

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ L



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1974

Редакционная коллегия:

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

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВЕЗД

А. Б. Северный, В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин

Фотоэлектрический метод регистрации звездных продольных магнитных полей (предварительное сообщение см. в [3]) развит на основе сканирующего спектрофотометра прямого куде 2,6-м рефлектора и модулятора круговой поляризации (кристалл ADP плюс полярионд), работающего в электронной схеме синхронно-фазового детектора (п. 1—3). Использовались линии $\lambda 4254,35$ Cr I и $\lambda 4233,17$ Fe II, удовлетворяющие большинству необходимых требований и покрывающие широкий интервал звездных спектральных классов (п. 4). Особое внимание было уделено калибровке измерений. Она делалась с помощью записей знака и амплитуды V-параметра Стокса для солнечного пятна с использованием звездного модулятора на магнитографе Башенного солнечного телескопа, работающего в режиме сканирования с одной щелью (п. 5). Большое внимание также уделено инструментальным проблемам, возникающим в основном из-за отражения пучка от плоского диагонального зеркала прямого куде. Было показано, что влияние преобразования линейной поляризации в круговую при отражении может исказить сигнал продольного поля не более чем на 30% для напряженностей магнитного поля, не превышающих 200—300 гс (п. 6, 7). Метод был проверен по магнитно-переменной звезде β Cr B. Найдено удовлетворительное согласие между нашими фотоэлектрическими и спектроскопическими измерениями Престона (см. рис. 17), хотя у этой звезды некоторое влияние возможного поперечного поля и эффект насыщения могут привести к систематической разнице между обоими методами. Были обнаружены слабые продольные поля ($H_{||}$), не превосходящие, как правило, 200 гс для сверхгиганта γ Cyg, а также спорадическое появление слабых полей порядка 50—150 гс и меньше для α CMa, α Lyr, β Gem, α CMi, β Ori, α Tau и для некоторых Aп-звезд (предельные значения $H_{||}$ даны в табл. 13 вместе со средними квадратичными ошибками измерений). Наиболее важные быстрые изменения, за несколько дней, знака и напряженности поля или характера кросс-эффекта, наблюдаемые для некоторых звезд, таких, как γ Cyg, β Ori и α CMa. Эти изменения, как показано авторами, не могут быть приписаны модели наклонного магнитного ротатора или конвекции и, вероятно, связаны с некоторыми специфическими колебаниями на поверхности звезды.

PHOTOELECTRIC INVESTIGATIONS OF WEAK STELLAR MAGNETIC FIELDS, by A. B. Severny, V. M. Kuвшinov and N. S. Nikulin.— Photoelectric method of recording of stellar longitudinal magnetic fields has been developed (preliminary communication see in [3]) on the base of direct Coude scanning spectrometer of 2.6-meter reflecting telescope and ADP-plus-polaroid modulator of circular polarization included in the electronic scheme of synchronous phase-detector (§ 1—3). The lines $\lambda 4254,35$ Cr I and $\lambda 4233,17$ Fe II were used as satisfying most of necessary requirements and covering the wide range of stellar spectral classes, (§ 4). Special attention was paid to the calibration of measurements. It is made by means of the records of the sign and amplitude of Stokes V-parameter for a sunspot with the aid of the stellar modulator at solar tower magnetograph working in a scanning one-slit mode (§ 5). Great deal of attention was also paid to instrumental problems arising from phase-retardation at one oblique reflection of direct Coude mirror. It was shown that the influence of linear to circular transform can disturb the signal of longitudinal field no more than by 30% for magnetic field strengths not exceeding 200—300 gauss (§ 6, 7). The method was checked for magnetic

variable star β CrB and showed the satisfactory agreement between our photoelectric and spectroscopic measurements by Preston (see fig. 17), although some influence of possible transverse field for this star and of the saturation effect can produce systematic difference between both methods. The weak longitudinal fields $H_{\parallel}$ not exceeding, as a rule, 200 gs were found for supergiant γ Cyg. Sporadically appearing weak fields of the order of 50 gs and less were found also for α CMa, α Lyr, β Gem, α CMi, β Ori, α Tau, and some Am-stars (the extreme values of $H_{\parallel}$ are given in table 13 together with m.p.e). The most important are the rapid changes, in a matter of few days, of field sign and strength, and (or) the character of cross-over effect, observed for several stars, such as γ Cyg, β Ori and α CMa. These variations, as shown by the authors, cannot be ascribed to oblique rotator model or to a convection, and are probably connected with some specific oscillations on the surface of the stars.

До настоящего времени магнитные поля звезд определялись спектрографическим методом, путем сравнения положения одних и тех же спектральных линий в двух спектрах с взаимно ортогональной поляризацией.

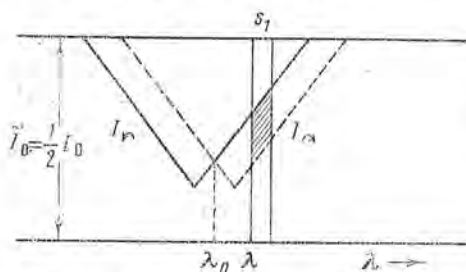


Рис. 1. Интенсивность I_0 непрерывного спектра излучения, падающего на модулятор (ADP+P), $\tilde{I}_0$ — прошедшего модулятор (λ_0 — центр несмещенной линии)

Для этого Бэбкок [1] использовал перед щелью спектрографа слюдяную пластинку $1/4 \lambda$ и плоскопараллельную пластинку шпата, дающую два луча с взаимно ортогональной поляризацией. Измерения спектров дают зависимость сдвигов линий от их магнитной чувствительности $g\lambda^2$ и величины магнитного поля H , $\Delta\lambda \sim g\lambda^2 H$, откуда находится величина некоторого «эффективного» поля — продольной компоненты поля, если считать, что оно равномерно распределено по диску звезды и не очень сильное (см. п. 8). Этот фотографический метод позволяет обнаружить только сравнительно сильные (более 100 gs) магнитные поля у звезд.

Фотоэлектрические измерения магнитных полей делались до сих пор только для Солнца. Их метод вкратце сводился к измерению колебаний интенсивности в крыльях спектральной линии при переводе анализатора круговой поляризации (пластинка $1/4 \lambda$ и поляризатор) из данного состояния во взаимно ортогональное. Бэбкок впервые предложил [2] модулировать состояние поляризации, прикладывая переменное напряжение к плоскостям двухосного кристалла (фосфата аммония, ADP), что дает попеременно сдвиг фазы $\pm \pi/2$; тогда контур спектральной линии поглощения (схематически представлен треугольником на рис. 1) будет флуктуировать между контурами, изображенными сплошной и штриховой линиями. Если за изображением линии в ее крыле стоит щель s_1 , а позади нее светоприемник с устройством, регистрирующим фототок, то оно будет записывать флуктуации интенсивности, амплитуда которых пропорциональна разности интенсивностей лево- и правополяризованных по кругу контуров σ -компонентов — заштрихованной площади на рис. 1. Эта амплитуда пропорциональна (для слабых полей) напряженности продольного поля. В случае солнечных магнитографов две одинаковые щели ставятся в крыльях линии; сигнал от правого и левого крыла электрически складывается, а линия удерживается симметрично относительно обеих щелей с помощью устройства, поддерживающего баланс световых потоков в обеих щелях. Для звезд такой двухщелевой магнитограф нельзя было реализовать, так как их света недостаточно для удержания спектральной линии симметрично на щели. Однако возникает вопрос: нельзя ли реализовать

для звезд магнитограф с одной щелью? В п. 1 и 2 мы показываем, что это возможно, во всяком случае для ярких звезд, если использовать спектрограф куде звездного 2,6-м рефлектора.

Мы предлагаем фотоэлектрический метод регистрации продольных магнитных полей звезд с магнитографом, аналогичным солнечному (п. 3), путем сканирования контура линии фотометром с одной щелью и записи при этом разности интенсивности право- и левополяризованных по кругу контуров. Очевидно, что с одной стороны от центра несмещенной линии сигнал этой разности будет одного знака, а с другой — противоположного, т. е. будет записываться характерная волна V -параметра Стокса (см. п. 6); амплитуда волны пропорциональна напряженности продольного поля (если оно невелико).

Особое внимание уделено выбору спектральных линий, удобных для измерений (п. 4), и калибровке измерений. Сделана она путем привязки измерений на звездном телескопе к измерениям на магнитографе Башенного солнечного телескопа (БСТ) КАО (п. 5). Рассмотрено влияние на фотоэлектрический сигнал магнитного поля фазовых сдвигов, возникающих при отражении от зеркал (использовалась система только прямого куде — с одним наклонным отражением, п. 7).

С помощью развитого метода впервые обнаружены слабые магнитные поля (менее 50—100 $гс$) у ряда ярких звезд и очень быстрые колебания этих полей, которые нельзя объяснить на основе модели магнитного ротатора (п. 8).

Предварительное сообщение об этой работе сделано в [3]. А. Б. Северный в основном подготовил п. 1, 2, 4, 5, 8, В. М. Кувшинов — п. 6, 7, Н. С. Никулин — п. 3.

1. Возможности измерения слабых магнитных полей звезд

Летом 1969 г. на магнитографе БСТ (см. описание в [4]) путем соответствующего ослабления потока от Солнца была сделана попытка имитировать запись продольного магнитного поля в $\lambda 5250$ от звезды с яркостью Сириуса. Свет Солнца ослаблялся с помощью набора нейтральных фильтров, пропускавших в совокупности $2,4 \cdot 10^{-5}$ падающего света в области $\lambda 5000$.

Записывался сигнал калибровки (100 % круговой поляризации), которому в $\lambda 5250$ соответствует магнитное поле 1600 $гс$. Как известно (см. [2]), этот сигнал мы получаем, если перед модулятором круговой поляризации (кристаллом ADP и поляроидом) поставить калибровочную насадку — поляроид плюс $1/4$ -волновая пластинка ($P + 1/4 \lambda$) — с осями под углом 45° к оси пропускания поляроида, что дает свет, поляризованный по кругу. Измерения показали, что эта насадка дополнительно ослабляет в 3,5 раза падающий на нее неполяризованный свет. При указанных ослаблениях сигнал калибровки, записанный на ленту потенциометра ЭПП-09, составлял 4 мм при ширине шумовой дорожки около 10 мм, т. е. был едва различим. Отношение

$$\text{сигнал/шум} = 0,4 \quad (1.1)$$

показывает, что без калибровочной насадки это отношение улучшится в $\sqrt{3,5} \approx 1,9$ раза и можно записать сигнал приблизительно такой же величины, как ширина шумовой дорожки, а при том же «допуске» (1.1) можно записать сигнал от потока света в 1,9 раза меньше, т. е. $1,25 \cdot 10^{-6}$ от неослабленного солнечного. Однако практическая возможность таких записей лимитируется тем, что шум здесь является в основном шумом темного тока.

Принимая фотографическую звездную величину Солнца $m_\odot = -26,41$, а для Сириуса $m_* = -1,43$, найдем $\Delta m = -25,0$ и отношение потоков $F_*/F_\odot \approx 10^{-10}$, где F_* и $F_\odot$ — потоки излучения от звезды и Солнца соот-

ответственно. Если теперь эти потоки падают на зеркало диаметром $d = 40$ см, то, очевидно, энергетическая освещенность от Солнца в фокальной плоскости будет $d^2 F_{\odot} / d_{\odot}^2$, где $d_{\odot}$ — диаметр изображения Солнца. В спектрограф с входной щелью с площадью s пройдет поток $sd^2 F_{\odot} / d_{\odot}^2$. В той же фокальной плоскости поток от звезды есть $F_* d^2$, и если щель пропускает все изображение звезды (размером $\lesssim 2'',2$ — обычной ширины щели магнитографа площадью $2'',2 \times 9''$), то отношение потоков внутри спектрографа БСТ ($d_{\odot} \approx 1800''$)

$$\frac{I_*}{I_{\odot}} \frac{d^2 F_*}{\left(\frac{d}{d_{\odot}}\right)^2 F_{\odot} s} \approx \frac{(1,8 \cdot 10^3)^2}{2,2 \cdot 9} 10^{-10} \approx 1,6 \cdot 10^{-5}, \quad (1.2)$$

что близко соответствует подобранному нами ослаблению $2,4 \cdot 10^{-5}$, при котором еще возможна запись поля с отношением сигнал/шум (1.1).

