кроме того, в оптическую схему полезно включить клиновой же компенсатор фокальной разности светоприемников, применяемых в первичном фокусе. Достигнутая точность фокусировки описанного выверителя не грубее 0,05 мм вдоль оптической оси телескопа.

Система выверителей дифференциальных гнутей и фокусировки, применяемая совместно с внешним гидом, позволяет получать высококачественные астрофотографии в первичном фокусе телескопа, что подтверждено испытаниями, проведенными на обсерватории.

Кроме того, описанный способ гидирования и контроля фокусировки позволяет в значительной степени упростить конструкцию первичного фокуса телескопа, устранить вредное влияние на качество изображения тепловыделения наблюдателя, если он размещен в кабине первичного фокуса телескопа, и сделать удобным работу наблюдателя, который в данном случае находится у нижнего конца трубы телескопа.

3. Система управления

Система управления обеспечивает выполнение следующих основных операций:

- 1) автоматическую и полуавтоматическую установку трубы по склонению и прямому восхождению;
- 2) суточное ведение телескопа;
- 3) тонкую коррекцию положения телескопа;
- 4) введение поправок за среднюю рефракцию при установке телескопа;
- 5) синхронизацию движения купола с движениями телескопа;
- 6) управление главным диагональным зеркалом;
- 7) фотоэлектрическое гидирование;
- 8) слежение за Луной и планетами;
- 9) управление механизмами телескопа;
- 10) автоматическое выключение приводов в конечных положениях.

Управление телескопом осуществляется с центрального пульта управления (ЦПУ), пульта фокуса куде, с местных пультов-клавиш от окулярных концов гидов и от фокуса Несмита.

С центрального пульта автоматическая установка телескопа на заданные координаты (склонение и прямое восхождение) производится с помощью двухотсчетной системы дающих и принимающих синусно-косинусных вращающих трансформаторов (СКВТ), включенных по дифференциальной схеме (грубый и точный отсчеты).

Для установки телескопа по прямому восхождению используется четырехкаскадная схема на СКВТ для точного отсчета и трехкаскадная схема для грубого отсчета согласно следующей зависимости:

$$\alpha (\text{точная установка}) = T - t \text{ отработки} \pm \Delta t,$$

$$\alpha (\text{грубая установка}) = T - t \text{ отработки},$$

где α — прямое восхождение; T — звездное время; t — часовой угол; Δt — поправка за рефракцию.

Установка телескопа по склонению осуществляется трехкаскадной схемой включения СКВТ для точного отсчета и двухкаскадной схемой для грубого отсчета по следующей зависимости:

$$\delta (\text{точная установка}) = \delta \text{ отработки} \pm \Delta \delta,$$

$$\delta (\text{грубая установка}) = \delta \text{ отработки},$$

где δ — угол склонения; $\Delta \delta$ — поправка за рефракцию.

Дающие СКВТ установлены в ЦПУ и кинематически связаны со шкальными механизмами; принимающие СКВТ установлены в силовом приводе телескопа.

Напряжение рассогласования (сигнал ошибки) с СКВТ поступает на предварительный усилитель, фазочувствительный выпрямитель, усилитель мощности и на управляющие обмотки электромашинного усилителя. Знак угла рассогласования определяет направление вращения исполнительного электродвигателя, обрабатывающего этот угол.

Полуавтоматическая установка телескопа происходит по шкалам с помощью трехотсчетной сельсинной индикаторной передачи, а величина скорости задается напряжением с потенциометра установки скорости. Тонкая коррекция осуществляется аналогичными приводами, но меньшей мощности.

Механизмы диагонального зеркала управляются с помощью следящих систем по данным дающих и принимающих СКВТ.

Основные технические характеристики приводов. 1. Точность установки по обеим координатам (статическая ошибка без учета ошибок сельсинной индикаторной передачи) $\pm 15''$ + величина мертвого хода.

2. Скорость ГУ (грубая установка) по α — 60 град/мин, по δ — 40 град/мин.

3. Скорость ТУ (точная установка); диапазон изменения скорости по α — 12—600"/сек, по δ — 12—600"/сек.

4. Скорость ТК (тонкая коррекция); диапазон изменения скорости по α — 0,2—12"/сек, по δ — 0,2—2"/сек.

5. Точность установки диагонального зеркала (статическая ошибка) $\pm 15''$ + величина мертвого хода.

6. Максимальная скорость переборки диагонального зеркала по оси φ — 60 град/мин, по δ — 30 град/мин.

7. Диапазон поворота диагонального зеркала по φ — 180°, по δ — 90°.

Примечание. Величина скорости по оси t в режиме тонкой коррекции изменяется автоматически в функции изменения угла $1/\cos \delta$.

Для определения поправок за среднюю рефракцию применен коноидный механизм. Величина поправки за рефракцию Δt и $\Delta \delta$ передается на поворот дающих СКВТ (система автоматического наведения) и дифференциальных сельсинов (сельсинная индикаторная передача).

Положение щели купола синхронизировано с движениями телескопа с помощью счетно-решающего устройства, преобразующего экваториальные координаты телескопа t и δ в азимутальные координаты A и z с помощью функциональных потенциометров и решающих магнитных усилителей. Выходные данные обрабатываются контактно-релейными следящими системами.

Суточное движение телескопа по часовому углу осуществляется синхронным двигателем, который питается от генератора стабильной частоты типа СЧ-УП (нестабильность кварцевого генератора составляет $(2 \div 3) \cdot 10^{-7}$).

Для подбора нужной скорости движения телескопа по t и δ при наблюдении за планетами и Луной изменяются частоты, от которых питаются синхронные электродвигатели.

4. Общие сведения о телескопе

Общий вес телескопа	105 т
Вес подвижной части	62 т
Вес трубы	30 т
Вес главного зеркала	4 т
Вес главного зеркала в оправе	8 т
Общая высота (при зенитном положении трубы)	16,6 м
Длина трубы	10,4 м
Радиус обметания трубы	7,65 м
Высота точки пересечения осей телескопа от уровня пола подкупольного этажа	4,95 м
Общая высота башни	28 м

5. Башня телескопа

Телескоп установлен в трехэтажной башне (рис. 8). Высота пересечения осей телескопа 15 м от уровня земли, что обеспечивает его положение вне наиболее нестабильных приземных слоев атмосферы.

Для максимального снижения тепловых помех от стен башни они защищены от нагрева солнечными лучами системой металлических жалюзи, окрашенных специальной титановой белой краской.



Рис. 8. Башня телескопа

Купол башни двойной с теплоизолированной внутренней поверхностью и принудительной вентиляцией промежуточного пространства. Внешняя поверхность купола окрашена титановой краской. Щель купола закрывается забралом. Вращение купола синхронизировано с движениями телескопа.

Наблюдательная тележка, необходимая при работе в фокусах Несмита и Кассегрена, а также для технического обслуживания телескопа, установлена на куполе (рис. 9). Она может двигаться по укрепленным на нем рельсам, подниматься почти от самого пола и до верха подкупольного пространства, поворачиваться и выдвигаться. Находясь на куполе, тележка движется вместе с ним, поэтому при наличии синхронизации купола с телескопом ее перемещение во время наблюдений по отношению к телескопу незначительно.

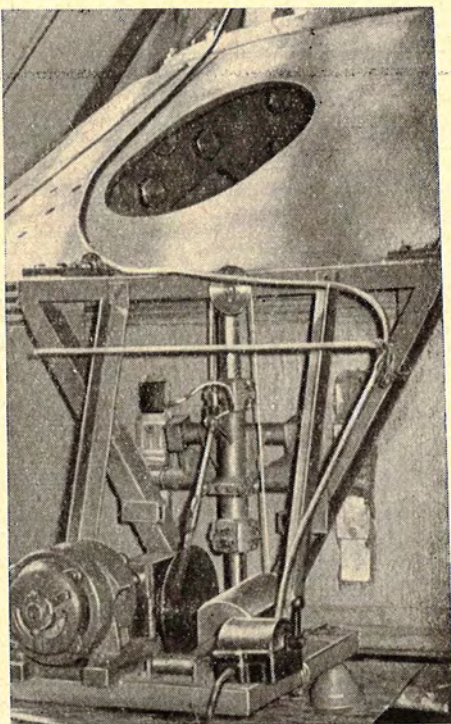
В башне располагаются все необходимые механизмы для обслуживания

Рис. 9. Наблюдательная площадка телескопа

телескопа (системы приводов башни, маслопитания для гидростатических подшипников и т. д.), а также и источники его энергоснабжения.

В башне имеется ряд вспомогательных помещений: фотографическая лаборатория, помещение для дополнительной аппаратуры фокуса куде, комнаты наблюдателей и дежурных операторов.

Алюминирование зеркала производится вне башни в специальном помещении (здании вакуумной лаборатории и оптической мастерской). Поэтому для транспортировки зеркал и другого тяжелого оборудования в башне имеется лифт грузоподъемностью 14 т, который может доставлять оборудование на любой этаж башни. Проектирование башни и купола было выполнено Ленинградским отделением ГИПРОНИИ (главный архитектор Д. Х. Еникеев).



Май 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. К. Иоаннисиани. Оптико-мех. пром-сть, 1957, № 6, 1.
2. Н. С. Журкин, В. М. Коншин, Г. Л. Брук. В сб. «Новая техника в астрономии». М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963, с. 13.
3. В. В. Ошурко. В сб. «Новая техника в астрономии». М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963, с. 16.
4. И. М. Бузгинский, Ф. И. Гейченко, В. Ф. Сняжков. Оптико-мех. пром-сть, 1957, № 5, 57.
5. А. С. Васильев, Б. К. Иоаннисиани, М. В. Лобачев. Авт. свид. № 161537.
6. А. С. Васильев, М. В. Лобачев. Авт. свид. № 263927.
7. D. V. Fellgett, F. L. Occasion. Notes Roy. Astron. Soc., 1956, 3, N 8, 143.
8. M. Surrurier. Civil Engng, 1938, N 8, 524.
9. G. Schwesinger. J. Opt. Soc. America, 1954, 44, N 5, 417.

СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ НЕПОДВИЖНОГО ФОКУСА ТЕЛЕСКОПА
им. акад. Г. А. ШАЙНА

А. С. Васильев

Приведено описание спектрографа для неподвижного фокуса телескопа им. акад. Шайна. В спектрографе установлена дифракционная решетка размером $28 \times 29 \text{ см}^2$. Имеются три сменные камеры, дающие средние линейные дисперсии от 1,6 до 12 Å/мм в интервале длин волн 3300—7500 Å. В спектрографе применено фотоэлектрическое гидирование.

COUDE SPECTROGRAPH OF THE 2,6 METER SHAJN-TELESCOPE, by A. S. Vasiliev. — Coude spectrograph of the 2,6 meter Shajn-Telescope is described. A $28 \times 29 \text{ cm}^2$ diffraction grating is used. Three cameras cover the dispersion range 1,6 to 12 Å/mm for wavelengths 3300—7500 Å. A photoelectric guiding system is provided.

Спектрограф (АСП-14) для неподвижного фокуса телескопа им. акад. Шайна (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР построен Ленинградским оптико-механическим объединением (ЛОМО) и введен в эксплуатацию в 1967 г. Он предназначен для исследования спектров звезд с высокими дисперсиями. Техническое задание было разработано коллективом научных сотрудников Крымской астрофизической обсерватории и проектировщиков ЛОМО. Был учтен опыт строительства и эксплуатации спектрографов Паломарской, Маунт-Вилсоновской, Ликской обсерваторий США по опубликованным материалам.

Наряду с общими требованиями к разрешающей способности, линейной дисперсии и другим оптическим, техническим и эксплуатационным параметрам были сформулированы следующие специальные требования к конструкции спектрографа куде:

- 1) максимальное использование светового потока, собираемого телескопом в изображение звезды на выходной щели спектрографа;
- 2) обеспечение высокостабильного температурного режима внутри спектрографа путем теплоизоляции и герметизации внутреннего объема спектрографа. Желательно совершенно исключить присутствие наблюдателя внутри спектрографа при проведении наблюдений или подготовительных работ;
- 3) возможность модернизации путем дополнения и развития основной конструкции;
- 4) возможность установки в фокусе куде другой аппаратуры, а также проведение экспериментов, связанных с разработкой новых приборов, без нарушения целостности основного прибора;
- 5) управление и настройка спектрографа должны быть простыми, централизованными. Время подготовки к наблюдениям должно быть сведено к минимуму.

В соответствии с этими требованиями была принята следующая конструктивная схема спектрографа: горизонтальная входная щель и коллиматор помещаются на продолжении полярной оси телескопа, плоскость

дисперсии вертикальна и совпадает с меридиональной плоскостью телескопа; фотографические камеры расположены вертикально и вводятся в рабочее положение перемещением в направлении запад — восток. Таким образом, спектрограф получился «тонким», расположенным в меридиональной плоскости башни телескопа, а с востока и запада от его щели, в пределах цилиндрического контура башни, стало возможным расположить опорные платформы для дополнительных спектральных приборов; изображение звезды на их входные устройства направляется диагональными зеркалами, вводимыми перед входной щелью основного спектрографа.

Ниже приводятся основные характеристики спектрографа.

1. Фокусное расстояние системы куде телескопа 104 000 мм; световой диаметр объектива телескопа 2600 мм; относительное отверстие 1 : 40;

2. Основная дифракционная решетка: световой размер 280×290 мм; число штрихов на 1 мм 600; рабочие порядки II и III.

3. Высота входной щели 30 мм; ширина раскрытия щели от 0 до 1,6 мм; точность раскрытия 0,002 мм.

4. Фокусное расстояние зеркального сферического коллиматора 11 245 мм.

5. Оптический искатель: поле зрения 5'; угловое увеличение $360 \times$.

6. Визуальный гид: угловое поле зрения 40"; увеличение перископа $4,5 \times$; угловое увеличение $1880 \times$;

Фотографические камеры Шмидта охарактеризованы в табл. 1.

Таблица 1

Параметр	Номер камеры Шмидта		
	1	2	3
Фокусное расстояние, мм	3343	1324	692
Относительное отверстие	1 : 12	1 : 4,75	1 : 2,45
Средняя линейная дисперсия, Å/мм			
для III порядка (3300—4850 Å)	1,6	4	8
для II порядка (4800—7500 Å)	2,4	6	12
Размеры поля, мм	540×50	24×15	120×15
Раскрытие входной щели, мм	0,065	,16	0,32

Приведенные величины раскрытия щели для каждой из камер соответствуют 0,02 мм на фотопластинке, а относительное отверстие камер дано по ширине дифракционной решетки 280 мм, т. е. в плоскости, перпендикулярной направлению дисперсии.