Представим себе, что такой метод регистрации магнитного поля применен на 2,6-м рефлекторе ЗТШ. Тогда из-за большого размера главного зеркала выигрыш в потоке от звезды будет в $(2,6/0,4)^2 = 42,5$ раза, если изображение звезды целиком проходит в щель спектрографа. В спектрографе выигрыш (или потеря) в интенсивности спектра (помимо числа и характера отражений от зеркал и решетки) будет определяться только длиной (в ангстремах) того участка спектра $\Delta\lambda$, который используется для регистрации (если полагать распределение «серым» внутри $\Delta\lambda$ и считать, что изображение звезды целиком проходит в спектрограф). Если для БСТ имитация сигнала от Сириуса проводится на магнитографе с выходной щелью $0,05$ Å, то в спектрографе куда 2,6-м телескопа выходная щель магнитографа составляет обычно около $0,15$ — $0,30$ Å (см. ниже). Это дает в среднем выигрыш в последнем случае в $0,225/0,05 = 4,5$ раза. На БСТ число отражений от зеркал телескопа равно 5 и в спектрографе тоже 5, тогда как для звездного телескопа соответствующие числа суть 3 и 3, что дает в случае ЗТШ выигрыш в $\sim 1,53$ раза (если считать коэффициенты отражения от зеркал равными 0,9 и одинаковыми для решеток).

Таким образом, выигрыш в количестве света при переходе от БСТ к 2,6-м рефлектору получается около $42,5 \times 4,5 \times 1,53 \sim 290$ раз. Это означает, что на пределе (1.1) обнаружения сигнала 100%-ной круговой поляризации будут звезды в 290 раз более слабые, чем Сириус, т. е. звезды около 6^m . Или иначе: на звездном телескопе для Сириуса можно обнаружить при отношении сигнал/шум (1.1) поля около $1600/290 \sim 6$ гс в $\lambda 5250$.

Дальнейшее улучшение точности можно реализовать за счет постоянной времени записи τ и ее длительности T , помня о том, что отношение сигнал/шум изменяется, как $\sqrt{\tau}$ и $\sqrt{T}$. Так, при записи общего магнитного поля Солнца в параллельном пучке [5] средняя квадратичная ошибка 3—4 определений поля, длительностью по 5^m каждое, составляет $\pm 0,15$ гс для поля в среднем около $1,5$ гс и при ширине шумовой дорожки того же порядка ($\pm 1,5$ гс), если записывать этот слабый сигнал поля с постоянной времени 5^s в течение 15^m . Т. е. при такой длительности практическим порогом чувствительности являются сигналы порядка $1/10$ от шума, или $0,15$ гс/ 1600 гс $\approx 10^{-4}$ от сигнала калибровки. Иными словами, круговая поляризация для Солнца в параллельном пучке определяется на БСТ с точностью $\pm 0,01\%$. Таким образом, при записи Сириуса на БСТ с той же длительностью пороговая чувствительность будет хуже в $\sqrt{f_{\odot}/f_*} \approx 2,5 \cdot 10^2$ раз, т. е. будет около $2,5\%$ от калибровочного сигнала (7000 гс, см. ниже п. 5), или около 175 гс. На 2,6-м звездном телескопе этому соответствует $175/260 \approx 0,7$ гс.

Так как запись контура линии в дискретных точках требует длительного времени и не менее 10 точек на контур, то в каждой точке практически трудно вести накопление более 5^m , что ведет к понижению точности в $\sqrt{20^m/5^m} = 2$ раза, 20^m — полное время накопления для Солнца. Это дает пороговую величину обнаружимого поля около $1,5$ гс для Сириуса на зеркальном

телескопе. Мы увидим в п. 8, что эта величина близка к фактически измеряемой средней квадратичной. Для звезд более слабых этот порог увеличивается как корень из отношения потоков до тех пор, пока шумы не станут шумами темнового тока, когда закон корня из интенсивности перестает действовать. Это определяется также конкретным экземпляром примененного фотоумножителя (об отборе ФЭУ см. п. 3).

Оценим, например, фототок, возникающий для Сириуса на БСТ. Для Солнца фототок для примененного нами ФЭУ ЕМ1 6256В составляет $5 \cdot 10^{-6} a$, так что для Сириуса согласно (1.2) он будет $8 \cdot 10^{-11} a$, тогда как темновой ток этого ФЭУ составляет $3 \cdot 10^{-9} a$ (напряжение 1650 в). Его шумовая дорожка имеет ширину около 10% от величины тока, или $3 \cdot 10^{-10} a$, т. е. примерно в 4 раза больше сигнала от звезды. При накоплении $T = 20^m$, как мы видели, пороговый сигнал примерно в 7 раз меньше шума, поэтому сигнал поля Сириуса можно было бы с трудом записать на БСТ, если его поле было бы более 175 гс, что сомнительно.

То обстоятельство, что шумы при слабых потоках являются шумами темнового тока, и вынуждает отказаться от попытки использовать малые телескопы, типа БСТ, для фотоэлектрического измерения магнитных полей звезд и перейти к более мощным звездным телескопам типа ЗТШ.

2. Спектрометр звездного магнитографа, метод записи поля

Для фотоэлектрической регистрации магнитных полей по отдельным спектральным линиям наиболее удобен спектрограф куде 2,6-м рефлектора с наиболее высокодисперсной камерой I. Здесь фокусное расстояние камеры 3,343 м ($A = 1/12$), линейная дисперсия 1,6—2,4 Å/мм в III и II порядках соответственно и «широкощельность» 3,35 (фокусное расстояние коллиматора 11,245 м, диаметр 40 см). Решетка имеет размер 320×280 мм, 600 штрих/мм с концентрацией света во II ($\lambda 4500$ —10 000 Å, максимум 50% у $\lambda 5000$ Å) и III порядках ($\lambda 4000$ —6000 Å, максимум 45% у $\lambda 4300$ Å). Светосила 2,6-м рефлектора (в куде) равна 1/40, эквивалентное фокусное расстояние 104 м, так что масштаб изображения 1 мм = 2" (рис. 2).

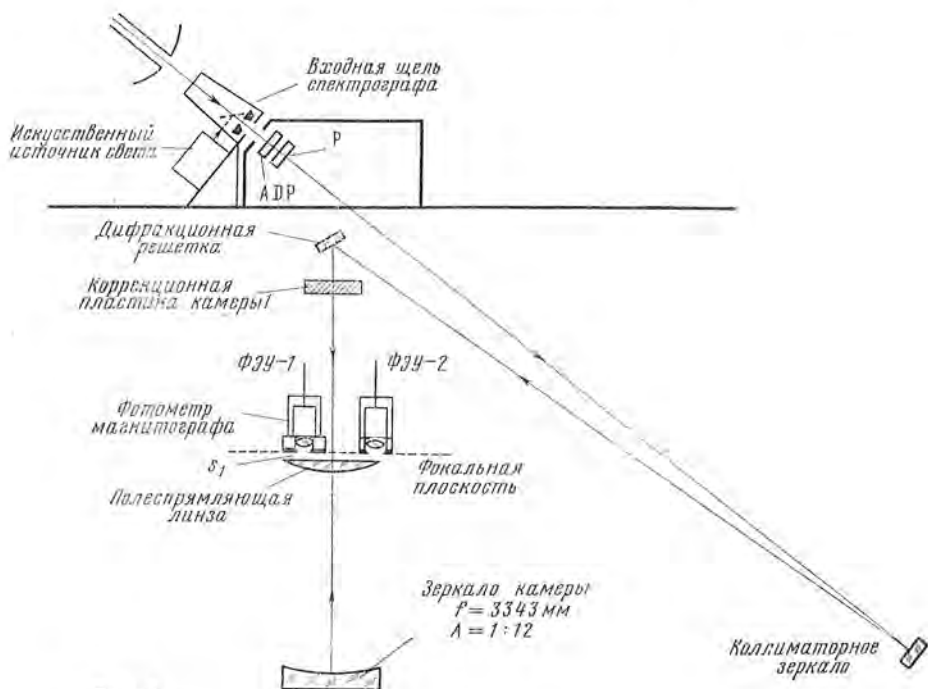


Рис. 2

Выбор оптимальной ширины входной и выходной щелей имеет существенное значение, он должен удовлетворять очевидному условию — наибольшей яркости спектра при минимальной потере разрешения (контраста в линии). Из практики работы с солнечным магнитографом известно, что по мере раскрытия входной щели сигнал продольного поля сначала возрастает за счет роста яркости, затем падает из-за уменьшения контраста линии — уменьшения ее глубины и расширения; сигнал продольного поля

$$\delta i_{\parallel} \sim \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H = I_0 \frac{\partial r_{\lambda}}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H, \quad (2.1)$$

где I_0 — яркость непрерывного спектра, $\partial r_{\lambda}/\partial \lambda$ характеризует крутизну крыльев спектральной линии. Кроме того, из практики работы с солнечным магнитографом известно (см. [6]), что оптимальная ширина s_M щели, соответствующая максимуму, есть

$$s_M = (3 \div 4) 2s_0,$$

где ширина нормальной щели $s_0 = \lambda f/d$, f — фокусное расстояние, а d — диаметр коллиматора. Для коллиматора спектрографа куде ($d/f = 1/40$, диаметр светового пятна на зеркале коллиматора 28 см)

$$s_0 = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 1,12 \cdot 10^4}{2,8 \cdot 10^2} = 0,02 \text{ мм},$$

так что величина $s_M \approx 0,14 \text{ мм}$, т. е. $0'',3$. Так как изображение звезд обычно гораздо хуже этой величины, то входную щель приходится открывать до величины по крайней мере в 2—4 раза больше этой, т. е. брать от 0,3 до 0,6 мм, жертвуя при этом величиной сигнала продольного поля (2.1): для щели в 2 раза больше оптимальной сигнал может уменьшиться в 1,5 раза (см. [6]) благодаря потере контраста в линии $\lambda 5250$ в случае спектра Солнца. Однако потеря здесь сильно зависит от ширины и характера контура линии и в каждом отдельном случае должна определяться практически.

Далее, очевидно, выходная щель (фотометра) не должна быть меньше изображения входной щели в плоскости изображения спектра, т. е. величины $(f_{\text{кам}}/f_{\text{кол}}) s_M = s_M/3,35 \approx 0,1 \text{ мм}$, где $f_{\text{кам}}$ и $f_{\text{кол}}$ — фокусные расстояния камеры и коллиматора. Более широкая щель, вообще говоря, приведет к осреднению контура и ослаблению сигнала, хотя величина этого эффекта сильно зависит от ширины контура линии. Для солнечного магнитографа эффект осреднения допустим при ширине щели не выше половины полуширины линии (для $\lambda 5250$ в спектре Солнца это 0,05 Å). Линии в интересующих нас спектрах звезд (см. ниже) имеют, как правило, полуширины не менее 0,3—0,5 Å, поэтому использование выходной щели с шириной 0,2—0,3 Å не будет связано с сильным эффектом осреднения контура линии. При использовании III порядка (дисперсия 1,6 Å/мм) применяемой нами ширине выходной щели 0,1—0,2 мм соответствует 0,15—0,30 Å.

Как указывалось во введении, количество света в спектре звезды недостаточно, чтобы применить обычный метод Бэбкока для удержания линии на двойной щели по способу баланса потоков в обеих щелях. Поэтому в звездном магнитографе приходится записывать сигнал разности правой и левополяризованных излучений в крыле линии с помощью только одной щели и тем самым идти на потерю амплитуды сигнала $\delta i_{\parallel}$ (2.1) в 2 раза (ухудшение отношения сигнал/шум в $\sqrt{2}$ раз). Для более уверенной записи нужно провести сканирование вдоль контура, устанавливая щель на различные его участки, включая и соседние (с синей и красной сторон) участки непрерывного спектра.

Распределение при сканировании сигнала $\delta i_{\parallel}$ (2.1) на выходе магнитографа будет, очевидно, иметь вид волны, характерной для V-параметра Стокса (см. схему на рис. 3). Интервал между последовательными положениями щели при сканировании должен быть не больше ее ширины, т. е. 0,2 мм (0,3 Å). Фактически сканирование ведется через интервал 0,2 Å и

осуществляется механизм дискретного перемещения фотометра, со щелью и ФЭУ, в плоскости изображения спектра вдоль направления дисперсии.

Широкую входную щель спектрографа можно, однако, применять с осторожностью лишь при достаточно плохих изображениях. При хороших изображениях и широкой щели возникает эффект сдвигов линии при смещении звезды поперек щели из-за атмосферной рефракции или ошибок гидирования. Если такое смещение в фокальной плоскости куде порядка ширины щели (0,6 мм), то в плоскости спектра это дает $0,6/3,35 = 0,18 \text{ мм} = 0,27 \text{ \AA}$, что может вызвать замывание картины распределения сигнала $\delta i_{\parallel}$: в области $\sim 0,3 \text{ \AA}$ могут налагаться различные по величине (а в центре линии и по знаку) значения $\delta i_{\parallel}$ и эффект магнитного поля может быть заметно ослаблен.

Установка нужной части спектра и линии на щель фотометра осуществляется следующим образом: грубая — с помощью поворота (градуированного) решетки, тонкая — механизмом дискретного перемещения фотометра (сканером), о котором уже говорилось выше. Сканер имеет циферблат, разделенный на 100 делений, цена одного деления 0,2 $\text{\AA}$. Всего сканер позволяет перемещать щель на 800 делений, т. е. на 160 $\text{\AA}$. Для проверки правильности установки сканера перед измерениями используется искусственный «штатный» источник света — лампа с полым катодом, дающая спектр железа (см. рис. 2). Этот же источник дает слабую линию хрома $\lambda 4254 \text{ \AA}$ и ряд других линий звездных спектров, которые легко позволяют выставить нужный нам участок спектра. Неточность установок в основном связана с неучетом лучевой скорости звезды по отношению к телескопу в данный момент времени. При скоростях около 50 км/сек ошибка установки может достигать $\pm 0,6 \text{ \AA}$, т. е. около 3 делений на шкале сканера. Поэтому сканирование начиналось и кончалось с «запасом» на 2—3 деления (т. е. примерно на 0,5 $\text{\AA}$) раньше и позже участка длиной около 1 $\text{\AA}$, определенного по земному источнику. В некоторых случаях сильных линий и ярких звезд положение нужной нам линии определялось непосредственно путем сканирования спектра с калибровочной насадкой, дающей возможность заметить ослабление интенсивности спектра в том месте, где находится линия.

3. Электрооптический модулятор, электронная схема записи

Спектральный диапазон, на который реагирует магнитограф, определяется, с одной стороны, поглощением света в синей части поляризатора (для $\lambda < 4000 \text{ \AA}$), с другой стороны, потерей чувствительности фотоумножителя 6256 В к длинноволновой части, начиная с $\lambda = 5300 \text{ \AA}$.

В связи с невозможностью поставить электрооптический модулятор непосредственно позади входной щели спектрографа куде пришлось поставить его на расстояние 0,43 м от входной щели, где изображение звезды превращается в кружок размером $1/40 \cdot 430 \text{ мм} = 11 \text{ мм}$. Это определило размер светового окна модулятора 19 мм; окно такого размера было реализовано для кристалла ADP с торцевыми электродами (двуокись олова). Сдвиг $\pm 1/4 \lambda$ достигается приложением к торцевым электродам переменного напряжения ($\pm 4,6 \text{ кв}$ с частотой 840 гц). Первоначально частота была 130 гц, что оказалось, однако, опасным, так как в спектре мерцания звезд присутствуют такие частоты. Кроме того, в распределении шумов ФЭУ по амплитуде имеет место резкий подъем с уменьшением частоты, начиная с 1 кгц (см. ниже, рис. 4). Для регистрации сигналов продольного поля $\delta i_{\parallel}$ была использована аппаратура, первоначально примененная при наблюдениях общего магнитного поля Солнца в параллельном пучке [5].

Электронная схема установки приведена на рис. 3, она в основном такая же, что и в [3, 4]. Главное отличие заключается в том, что при регистрации магнитного поля звезд, как было сказано, приходится работать с одним каналом (одним ФЭУ). Первые же записи, однако, показали, что для слабых звезд сигналы сравнимы с пороговой чувствительностью прибора, а потому

возникла необходимость насколько возможно понизить величину пороговой чувствительности.

Пороговая чувствительность $\bar{N}_\Phi^{\text{мин}}$ в случае использования метода модулирования светового потока с помощью соответствующим образом ориентированных кристалла ADP и поляроида и демодулирования электрического сигнала синхронно-фазовым детектором для идеального ФЭУ с рабочей площадью фотокатода 1 см^2 , согласно [7], дается следующей формулой:

$$\bar{N}_\Phi^{\text{мин}} = \sqrt{\Delta f \Delta f_0 \frac{\bar{K}}{K_1(\bar{K} - 1)}} 4\bar{N}_T, \quad (3.1)$$

где N — число электронов в секунду, эмитируемых с 1 см^2 площади катода ФЭУ. Индексами «Ф» и «Т» — обозначены соответственно полезный сигнал

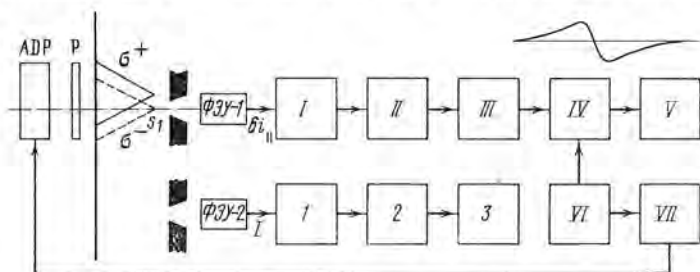


Рис. 3. Блок-схема магнитографа для измерения продольных магнитных полей звезд
ФЭУ-1 и блоки, обозначенные римскими цифрами, — канал измерения $\delta I_{||}$: I — предусилитель, II — узкополосный усилитель, III — усилитель с аттенуацией на входе, IV — синхронно-фазовый детектор, V — регистрирующий прибор ЭПП-09, VI — генератор опорного напряжения, VII — усилитель мощности, с выхода которого подается напряжение возбуждения на кристалл ADP; ФЭУ-2 и блоки, обозначенные арабскими цифрами, — канал измерения яркости: I — импульсный усилитель, 2 — измеритель скорости счета, 3 — регистрирующий прибор ЭПП-09. Вверху показано схематическое распределение сигнала $\delta_{||}$ вдоль контура линии

и сигнал шума. $\Delta f = 1/4\tau$ — полоса частот, пропускаемая RC-цепочкой в анодной цепи ФЭУ. Если между ФЭУ и синхронно-фазовым детектором включен узкополосный усилитель, то Δf определяется полосой пропускания этого усилителя. Величина Δf_0 — полоса пропускания RC-фильтра, включенного на выходе синхронно-фазового детектора. В нашем приборе $\Delta f_0 = 1/2t$ определяется временем записи сигнала $\delta I_{||}$ в одном положении сканера (от 3 до 5 мин). После обработки записи находится среднее значение отклонения пера регистрирующего прибора за время t . Величины K и K_1 — коэффициенты вторичной эмиссии первого и всех последующих динодов.

Из выражения (3.1) видно, что для снижения пороговой чувствительности необходимо сужать полосы Δf и Δf_0 и уменьшать темновой ток ФЭУ. Полосу Δf можно сузить, увеличивая постоянную времени RC-цепи в анодной цепи ФЭУ, но при этом приходится уменьшать частоту модуляции f , так как постоянная времени этой цепи $RC = \tau = 1/4f$. Уменьшать частоту модуляции до нескольких герц очень невыгодно вследствие того, что на этих частотах очень сильно возрастает амплитудное значение шумов ФЭУ. Зависимость амплитуды шумов от частоты (рис. 4) была измерена с помощью анализатора спектра и частотных характеристик типа АСЧХ-1. На фотографиях, снятых с экрана анализатора частотных характеристик, расстояние по оси ординат измерялось в миллиметрах. На рис. 4 показаны кривые зависимости амплитуды шумов темнового тока и световых шумов четырех ФЭУ от частоты. Вследствие того, что амплитуда шумов темнового тока у различных ФЭУ различна (тем более она отличается от амплитуды световых шумов), перед началом каждого измерения регулировкой добивались того, чтобы кривые не выходили за пределы экрана на частоте 250 гц. По этому графику можно судить только об отношении амплитуд шумов на разных частотах.

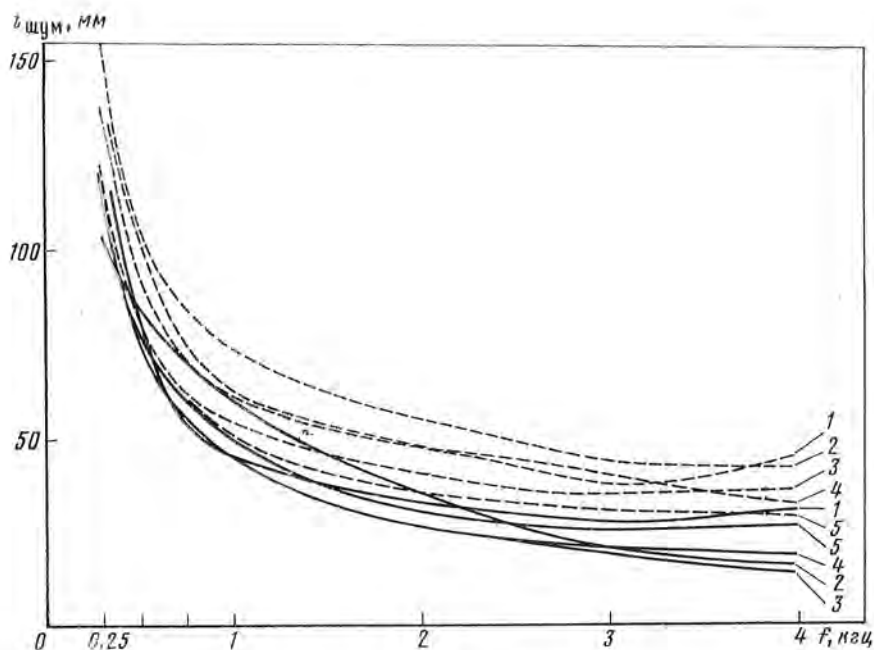


Рис. 4. Распределение шумов ФЭУ по частотам

Штриховые линии — световые шумы, сплошные — темновые шумы. Цифрами обозначены кривые, относящиеся к различным исследованным ФЭУ

Исходя из распределения амплитуд шумов ФЭУ по частоте, на рис. 4 мы видим, что выгодно увеличивать частоту модуляции светового потока до нескольких килогерц. Однако при этом возникают трудности чисто технического характера, связанные с получением высокого напряжения для питания АДР. Частота модуляции в нашем приборе равна 840 гц. Для уменьшения полосы Δf и увеличения динамического диапазона синхронно-фазового детектора между ФЭУ и синхронно-фазовым детектором включен узкополосный усилитель с полосой пропускания 50 гц. Очень выгодно насколько возможно уменьшить полосу Δf . При уменьшении полосы от 50 до 1 гц порог чувствительности понижается в 7 раз. Однако при этом узкополосный RC-усилитель становится неустойчивым в работе. Исходя из этих соображений, мы остановились на $\Delta f = 50$ гц.

Для понижения порога чувствительности прибора необходимо также насколько возможно уменьшать шумы ФЭУ и аппаратуры. Шумы ФЭУ при измерении слабых звезд в основном определяются шумами темнового тока, а при измерении ярких звезд — световыми шумами. Из 16 английских ФЭУ EMI, исследованных в лаборатории, был отобран один, наиболее полно удовлетворяющий этим требованиям. В табл. 1 приведены результаты измерений параметров некоторых ФЭУ. Измерения производились на аппаратуре, аналогичной применяемой при фактических измерениях $\delta i_{\parallel}$. В качестве источника света использовалась лампа накаливания, питаемая от стабилизированного источника тока. Полоса пропускания фильтра ($\Delta\lambda \approx 200 \text{ \AA}$), установленного между источником света и ФЭУ, была центрирована на $\lambda 4200 \text{ \AA}$. Необходимое ослабление светового потока достигалось с помощью нейтральных фильтров и ряда последовательных диафрагм. В качестве регистрирующего прибора использовался самописец ЭПП-09. Во 2-й графе приведено оптимальное значение напряжения на делителе ФЭУ. В 3-й и 4-й графах даны ширина шумовой дорожки на ленте ЭПП-09 и отброс стрелки ЭПП-09 в миллиметрах. Все значения приведены к одному коэффициенту усиления (АТТ).