Оптическая схема спектрографа АСП-14 изображена на рис. 1. Камера № 1 имеет смещение поля на 200 мм к западу от вертикальной оси, что позволило избавиться от экранирования кассетодержателем светового потока, идущего от дифракционной решетки, и применить фотопластинку шириной 50 мм, на которой можно сфотографировать рядом четыре полные спектрограммы, состоящие из спектра звезды, спектров сравнения, спектра калибровки, или восемь спектров без спектра калибровки. Фокальные поля у камер Шмидта плоские благодаря полевым линзам. Все коррекционные пластины и полевые линзы камер изготовлены из увиолевого оптического стекла. В табл. 2 приведены положения дифракционной решетки и марки светофильтров для разделения дифракционных порядков.

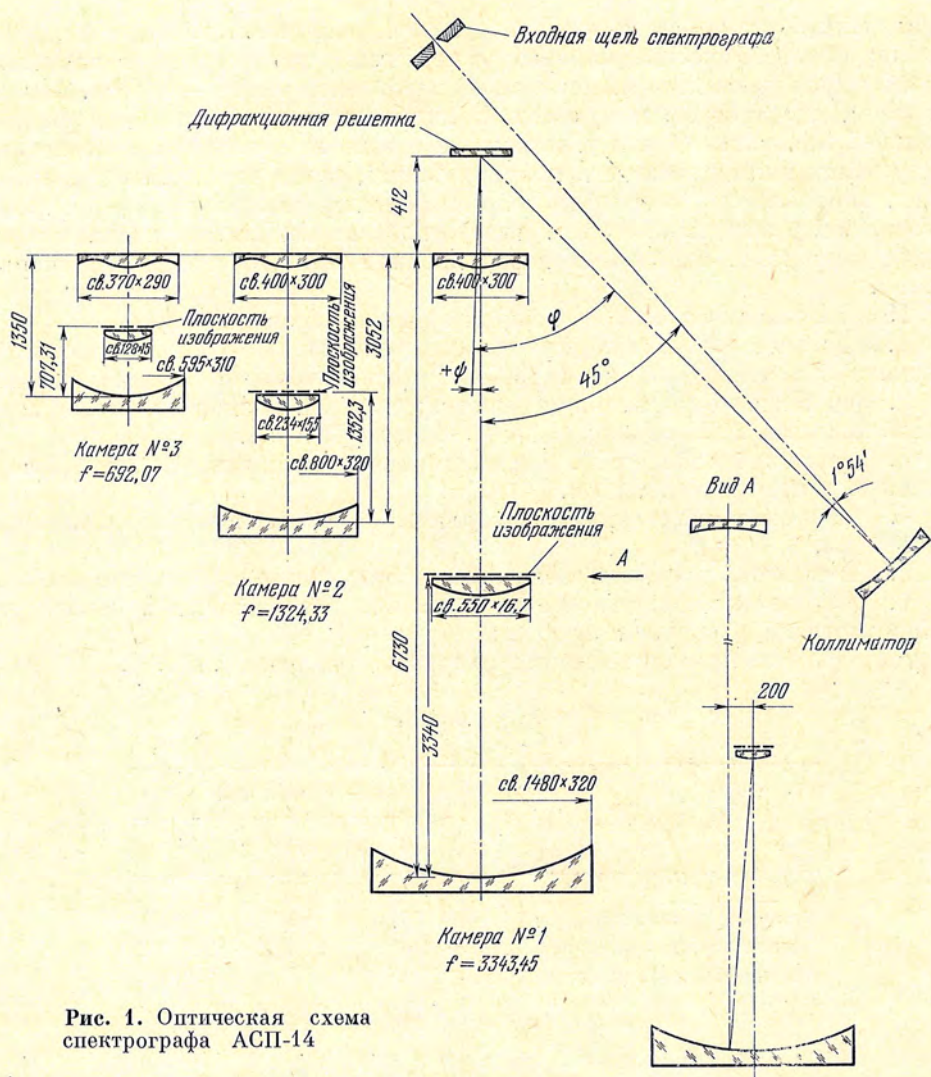


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа АСП-14

Практически разрешающая способность, определенная на спектрограммах, оказалась для всех камер Шмидта не ниже 60—70 линий на миллиметр по всему фотографическому полю.

Спектрограф помещается в южной пристройке башни телескопа, несколько выступающей наружу, защищенной металлическим экраном от нагрева солнечными лучами. Экран окрашен белой краской (рис. 2). Тол-

Таблица 2

Спектральный поддиапазон, Å	Спектральный порядок	Значение углов		Марки светофильтров
		φ	χ	
6100—7500	II	50°05'	+2°50'	ОС-11
4800—6200	II	44 45	—2 30	ЖС-12
4150—4850	III	49 52	+2 37	СЗС 18 + ВС-8
3300—4200	III	45 15	—2 00	ФС-6

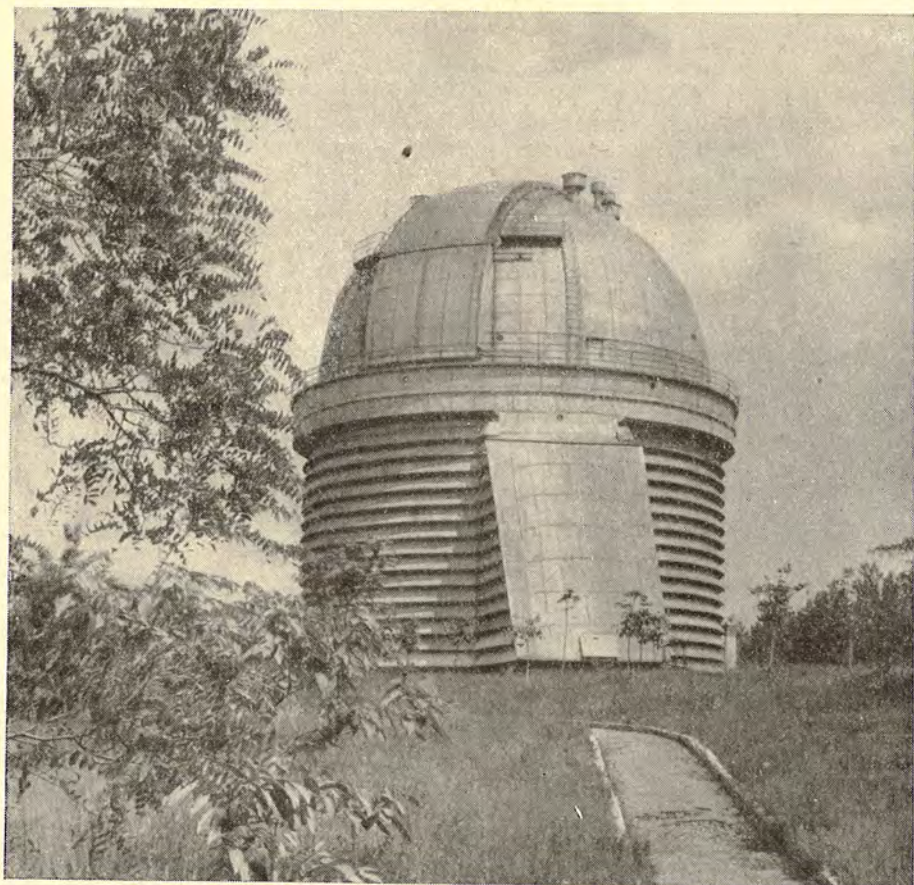


Рис. 2. Общий вид башни ЗТШ с южной стороны

стые стены пристройки сложены из камня с низкой теплопроводностью и являются хорошей теплоизоляцией помещения спектрографа, отделенного от соседних помещений капитальными стенами с тамбурными проходами. Предусмотрено кондиционирование этого помещения.

Разрез спектрографа по меридиональной плоскости показан на рис. 3. Спектрограф не имеет обычной металлической станины, и его узлы смонтированы на железобетонном каркасе стенда 1, составляющего единое целое со своим фундаментом, который отделен от фундаментов башни и телескопа.

На верхней железобетонной платформе находится головная часть спектрографа 2, содержащая щелевое устройство 3, состоящее из входной щели, оптического расширителя спектра, системы спектра калибровки, системы спектра сравнения, светоприемной части фотоэкспонетра и затвора; предщелевого устройства 4, которое состоит из оптического искателя, фотоэлектрического и визуального гидов, оптического компенсатора вращения поля и эластичной бленды 5, изолирующей световой канал спектрографа от помещения. Для доступа к входной щели спектрографа, с целью установки различных устройств или для ремонта, предщелевая часть может быть сдвинута по направляющим на 150 мм к телескопу.

На станине головной части установлен суппорт 6 с дифракционной решеткой, которая расположена горизонтально, оптической поверхностью вниз. Оправа дифракционной решетки снабжена системой статически определимых опор, устраняющих вредные прогибы решетки. Коллиматор 7

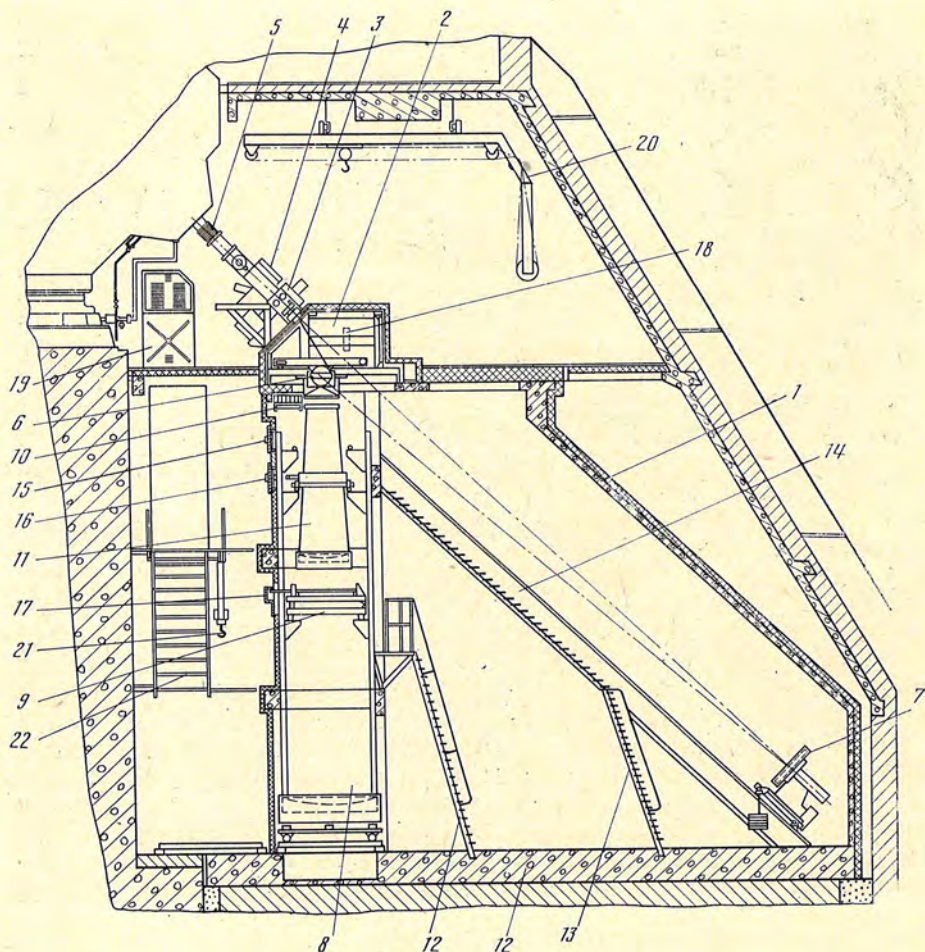


Рис. 3. Схематический разрез спектрографа АСП-14 в меридиональной плоскости

установлен около основания наклонной железобетонной балки, имеющей продольные металлические направляющие.

Внизу помещается сферическое зеркало 8 внеосевой камеры Шмидта № 1, его каретка опирается тремя роликами на рельсовые опоры, по которым в случае переалюминирования может быть выкачена из стенда наружу для демонтажа. В кассетной части камеры № 1 (9) помещается фотоэмульсионная пластина или пленка. Коррекционная пластина камеры № 1 (10) может перемещаться в рабочее и нерабочее положения по направляющим на станине головной части спектрографа. В промежутке между дифракционной решеткой и кассетной частью камеры № 1 на рельсовых направляющих могут быть установлены попеременно две светосильные камеры Шмидта № 2 и 3. Одна из них 11 — камера № 2 — видна на рисунке. Установка в рабочее положение коррекционной пластины камеры № 1, камер № 2 и 3 производится при помощи электропривода, управляемого переключателем на пульте управления спектрографом.

Подходы ко всем частям спектрографа внутри стенда обеспечены ажурными трапами и площадками 12, 13, 14. Снаружи стенд спектрографа обшит слоем теплоизоляции и герметически закрыт. На случай ремонта и переоборудования спектрографа теплоизоляция стенда с севера, запада и востока выполнена в виде быстросъемных панелей и дверей. Верхняя плита стенда и корпус головной части спектрографа имеют усиленную теплоизоляцию, соединяющуюся с теплоизоляцией стенда. Таким образом,

весь спектрограф одет сплошной теплоизоляционной оболочкой, примыкающей к основанию фундамента стенда, и строгий температурный режим его внутреннего пространства не нарушается даже в момент зарядки кассетами камер Шмидта через небольшие люки 15, 16, 17 с герметическими крышками, так как процедура зарядки (или извлечения кассеты) происходит весьма быстро.

С запада и востока от головной части спектрографа расположены железобетонные плиты, имеющие независимые фундаменты, на них можно расположить другие приборы: спектрометр, эшелый спектрограф — и производить экспериментальные работы с опытными конструкциями различных светоприемников. Световой пучок на боковые приборы может быть подан диагональными зеркалами, вводимыми перед щелью основного спектрографа.

В дальнейшем спектральный диапазон спектрографа может быть расширен в сторону ультрафиолета до 3000 Å введением в комплект кварцевых фотографических камер, так как оптика предщелевой и щелевой частей сделана из плавленного кварца.