Исследование фотоумножителей 6256В

Таблица 1

Номер ФЭУ	$U_{\text{ФЭУ}}, \text{ в}$	Шум темного тока с охлаждением	Свет с охлаждением	Свет/шум света с охлаждением	Шум темного тока без охлаждения/шум темного тока с охлаждением
24784	1100	0,18	47,5	47,5	9,5
24766	1200	0,30	144,0	36,0	14,0
24860	1100	0,39	46,4	23,2	2,0
24820	1100	0,24	43,6	31,0	5,0
24819	1200	0,25	162,0	41,0	13,0
24826	1180	0,30	113,8	27,0	6,0
24822	1100	0,24	69,6	43,5	7,5
24841	1100	0,26	64,0	32,0	8,5
24838	1200	0,20	97,8	32,6	4,0
24856	1200	0,22	99,0	45,0	10,0
24837	1300	0,36	67,0	22,3	4,5
24835	1200	0,30	145,0	36,3	10,0
24759	1200	0,26	72,0	23,2	2,0
24850	1100	0,28	103,0	24,0	5,5
9995	1400	0,30	64,0	18,2	1,0
9994	1500	0,19	32,0	19,0	1,0

При изменении напряжения на делителе ФЭУ напряжение между катодом и первым динодом оставалось неизменным и равнялось 170 в, что обеспечивало полный сбор первым эмиттером фотоэлектронов, испускаемых катодом ФЭУ. Напряжение между последним динодом и анодом в 2 раза больше, чем между всеми остальными динодами, где напряжение распределено равномерно. Для уменьшения шумов темного тока как при исследовании ФЭУ, так и в описываемом приборе были предприняты следующие меры, рекомендованные фирмой EMI: 1) фотоумножитель включен по схеме с заземленным катодом; 2) на ФЭУ надет экран, электрически соединенный с катодом; 3) катод ФЭУ охлаждался до температуры -5°C летом и -15°C зимой. По рекомендации фирмы катод ФЭУ следует охлаждать до -20° , -40°C , но термоэлектрический холодильник, которым мы располагаем, не дает возможности охлаждать катод ФЭУ ниже $-5^{\circ} \div -15^{\circ}\text{C}$. Охлаждение фотокатода позволило до 8—12 раз улучшить отношение сигнал/шум для слабых световых потоков для отдельных ФЭУ. В табл. 1 в последней графе показано, во сколько раз уменьшается значение шумов темного тока ФЭУ при охлаждении фотокатода до -5°C . Из приведенных данных видно, что некоторые фотоумножители совсем не реагируют на охлаждение.

Для уменьшения аппаратных шумов и наводок на частоте 840 гц предварительный усилитель собран на электрометрической лампе и расположен в том же стальном стакане, что и ФЭУ. Применение электрометрической лампы позволило понизить по сравнению с шумами в [3] амплитудное значение аппаратных шумов, приведенных ко входу усилителя, до значения $\pm 0,35 \cdot 10^{-6}$ в. Вследствие высокой чувствительности прибора и наличия в схеме прибора узлов, к которым подводятся высокие напряжения на частоте модуляции светового потока (к кристаллу ADP подводится 4,6 кВ), возникает проблема борьбы с наводками. Полностью устранить наводку не удалось. Напряжение наводок, приведенное ко входу электронного тракта, равно $0,5 \cdot 10^{-6}$ в.

Для контроля и регистрации яркости звезды используется второй канал, работающий в режиме счета фотонов (ФЭУ-2 на рис. 2). Он позволяет контролировать отношения сигнал/шум из-за изменений прозрачности и ошибок гидирования. ФЭУ-2, регистрирующий яркость I , установлен неподвижно рядом с ФЭУ-1, регистрирующим $\delta i_{\parallel}$, причем из-за широкой щели на его катод попадает участок спектра шириной около 20 Å (рис. 2).

4. Выбор спектральных линий

Линии для измерений магнитного поля должны удовлетворять по возможности одновременно следующим критериям: а) высокой чувствительности к магнитному полю (большой фактор Ланде), б) отсутствию бленд, в) крутым крыльям, г) достаточно большой интенсивности — «силе линии», д) отсутствию сильных ее изменений со временем, е) наличие выбранной линии в широком диапазоне спектральных классов. Среди линий в области наибольшей концентрации света решеткой (4200—4400) и приведенных в [1, 8, 9] обращают на себя внимание линии, указанные в табл. 2. Вообще ряд линий в интервале от $\lambda 4300$ до $\lambda 4400$ обладает столь сложной картиной расщепления, что их пришлось не рассматривать вовсе. Все сильные линии, как правило, оказываются с малым расщеплением, кроме $\lambda 4205,05$ Eu II, но у нее интенсивность меняется в таких широких пределах, что трудно отделить эффект изменения поля от эффекта изменения крутизны. Самые слабые изменения в спектре α^2 CVп испытывают две линии: $\lambda 4481,23$ Å Mg II ($W = 200 \div 250$ мÅ) и $\lambda 4549,47$ Å Fe II ($W = 180 \div 260$ мÅ). Первая линия является, однако, тесным дублетом $\lambda 4481,129$ и $\lambda 4481,327$ с числом компонентов 4 и g -фактором 0,90 и 1,05 соответственно. Из-за переналоженности компонентов дублета ее приходится исключить. Вторая линия $\lambda 4549,47$ Fe II имеет слабое расщепление и так же, как $\lambda 4261,92$ Cr II, была исключена. По причинам слабого расщепления и блендирования исключены линии $\lambda 4215,5$ Sr II и $\lambda 4242,32$ Cr II. Из линий нейтральных атомов, пригодных для звезд классов от G (даже K) до поздних A, наилучшей является $\lambda 4254,35$ Cr I, как обладающая наибольшей магнитной чувствительностью и достаточной резкостью; она хорошо видна на спектрограммах магнитных звезд и сверхгигантов, полученных Бэбкоком [8]. Так, в спектре α Cyg ее контраст (глубина) около 40%, но в α Lyr контраст не более 10%. Из линий ионов, пригодных для звезд ранних классов, наилучшими считаются линии $\lambda 4233,17$ Fe II, а также $\lambda 4273,32$ Fe II. Первая линия хорошо видна в спектрах от B9 до A5, она в большинстве случаев использовалась при наблюдениях ранних звезд. Вторая не покрывает такой широкий диапазон классов, менее сильная и использовалась редко. Рассмотрим подробнее линии $\lambda 4254$ Cr I и $\lambda 4233$ Fe II.

Таблица 2

Некоторые линии для измерения слабых полей

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Эквивалентная ширина $W, \text{мÅ}$ (пределы изменения)	Потенциал возбуждения, эв	Фактор Ланде	Наличие бленд	Число s -компонентов	Примечание
4205,05	Eu II	200—60	0,00	2,0	Нет	7	
4210,3	Fe I	—	3,06	1,5	Сильн.	2	
4215,5	Sr II	—	1,33	2 (н) — $\frac{1}{3}$ (в)	„	?	Исключена (бленды)
4233,17	Fe II	138—233	2,57	1,60 (н)—1,43 (в)	Нет	6	Одна из лучших
4242,32	Cr II	124—83	3,85	1,33 (н)—1,50 (в)	Бленды	8	Исключена (бленда)
4254,35	Cr I	50—85	0,00	1,75 (н)—2,00 (в)	Бленда слабая	6	Одна из лучших
4261,92	Cr II	93—140	4,06	1,07	Нет	6	Слабое расщепление
4273,32	Fe II	76—126	2,69	2,17	Бленда слабая	2	Одна из лучших
4404,75	Fe I	100—132	1,55	1,25	Нет	7	
4549,467	Fe II	176—240	2,82	1,24 (н)—1,04 (в)	„	—	Слабое расщепление
4226,73	Ca I	—	0,0	1,0	Бленда слабая	2	То же

Линия $\lambda 4254,35$ Cr I особенно сильна в классах от F0 до G2, ее ширина (полная) в звездах F0 достигает $1,2 \text{ \AA}$, а остаточная интенсивность $\sim 0,3$ (см., например, [10], стр. 31); в этих классах она почти не блендируется. Она делается слабой в звездах A0p и пропадает вовсе в B8—B9. В области этой линии имеются значительно более слабые линии; согласно каталогу Мур [11], мы имеем здесь (табл. 3)

Таблица 3

Линии возле $\lambda 4254,35$ Cr I

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент	Номер мультиплета	Интенсивность	EP	I	Переход
4253,93	Fe I	905	—	3,62—6,53	3—1	b^3D-8^0P
,96	O II	101	—	—	—	—
4254,346	Cr I	1	1000	0,00—2,90	3—4	$a^7S-z^7P^0$
,41	V II	18	15	1,67—4,57	3—2	b^3F-z^3D
,42	Pr II	27	Слабые	—	—	—
,70	N I	4	—	—	—	—
,938	Fe I	419,477	(1)	3,0—5,91	3—3	$b^3G-3^3G^0$

Для линии Cr I на нижнем уровне имеем ($2S + 1 = 7$)

$$a^7S: J = 3, \quad L = 0, \quad S = 3,$$

так что магнитное квантовое число $M_J = 0, \pm 1, \dots, \pm J$ будет принимать значения

$$M_J = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3.$$

Для верхнего уровня соответственно имеем

$$^7P: J = 4, \quad L = 1, \quad S = 3$$

и

$$M_J = 0, \pm 1, \dots, \pm 4.$$

Согласно формуле

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4.1)$$

находим g -факторы Ланде для нижнего $g = 2$ и для верхнего $g = 7/4$ соответственно. Характер расщепления определяется разностями $(M_J g)_в - (M_J g)_н$. Из следующей схемы значений $M_J g$ для нижнего и верхнего уровней (табл. 4)

Таблица 4

Схема переходов

Уровень	$M_J = +4$	+3	+2	+1	0	-1	-2	-3	-4	g
7S_3	$+ \frac{24}{4} + \frac{16}{4} + \frac{8}{4} \quad 0 \quad - \frac{8}{4} - \frac{16}{4} - \frac{24}{4}$									2
$^7P_4^0$	$+ \frac{28}{4} + \frac{21}{4} + \frac{14}{4} + \frac{7}{4} \quad 0 \quad - \frac{7}{4} - \frac{14}{4} - \frac{21}{4} - \frac{28}{4}$									$7/4$

найдем $\Delta M_J g$ с учетом правила отбора $\Delta M_J = 0, \pm 1$, т. е. для переходов, соединенных косыми и прямыми стрелками. Им соответствуют следующие $\Delta M_J g$ для π - и σ -компонентов (табл. 5).

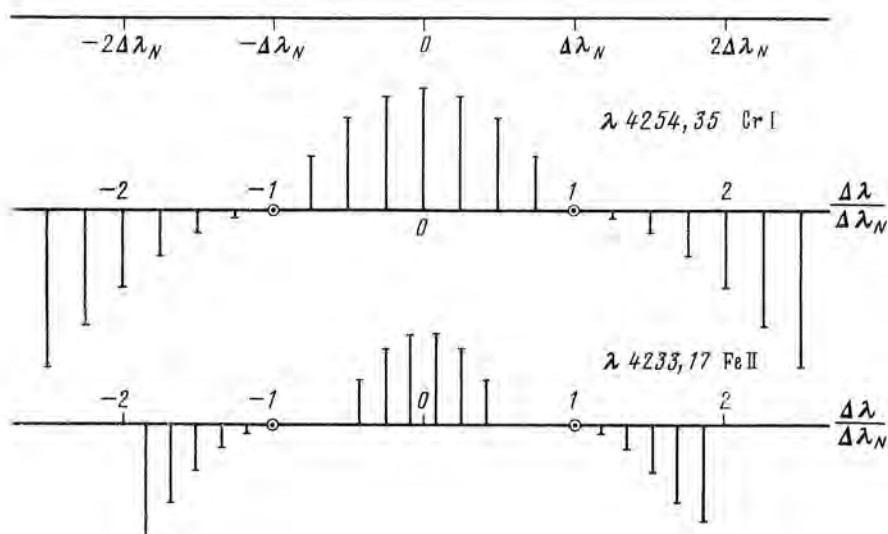


Рис. 5

при вычислении величины напряженности поля. Картину расщепления см. на рис. 5.

Следует заметить, что фактическое расщепление будет несколько отличным от приведенного вычисленного типа расщепления, определяемого LS -связью. Так, согласно таблицам [13] для $\lambda 4254,35$ экспериментальное значение g для нижнего уровня составляет 2,007 (вместо теоретического 2,000), а для верхнего — 1,752 (вместо 1,750). У линии $\lambda 4233,17$ для нижнего уровня $g_{\text{эксп}} = 1,583$ вместо $g_{\text{теор}} = 1,60$ и для верхнего $g_{\text{эксп}} = 1,40$ вместо $g_{\text{теор}} = 1,43$. Вычисления показывают, что замена $g_{\text{теор}}$ на $g_{\text{эксп}}$ не приведет к заметному изменению $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$ для $\lambda 4254,35$, а для $\lambda 4233,17$ это дает отличие на 10% в множителе (4.6), которое не имеет серьезного значения для наших целей.

Представляет, наконец, интерес рассмотреть возможность измерения поля в хромосферах ярких звезд, используя, скажем, линию H_β (или H_γ). Расщепление для H_β

$$\Delta\lambda_H = 1,26 \cdot 10^{-5} H (\text{\AA}),$$

что при поле 10^3 гс дает $2\Delta\lambda_H \approx 0,025 \text{ \AA}$. Колебание интенсивности при изменении разности для $\pm 1/4\lambda$ есть

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H.$$

Величины $\partial r_\lambda / \partial \lambda$ (в % на 1 $\text{\AA}$) приведены в табл. 7 (для $H = 10^3$ гс контуры взяты по атласу [14]), которая показывает, что наибольший эффект, если он вообще существует, можно ожидать в звездах поздних классов, где $\Delta I / I_0$

Таблица 7

Величины $\partial r_\lambda / \partial \lambda$

Звезда	Спектр	$\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda}$
α CMa	A1 V	0,25
α Lyr	A0 V	0,25
α Cyg	A2 I	0,35
α Boo	K2	1,0

может достигать 2,5%, что делает его вполне обнаружимым. У звезд ранних классов этот эффект в 4—5 раз меньше. Достоинством таких широких линий, как H_β и H_γ , является их большая ширина, позволяющая расширять выходную щель и достигать тем самым лучшего отношения сигнал/шум, чем для резких металлических линий. Даже для α Воо, где полная ширина H_β около 2 Å, выходную щель можно расширить до 0,5 Å. Из-за роста ширины водородных линий с номером благодаря штарк-эффекту величина $dr_\lambda/d\lambda$ убывает при переходе от H_β к H_α ; так, у α Луг вместо 0,25 она имеет значение $\sim 0,14$. Правда, выходную щель здесь можно соответственно расширить в 1,5—2 раза.

Однако наилучшим и окончательным способом отбора линий является предварительное изучение спектрограммы данной звезды и фактических профилей линий при тех условиях (входной щели, порядке решетки), при которых ведется запись магнитного поля (см. в п. 8 об измерениях). Приведенные же соображения можно использовать для того, чтобы сделать первые отправные шаги и пробные наблюдения. К ним нужно прибавить также, что сверхгиганты, где линии резкие, представляют собой удобные объекты для измерения слабых полей.

5. Калибровка (определение) знака и величины магнитного поля у звезд

В основу калибровки знака и величины магнитного поля звезд положена привязка поляризационной оптики ЗТШ к солнечному телескопу БСТ. Изложим сперва суть дела, затем перейдем к деталям.

Определение знака поля, как известно, базируется на правиле: синий σ -компонент — левокруговой, а красный σ -компонент — правокруговой, если поле N-полярности (направлено к нам, электрон вращается в поле против часовой стрелки). Поэтому если на БСТ, работая с фотометром с одной щелью, мы знаем для пятна известной полярности поведение отклонений самописца потенциометра (например, сперва вниз, потом вверх от нуля) при переходе от синего крыла линии к красному и знаем соответствие этих отклонений (прямое или противоположное) тому, что имеет место на ЗТШ, то определим, какое отклонение самописца (вверх или вниз от нуля) на ЗТШ соответствует левому (или правому) кругу, и найдем знак поля, сканируя линию.

Определение напряженностей (калибровка) продольного поля опять-таки делается с помощью БСТ. Именно, для солнечного пятна с заранее известной напряженностью продольного поля (в гс) измеряется амплитуда волны (в см) сигнала $\delta i_{\parallel}$ путем сканирования контура $\lambda 4254$ (на магнитографе с одной щелью). Затем записывается отклонение самописца (в см) для сигнала 100%-ной круговой поляризации, возникающего, если перед магнитографом поставить калибровочную насадку ($P + 1/4\lambda$) со звездного телескопа. Зная отношение амплитуды сигнала $\delta i_{\parallel}$ от пятна, как источника круговой поляризации, к отклонению от калибровочной насадки (100%-ная круговая поляризация), узнаем, какой напряженности (в гауссах) соответствует калибровочный сигнал 100%-ной круговой поляризации. Если теперь перед сканированием $\lambda 4254$ в спектре звезды, в которой изучается магнитное поле, записать калибровочный сигнал (с насадкой $P + 1/4\lambda$) перед модулятором круговой поляризации, то мы можем определить напряженность поля, соответствующую амплитуде волны сигнала $\delta i_{\parallel}$.

Рассмотрим подробнее эти вопросы. На ЗТШ в качестве калибровочного устройства используется поляроид $+1/4\lambda$ -пластинка, причем последняя может поворачиваться так, что ее ось $O\xi$ (см. ниже, п. 6) может (в крайних положениях) образовывать угол $\varphi = +45^\circ$ и -45° с осью затухания поляроида, что дает соответственно 100%-ный правокруговой и 100%-ный левокруговой свет. Если позади этого устройства, как положено, стоит кристалл

ADP, дающий разность хода $\pm 1/4\lambda$, а затем поляроид, то в этих крайних положениях ($\pm 45^\circ$) мы запишем сигнал 100%-ной правокруговой поляризации в одну сторону (скажем, вниз от нулевой линии) и 100%-ной левокруговой поляризации — в противоположную сторону (вверх от нуля). Сумма этих двух отбросов, очевидно, дает полную интенсивность света (это нужно делать в области непрерывного спектра, вне линии).

Для калибровки на БСТ 12. VIII 1969 г. была выполнена обычным способом запись магнитного поля в солнечном пятне (в юго-западной части диска). Найдено, что это пятно имело N-полярность (как и все лидеры в S-полушарии в этом цикле) и давало отклонение самописца книзу (менее 50 дел.). Затем перед модулятором $\pm 1/4\lambda$ и поляроидом, перед щелью спектрографа, была поставлена калибровочная приставка для звездных полей в положении $1/4\lambda$ -пластинки -45° и выключен один из ФЭУ: самописец показал отклонение книзу (50 дел.), соответствующее 100%-ной левокруговой поляризации — противоположное тому, что имеет место на звездном телескопе. Далее, при опять-таки включенном том же ФЭУ (т. е. когда солнечный магнитограф работает как звездный — с одной щелью фотометра) мы нашли (убрав приставку для калибровки), что в красном крыле от пятна N-полярности самописец показывает отклонение вверх, а в синем — книзу. Так как на звездном телескопе фаза оказалась противоположной, чем на БСТ¹ (см. выше), то N-полярности на ЗТШ соответствуют сигналы $\delta i_{\parallel}$, которые в синем крыле показывают отклонения вверх (положительные), а в красном — книзу (отрицательные). Для S-полярности картина будет обратная. Это рассуждение справедливо при условии, что в обоих случаях число отражений до модулятора одинаково — в смысле четное или нечетное. Условие это выполняется, так как на БСТ пять отражений, а на звездном телескопе — три.

Обратимся теперь к калибровке напряженности поля. Для определения величины продольного поля используется насадка ($P + 1/4\lambda$), дающая сигнал δi_c 100%-ной правой или 100%-ной левой поляризации или сигнал $2\delta i_c$ полной интенсивности, ослабленный пропусканием этой насадки и модулятора с поляроидом. Ослабление света насадкой складывается из действия следующих факторов: ослабления в 2 раза падающего света поляроидом, пропускания поляроида ($\sim 0,8$) и пропускания пластинки ($\sim 0,7$). Непосредственные измерения пропускания этой насадки сделаны 9. VIII 1969 г. на БСТ путем измерения отношения интенсивности света с приставкой к интенсивности без нее; оно составляет 0,3 в области $\lambda 5250$, так что для нахождения интенсивности света, падающего на модулятор ($ADP + \text{поляроид}$), нужно сигнал калибровки δi_c умножить на 3,3. В синей области ($\lambda 4200 \text{ \AA}$) эта величина несколько больше из-за поглощения поляроидом и равна 3,5.

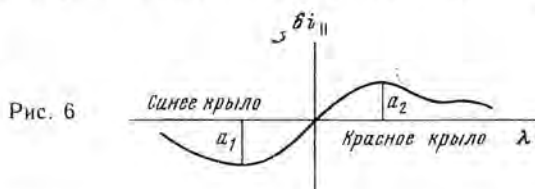
Для количественной калибровки нужно знать, скольким гауссам соответствует сигнал 100%-ной круговой поляризации δi_c звездного магнитографа. Для этой цели опять-таки использовался БСТ, на котором имитировались условия записи на звездном магнитографе следующим образом. Перед щелью спектрографа БСТ была поставлена калибровочная насадка звездного магнитографа и в спектрографе достигнуты условия, примерно подобные тем, что в звездном спектрографе (то же разрешение и осреднение контуров). Именно, щель звездного фотометра $0,2 \text{ \AA}$ можно реализовать, применив I порядок решетки БСТ. При дисперсии $2 \text{ мм} = 1 \text{ \AA}$ (в этом порядке) ширина этой щели будет $0,4 \text{ мм}$. При «широкощельности» спектрографа БСТ, равной $1/2$, входная щель будет $2 \times 0,4 = 0,8 \text{ мм}$. С другой стороны, полная ширина $\lambda 4254$ в спектре Солнца $\sim 0,7 \text{ \AA}$, примерно в 2 раза уже, чем у исследуемых магнитных звезд, где она достигает $1,2 \text{ \AA}$. Поэтому для солнечной линии на БСТ щель фотометра нужно взять в 2 раза меньше ($0,1 \text{ \AA} = 0,2 \text{ мм}$), чтобы получить такое же осреднение контура, как при

¹ Фаза определяется полярностью выходных концов синхронно-фазового детектора.

регистрации $\lambda 4254$ у звезд. Следовательно, входная щель должна быть $2 \times 0,2 = 0,4$ мм. При таких щелях с одним каналом магнитографа БСТ (и без компенсатора яркости, так же как на ЗТШ) была сделана запись сигнала 100%-ной круговой поляризации от центра Солнца со звездной насадкой ($P \div 1/4\lambda$) в области непрерывного спектра, рядом с линией $\lambda 4254$, там, где его интенсивность (благодаря блендам) составляет 0,8 интенсивности непрерывного спектра (одновременно работал самописец интенсивности магнитографа БСТ). В этом месте спектра отклонение составляло 95 мм, так что редуцированный к уровню непрерывного спектра сигнал $\delta i_c = 95/0,8 = 120$ мм и сигнал калибровки

$$2\delta i_c = 240 \text{ мм при усилении АТТ } 5000. \quad (5.1)$$

Затем без калибровочной насадки ($P \div 1/4\lambda$) был записан сигнал $\delta i_{\parallel}$ от пятна N-полярности с напряженностью продольного поля $H_{\parallel} = 460$ гс (измеренного предварительно обычным образом на БСТ в линии $\lambda 5250$) при



разных положениях щели относительно центра линии. Схематически эта запись имела вид синусоиды, показанной на рис. 6. Отклонение самописца в синем крыле книзу (рис. 6) $a_1 = 22$ мм, а кверху $a_2 = 28$ мм, так что полная амплитуда $a_1 + a_2 = 50$ мм (при усилении АТТ 500, в 10 раз большем, чем при записи сигнала калибровки). Здесь нужно заметить, что так как запись сделана без компенсатора яркости, то сигнал солнечного магнитографа $\delta i_{\parallel}$ от пятна, так же как для звездного, ослаблен из-за темноты пятна, потемнения от центра к месту пятна на диске Солнца и из-за остаточной интенсивности в крыльях линии. Одновременно сделанная запись интенсивности в крыле (в положениях максимума $\delta i_{\parallel}$ a_1 и a_2) показала, что ослабление по сравнению с непрерывным спектром составляло 2,85 раза. Ослабление интенсивности (в районе непрерывного спектра) в пятне по сравнению с соседней фотосферой по записи интенсивности составляло 12/5. Поэтому, принимая согласно закону потемнения для пятна ослабление 1,3, находим, что приведенный к центру диска Солнца и к непрерывному спектру невозмущенной фотосферы отброс будет

$$2\delta i_{\parallel} = 50 \cdot 2,85 \cdot \frac{12}{5} \cdot 1,3 \text{ мм} = 440 \text{ мм (АТТ } 500). \quad (5.2)$$

Из (5.1) следует $2\delta i_c = 2400$ мм для того же АТТ 500, а, будучи исправлен за пропускание насадки (см. ниже, п. 6), калибровочный сигнал $2\delta i_c = 2400 \times 3,5 = 8400$ мм, так что

$$\frac{2\delta i_{\parallel}}{2\delta i_c} = 0,052, \quad \delta i_c = \frac{460 \text{ гс}}{0,052} = 8800 \text{ гс}. \quad (5.3)$$

Таким образом, калибровочный сигнал 100%-ной круговой поляризации для Солнца выражается в гауссах, он примерно в 20 раз больше сигнала от пятна с напряженностью 460 гс. Попутно заметим, что, поскольку для Солнца не составляет большого труда запись полей 0,8 гс, это означает, что регистрируются очень малые ($\sim 0,01\%$) степени круговой поляризации.