В корпусе головной части предусмотрено место для установки дополнительных дифракционных решеток 18 и горизонтальных фотографических камер. На стальных опорах наклонной балки стенда можно устанавливать дополнительные коллиматоры с различными фокусными расстояниями.

Все управление телескопом и спектрографом осуществляется дистанционно от пульта управления 19 и с места наблюдателя у окуляров визуального гида и искателя. Доступ к зарядным люкам 15, 16, 17 фотографических камер обеспечен ажурными трапами и площадками 22.

Для работ по переоборудованию и модернизации спектрографа имеется комплект специальных приспособлений, кранбалка 20 грузоподъемностью 1 т (ее крюк достигает пола первого этажа) и таль 21 грузоподъемностью 2 т, которая предназначена главным образом для транспортировки зеркала камеры № 1, весящего 880 кг.

На рис. 4 изображена оптическая схема предщелевого и щелевого устройства. Защитное окно 1 изолирует спектрограф от колебаний температуры воздуха внутри телескопа и предохраняет оптические детали от загрязнения. Если зеркало оптического искателя 2 введено в положение I, то изображение звезд проектируется на сетку окуляра 3 искателя, перекрестие которого оптически сопряжено с центром входной щели 4 спектрографа; если после наводки звезды на перекрестие искателя зеркало 2 откинуть в положение II, то звезда окажется точно на центре входной щели. Практика показала, что весь цикл поиска, отождествления и наводки звезды на центр входной щели с помощью оптического искателя обычно составляет 3—5 мин.

Зеркальные ножи входной щели изготовлены из нержавеющей стали и алюминированы для повышения проникающей силы визуального и фотоэлектрического гидов. Входная щель наклонена к полярной оси телескопа на 12°30', благодаря чему часть светового пучка, не прошедшего в щель спектрографа, отражается на пентапризму 5 визуального гида, а объектив 6 переносит изображение звезды на сетку гида 7 с перекрестием, оптически сопряженным с центром входной щели. Если пентапризму повернуть в положение II, то световой пучок попадает в объектив 8 фотоэлектрического гида, который перенесет изображение звезды и центр входной щели на центр полудискового ножа 10 модулятора 9. Линза Фабри 11 строит изображение зрачка выхода системы на фотокатод фотоумножителя 12; защитное стекло 13 вместе с линзой Фабри защищает прецизионные подшипники модулятора от случайного загрязнения.

Если звезда начнет уходить с центра входной щели, то модулированный световой поток, преобразованный в электрический сигнал фотоумножителем 12, будет передан через управляющее электронное устройство на электродвигатели привода поворота плоскопараллельной кварцевой

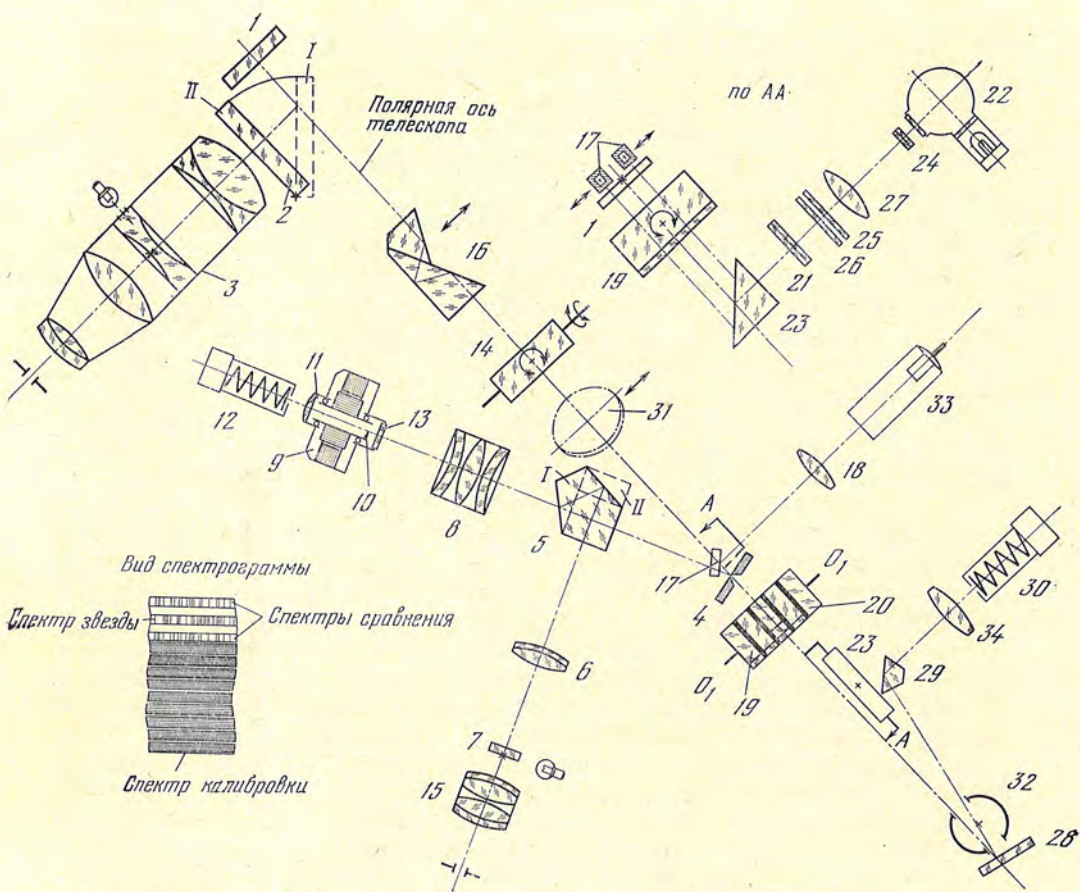


Рис. 4. Оптическая схема головной части спектрографа АСП-14

пластинки 14 гида куде, которая, поворачиваясь относительно двух взаимно перпендикулярных осей, удержит звезду точно на центре входной щели. Управлять приводом пластинки гида при визуальном гидировании можно кнопками переносного клавишного устройства, наблюдая при этом за звездой в окуляр 15. Призма 16 компенсатора вращения изображения расположена перед пластинкой гида. Она изготовлена из двух кварцевых компонент, соединенных между собой оптическим контактом; углы между отражающими гранями рассчитаны таким образом, что при включении призмы в световой пучок изображение звезды на щели не расфокусируется.

Для компенсации часового вращения изображения на входной щели или удержания вектора атмосферной дисперсии вдоль щели призма может автоматически поворачиваться от следящего привода. Если необходимо повернуть изображение на дополнительный угол, то это тоже делается призмой компенсатора. Так как на телескопе ЗТШ есть две системы куде (с одним плоским зеркалом — «короткий куде» — и с четырьмя плоскими зеркалами — «длинный куде»), то в сочетании с компенсатором вращения изображения они дают четыре варианта ориентации небесных координат звезды относительно неподвижной системы координат X, Y на щели, в которой работает гид фокуса куде. Это обстоятельство существенно для конструкции устройства, обеспечивающего согласование работы местного гида и приводов тонкой коррекции телескопа по часовому углу t и склонению δ , так как гид куде может работать только в пределах поля диаметром 20", отклонения звезды от центра входной щели при длительных экспозициях могут достигать нескольких минут.

Обозначение оптического варианта	Оптический вариант	Вид поля со сто- роны щели спек- трографа (по стрел- ке Δ)	Коммутация ротора контактного преобразователя координат
I	«Длинный куде» без призмы		
II	«Короткий куде» без призмы		
III	«Длинный куде» с приз- мой		
IV	«Короткий куде» с приз- мой		

Рис. 5. Схематическое устройство контактного преобразователя сигналов

На рис. 5 изображено устройство — контактный преобразователь сигналов, — обеспечивающее непрерывную работу гида куде путем включения приводов тонкой коррекции телескопа при предельных поворотах пластинки 14. Слева изображены схематически виды поля зрения в фокусе куде со стороны щели спектрографа для всех четырех вариантов системы куде при нулевом положении телескопа, т. е. часовом угле $t = 0^h$ и склонены $\delta = 0^\circ$: страны света на изображении обозначены буквами С, Ю, В, З; 1 — щель спектрографа; 2 — вектор атмосферной дисперсии; P — параллактический угол — угол между направлением вертикала звезды (или вектора атмосферной дисперсии) и меридианом звезды; Δ — угол дополнительного поворота изображения. Сплошными стрелками показано вращение изображения, а штриховыми — вращение призмы компенсатора, необходимое для компенсации вращение изображения. Обозначения сторон света и углов даны с символами вариантов системы куде.

Справа схематически изображен механизм контактного преобразователя сигналов. Два соосных ротора 3 и 4 вращаются синхронно с вращением поля изображения в фокусе куде. Каждый из роторов состоит из

двух полукольцевых контактов 5 и 6, диаметального 7, электрически изолированных друг от друга. Один ротор относительно другого¹ развернут постоянно на угол 90° . Один из роторов моделирует направление небесного меридиана и подключен к приводу тонкой коррекции (ТК) телескопа по склонению δ , а другой моделирует направление небесного экватора и подключен к приводу тонкой коррекции телескопа по часовому углу t . Электрический щуп 8 повторяет повороты пластины гида куде, касаясь полукольцевых контактов роторов при приближении угла поворота пластины гида куде к предельно допустимым значениям.

Таким образом включается соответствующий привод тонкой коррекции телескопа и звезда, находящаяся на краю поля гида куде, начнет приближаться снова к оптической оси куде. Но при этом будет работать и фотоэлектрический гид куде, удерживая во время этого процесса изображение звезды на центре входной щели. Когда пластина гида куде займет нулевое положение, электрический щуп коснется диаметального контакта и выключит привод телескопа. Для надежности контактирования и предохранения от поломок механизма электрический щуп выполнен в виде цилиндрической стальной пружины с контактными наконечниками. Коммутация контактов на роторах меняется переключателем в соответствии с вариантом системы куде телескопа.

Практика показала, что при наблюдениях около зенита подключение приводов телескопа бывает в среднем не чаще одного раза в течение часа, а у горизонта может происходить каждые 10—15 мин. Проникающая способность фотоэлектрического гида куде при раскрытии входной щели до 0,4 мм может достигать 12^m , а точность гидирования не хуже 0,2 диаметра турбулентного диска звезды.

При визуальном гидировании контактный преобразователь сигналов также выполняет свои функции, но наблюдатель должен вовремя реагировать на световой сигнал предельного положения звезды, чтобы не упустить ее из поля визуального гида. Оказалось возможным также и гидирование всем телескопом в фокусе куде.

Перед входной щелью (см. рис. 4) расположена система спектра сравнения 17 — зеркала со щелевыми диафрагмами. В качестве источника сравнения могут использоваться спектральная лампа с железным катодом 33 или гейслеровские трубки. Тело свечения источника сравнения проецируется кварцевым объективом 18 через коллиматор спектрографа на дифракционную решетку. Расстояние между зеркалами 17 зависит от фокусного расстояния камер Шмидта, так как ширина спектрограммы является заданной.

Непосредственно за входной щелью расположен блок светофильтров 19, предназначенных для разделения дифракционных порядков. Светофильтры хорошо просветлены и имеют одинаковую оптическую толщину — их марки приведены в табл. 2. Смена светофильтров производится смещением блока вдоль оси O_1O_1 .

Расширение спектра звезды и спектра сравнения производится качанием блока светофильтров относительно оси O_1O_1 от синхронного привода. Оптический расширитель спектра дает совершенно равномерное экспонирование вдоль спектральных линий. В блоке 19 находится кварцевая плоскопараллельная пластинка 20, которая применяется для расширения спектра, если не надо разделять дифракционные порядки.

Система спектра калибровки имеет свою щель в фокальной плоскости коллиматора спектрографа. На нее накладываются ступенчатые ослабители 21, освещаемые белым источником света через шар Ульбрихта 22, выходная диафрагма которого изображается на дифракционной решетке кварцевым объективом 27 через призму из кварца 23 и коллиматор спектрографа. Перед выходной диафрагмой шара Ульбрихта одновременно со светофильтрами 19 за щелью спектрографа включаются светофильтры 24 для разделения дифракционных порядков, 25 — дополнительные свето-

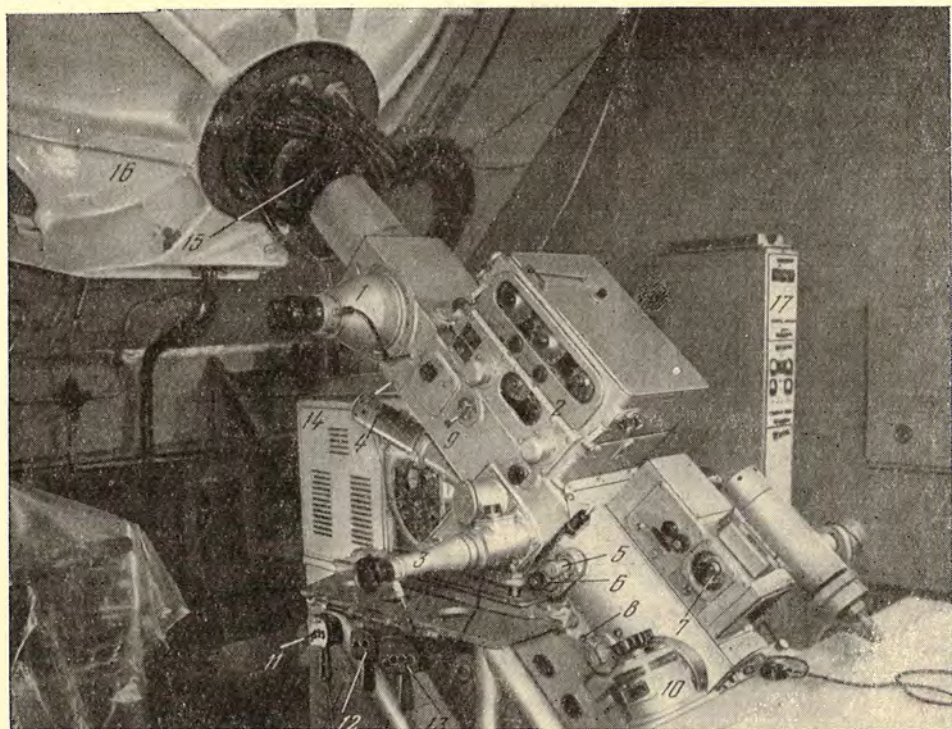


Рис. 6. Головная часть спектрографа

1 — окуляр искателя; 2 — привода гида куде и компенсатора вращения изображения; 3 — окуляр визуального гида; 4 — светоприемник фотоэлектрического гида куде; 5 — маховик механизма раскрытия входной щели; 6 — маховик механизма установки зеркал спектра сравнения; 7 — шкала оптического расширения спектра; 8 — механизм установки светофильтров, разделяющих дифракционные порядки; 9 — механизм включения призмы компенсатора вращения изображения; 10 — механизм установки дифракционной решетки; 11 и 12 — клавиши управления телескопом и его фокусировкой; 13 — клавиша гида куде; 14 — пульт управления спектрографом; 15 — эластичная бленда; 16 — кожух южного подпятника полярной оси телескопа; 17 — электронный блок фотоэлектрического гида

фильтры для подгонки цвета источника калибровки к спектральному классу звезды, а 26 — нейтральные светофильтры для регулирования продолжительности экспозиции спектра калибровки. Для получения спектра калибровки в области ультрафиолета применяется водородная лампа. Кварцевое окно 28, отделяющее внутреннее пространство спектрографа от входной щели, является одновременно светоотборником фотоэкспонетра. Оно отражает своими двумя поверхностями на призму 29 8% светового потока, прошедшего через щель. Кварцевая линза Фабри 34 изображает зрачок выхода системы на фотокатоде фотоумножителя 30.