Найденная величина калибровочного сигнала $\delta i_c = 8800$ гс характерна для Солнца как звезды класса G с полем 460 гс, если бы мы ее наблюдали в спектрографе ЗТШ. Отправной звездой для дальнейших звездных калибро-

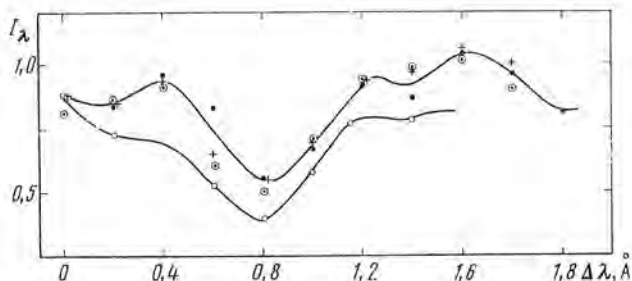


Рис. 7. Контуры линии $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ (Cr I) в спектре дневного неба (кружки) и в спектре β CrV (плюсы, точки и кружки с точками)

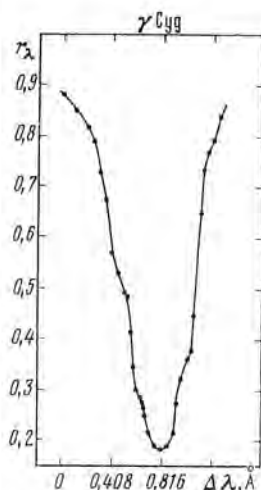


Рис. 8

вок мы взяли β CrV, для которой фактический контур, полученный на ЗТШ при входной щели $0,6 \text{ мм}$ и выходной $0,3 \text{ мм}$, был построен двумя способами: а) путем регистрации отбросов яркости I_λ при сканировании линии $\lambda 4254$ с поляризационной насадкой ($P + 1/4\lambda$); с ней, как известно, наша поляризационная оптика работает как модулятор яркости (рис. 7, крестики); б) путем применения метода счета импульсов, использованного ранее (см. [3]) (точки и кружки с точками). Наконец, кружками представлен контур $\lambda 4254$ в спектре дневного неба (в спектре Солнца), измеренный при той же установке спектрографа и с насадкой ($P + 1/4\lambda$). Сравнение показывает, что крутизна обоих контуров $\partial r_\lambda / \partial \lambda$ (r_λ — остаточная интенсивность) практически одинакова. Более точное сравнение показывает, что для звезды $\partial r_\lambda / \partial \lambda = 1,15$ и в $1,31$ раза больше, чем у Солнца ($0,88$). Напомним, что в спектре Солнца полуширина $\Delta\lambda$ для $\lambda 4254$ составляет $\sim 0,35 \text{ \AA}$, а при наших щелях $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ за счет расширения входной щели.

Сигнал калибровки (δi_c), т. е. число гаусс в амплитуде отклонения при 100%-ной круговой поляризации, тем меньше, чем больше фактическая крутизна контура $\partial r_\lambda / \partial \lambda$, ибо сигнал продольного поля

$$\delta i_\parallel \sim \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta\lambda_\Pi. \quad (5.4)$$

Отсюда согласно (5,3) следует, что для β CrV

$$\delta i_c = 8800/1,31 \text{ (гс)} = 6700 \text{ гс}, \quad (5.5)$$

так как в β CrV крутизна контура в $1,31$ раза больше, чем для Солнца ($1,15$ в среднем для обоих измерений у β CrV и $0,88$ — для спектра неба).

Рассмотрим теперь в качестве примера звезду γ Cyg, которой уделено большое внимание в этой работе. Контур ее линии $\lambda 4254,35$ из спектрограммы, полученной при наших рабочих условиях (входная щель $s = 0,6 \text{ мм}$, выходная $s_1 = 0,2 \text{ мм}$), представлен на рис. 8. Здесь средняя величина $\partial r_\lambda / \partial \lambda = 1,85$, поэтому калибровка δi_c для γ Cyg будет в $1,61$ раз меньше, чем для β CrV, т. е.

$$\delta i_c = 6700/1,61 \text{ (гс)} = 4200 \text{ гс} \quad (5.6)$$

вместо ранее принятой [3] калибровки 4400 гс . Это значение мы примем как исходное при определениях калибровки для других звезд. Наилучшей для всех звезд была бы та же, что и для γ Cyg, процедура — предварительное получение фотометрических контуров $\lambda 4254$ (или $\lambda 4233$) при условиях записи поля (входная щель $s = 0,6 \text{ мм}$) в III порядке решетки. Однако это мы не могли сделать и определяли $\partial r_\lambda / \partial \lambda$ из регистрограмм прямых интенсив-

ностей контуров, полученных с входной щелью, соответствующей разрешению, выбранному для фотопластинки, и качеству изображений. Это дает завышение $\partial r_\lambda / \partial \lambda$ (т. е. занижение δi_c) по сравнению с действительным, соответствующим нашим условиям (для $s = 0,6$ мм), значением, но не более чем на 30%, как показывает сравнение для γ Cyg и β CrB.

Определенные таким способом значения калибровочного сигнала δi_c для ряда ярких звезд приведены в табл. 8. Этими значениями мы пользовались при измерении их магнитных полей в $\lambda 4254$. У горячих звезд (например, β Ori) эта линия пропадает в спектре и приходится использовать

Таблица 8

Калибровка сигнала 100%-ной круговой поляризации
для некоторых звезд

Звезда	$\lambda, \text{\AA}$	$\delta i_c, \text{гс}$	$\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda}, \text{\AA}^{-1}$	Звезда	$\lambda, \text{\AA}$	$\delta i_c, \text{гс}$	$\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda}, \text{\AA}^{-1}$
β CrB	4254,35	6 700	1,15	β Ori	4233,17	25 000	0,42
γ Cyg	4254,35	4 200	1,85	α Lyr	4233,17	10 600	0,87
α Tau*	4254,35	4 500	1,73	α Lyr**	4254,35	23 100	0,30
α CMi	4254,35	5 000	1,55	α^2 CVn	4233,17	69 000	1,53
α CMa	4254,35	10 500	0,73	β Gem	4254,35	13 800	0,65
α CMa	4233,17	7 500	1,4				

* Линия сильно блендирована.

** Линия едва намечается.

линию $\lambda 4233$ Fe II. В этом случае величина калибровки изменяется не только благодаря различию крутизны $\partial r_\lambda / \partial \lambda$, но и различию фактора $g\lambda^2$ (δi_c в гауссах тем меньше, чем больше $g\lambda^2$). Принимая согласно п. 4 соответствующие g , для отношения $g\lambda^2$ в $\lambda 4233$ к той же величине в $\lambda 4254$ получим значение 0,75, так что с достаточной точностью можно считать, что только из-за фактора $g\lambda^2$

$$(\delta i_c)_{\lambda 4233} = \frac{4}{3} (\delta i_c)_{\lambda 4254}. \quad (5.7)$$

Заметим также, что для некоторых ярких звезд в табл. 8, для которых мы не располагали спектрограммами, величины $\partial r_\lambda / \partial \lambda$ были взяты из атласа [14].

В заключение сделаем следующее замечание о применении насадок $(P + 1/4\lambda)$. При применении $1/4\lambda$ -пластинок из слюды для калибровочных насадок, как оказалось, возникает смещение светового пятна на коллиматоре при вращении пластинки. Оно небольшое, и соответствующий этому сдвиг линии не достигает 200 м/сек (что соответствует $\sim 1'$). В то же время он может вызвать небольшое различие в амплитудах 100%-ной левой и правой поляризаций. Эффект, подобный клиновидности $1/4\lambda$ -пластинок, вносит также некоторая непараллельность в лучах, выходящих из кристалла шпата, используемого в сочетании с $1/4\lambda$ -пластинкой для измерения магнитных полей обычным фотографическим методом. Бэбкок [15] также отмечает этот эффект: он, как следует из нашей калибровки магнитографа (4 км/сек = 1600 гс), может внести систематическую ошибку ~ 80 гс в фотографические измерения. Из 30 слюдяных пластинок были выбраны только 4, у которых подобный сдвиг при повороте на 90° отсутствовал; их использовали для фотоэлектрических и фотографических измерений магнитных полей.

6. Выражение для сигналов круговой поляризации (без учета инструментальной поляризации)

Если ξ_0 и η_0 — амплитуды правого и левого эллиптически поляризованного света, так что интенсивность света

$$I = r_\lambda I_0 = \xi_0^2 + \eta_0^2, \quad (6.1)$$

где r_λ — остаточная интенсивность в линии, а I_0 — интенсивность непрерывного спектра, то интенсивность света, проходящего в одну щель s_1 фотометра магнитографа после модулятора $\pm 1/4\lambda$ и поляроида, согласно [16, стр. 171], будет

$$I = \frac{1}{2} [\xi_0^2 + \eta_0^2 + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \sin 2\chi \cos \delta - (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta \sin \delta], \quad (6.2)$$

где $\tan \beta = a/b$ — отношение наименьшей a к наибольшей b оси эллипса ($\beta = 45^\circ$ соответствует кругу); χ — азимут (угол наибольшей оси эллипса с направлением необыкновенной оси модулятора $\pm 1/4\lambda$, отсчитанный против часовой стрелки в плоскости, перпендикулярной лучу); δ — фазовый сдвиг в модуляторе ADP (изменяется от $-\pi/2$ до $+\pi/2$, см. ниже). Из (6.2) видно, что в данной точке контура I меняется для чисто кругового излучения периодически (с частотой модулятора, для простоты — в случае прямоугольных импульсов) от $+1/2 (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta$ до $-1/2 (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta$ при изменении δ от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ ¹, так что полная амплитуда колебаний светового сигнала — то, что регистрирует магнитограф, есть

$$\delta i_{||} = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta. \quad (6.3)$$

Выражение (6.2) можно записать и через параметры Стокса

$$I = \frac{1}{2} (I_0 + Q_0 \sin 2\chi \cos \delta - V_0 \sin \delta), \quad (6.4)$$

если взять для них, как это сделано в [17], следующие выражения:

$$\begin{aligned} I_0 &= \xi_0^2 + \eta_0^2, \\ Q_0 &= (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta, \\ V_0 &= (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta; \end{aligned} \quad (6.5)$$

тогда сигнал (6.3) будет равен

$$\delta i_{||} = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta = V_0. \quad (6.5')$$

Сигнал (6.3) $\delta i_{||}$ для треугольного контура и малых сдвигов (см. рис. 1)

$$\delta i_{||} = (I_{C\rightarrow} - I_{C\leftarrow}) \sin 2\beta = (I_{C\rightarrow} + \frac{\partial I_\lambda}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H - I_{C\leftarrow}) \sin 2\beta = \frac{\partial I_\lambda}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H \sin 2\beta,$$

т. е. для чисто круговой поляризации

$$\delta i_{||} = \frac{\partial I_\lambda}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H \quad (6.3')$$

¹ Можно положить $\delta = \pi/2 \sin \omega t$, где ω — частота модуляций, и взять среднее по времени от (6.4), что при разложении $\sin \delta = 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\pi/2) \sin(2k+1)\omega t$, $\cos \delta = J_0(\pi/2) +$

$+ 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k}(\pi/2) \cos 2k\omega t$ (так как продольное поле регистрируется на основной частоте) дает $\delta i_{||} = \frac{1}{2} \cdot 2J_1(\pi/2) V_0 = J_1(\pi/2) V_0$, где $J_1(\pi/2)$ очень близко к единице, J_m — функции Бесселя, $m = 0, 1, 2, \dots$

— обычное выражение для слабых полей, которое мы выше неоднократно использовали; заметим, что для обычной схемы двухщелевого магнитографа в (6.5') появляется еще множитель 2.