Диагональные зеркала 31, которые можно вводить перед входной щелью, предназначены для переноса изображения звезды на боковые спектральные приборы. Затвор спектрографа 32 может работать либо от руки, либо автоматически от датчика экспозиции или от фотоэкспонетра.

На рис. 6 показан общий вид головной части спектрографа.

На рис. 7 приведен чертеж светосильной камеры Шмидта № 3 (разрез в плоскости дисперсии). Конструктивным основанием камеры является каретка 1 с тремя роликами 14, которыми камера опирается на круглые рельсы стенда. Снизу к каретке крепится тубус 2 с оправой 3 сферического зеркала 4. Зеркало разгружено по способу Ласселя и своей сферической поверхностью упирается в самоустанавливающиеся башмаки трех инварных стержней 5 температурной стабилизации положения фокальной плоскости. Стержни 5 шарнирно соединены с кареткой камеры. На-

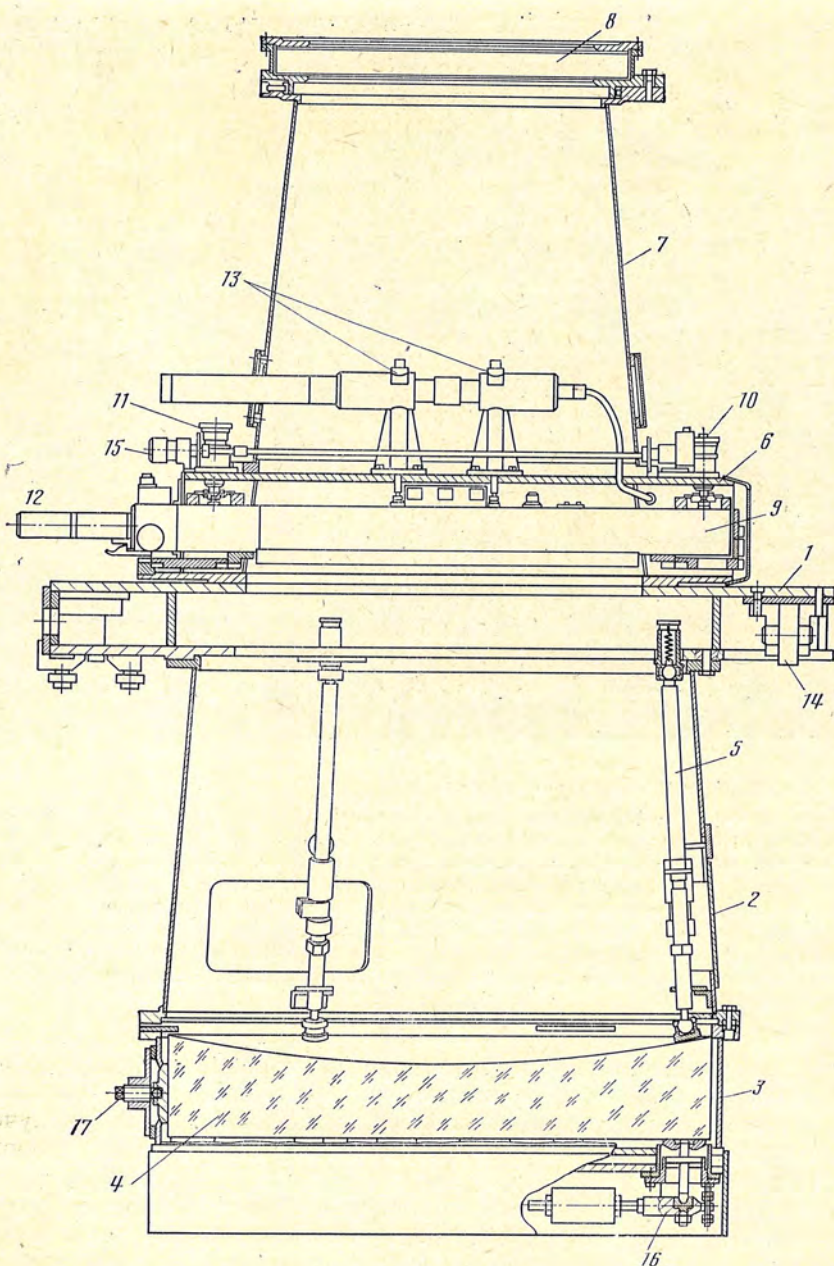


Рис. 7. Схематический разрез камеры № 3 в плоскости дисперсии

дежный контакт между сферической поверхностью зеркала и башмаками стержней 5 создается тремя механизмами разгрузки 16, создающими необходимое избыточное усилие. Точная центровка зеркала создается четырьмя радиальными упорами 17 с термокомпенсаторами.

На верхней плоскости каретки расположен средник 6, несущий тубус 7 с оправой пластины Шмидта 8. К среднику при помощи системы с упругими шарнирами подвешен касетодержатель 9 с двумя домкратами механизма фокусировки 10 и 11. Маховички 15 домкратов выведены к приемной части касетодержателя, куда вставляется кассета 12. Отсчет фокусировки производится по шкалам оптических индикаторов 13 с точностью 0,01 мм в окуляр, установленный на защитное стекло зарядного люка стенда.

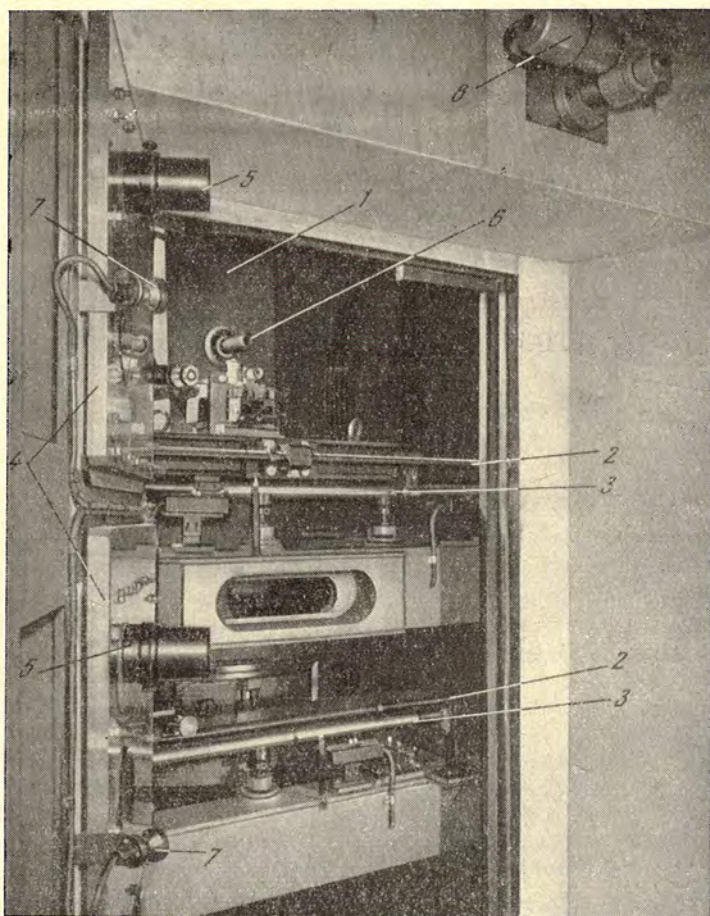


Рис. 8. Камера № 3 в рабочем положении

Теплоизолированная дверь стенда открыта. 1 — камера Шмидта № 3; 2 — ходовые винты привода смены камер Шмидта № 3; 3 — опорные рельсы камер Шмидта; 4 — защитные стекла зарядных люков; 5 — окуляр оптического индикатора фокусировки камеры; 6 — объектив оптического индикатора фокусировки камеры; 7 — софит местного освещения; 8 — двигатель привода транспортировки пластины Шмидта камеры № 1

Щупы оптических индикаторов касаются кассетодержателя против концов фотопластинки, что дает возможность непосредственно отсчитывать не только фокусировочное перемещение фотопластинки вдоль оптической оси камеры, но и ее наклон. Фотографическая кассета сконструирована так, что кассетная разность исключена. Световое окно кассеты автоматически открывается при ее вставлении в кассетодержатель и закрывается при извлечении. Для наблюдения во время юстировки поля камер в центре и по краям света с тремя микрообъективами и на боковой стенке средника камеры помещены три окуляра.

На рис. 8 показана камера № 3 в рабочем положении при открытом теплоизолирующем люке.

Май 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. К. Иоаннисиани. Оптико-мех. пром-сть, 1958, № 4, 25.
2. А. С. Васильев, М. В. Лобачев. Авт. свид. № 202549. Бюлл. изобр., № 9, 1972.
3. А. С. Васильев, М. В. Лобачев. Авт. свид. № 329498.— Бюлл. изобр., № 7, 1972 г.
4. Телескопы. Под ред. Дж. Койпера и Б. Мидльхерст. М., ИЛ, 1963, с. 15.
5. Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. М., «Мир», 1967, с. 9.

СИСТЕМА ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩАЯ УСЛОВИЮ Д. ГЕРШЕЛЯ И СТРОГО ИСПРАВЛЕННАЯ НА СФЕРИЧЕСКУЮ АБЕРРАЦИЮ

Г. М. Попов

Выведены точные выражения для поверхностей зеркал двухзеркальной системы, исправленной на сферическую абберацию и удовлетворяющей условию Д. Гершеля для бесконечно удаленной точки. Проведено численное исследование решения; наиболее характерные системы представлены на рисунках. Показано, что обычно каждой паре параметров соответствуют две системы. Даны примеры расчетов трех конкретных систем, включая системы с большими углами падения лучей на зеркала, предназначенные для наблюдений в рентгеновской области спектра.

THE TWO-MIRROR SYSTEM WITH ZERO SPHERICAL ABERRATION AND FULFILLING J. HERSCHEL CONDITION, by G. M. Popov. — Exact expressions for mirror surfaces of two-mirror system with zero spherical aberration and fulfilling J. Herschel condition for point at infinity are deduced. Numerical investigations of these expressions are carried out; the most typical systems are given on figures. Usually every pair of parameters gives two systems. Three examples of system including systems with large angles of reflections are given, these systems are intended for X-ray region.

Часто система из двух зеркал (рис. 1) используется как для наблюдения бесконечно удаленных предметов, так и для наблюдения предметов, расположенных на конечном расстоянии. Известно, что для получения резких изображений на оптической оси необходимо выполнить условие Д. Гершеля [1]

$$\frac{y_1}{2 \sin(u'/2)} = f', \quad (1)$$

где f' — фокусное расстояние системы в параксиальной области; y_1 — высота падения луча, идущего параллельно оптической оси, на первую поверхность системы; u' — последний угол системы (рис. 1).

Условие Д. Гершеля является необходимым условием исправления сферической абберации на оси системы при различных положениях предмета (включая системы с большими относительными отверстиями). Примем $f' = 1$; тогда из (1) получим

$$\frac{y_1}{2 \sin(u'/2)} = 1. \quad (2)$$

Поместим начало декартовой системы координат в фокус F системы и совместим фокус с полюсом полярной системы координат (ρ, u') . Из принципа Ферма имеем

$$x_1 = \rho + l - 2d, \quad (3)$$

где x_1 — абсцисса точки пересечения луча с первым (по ходу луча) зеркалом; x_1 положительно, если первое зеркало расположено слева от фокуса

F ; l — расстояние между точками пересечения луча с зеркалами; ρ — расстояние от точки пересечения луча с вторичным зеркалом до фокуса F системы; d — расстояние между вершинами зеркал; q положительно, если точка F находится справа от первого (главного) зеркала, $d > 0$ всегда. Из рис. 1 следует, что

$$u' = 2i' - 2i; \quad (4)$$

$$x_1 = \rho \cos u' - l \cos 2i; \quad (5)$$

$$y_1 = \rho \sin u' + l \sin 2i; \quad (6)$$

$$x_2 = \rho \cos u'; \quad (7)$$

$$y_2 = \rho \sin u'; \quad (8)$$

где i и i' — углы падения на главное и вторичное зеркала соответственно; x_1, y_1 — координаты сечения главного зеркала; x_2, y_2 — координаты сечения вторичного зеркала.

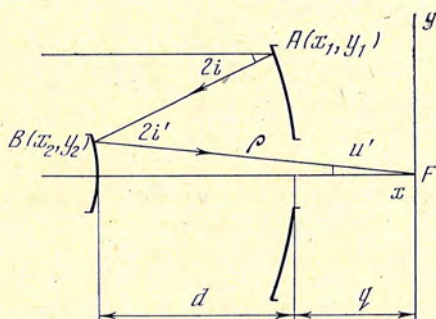


Рис. 1. Система кассегреновского типа

Из дифференциальной геометрии известно, что угол μ между касательной и направлением радиуса-вектора для кривой, заданной в полярных координатах, определяется формулой

$$\operatorname{tg} \mu = \rho (d\rho/du')^{-1}.$$

Поэтому для точки пересечения луча со вторичным зеркалом имеем

$$\operatorname{tg} (90^\circ - i') = \rho (d\rho/du')^{-1},$$

откуда

$$\operatorname{tg} i' = \frac{1}{\rho} \left(\frac{d\rho}{du'} \right). \quad (9)$$

Выражения (3) — (9) полностью определяют систему. Найдём выражения для зеркал системы. Исключим переменные x_1, y_1, l, i', i (соотношения (7) и (8) пока не рассматриваем) и найдём уравнение, связывающее величины $\rho, d\rho/du', u'$. Из (2) и (6) имеем

$$2\sin(u'/2) = \rho \sin u' + l \sin 2i. \quad (10)$$

Исключаем x_1 из (3) и (5):

$$2d = \rho (1 - \cos u') + l (1 + \cos 2i). \quad (11)$$

Найдём l из (10) и подставим его в (11):

$$2d = \rho (1 - \cos u') + [2\sin(u'/2) - \rho \sin u'] \operatorname{ctg} i. \quad (12)$$

Подставим сюда значение i из (4) и решим это уравнение относительно $\operatorname{tg} i'$; после преобразований получим

$$\operatorname{tg} i' = \frac{d - \rho + \cos(u'/2)}{d - \sin(u'/2) \operatorname{tg}(u'/2)} \operatorname{tg} \frac{u'}{2} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'}. \quad (13)$$

Получилось дифференциальное уравнение Бернулли; подстановкой $z = 1/\rho$ преобразуем его к линейному уравнению

$$\frac{dz}{du'} + \frac{d + \cos(u'/2)}{d \operatorname{ctg}(u'/2) - \sin(u'/2)} \cdot z = \frac{1}{d \operatorname{ctg}(u'/2) - \sin(u'/2)}.$$

Это уравнение принимает простой вид, если ввести переменную $v = \cos(u'/2)$:

$$dz/dv + Pz = Q, \quad (14)$$

где

$$P = -2(d+v)/(v^2 + dv - 1); \quad Q = -2/(v^2 + dv - 1).$$

Вид функций P и Q позволяет надеяться, что одним из решений уравнения (14) (частным решением) будет многочлен. Поиски такого многочлена приводят к заключению, что $z_1 = 1/d - v^2/d$ является частным решением линейного уравнения (14), поэтому общее решение его можно найти одной квадратурой по известной формуле

$$z = z_1 + ce^{-\int P dv} = 1/d - v^2/d + ce^{-\int P dv}. \quad (15)$$

Находим интеграл

$$-\int P dv = \ln \left[\left(\frac{2v + d - \sqrt{d^2 + 4}}{2v + d + \sqrt{d^2 + 4}} \right)^{\frac{d}{\sqrt{d^2 + 4}}} (v^2 + vd - 1) \right] + c_1. \quad (16)$$

Подставив (16) в (15), получим

$$z = \frac{1 - v^2}{d} + c \left(\frac{2v + d - \sqrt{d^2 + 4}}{2v + d + \sqrt{d^2 + 4}} \right)^{\frac{d}{\sqrt{d^2 + 4}}} (v^2 + vd - 1) = \frac{1}{\rho}. \quad (17)$$

Постоянную c находим из условия, что $z(1) = 1/(d + g) = s'$, где s' — расстояние от вторичного зеркала до фокуса F системы:

$$c = \frac{1}{s'd} \left(\frac{2 + d + \sqrt{d^2 + 4}}{2 + d - \sqrt{d^2 + 4}} \right)^{\frac{d}{\sqrt{d^2 + 4}}}. \quad (18)$$

Выражение (17) с учетом (18) представляет собой точное выражение для меридиональной кривой вторичного зеркала системы. Используя (7) и (8), легко найти и декартовы координаты x_2, y_2 вторичного зеркала в параметрической форме через параметр v (точные формулы):

$$x_2 = \rho \sqrt{1 - 4(v^2 - v^4)}, \quad (19)$$

$$y_2 = 2\rho v \sqrt{1 - v^2}, \quad (20)$$

где $\rho(v)$ определяется из (17).

Имея выражения для меридиональной кривой вторичного зеркала, можно найти и выражение для меридиональной кривой главного зеркала. Исключая i из (10) и (12), получаем, переходя к переменной v :

$$l = \frac{(1 - v^2)(1 - \rho v)^2 + [d - \rho(1 - v^2)]^2}{d - \rho(1 - v^2)}. \quad (21)$$

Подставив (21) в (3), после преобразований получим

$$x_1 = -d + \rho v^2 + \frac{(1 - \rho v)^2}{d(1 - v^2)^{-1} - \rho}. \quad (22)$$

Из (2) получаем

$$y_1 = 2\sqrt{1 - v^2}. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) определяют параметрически (через параметр v) форму главного зеркала. Величина ρ по-прежнему определяется из (17). Полученные выражения позволяют найти точное решение задачи и вычислить форму зеркал при любом относительном отверстии системы. Точные выражения (17) — (23) позволяют рассчитывать системы любой светосилы и фокусного расстояния; предельное значение y_1 , как следует из (23), равно двум, т. е. максимальное относительное отверстие системы $A = 1 : 0,25$.

Возможно также рассчитать системы с большими углами падения (и отражения) лучей на зеркалах, близкими к 90° , что позволяет создать

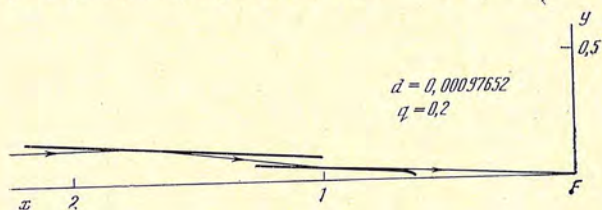


Рис. 2. Удлиняющая система с большими углами падения лучей на зеркалах, предназначенная для наблюдений в рентгеновском диапазоне и далеком ультрафиолете

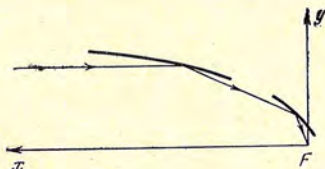


Рис. 3. Укорачивающая система с большими углами падения для рентгеновской области спектра

системы, пригодные для работы в далекой ультрафиолетовой и ближней рентгеновской областях спектра, где коэффициенты отражения лучей при малых углах падения малы. Для расчета подобных систем следует использовать малые значения d — порядка 0,01 и менее. Возможны два основных типа систем с большими углами падения — удлиняющая (рис. 2) и укорачивающая (рис. 3). При малых относительных отверстиях системы (параметр v близок к единице) зеркала, как правило, можно аппроксимировать коническими сечениями. Радиусы кривизны при вершине и эксцентриситеты главного и вторичного зеркал выражаются формулами (их можно получить из выражений для аберраций третьего порядка):

$$r_1 = -2d/(1 - s'); \quad (24)$$

$$e_1^2 = d^2 s' / (1 - s')^3 + 1; \quad (25)$$

$$r_2 = -2s' d / (1 - q - 2d); \quad (26)$$

$$e_2^2 = 4(1 - s')d / (1 - q - 2d)^2 + d^2 / (1 - q - 2d)^3 + 1, \quad (27)$$

где r_1 — радиус кривизны при вершине главного зеркала; e_1^2 — квадрат эксцентриситета главного зеркала; r_2 и e_2^2 — соответствующие величины для вторичного зеркала.

На рис. 4 изображены типичные варианты систем, рассчитанные по точным формулам.

Пример 1. Рассчитаем систему при $d = 0,3$ и $s' = 0,3$ ($q = 0$). Из (18) находим

$$c = 16,697.$$

Выражение (17) принимает вид

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1 - v^2}{0,3} + 16,697 \left(\frac{2v - 1,722 \ 37}{2v + 2,322 \ 37} \right)^{0,148 \ 34} (v^2 + 0,3v - 1) = z.$$

Так как $v = \cos(u'/2)$, то это выражение определяет форму зеркала в полярных координатах; при необходимости можно найти и декартовы координаты вторичного зеркала по (19) и (20).

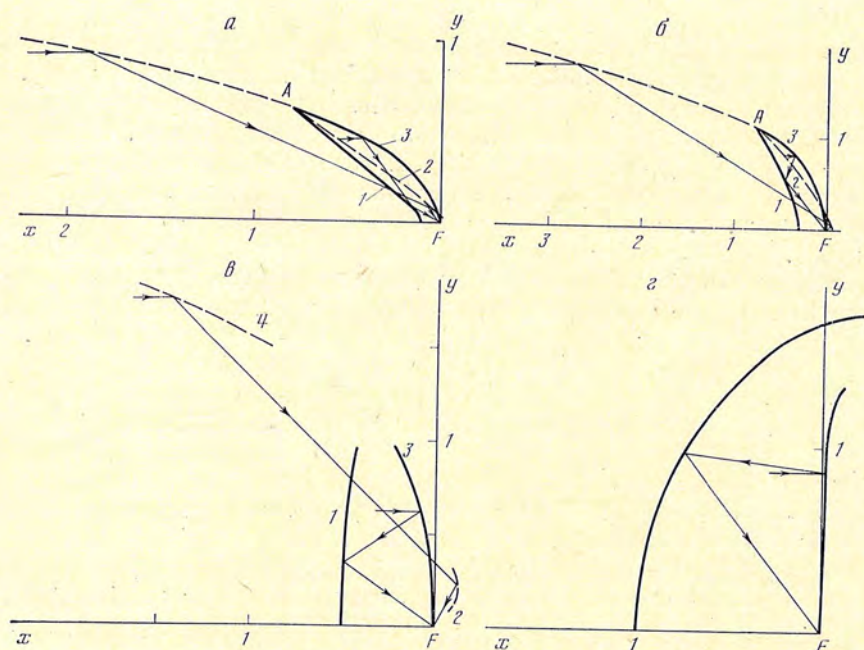


Рис. 4. Вид зеркал системы при разных значениях параметров

Первое решение изображено сплошными кривыми, второе — штриховыми. *а* — вид зеркал системы при $d = 0,1$; $q = 0,1$. Первое решение — система кассегреновского типа. Вторичное зеркало обозначено цифрой 1, главное цифрой 3, вторичное зеркало второго решения обозначено цифрой 2, его главным зеркалом служит часть кривой 3, расположенная слева от *А*. *б* — вид системы при $d = 0,3$, $q = 0$; *в* — зеркала системы при $d = 0,5$, $q = 0$. Вторичное зеркало первого решения (обозначено цифрой 1) имеет форму planoида; главное зеркало обозначено цифрой 3. Зеркала второго решения имеют необычную форму (изображены штриховыми линиями); *г* — аналог системы «Зеркальный Райт», главное зеркало имеет форму planoида ($d = 1$; $q = 0$)

Форма главного зеркала определяется выражениями

$$x_1 = -0,3 + \frac{v^2}{z} + \frac{(1-v/z)^2}{0,3/(1-v^2) - 1/z}; \quad y_1 = 2\sqrt{1-v^2}.$$

Относительное отверстие системы достигает $1 : 0,25$. Выражения (24) — (27) дают: $r_1 = 0,857142$; $r_2 = -0,45$; $e_1^2 = 1,07872$; $e_2^2 = 7,6563$. Полученная система изображена на рис. 4, б с соблюдением масштаба.

Пример 2. Приведем пример расчета удлиняющей системы с большими углами падения лучей на зеркалах, пригодной для использования в рентгеновской области спектра. Примем $d = 0,00097652$; $q = 0,2$. По-прежнему считаем, что $f' = 1$. Имеем $s' = d + q = 0,2009765$. Подставляя эти значения в (17) — (23) и задавая значения параметра v в пределах от 0,9999 до 0,9994, находим координаты точек x_1, y_1, x_2, y_2 главного и вторичного зеркал (таблица).

Полученная система изображена (с соблюдением масштаба) на рис. 2.

v	x_1	y_1	x_2	y_2
0,9999	0,3637	0,02828	0,2402	0,006797
0,9998	0,5273	0,04	0,2987	0,01195
0,9997	0,6909	0,04899	0,3947	0,01935
0,9994	1,2740	0,06928	0,421	0,02922

Рассмотренные системы могут использоваться в тех случаях, когда производится наблюдение предметов, расположенных на разных расстояниях от наблюдателя — от бесконечности до некоторого конечного расстояния. Они могут применяться также в рентгеновских телескопах, осветителях, геодезических приборах (например, лазерных дальномерах), астрономических инструментах и др. Кома, как правило, у этих систем невелика — она приблизительно вдвое меньше комы эквивалентного параболического зеркала.

Автор признателен М. Б. Поповой за помощь в работе и ценные указания.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. *A. Danjon, A. Couder. Lunettes et telescopes. Paris, 1935.*

КОНЦЕНТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРОХРОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ ДЛЯ СВЕТОСИЛЬНЫХ СПЕКТРОГРАФОВ

Г. М. Попов

Рассмотрен вопрос об исправлении сферохроматической aberrации в concentрической системе. Показано, что исправление этой aberrации для трех цветов может быть получено при соответствующем выборе пар стекол.

Найдено, что concentричная воздушная прослойка также может быть использована для исправления сферохроматической aberrации.

CONCENTRIC SYSTEMS WITH CORRECTED SPHEROCHROMATISM FOR FAST-SPEED SPECTROGRAPHS, by G. M. Popov. — The task of correction spherochromatism in concentric systems is discussed. It is shown that correction of spherochromatism for three colour rays may be received by means of rational choice of pair of glasses.

It is found that concentric air menisc may be used for correction spherochromatism.

В светосильных системах, имеющих большие углы падения и преломления лучей на поверхностях, часто оказывается, что сферическая aberrация для лучей с различными длинами волн имеет неодинаковые значения, т. е. присутствует сферохроматическая aberrация. Исправление сферохроматической aberrации вызывает большие затруднения при расчетах оптики.

Впервые на сферохроматическую aberrацию обратил внимание К. Гаусс, рассчитавший тонкий двухлинзовый объектив с исправленной сферохроматической aberrацией для двух лучей разного цвета; однако кома в объективе Гаусса оказалась чрезмерно большой и объективы Гаусса не получили распространения.