Рассмотрим теперь сигнал калибровки, полученный при установке калибровочной насадки ($P + 1/4\lambda$) перед модулятором. Так как первый поляроид дает полностью линейно-поляризованный свет, можно применить формулу, полученную в [18]:

$$\frac{2}{a^2} (A^2 + B^2) = 1 - \cos \delta \sin 2\psi \cos 2\varphi + \sin \delta \sin 2\varphi, \quad (6.6)$$

где $a^2 = I_0/2$ — интенсивность света, падающего на $1/4\lambda$ -пластинку; I_0 — интенсивность света, падающего на поляроид калибровочной насадки;

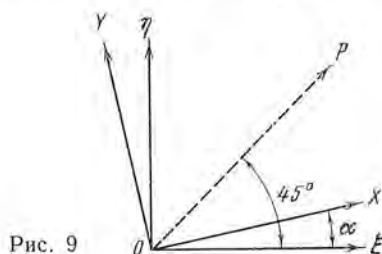


Рис. 9

$\varphi = \chi - \psi$, где ψ — угол между необыкновенными осями $1/4\lambda$ -пластинки и ADP, χ — угол между осью пропускания поляроида калибровочной насадки и необыкновенной осью ADP (положим его равным $+45^\circ$); δ — как и выше, разность фаз, создаваемая ADP.

Наш сигнал δi_c 100%-ной круговой поляризации, получаемый при двух положениях $1/4\lambda$ -пластинки: а) $\psi = 0^\circ$ ($\varphi = +45^\circ$) и б) $\psi = 90^\circ$ ($\varphi = -45^\circ$), в первом случае будет равен

$$(A^2 + B^2)_1 = \frac{a^2}{2} (1 + \sin \delta) = \frac{I_0}{4} (1 + \sin \delta) = \begin{cases} I_0/2, & \delta = +\pi/2, \\ 0, & \delta = -\pi/2, \end{cases} \quad (6.7)$$

а во втором

$$(A^2 + B^2)_2 = \frac{a^2}{2} (1 - \sin \delta) = \frac{I_0}{4} (1 - \sin \delta) = \begin{cases} 0, & \delta = +\pi/2, \\ I_0/2, & \delta = -\pi/2. \end{cases} \quad (6.7')$$

Таким образом, сигнал калибровки полной интенсивности падающего света есть

$$2\delta i_c = (A^2 + B^2)_1 + (A^2 + B^2)_2 = I_0. \quad (6.8)$$

Все приведенное выше относится к случаю, когда свет интенсивности I_0 падает непосредственно на входную щель магнитографа, не испытывая перед этим отражений, т. е. без учета инструментальной поляризации.

Для удобства дальнейшего рассмотрения инструментальной поляризации получим выражения для сигнала поля $\delta i_{||}$ и калибровки δi_c с помощью матриц. Пусть, как обычно, XOY (рис. 9) — система координат, в которой задано исходное излучение параметрами Стокса $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$ (система выбрана так, что $U_0 = 0$, что всегда можно сделать, направляя X и Y вдоль осей эллипса поляризации). Выходящее излучение пусть задается параметрами Стокса $\{I, Q, U, V\}$. Пусть $\xi O\eta$ — система координат, связанная с обыкновенной и необыкновенной осями модулятора ADP. Пусть также направление оси пропускания поляроида OP образует угол 45° с осями модулятора ADP. Преобразование параметров Стокса при прохождении через всю эту систему может быть описано с помощью матриц Мюллера, табулированных в [19]. Во-первых, переход от системы XOY , в которой заданы параметры Стокса, к системе модулятора $\xi O\eta$ есть преобразование

вращения, которое описывается матрицей поворота на угол $(-\alpha)$:

$$R(-\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha & 0 \\ 0 & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

Затем свет испытывает действие фазовой пластинки (кристалла ADP) со сдвигом фазы δ , которая описывается матрицей

$$M_\delta(0^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix}. \quad (6.10)$$

Наконец, после фазовой пластинки свет падает на поляризатор с осью пропускания под углом $+45^\circ$ к обыкновенной оси кристалла, для которого матрица преобразования параметров Стокса имеет вид

$$M_p(+45^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.11)$$

Параметры Стокса вышедшего излучения будут

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = M_p(+45^\circ) \cdot M_\delta(0^\circ) \cdot R(-\alpha) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ O \\ V_0 \end{pmatrix}. \quad (6.12)$$

Производя перемножение матриц (6.9), (6.10), (6.11), согласно (6.12) получим

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos \delta \sin 2\alpha & \cos \delta \cos 2\alpha & \sin \delta \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & \cos \delta \sin 2\alpha & \cos \delta \cos 2\alpha & \sin \delta \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ O \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (6.13)$$

откуда интенсивность света, прошедшего модулятор, будет

$$I = \frac{1}{2} (I_0 + Q_0 \cos \delta \sin 2\alpha + V_0 \sin \delta), \quad (6.13')$$

т. е. (6.13') совпадает с (6.4) при $\alpha = \chi$. Знак перед V_0 зависит от направленности осей $O\xi$ и $O\eta$ и роли не играет. Подставляя сюда разложения для $\cos \delta$ и $\sin \delta$ (примечание на стр. 22), получим

$$\delta i_{\parallel} = \frac{1}{2} 2J_1(\pi/2) V_0 = J_1(\pi/2) V_0, \quad (6.14)$$

т. е. формулу (6.5'). $J_1(\pi/2)$ — функция Бесселя первого рода (~ 1). При этом не учитывается чистое поглощающее действие модулятора и поляриоида.

Точно таким же способом можно найти выражение для сигнала калибровки. Помимо систем XOY , $\xi O\eta$ и направления OP , имеющих тот же смысл, что и раньше, введем еще ось пропускания поляриоида OP_1 калибровочной насадки и систему $\xi_1 O\eta_1$, связанную с $1/4\lambda$ -пластинкой этой насадки. OP_1 образует угол 45° с $O\xi_1$, а угол между $O\xi_1$ и $O\xi$ оставим пока что произвольным и обозначим через β (рис. 10). По аналогии с (6.12) матрица параметров

Стокса падающего излучения $\{I_0, Q_0, 0, V\}$ может быть преобразована в матрицу выходящего излучения $\{I, Q, U, V\}$ следующим образом:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = M_p(+45^\circ) M_s(0^\circ) M_{\lambda/4}(\beta) M_p(\beta + 45^\circ) R(-\alpha) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ 0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (6.15)$$

где смысл $M_p(+45^\circ)$ и $M_s(0^\circ)$ тот же, что и раньше; вместо преобразования вращения системы XOY , в которой заданы $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$, в систему, связанную с осью пропускания поляриоида OP_1 , на который луч падает сначала,

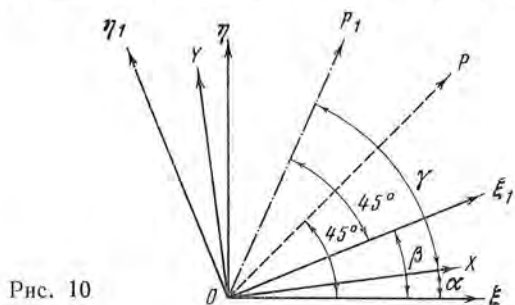


Рис. 10

и последовательных дальнейших преобразований можно сразу привести параметры $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$ к системе $\xi O \eta$ модулятора, так же как и ранее, т. е. умножить на ту же матрицу $R(-\alpha)$, а затем произвести последовательно преобразование параметров Стокса при прохождении поляриоида и $1/4\lambda$ -пластинки с азимутами $(\beta + 45^\circ)$ и β соответственно относительно системы $\xi O \eta$, т. е. умножить слева на матрицы $M_p(\beta + 45^\circ)$ и $M_{\lambda/4}(\beta)$. Эти последние матрицы, согласно [19], суть

$$M_p(\beta + 45^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\sin 2\beta & \cos 2\beta & 0 \\ -\sin 2\beta & \sin^2 2\beta & -\sin 2\beta \cos 2\beta & 0 \\ \cos 2\beta & -\sin 2\beta \cos 2\beta & \cos^2 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6.16)$$

а матрица

$$M_{\lambda/4}(\beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\beta & \cos 2\beta \sin 2\beta & -\sin 2\beta \\ 0 & \cos 2\beta \sin 2\beta & \sin^2 2\beta & \cos 2\beta \\ 0 & \sin 2\beta & -\cos 2\beta & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.17)$$

Матрицы $R(-\alpha)$, $M_s(0^\circ)$, $M_p(+45^\circ)$ даются выражениями (6.9), (6.10), (6.11). Вычисления дают (заметим, что $\beta - \alpha = \gamma - 45^\circ$)

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{4} (1 - \sin \delta) \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ 0 \\ V_0 \end{pmatrix}. \quad (6.18)$$

Отсюда интенсивность света, прошедшего калибровочную насадку $(P + 1/4\lambda)$ и модулятор $(ADP + P)$, есть

$$I = \frac{1}{4} [I_0(1 - \sin \delta) + Q \cos 2\gamma(1 - \sin \delta)].$$

Подставляя опять $\sin \delta$ в виде рядов (примечание к стр. 22), получим после осреднения по времени величину калибровочного сигнала δi_c на основной частоте:

$$\delta i_c = \frac{1}{2} J_1(\pi/2)(I_0 + Q_0 \cos 2\gamma). \quad (6.19)$$

Так как $Q_0 \cos 2\gamma$ практически всегда $\ll I_0$, то с достаточной степенью точности получаем

$$\delta i_c = \frac{1}{2} J_1(\pi/2) I_0 \quad \text{или} \quad I_0 \approx 2\delta i_c, \quad (6.20)$$

так как $J_1(\pi/2) \approx 1$, полная интенсивность излучения равна удвоенному сигналу 100%-ной круговой поляризации, что дает формула (6.8). Поэтому без учета собственного поглощения калибровочной насадки величина поляризации в процентах (по определению)

$$\frac{V_0}{I_0} = \frac{\delta i_{\parallel}}{2\delta i_c}. \quad (6.21)$$

Чтобы найти истинное I_0 , δi_c еще должно быть исправлено за чистое поглощение (без учета коэффициента 0,5 поляроида) калибровочной насадки. Коэффициент чистого поглощения k по фотоэлектрическим измерениям во всей области пропускания ($\lambda 4000-5500$)¹ равен 0,39 (0,43 для синей области $\lambda 4200$); отсюда следует, что соответствующий поправочный множитель $c = 1/(1 - k) = 1,75$. Поэтому в нашем случае истинное

$$I_0 = 3,5 \delta i_c,$$

и, записав δi_c , мы его умножаем на 3,5 и приравниваем δi_c , в гауссах, найденному для каждой звезды в табл. 2.

7. Учет инструментальной поляризации и ее измерения

Полученное выражение для сигнала круговой поляризации (6.3) или (6.14) не учитывает того, что свет падает на (ADP + P) после отражений от зеркал, которые могут внести не только изменение амплитуды, но и фазы, т. е. исказить первоначальный эллипс поляризации. В случае прямого куде ЗТШ, где мы работаем, нужно практически учитывать только одно отражение от диагонального зеркала куде под углом

$$\varphi = \frac{1}{2}(90^\circ + \delta), \quad (7.1)$$

где δ — склонение звезды. Отражение от главного зеркала и от гиперболического происходит практически по нормали и не вносит серьезных искажений (см. ниже). Кроме того, в фокусе куде происходит вращение поля зрения со временем — поворот эллипса поляризации по отношению к осям кристалла модулятора (со скоростью 15° в час), неподвижно стоящего за щелью куде спектрографа.

Рассмотрим действие на сигнал круговой поляризации $\delta i_{\parallel}$ одного плоского зеркала куде, на которое наклонно падает, под углом φ , пучок света с параметрами Стокса $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$. Пусть XOY — система координат пучка (например, OX ориентирована вдоль большой оси эллипса), xOy — система координат плоского зеркала такая, например, что ось Ox параллельна, а ось Oy перпендикулярна плоскости падения луча на зеркало. Как и ранее, $\xi O\eta$ пусть будет системой координат модулятора (ξ -ось совпадает с обыкновенной осью), а OP — ось пропускания поляроида (рис. 11). Аналогично рассмотрению § 6 (формулы (6.12)) можно написать для параметров

¹ Определяемой с синей стороны пропусканием поляроида, а с красной — чувствительностью катода фотоумножителя 6256В.