Сферохроматическую aberrацию следует устранять в системах высокого разрешения, работающих в широкой области спектра, — камерах спектрографов и коллиматорах, объективах телескопов, в особенности в апохроматах. Вопросами исправления сферохроматической aberrации занимался Б. Нефедов [1], предложивший компенсаторы для ее исправления. Г. Слюсарев [2] получил довольно сложное выражение для сферохроматической aberrации третьего порядка в произвольной центрированной системе. Вопрос об исправлении сферохроматической aberrации почти не рассматривался (исключая [3]). Выведем точные выражения для сферохроматической aberrации в concentрической системе и их разложения в ряды, а также условия для выбора стекол в системе с исправленной сферохроматической aberrацией для лучей двух и трех цветов. Рассмотрим наиболее важный для практики случай, когда предмет (или изображение) расположены в бесконечности. Поместим предмет в передний фокус системы, находящийся на расстоянии P_1 от центра кривизны системы; предмет

и изображение находятся в воздухе. Угол u' произвольного луча, выходящего из системы, с оптической осью определяется выражением

$$u' = u_1 + \sum_{i=1}^m \left(\arcsin \frac{H_1}{n_i r_i} - \arcsin \frac{H_1}{n_i r_i} \right) = \eta, \quad (1)$$

где u_1 — первый угол системы; H_1 — кратчайшее расстояние луча от центра системы; n и r — показатели преломления и радиусы кривизны системы; η — сферическая аберрация системы в угловой мере.

Общая хроматическая аберрация $\eta_{0.хр}$ определяется как разность последних углов u' для двух выбранных длин волн λ ; для определенности возьмем лучи C и F :

$$\eta_{0.хр} = u'_e - u'_F, \quad (2)$$

где u'_e и u'_F — выражение (1), записанное для лучей C и F соответственно; заметим, что u_1 не зависит от λ .

Разложим (2) в степенной ряд по степеням H_1 ; первый член, зависящий от H_1 представляет собой хроматическую аберрацию положения системы, остальные члены — сферохроматическую аберрацию, именно:

$$\begin{aligned} \eta_{сф.хр} = & \frac{H_1^3}{6} [(N_{1e}^3 - N_{1F}^3)(\rho_1^3 - \rho_2^3) + (N_{2e}^3 - N_{2F}^3)(\rho_3^3 - \rho_4^3) + \dots] + \\ & + \frac{3H_1^5}{40} [(N_{1e}^5 - N_{1F}^5)(\rho_1^5 - \rho_2^5) + \dots] + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

где $N = 1/n$; $\rho = 1/r$, т. е. величины, обратные показателю преломления и радиусу кривизны линзы соответственно. Если сферохроматическая аберрация исправлена для лучей e , F , то $\eta_{сф.хр} = 0$. Обычно достаточно рассмотреть сферохроматическую аберрацию третьего порядка; для системы, содержащей две марки стекла:

$$\eta_{сф.хр} \approx \frac{H_1^3}{6} [(N_{1e}^3 - N_{1F}^3) \Sigma_1 + (N_{2e}^3 - N_{2F}^3) \Sigma_2] = 0, \quad (4)$$

где Σ_1 и Σ_2 — суммы разностей кубов кривизн, относящихся к линзам из первого и второго стекла соответственно.

Из (4) имеем

$$(N_{1e}^3 - N_{1F}^3)/(N_{2e}^3 - N_{2F}^3) \cong -\Sigma_2/\Sigma_1 \quad (5)$$

Таким образом, выбор стекол определяет однозначно отношение Σ_2/Σ_1 , связывающее кривизны линз.

Для системы из двух линз получим

$$(N_{1e}^3 - N_{1F}^3)(N_{2e}^3 - N_{2F}^3) \approx (\rho_4^3 - \rho_3^3)/(\rho_1^3 - \rho_2^3). \quad (6)$$

Разумеется, в системе должна быть также исправлена и сферическая аберрация, т. е. выполнено условие $\eta = 0$. Практика показывает, что обычно в системе с исправленной сферической аберрацией правая часть (6) принимает значения, близкие по абсолютной величине к единице. В таблице приведены разности $N_e^3 - N_F^3$ и $N_e^3 - N_F^3$ для наиболее употребительных стекол; очевидно, что пригодны стекла марок КФ и ОФ.

В системах, работающих в широкой области спектра, следует обеспечить исправление сферохроматической аберрации для трех лучей, например C , e , F . При этом условие (6) следует дополнить аналогичным условием для лучей C , F :

$$(N_{1C}^3 - N_{1F}^3)/(N_{2C}^3 - N_{2F}^3) \cong -\Sigma_2/\Sigma_1. \quad (7)$$

Из (6) и (7) найдем

$$T_{1eF} = T_{2eF}, \quad (8)$$

Стекло	σ	n_D^ν	$\varepsilon_e F$	$(N_e^3 - N_F^3) \cdot 10^3$	$(N_C^3 - N_F^3) \cdot 10^3$	$T_e F$
ЛК3	104,6	104,12	0,4513	1,913	4,25	0,4501
ЛК4	97,5	97,02	0,4511	2,050	4,56	0,4496
ЛК5	97,38	96,96	0,4501	2,049	4,564	0,4489
ЛК6	98,68	98,22	0,4514	2,026	4,501	0,4501
К2	99,48	99,03	0,4514	2,012	4,47	0,4501
К5	97,57	97,16	0,4529	2,058	4,556	0,4517
К8	97,59	97,19	0,4528	2,057	4,555	0,4516
К14	92,31	91,79	0,4545	2,181	4,817	0,4528
К15	85,52	85,11	0,4581	2,37	5,191	0,4566
К19	94,13	93,70	0,4541	2,137	4,721	0,4527
К20	92,27	91,73	0,4553	2,185	4,814	0,4539
БК4	92,96	92,58	0,4558	2,172	4,777	0,4547
БК6	92,34	91,93	0,4560	2,184	4,805	0,4545
БК8	97,54	97,13	0,4533	2,055	4,546	0,4520
ТК14	98,22	97,74	0,4550	2,023	4,461	0,4535
ТК16	94,58	94,01	0,4562	2,106	4,633	0,4546
КФ3	78,22	77,84	0,4593	2,599	5,674	0,4581
КФ8	80,16	79,73	0,4591	2,533	5,538	0,4574
БФ12	64,08	63,57	0,4559	3,159	6,816	0,4635
БФ24	60,59	60,15	0,4674	3,341	7,191	0,4646
ЛФ5	65,53	65,04	0,4641	3,113	6,739	0,4619
Ф1	60,08	59,51	0,4663	3,382	7,292	0,4638
ТФ1	56,32	55,85	0,4683	3,588	7,709	0,4654
ТФ5	48,88	48,30	0,4717	4,004	8,558	0,4679
ОФ1	79,69	79,22	0,4579	2,542	5,572	0,4562
ОФ3	71,58	71,10	0,4591	2,798	6,123	0,4570
ОФ4	72,29	71,71	0,4597	2,74	6,0	0,4567
ОФ5	69,91	69,44	0,4607	2,834	6,185	0,4582
CaF ₂	137,47	137,08	0,4576	1,468	3,213	0,4569

Примечание: $\sigma = (N_D - 1)/(N_F - N_C)$; $\varepsilon_e F = (N_e - N_F)/(N_C - N_F)$.

где

$$T_{1eF} = (N_{1e}^3 - N_{1F}^3)/(N_{1C}^3 - N_{1F}^3); \quad T_{2eF} = (N_{2C}^3 - N_{2F}^3)/(N_{2C}^3 - N_{2F}^3).$$

Значения T_{eF} также даны в таблице; очевидно, что для исправления сферохроматической аберрации для трех цветов можно использовать, например, стекла К15, КФ3, КФ8 в сочетании с флуоритом (CaF₂) и особыми флинтами (ОФ).

Пр и м е р. Рассмотрим систему из положительной концентричной линзы (рис. 1) из стекла КФ8 и мениска (стекло ОФ4). Из таблицы видно, что условие (8) удовлетворяется; находим также, что

$$(N_{1e}^3 - N_{1F}^3)/(N_{2e}^3 - N_{2F}^3) \approx 0,923 \approx (\rho_1^3 - \rho_3^3)/(\rho_1^3 - \rho_2^3). \quad (9)$$

Так как линзы склеены, то $\rho_2 = \rho_3$. Исправим также сферическую аберрацию при относительном отверстии $A = 1:3$ и фокусном расстоянии $f' = 88$ мм. Из (1) имеем:

$$\eta = \arcsin \frac{H_1}{n_1 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{r_1} + \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_2} - \arcsin \frac{H_1}{n_1 r_2} + \arcsin \frac{H_1}{r_3} - \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_3} + \arcsin \frac{H_1}{f'}. \quad (10)$$

Условие масштаба

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{P_1} = \left(1 - \frac{1}{n_1}\right) \rho_1 + \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2}\right) \rho_2 + \left(\frac{1}{n_2} - 1\right) \rho_3 = \frac{1}{88 \text{ мм}}. \quad (11)$$

Заметим, что в (10) и (11) используются показатели преломления для лучей e . Поскольку система имеет три поверхности (линзы склеены), то

(9) можно переписать в виде

$$(\rho_3^3 - \rho_2^3)/(\rho_1^3 - \rho_2^3) \approx 0,923.$$

На практике это условие достаточно выполнить весьма грубо, например для упрощения вычислений прием

$$(\rho_3^3 - \rho_2^3)/(\rho_1^3 - \rho_2^3) \approx 0,9. \quad (12)$$

Полагая $H_1 = -20$ мм, решаем систему трех уравнений — (10) — (12); получим (размеры в мм):

$$r_1 = 49,1509 \quad d_1 = 69,697 \text{ (КФ8)}$$

$$r_2 = -20,546 \quad d_2 = 39,695 \text{ (ОФ4)}$$

$$r_3 = -60,241$$

$$f' = 88 \quad A = 1:3$$

Расчет хода лучей показывает, что кривые (рис. 2) остаточной сферической aberrации η практически совпадают, что указывает на хорошее исправление сферохроматизма (сферохроматическая aberrация в системе не превышает $2''$). Для сравнения укажем, что система аналогичного вида, но имеющая стекла К8 и ТФ1 [4, стр. 218] имеет на порядок большую сферохроматическую aberrацию.

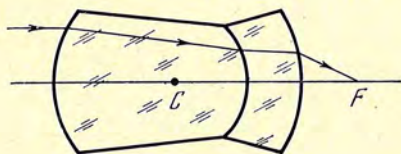


Рис. 1. Концентрическая система из двух линз

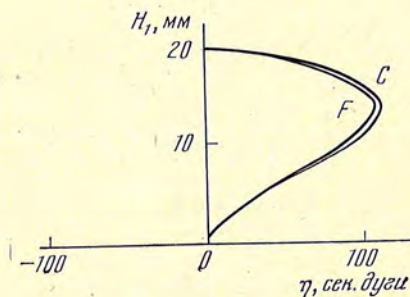


Рис. 2. Сферическая aberrация концентрической системы для лучей разного цвета

Полученная система может использоваться в качестве камеры спектрографа; хроматизм положения системы не исправлен. Заметим, что можно также использовать концентрические воздушные мениски с целью исправления сферохроматической aberrации в произвольной системе, например в тонком двухлинзовом объективе — апохромате. Исследование показывает, что одно из решений с исправленной комой и небольшой остаточной сферической aberrацией может содержать воздушную концентрическую прослойку, отделяющую первую (положительную) линзу двухлинзового объектива от второй (отрицательной); входной зрачок совмещен с объективом. При этом кривизны поверхностей концентрической прослойки значительно превосходят кривизны наружных поверхностей объектива, а потому можно пренебречь сферохроматической aberrацией, вносимой наружными поверхностями объектива (это подтверждается и численными исследованиями). Поэтому, исправив сферохроматическую aberrацию концентрической прослойки и подбирая оптические силы линз так, чтобы исправить и хроматическую aberrацию положения системы, можно получить объектив, весьма совершенно исправленный на осевые хроматические aberrации; для исправления комы можно использовать обычный прием изгибания линз объектива (но без изменения их оптических сил, и отношение радиусов концентрической прослойки должно сохраняться

постоянным). Небольшую остаточную сферическую aberrацию объектива можно исправить ретушью одной из его поверхностей, полученный объектив будет иметь весьма совершенное исправление aberrаций для небольшого поля зрения и может использоваться как коллиматор спектрографа и в других приборах.

Условие исправления сферохроматической aberrации для λ_1 и λ_2 концентрической воздушной прослойки, разделяющей среды с показателями преломления n_1 и n_2 , в первом приближении имеет вид (предполагается, что толщина прослойки мала):

$$\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^3 - 1 \approx \left[\left(\frac{n_1}{n_2}\right)_{\lambda_1}^3 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)_{\lambda_2}^3\right] \frac{1}{(n_1)_{\lambda_2}^3 - (n_1)_{\lambda_1}^3}. \quad (13)$$

Таким образом, исправление сферохроматической aberrации концентрической прослойки не зависит от абсолютных величин радиусов прослойки, а зависит только от их отношения. Запишем выражение (13) для другой пары длин волн — λ_1 и λ_3 ; получим

$$\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^3 - 1 \cong \left[\left(\frac{n_1}{n_2}\right)_{\lambda_1}^3 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)_{\lambda_3}^3\right] \frac{1}{(n_1)_{\lambda_3}^3 - (n_1)_{\lambda_1}^3}. \quad (14)$$

Приравнявая (13) к (14), находим необходимое условие для выбора стекол, при которых возможно исправление сферохроматической aberrации для трех лучей — λ_1 , λ_2 , λ_3 :

$$\frac{(n_1/n_2)_{\lambda_1}^3 - (n_1/n_2)_{\lambda_2}^3}{(n_1/n_2)_{\lambda_1}^3 - (n_1/n_2)_{\lambda_3}^3} = \frac{(n_1)_{\lambda_1}^3 - (n_1)_{\lambda_2}^3}{(n_1)_{\lambda_1}^3 - (n_1)_{\lambda_3}^3}. \quad (15)$$

Введем обозначения:

$$\frac{(n_1/n_2)_{\lambda_1}^3 - (n_1/n_2)_{\lambda_2}^3}{(n_1/n_2)_{\lambda_1}^3 - (n_1/n_2)_{\lambda_3}^3} = A; \quad \frac{(n_1)_{\lambda_1}^3 - (n_1)_{\lambda_2}^3}{(n_1)_{\lambda_1}^3 - (n_1)_{\lambda_3}^3} = B.$$

Выбрав для первой положительной линзы объектива стекло ОК706, а для отрицательной — стекла СТК12, СТК9, СТК3, КФ6 (относительные частные дисперсии этих пар стекол для лучей F , D , C практически совпадают при большой разности чисел Аббе), находим, полагая $\lambda_1 = 4861 \text{ Å}$; $\lambda_2 = 5893 \text{ Å}$; $\lambda_3 = 6563 \text{ Å}$:

1) стекла ОК706 и СТК12:

$$(r_2/r_1)^3 = 1,1343; A = 3,349; B = 3,391;$$

2) стекла ОК706 и СТК9:

$$(r_2/r_1)^3 = 1,1664; A = 3,399; B = 3,391;$$

3) стекла ОК706 и СТК3:

$$(r_2/r_1)^3 = 1,1178; A = 3,3763; B = 3,391;$$

4) пара стекол ОК706 и КФ6:

$$(r_2/r_1)^3 = 1,0875; A = 3,39056; B = 3,391.$$

Видно, что наилучший результат дает последняя пара стекол (величины A и B практически совпадают); на втором месте — пара ОК706 и СТК9. Расчеты двухлинзовых объективов показали, что действительно апохромат из стекол ОК706 и КФ6 имеет наилучшее исправление сферохроматической aberrации для лучей F , D , C ; несколько худший результат дает пара ОК706 и СТК9 и значительно худший — пара ОК706 и СТК12. Заметим, что в двухлинзовом объективе целесообразно несколько изменить параметры концентрической прослойки, чтобы компенсировать

сферохроматическую абберрацию, вносимую наружными поверхностями. Дополнительная возможность воздействия на сферохроматическую абберрацию появляется, если несколько отступить от условия концентричности. Исправление сферической абберрации в двухлинзовом объективе может быть осуществлено введением асферической поверхности, либо применением ахроматического мениска Максутава, исправляющего сферическую абберрацию системы, но практически не меняющего исправления хроматических абберраций на оси.

Подобные объективы могут быть использованы как коллиматоры спектрографов, объективы телескопов и в других приборах.

Автор благодарен В. И. Пронику за полезное обсуждение и ряд ценных замечаний.

Апрель 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Нефедов. Оптико-мех. пром-сть (Л., ГОИ), 1972, № 1, 28.
2. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969.
3. Г. Попов. Концентрические системы. М., «Наука», 1969.
4. В. Чуриловский. Теория хроматизма и абберраций 3-го порядка. Л., «Машиностроение», 1968.

Усиление магнитных полей, радиояркости в миллиметровом диапазоне волн и H_{α} -активность в полярных областях Солнца. Бабин А. Н., Гопасюк С. И., Ефанов В. А., Котов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 3.

В августе — октябре 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были проведены параллельные наблюдения в полярных областях Солнца: продольных магнитных полей, радиоизлучения на волнах 8 и 13,5 мм и хромосферы в лучах линии H_{α} . Измерения магнитных полей выполнены в линии λ 5250 Å Fe I на магнитографе модернизированного башенного солнечного телескопа, наблюдения радиоизлучения — на 22-метровом радиотелескопе и в линии H_{α} — на коронографе с интерференционно-поляризационным фильтром.

Обнаружено, что в полярных областях, особенно северной, в течение периода наблюдений имело место: 1) повышенное значение напряженности магнитного поля, достигавшее в некоторых элементах около сотни гаусс, 2) увеличение радиояркости, превышавшее уровень излучения невозмущенного Солнца в среднем на 2000° К на волне 13,5 мм и на 1500° К — на волне 8 мм и 3) повышение активности в виде вспышки и выбросов.

Илл. 6, библи. 15 назв.

УДК 523.746

Изменение физических условий во флоккулах с их развитием. Барановский Э. А., Степанян Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 14.

Получены спектры большого количества (~ 300) узлов флоккулов, находящихся на разных стадиях развития. Построены контуры H -линии Ca II и найдено отношение центральных остаточных интенсивностей линий H Ca II и H_{α} . Эти отношения и контуры H сравнены с соответствующими расчетными величинами для большого числа моделей (ход плотности и температуры с глубиной). Для вычисления контуров решались совместно уравнения переноса и стационарности для некогерентного рассеяния. В результате сравнения выбрана последовательность моделей, соответствующая флоккулам возрастающей яркости.

Определение физических параметров на основе этих моделей и наблюдений флоккулов позволило сделать следующие выводы. Флоккул — это уплотненный слой на высоте образования H_{α} (1700 км). Для отдельных узлов плотности находятся в пределах $10,7 \leq \lg n_H \leq 12,6$. В этой области флоккул горячее окружающей хромосферы на величину до 2000° . В нижележащих слоях увеличена температура, но плотность не повышена по сравнению с невозмущенной хромосферой.

Чем ярче флоккул, тем он плотнее и горячее и тем глубже прогрета атмосфера под ним. Развивающиеся флоккулы горячее старых флоккулов в области H_{α} и фотосфере при тех же яркостях в H_{α} (следовательно, при тех же плотностях на уровне H_{α}). Среди старых флоккулов 75% узлов показывают сближение слоев на уровнях H_{α} и H_{α} , среди развивающихся — только 50%.

Изучены вращающиеся флоккулы. Их размеры 10 000—30 000 км. Они горячее и простираются на меньшую глубину, чем обычные флоккулы того же размера.

Табл. 2, илл. 16, библи. 25 назв.

УДК 523.75

Дальнейшее развитие модели хромосферы и переходного слоя. Дубов Э. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 27.

Изучается соотношение между фибриллами и супергранулами и вероятный профиль линии H_{α} для фибрилл и фибрилл. Показано, что переходный слой от хромосферы к короне является толстым и над границами, и над серединами супергранул.

Предлагается примерная схема уточненной (по сравнению с моделью, предложенной автором ранее) модели хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне. Газовое давление в переходном слое меньше, чем в короне. Благодаря увеличению толщины переходной зоны в новой модели, в противоположность предыдущей, излучение в линиях далекого ультрафиолета больше над границами, чем над серединой супергранул.

Табл. 3, илл. 8, библи. 21 назв.

УДК 523.72 + 523.75

Свечение линии H Ca II, наблюдаемое в спектре Солнца как звезды. Щербакова З. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 37.

По эшелонным спектрограммам Солнца как звезды, полученным на Малом башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории, проводилось сопоставление величины эмиссии в линии H Ca II с суммарным потоком в линии K Ca от флоккулов ΣM_f (M_f — произведение площади флоккула на его интенсивность), радиоизлучением F на волне 10,7 см, относительным числом пятен R_z и величиной общего магнитного поля Солнца как звезды H . Оказалось, что эквивалентные ширины ΔW эмиссии в линии H находятся в тесной связи с величинами ΣM_f , $F_{10,7}$ и R_z . Коэффициенты корреляции соответственно: $0,89 \pm 0,04$; $0,74 \pm 0,08$; $0,77 \pm 0,07$. Корреляция между эмиссией в H и величиной общего магнитного поля Солнца как звезды является слабой и ненадежной.

Илл. 4, библи. 4 назв.

УДК 523.75

О характере асимметрии эмиссионных линий в некоторых лимбовых вспышках. Коваль А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 42.

Проведено детальное исследование асимметрии эмиссии в линии H_{α} на разных этапах развития в двух лимбовых вспышках. Картина асимметрии в них следующая: в самый начальный период эмиссия вспышки в линии H_{α} симметрична, но сдвинута в целом в красную сторону. Затем наблюдается синяя асимметрия. Красная асимметрия наблюдалась на более поздней стадии развития вспышки. Во второй вспышке, первые спектрограммы которой по-

лучены вблизи максимума, отмечена только красная асимметрия. В обеих вспышках наблюдалось разделение эмиссии синего и красного крыльев перпендикулярно направлению дисперсии на стадии угасания вспышки.

В рассматриваемых вспышках асимметрия вызвана наложением более слабой протяженной односторонней эмиссии на эмиссию вспышки.

Илл. 6, библ. 11 назв.

УДК 523.75

Высокоширотные вспышки на Солнце и возможная их связь с протонными вспышками. Шапошникова Е. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 49.

Изучение высокоширотных вспышек, наблюдавшихся в период МГТ, приводит к предположению о том, что возможной причиной возникновения таких вспышек является действие ударной волны, возникающей при возгорании протонных вспышек в зоне активности.

Табл. 1, библ. 6 назв.

УДК 523.74

О связи движений с агнитными полями в активных областях. Иргашев Дж. И. Изв. Крымской астрофиз. obs. 1976, 55, 51.

На основе наблюдений, выполненных в линии λ 5250 Fe I на магнитографе БСТ, получено:

В активных областях имеются углы преимущественной ориентации «градиентов» лучевых скоростей (в картинной плоскости) относительно «градиентов» продольного магнитного поля. Это свидетельствует об определенной организации движений вещества магнитными полями активных областей.

Максимальные лучевые скорости в холмах с движениями газа, направленными к наблюдателю и от наблюдателя, в основном лежат вне максимальных напряженностей в холмах продольного магнитного поля и совпадают в среднем с нулевой линией продольного магнитного поля. Эти особенности характерны для активных областей, наблюдаемых как вблизи центрального меридиана, так и у края солнечного диска. Наблюдательные факты, по-видимому, указывают на то, что структурные особенности (холмы, нулевые линии) поля скоростей активной области в основном определяются движениями магнитного поля вместе с веществом.

Илл. 6, библ. 22 назв.

УДК 523.74

Магнитные поля и собственные движения солнечных пятен. И. Калман Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 60.

На основании ежедневных карт продольной и поперечной составляющих магнитного поля, полученных в Крымской астрофизической обсерватории, и серии снимков Солнца, сделанных в Гелиофизической обсерватории в Дебрецене (Венгрия), было проведено сравнение движения ядер и волокон полутени со структурой поперечного магнитного поля в группе солнечных пятен с 7 по 14. VI 1969 г. Найдено, что пятна двигались как вдоль, так и поперек направления поперечного магнитного поля. В процессе движения пятен происходили изменения в структуре $H_{\perp}$, в большинстве случаев соответствовавшие переориентации силовых линий вдоль траектории за движущимся пятном. Однако в некоторых случаях за движущимся пятном структура поперечного поля становилась близкой к перпендикулярной к траектории прошедшего пятна, хотя перед пятном она могла быть почти параллельной траектории. Наилучшее совпадение ориентаций траекторий пятен со структурой $H_{\perp}$ получилось около нулевой линии продольного поля, т. е. в тех местах, где магнитное поле близко к чисто поперечному.

Наблюдалось хорошее соответствие ориентации волокон полутени вдоль $H_{\perp}$, когда группа была около центрального меридиана. Соответствие ухудшалось по мере удаления группы от центрального меридиана.

Илл. 4, библ. 19 назв.

УДК 523.76/77

О спектральном индексе двух локальных радиоисточников на Солнце в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 70.

Рассмотрены спектральные индексы для двух локальных источников на Солнце в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см. Значения спектральных индексов для локального источника, связанного с малоактивной группой пятен, заметно выше соответствующих значений для более активной группы. По мере роста всплесчной активности последней группы и возникновения в ней мощных радиовсплесков значения спектральных индексов в указанных интервалах длин волн существенно уменьшаются, причем спектральный индекс в диапазоне 3,5—2,5 см может принимать отрицательные значения. Это означает, что максимум спектра локального источника с повышением активности группы смещался в сторону коротких волн.

Табл. 2, илл. 2, библ. 7 назв.

УДК 523.76/77

Некоторые особенности флуктуаций интенсивности во всплесках радиоизлучения Солнца метрового диапазона. Юровский Ю. Ф., Николаев Н. Я. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 74.

На основе изучения записей радиоизлучения Солнца, полученных на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с высокой чувствительностью и малой постоянной времени, показано, что в течение повышенной активности Солнца фон шумовой бури может испытывать периодические флуктуации с периодом 0,05—0,15 сек и амплитудой порядка 1—2% полного потока. Морфологической особенностью некоторых всплесков шумовой бури являются колебания плотности потока с переменной длительно-

стью, плавно меняющейся в течение события в пределах от 0,1 до 1,0 сек. Наличие таких колебаний прослеживается и в достаточно развитой шумовой буре. В вычисленном нами распределении частоты появления всплесков шумовой бури имеются максимумы, соответствующие колебаниям с периодом от 1,7 до 40 сек. Это свидетельствует о том, что возникновение всплесков во время шумовой бури связано с волновыми процессами в атмосфере Солнца. Илл. 6, библи. 6 назв.

УДК 523.165

Солнечная активность и декаметровое радиоизлучение Юпитера. В л а д и м и р с к и й Б. М., Л е в и ц к и й Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 81.

Из анализа временных вариаций индексов декаметрового радиоизлучения Юпитера, построенных на основе данных наблюдений в Боулдере (1960—1971 гг.), следует, что вероятность появления радиоизлучения зависит от склонения Земли в системе координат Юпитера. Поскольку излучение наблюдается только от областей северного полушария планеты, наличие этой зависимости приводит к кажущейся антикорреляции вероятности регистрации радиоизлучения и солнечной активности. Интенсивность радиоизлучения обнаруживает положительную корреляцию с солнечной активностью.

Илл. 2, библи. 18 назв.

УДК 523.84

Наблюдательные свидетельства молодого возраста трех звезд типа BY Dra. Ч у г а й н о в П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 85.

Звезды BD +30°448, FK Com и BD +27°4642 спектральных типов G8 — K2 следует считать переменными типа BY Dra, поскольку они показывают периодические изменения блеска и вспышечную активность (как было найдено ранее). Сравнены спектральные свойства этих трех звезд и других звезд таких же спектральных типов, которые входят в различные звездные группировки. Спектры BD +30°448, FK Com и BD +27°4642 были изучены в участках 3800—4900 и 5700—6800 Å с обратными дисперсиями 37 и 12 Å/мм соответственно. По спектрам определены интенсивности эмиссии Ca II, скорости вращения и содержание лития. Как известно, эти характеристики зависят от возраста звезд. Получены следующие результаты: 1) эквивалентные ширины эмиссионной линии K Ca II в спектрах всех трех звезд равны 1—2 Å; 2) скорости вращения $v \sin i$ равны 70 км/сек для FK Com, 30 км/сек для BD +27°4642 и ≤ 10 км/сек для BD +30°448; 3) содержание лития $\lg N$ (Li) равно +1,5 для BD +27°4642, +1,6 для BD +30°448 и $\leq 1,7$ для FK Com (для водорода $\lg N$ (H) = 12). По этим данным можно заключить, что возраст рассматриваемых звезд молодой или промежуточный между возрастом самых молодых (T Tau) и старых звезд (Солнце).

Табл. 2, илл. 3, библи. 26 назв.

УДК 523.84

Оценки площади и температуры пятен на BY Dra. Ч у г а й н о в П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 94.

Рассмотрены два возможных объяснения периодических изменений блеска BY Dra. Первое объяснение состоит в том, что в какой-то полусфере вращающейся звезды в течение длительного времени присутствует темное пятно. Согласно второму объяснению обе полусферы звезды более или менее равномерно покрыты многочисленными пятнами, но суммарная площадь пятен в одной полусфере больше, чем в другой. Показано, что выбор между этими двумя объяснениями может быть сделан с помощью наблюдаемого отношения $\Delta(B - V)/\Delta V$, где $\Delta(B - V)$ и ΔV — изменения показателя цвета и блеска звезды. Наши наблюдения BY Dra 1965—1970 и 1974 гг. указывают на то, что второе из рассматриваемых объяснений предпочтительнее. Таким образом найдено, что относительные площади пятен могут достигать 60% площади диска звезды, а температуры пятен приблизительно на 400° ниже температуры звезды. Сделано заключение, что фотометрический эффект на BY Dra вызван в основном полутнями пятен.

Табл. 3, илл. 3, библи. 11 назв.

УДК 523.841.374.4

Кривая блеска и спектр ЕМ Сер. Р а ч к о в с к а я Т. М. И² в. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 100.

Илагаются результаты фотоэлектрических и спектральных наблюдений ЕМ Сер. Фотоэлектрические наблюдения выполнены в 1974 г. в фильтрах U, B, V на 640-мм телескопе. Спектрофотометрические наблюдения выполнены в 1971 и 1974 г. на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией 37 Å/мм в спектральном диапазоне λ 3600— λ 4900 Å.

Наблюдения показали:

1. Существует изменение периода со временем. В интервале между 1968 и 1974 г. период был равен $P = 0^d, 806\,179$.

2. Сравнение средних кривых за разные годы показало, что ЕМ Сер в 1974 г. уменьшила свой блеск как в максимуме, так и в минимуме на 0,05 звездной величины в фильтре B.

3. По физическим параметрам атмосферы ЕМ Сер является нормальной звездой B0,8 IV—V.

4. В атмосфере ЕМ Сер существует избыток гелия

$\lg(N(\text{He})/N(\text{H})) = -0,81$.

Табл. 6, илл. 3, библи. 6 назв.

УДК 523.851

Содержание гелия в атмосферах звезд, входящих в О-ассоциацию и молодые скопления. Л ю б и м к о в Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 112.

С помощью предложенного недавно автором метода, уточненного в случае ранних В-звезд, найдено содержание гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах 80 звезд классов O6,5—B2, принадлежащих О-ассоциациям и молодым скоплениям. Показано, что среднее значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ растет с увеличением возраста и размеров соответствующих скоплений

и ассоциаций. Возрасту t порядка нескольких миллионов лет соответствует величина $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,09 \div 0,10$, в то время как при $t > 10$ млн. лет $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. Последнее значение характерно также для горячих звезд поля.

Табл. 5, илл. 4, библи. 49 назв.

УДК 523.877

Содержание лития в звездных атмосферах. Б о я р ч у к М. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 127.

Данные о содержании лития в атмосферах 491 звезды различных спектральных классов и различных светимостей собраны и приведены в одну систему. Использовался материал, опубликованный до 1 января 1975 г. Показано, что содержание лития для звезд различается более чем в 10^6 раз. Представлены зависимости содержания лития от спектрального класса для различных групп звезд, которые показывают, что более холодные звезды имеют меньшее содержание лития. Показано также, что молодые звезды имеют большее содержание лития, чем старые. Приведены данные об отношении изотопов лития в атмосферах 30 звезд. В большинстве случаев ^6Li не обнаружен. Исключение составляют магнитно-переменные звезды, для которых отношения изотопов $^6\text{Li}/^7\text{Li}$ определены в пределах от 0,10 до 2,00. Отмечено, что почти все переменные звезды имеют повышенное содержание лития. Звезды S и C имеют содержание лития значительно больше межзвездного. Гипотеза о том, что при возникновении все звезды имели одинаково высокое содержание лития и затем оно уменьшалось в ходе эволюции вследствие перемешивания вещества, в целом удовлетворительно объясняет результаты наблюдений.

Табл. 4, илл. 19, библи. 83 назв.

УДК 523.165

Источник гамма-излучения сверхвысокой энергии Суг X-3 по наблюдениям 1974 г. С т е п а н я н А. А., В л а д и м и р с к и й Б. М., Н е ш п о р Ю. И., Ф о м и н В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 157.

Наблюдения источника гамма-квантов с энергией $> 2 \cdot 10^{12}$ эв Суг X-3 на регистраторе черенковских вспышек КАО АН СССР были продолжены в 1974 г. Методика измерений была изменена таким образом, что источник находился в поле зрения детекторов все время наблюдений в течение ночи. Средняя амплитуда эффекта в направлении на источник в 1974 г. составляет $0,72 \pm 0,27\%$ ($2,7 \sigma$), однако для августа амплитуда достигает $2,12 \pm 0,48\%$ ($4,4 \sigma$). Подтверждается присутствие периодической компоненты потока гамма-излучения. Из рассмотрения всех данных наблюдений 1972—1974 гг. следует, что величина потока изменяется от месяца к месяцу. Значения фаз, при которых наблюдается повышенная интенсивность, удается согласовать для всех трех лет наблюдений, если принять для периода величину $T = 0^d,199682$.

Табл. 2, илл. 4, библи. 8 назв.

УДК 523.035

Глубина образования линий поглощения в звездных атмосферах. Л ю б и м к о в Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 164.

Найдены нижние и верхние пределы для глубины образования интенсивности $\tau_{\nu}(\mu)$ и глубины образования потока τ_{ν} при различных значениях отношения коэффициентов поглощения в линии и в непрерывном спектре. От указанного отношения заметно зависит ширина интервала оптических глубин, в который могут попадать значения $\tau_{\nu}(\mu)$ и τ_{ν} для конкретных линий. Полученные данные хорошо согласуются с результатами точных расчетов, выполненных для ряда линий солнечного спектра.

Табл. 3, библи. 12 назв.

УДК 523.841.33

О возможном механизме отрицательных всплесков излучения вспыхивающих звезд. Г р и н и н В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 179.

В условиях атмосферы холодных карликов повышение температуры сопровождается резким увеличением концентрации отрицательных ионов водорода, являющегося одним из основных источников непрозрачности при низких температурах. В результате при слабом нагреве поверхностных слоев атмосферы ($\delta T < T_{\text{эф}} - T(0)$) может произойти временное «запирание» идущего снизу потока излучения, приводящее к уменьшению светимости звезды. Этот механизм привлекается для объяснения отрицательных всплесков излучения, регистрируемых при фотоэлектрических наблюдениях вспыхивающих звезд.

В предположении, что $\Theta(\tau) = \delta T/T \ll 1$, исследована реакция атмосферы на тепловое возмущение. Показано, что отрицательные всплески возникают в участках спектра с преобладающим вкладом H^- с максимумом в области $1 \mu\text{м}$ и отсутствуют в участках спектра с преобладающим вкладом молекулярных полос. Их амплитуда максимальна, если возмущенная область находится в центре диска звезды и ее толщина порядка высоты однородной атмосферы.

Длительность всплесков по порядку величины равна времени тепловой релаксации поверхностных слоев атмосферы и может составлять от нескольких десятков секунд до нескольких минут. Энергия возмущения, необходимая для получения заметной ($\Delta m_{\nu} \sim 0^m,1$) амплитуды всплесков, порядка 10^{33} эрг.

Кратко обсуждаются возможные источники импульсного нагрева атмосферы. Илл. 3, библи. 22 назв.

УДК 523.855

Многоцветная фотометрия и морфология сейфертовских галактик Маркарян 290 и NGC 1275. Метик Л. П., Проник И. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 188.

Приведены результаты исследования структуры галактик Маркарян 290 и NGC 1275 в узких фильтрах ($\lambda_{эф}$ 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å). Обе галактики по структуре напоминают Е-галактики, но спектральный состав их излучения близок к спектрам звезд ранних типов. Обе галактики вблизи ядер содержат голубые конденсации. В балджах (bulges) этих галактик возможно существование сверхассоциаций или спутников, состоящих из очень поздних звезд.

Табл. 2, илл. 11, библи. 17 назв.

УДК 522.617.3

Аппаратура для ультрафиолетовой фотометрии звезд на ИСЗ «Космос-215». Димов Н. А., Терез Э. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 196.

Для целей ультрафиолетовой фотометрии звезд разработан прибор ИКА-65, представляющий собой ряд параллельно направленных телескопов с узкополосными фотометрами, работающими в разных областях спектра. Описана конструкция и проведено исследование характеристик фотометров УФ-1 ($\lambda_{max} = 2740 \text{ Å}$, $\Delta\lambda \approx 120 \text{ Å}$) и УФ-2 ($\lambda_{max} = 2275 \text{ Å}$, $\Delta\lambda \approx 110 \text{ Å}$), а также двух вспомогательных фотометров, имеющих кривые реакции, близкие к полосам В и V международной фотометрической системы U, B, V.

Прибор ИКА-65 успешно работал на ИСЗ «Космос-215» в 1968 г.

Илл. 3, библи. 3 назв.

УДК 629.78 : 523.7/8

Результаты ультрафиолетовой фотометрии звезд на ИСЗ «Космос-215». Зверева А. М., Эрме К. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 200.

На борту неориентированного ИСЗ «Космос-215» были установлены параллельно направленные телескопы с фотометрами, регистрирующими яркость звезд в ультрафиолетовой области спектра $\lambda 2740 \text{ Å}$ ($\Delta\lambda = 120 \text{ Å}$) и $\lambda 2275 \text{ Å}$ ($\Delta\lambda = 110 \text{ Å}$). Отождествление звезд производилось с помощью магнитометра и двух фотометров, регистрирующих потоки излучения от звезд в В- и V-полосах системы UVV. Для 36 звезд определены монохроматические потоки излучения; для 15 из них проведено сравнение с другими измерениями.

Табл. 4, илл. 5, библи. 32 назв.

УДК 522.22/29

2,6-метровый зеркальный телескоп им. акад. Г. А. Шайна. Иоаннисиани Б. К., Тамбовский Г. А., Коншин В. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 208.

Описана конструкция 2,6-м зеркального телескопа им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ).

Табл. 1, илл. 9, библи. 9 назв.

УДК 522.612

Спектрограф для неподвижного фокуса телескопа им. акад. Г. А. Шайна. Васильев А. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 224.

Приведено описание спектрографа для неподвижного фокуса телескопа им. акад. Шайна. В спектрографе установлена дифракционная решетка размером $28 \times 29 \text{ см}$. Имеются три смежные камеры, дающие средние линейные дисперсии от 1,6 до 12 Å/мм в интервале длин волн 3300—7500 Å. В спектрографе применено фотоэлектрическое гидрирование.

Табл. 2, илл. 8, библи. 5 назв.

УДК 535.317.63

Система из двух зеркал, удовлетворяющая условию Д. Гершеля и строго исправленная на сферическую абберацию. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 236.

Получены точные выражения для поверхностей системы из двух зеркал с исправленной сферической абберацией и удовлетворяющей условию Д. Гершеля для бесконечно удаленного предмета. Приведены формулы для вычисления радиусов кривизны зеркал при вершинах и выражения для эксцентриситетов (в первом приближении зеркала зачастую могут быть аппроксимированы коническими сечениями). Проведено численное исследование решения и наиболее характерные системы представлены на рисунках. Даны также примеры расчетов нескольких систем, включая системы с большими углами падения лучей на зеркала, предназначенные для работы в рентгеновском диапазоне.

Табл. 1, илл. 4, библи. 1 назв.

УДК 535.316.5

Концентрические системы с исправленной сферохроматической абберацией для светосильных спектрографов. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 242.

Выведены выражения для сферохроматической абберации концентрической системы. Показано, что исправление сферохроматической абберации для трех цветных лучей может быть достигнуто при соответствующем выборе пар стекол.

Рассмотрена также концентричная воздушная прослойка и найдено, что она может успешно использоваться для исправления сферохроматической абберации в двухлинзовом тонком объективе.

Табл. 1, илл. 2, библи. 4 назв.

**Известия
Крымской астрофизической
обсерватории**

Том LV

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор Ю. И. Ефремов
Редактор издательства В. П. Сироткина
Художественный редактор Н. Н. Власик
Технический редактор Ю. В. Рылина

Сдано в набор 11/III 1976 г. Подпис. к печ. 13/VIII 1976 г.

Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1

Усл. печ. л. 22,4. Уч.-изд. л. 22,1 Тираж 1300

T-12087 Тип. зак. 518

Цена 1 р. 55 коп.

Издательство «Наука»
103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука»
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

Исправления и опечатки
к Известиям Крымской астрофизической обсерватории, т. 54

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
28	22 св.	$\frac{\Delta C_0^{(5)}}{\Delta C} \gamma_c$	$\frac{\Delta C_0^{(5)}}{\Delta C} X \gamma_c$
29	15 св.	B_m	B
Вклейка к стр. 40, табл. 4	№ 1, 25 колон.	4,0	0,4
	№ 19, 5 колон.	(AOIV)	AOIII(V)
	№ 24, 11 колон.	+0,060	-0,060
	№ 103, 7 колон.	=0,296	-0,296
	№ 103, 10 колон.	+0,289	-0,289
	№ 137, 12 колон.	-0,286(5)	+0,286(5)
	№ 137, 20 колон.	+0,044(0)	-0,044(0)
	№ 159, 6 колон.	2,31	2,37
	№ 224, 12 колон.	+0,079	-0,079
	№ 225, 14 колон.	+0,203	+0,202
	№ 315, 5 колон.	AOV(Gr)	AOV(Cr)
171	3 св., 15 св., 12 св.	3680, ..., 6100	3600, ..., 6090
174	4 св.	6100	6090

Изв. Крымской обсерватории, т. 55