Стокса выходящего излучения

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = M_p(+45^\circ) \cdot M_s(0^\circ) \cdot R(-\alpha) \cdot M_z(0^\circ) \cdot R(-\beta) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ 0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (7.2)$$

где $R(-\alpha)$ и $R(-\beta)$ даются выражением (6.9) и представляют собой матрицы поворота координатной системы, $M_p(+45^\circ)$ — матрица (6.11), связанная с действием поляроида, $M_s(0^\circ)$ — матрица (6.10) для действия фазовой плас-

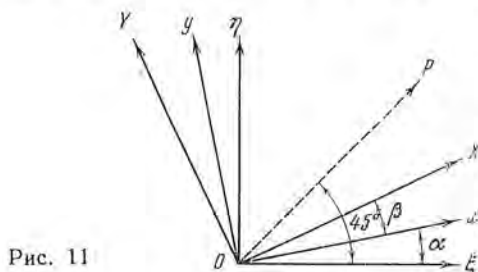


Рис. 11

тинки (ADP). Что касается матрицы $M_z(0^\circ)$, то она является матрицей преобразования параметров Стокса при отражении света от плоского зеркала. Различные выражения этой матрицы приведены в [20—22], но мы запишем ее в той общей форме, как она дана в [22]:

$$M_z(0^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} R_p R_p^* + R_s R_s^* & R_p R_p^* - R_s R_s^* & 0 & 0 \\ R_p R_p^* - R_s R_s^* & R_p R_p^* + R_s R_s^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_p R_s^* + R_p^* R_s & -i(R_p R_s^* - R_p^* R_s) \\ 0 & 0 & i(R_p R_s^* - R_p^* R_s) & R_p R_s^* + R_p^* R_s \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

$$R_p = \frac{E'_p}{E_p} \quad \text{и} \quad R_s = \frac{E'_s}{E_s} \quad (7.4)$$

— отношения (комплексные) p - и s -составляющих отраженной и падающей волн, которые даются формулами Френеля.

Матрица (7.3) легко преобразуется к виду

$$M_z(0^\circ) = R \begin{pmatrix} 1 & -\cos 2\psi & 0 & 0 \\ -\cos 2\psi & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin 2\psi \cos \Delta & \sin 2\psi \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin 2\psi \sin \Delta & \sin 2\psi \cos \Delta \end{pmatrix}, \quad (7.5)$$

где угол ψ дается соотношением

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{|R_p|}{|R_s|} \quad (7.6)$$

(угол $\psi = \psi_0$ — азимуту восстановленной поляризации [23], когда плоскость поляризации падающего света образует угол 45° с плоскостью падения),

$$\Delta = \delta_p - \delta_s \quad (7.7)$$

— разность фаз отраженных p - и s -составляющих луча, $R = 1/2 (|R_p|^2 + |R_s|^2)$ — энергетический коэффициент отражения падающего на зеркало света.

Произведя перемножение матриц, согласно (7.2) получим выражение для интенсивности и после осреднения по времени (разложения $\sin \delta$ и $\cos \delta$ в ряды) следующее выражение для сигнала круговой поляризации:

$$\delta i_{\parallel} = R J_1 (\pi/2) \sin 2\psi (Q_0 \sin \Delta \sin 2\beta + V_0 \cos \Delta), \quad (7.8)$$

тогда как в отсутствие отражения от зеркала мы имеем (6.14)

$$\delta i_{\parallel} = J_1 (\pi/2) V_0.$$

В случае (7.8) при чисто круговой поляризации падающего света ($Q_0 = 0$) сигнал $\delta i_{\parallel}$ равен

$$\delta i_{\parallel} = R J_1 (\pi/2) \sin 2\psi \cos \Delta V_0. \quad (7.8')$$

Здесь Δ и ψ согласно теории отражения света от металлов существенно зависят от угла падения φ (7.1) и оптических констант металлической поверхности. Сигнал продольного поля из-за наклонного отражения от зеркала прямого куде искажен, во-первых, из-за члена $Q_0 \sin \Delta \sin 2\beta \sin 2\psi$. Вследствие того что Q_0 характеризует линейную поляризацию, этот член представляет собой часть линейной поляризации, преобразованной в круговую. Во-вторых, имеется множитель $\sin 2\psi \cos \Delta$ при V_0 , зависящий от разности фаз составляющих E_p , E_s и ψ . Влияние этого члена впервые рассмотрено в [16]. Поскольку при переходе от синего крыла к красному эллипсе поляризации поворачивается на 90° и знак сигнала меняется на обратный, то в магнитографе с двумя щелями член с Q_0 исчезает.

Обратимся теперь к вычислениям Δ и ψ и фактическим измерениям эффекта поляризации на зеркалах куде. Для определения Δ и ψ_0 по известным формулам [23]

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Delta &= \sin Q \operatorname{tg} 2P, \\ \cos 2\psi_0 &= \cos Q \sin 2P, \end{aligned} \quad (7.9)$$

причем

$$\operatorname{tg} 2P = \frac{n \sqrt{1 + \kappa^2}}{\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}, \quad \operatorname{tg} Q = \kappa \quad (7.10)$$

(φ определяется формулой (7.1)), нужно знать в первую очередь величины n и κ . Существует ряд определений n и κ для алюминия (на практике определяют $K = n\kappa$ — коэффициент поглощения): для них характерны более или менее сходные (в пределах 30%) значения коэффициента поглощения K и и резко (до двух раз и более) отличающиеся значения n . Эти различия n связаны в первую очередь с типом и структурой слоя алюминия, методом его нанесения на зеркала, последующей обработкой и возрастом слоя (старение, закалка и пр.). Так, например, значения K , найденные Друде [24], ниже значений Шульца [25] на 30%, а значения n Друде выше значений n , найденных в [26], в 1,5 раза (для $\lambda\lambda 6000-6500$), так как значения для толстого куска металла должны существенно отличаться от тех же значений для тонкого покрытия зеркала.

При $\lambda = 4250$ Å по графику, построенному с помощью данных [25], находим $K = 4,10$. По данным Шульца и Тангерлини [26], при $\lambda = 4500$ Å величина $K = 4,30$; принимая коэффициент отражения свежего, только что покрытого слоем алюминия зеркала $R = 0,905$, авторы [26] находят $n = 0,40$ по формуле

$$R = \frac{(1-n)^2 + K^2}{(1+n)^2 + K^2} = 1 - \frac{4n}{K^2 + (n+1)^2}, \quad (7.11)$$

упрощенной в виде

$$R \approx 1 - \frac{4n}{K^2} \quad (7.12)$$

при условии $K^2 \gg (n+1)^2$, которое в синей области спектра довольно хорошо выполняется ($K^2 = 18,5 \gg 1,96 = (n+1)^2$).

В нашем случае зеркало старое и измеренный¹ коэффициент отражения $R = 0,854$; для $\lambda = 4250 \text{ \AA}$ из формулы (7.12) величина

$$n \approx \frac{K^2}{4} (1 - R) = 0,614$$

при $K = 4,10$, согласно [25]. Легко видеть, что при этих n и K для R по строгой формуле (7.11) получим $0,87$, т. е. на 2% большее значение, чем дают измерения. По формуле (7.11) при $K = 4,10$ и $R = 0,854$ находим значение

$$n = -\frac{R+1}{R-1} - \sqrt{\frac{(R+1)^2}{(R-1)^2} - (1+K)^2}, \quad n = 0,725, \quad (7.13)$$

которое и было принято в дальнейшем.

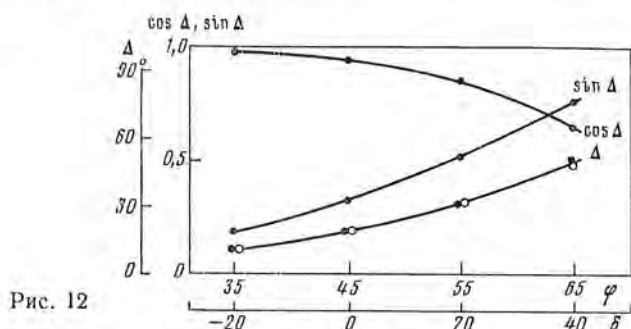


Рис. 12

Для $n = 0,725$, $K = 4,10$ по формулам (7.9) и (7.10) для четырех значений склонения звезды (и соответствующих им согласно (7.1) значений φ) были вычислены значения Δ , $\sin \Delta$, $\cos \Delta$ и ψ_0 , приведенные ниже в табл. 10 («Вычисления»). На рис. 12 сплошными линиями проведены кривые через эти вычисленные значения Δ , $\sin \Delta$ и $\cos \Delta$.

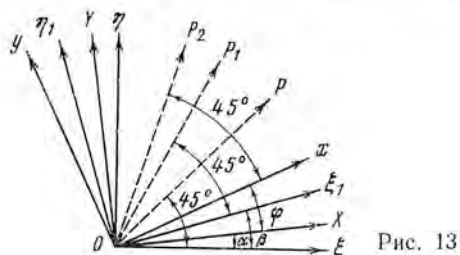
Экспериментальное исследование поляризационных эффектов отражения от плоского зеркала требует искусственного источника неполяризованного излучения. В качестве такого источника применялась трубочка с матовой лампой и линзой, дающей параллельный пучок. Она была поставлена перед модулятором магнитографа, и сигнал круговой поляризации $\delta i_{\parallel}$ осветителя оказался меньшим $0,01\%$. Далее осветитель был установлен на переднем конце трубы так, чтобы параллельный пучок от него падал прямо на главное зеркало и затем после отражения от плоского зеркала куда проходил в магнитограф.

В первую очередь было выяснено, что при перестановке осветителя на 180° вокруг оптической оси телескопа сигнал меняется от $+0,40$ до $-0,48\%$, т. е. остается практически тот же, но меняет знак на обратный (размер пучка на главном зеркале несколько меньше 10 см , так что условия отражения пучка от зеркала при этом повороте изменяются на противоположные). Очевидно, что при полном освещении зеркала этот эффект в среднем дает нуль; если даже есть некоторые изменения, то они ниже порога чувствительности ($\sim \pm 0,1\%$) нашего метода. Линейная поляризация при отражении неполяризованного света оказалась равной $5-6\%$ (при $\delta = +40^\circ$ измерена путем установки $1/4\lambda$ -пластинки перед модулятором и поляридом). При этом пучки были пущены как можно дальше от оси телескопа так, чтобы получить наибольший эффект. Это измерение круговой поляризации при отражении естественного света было повторено так, чтобы при положениях осветителя, отличающихся на 180° , были различные δ и часовые углы t . В табл. 9 даны результаты измерений (в %) (0 и -20° не представляли интереса из-за малого эффекта, и измерения здесь почти не проводились). Для $\delta = +40^\circ$, где эффект должен быть наибольший, мы видим, что осред-

¹ Авторы благодарны К. П. Лявзуриди за выполненные измерения.

нение действительно дает практически нулевой сигнал (сотые доли процента) круговой поляризации при падении естественного света: все действие плоского зеркала сводится к частичной линейной поляризации, а действие главного и гиперболического при нормальном падении равно нулю.

Следующий, наиболее важный шаг — это исследование круговой поляризации при установке на выходе отверстия осветителя поляроида, т. е. при падении на систему полностью линейно-поляризованного света. Это исследование инструментальной поляризации проводилось так, что ось пропускания поляроида всегда образывала угол 45° с плоскостью падения луча от осветителя на диагональное зеркало, т. е. в точности выпол-



нялись те условия, при которых выведены формулы (7.9) и (7.10). При этом регистрировался не сигнал круговой поляризации, а сам эллипс инструментальной поляризации, именно: перед модулятором стояла калибровочная насадка ($P + 1/4\lambda$), которая поворачивалась до тех пор, пока не возникали максимальный $(\delta i_{\cdot})_{\max}$ и минимальный $(\delta i_{\cdot})_{\min}$ сигналы, которые и регистрировались. Поляририд на осветителе поворачивался на 90° и затем на 180° по отношению к исходному, и было взято среднее значение для всех этих положений.

Прежде чем рассмотреть эти измерения, выясним, как будет выражаться сигнал в данном случае. Параметры Стокса выходящего излучения будут выражаться через параметры Стокса падающего излучения $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$ соотношениями, сходными с (6.15), с той разницей, что сперва нужно учесть преобразование параметров $\{I_0, Q_0, 0, V_0\}$ при прохождении света через поляризатор с осью пропускания под углом 45° к плоскости падения луча на зеркало, затем преобразование параметров при отражении света от зеркала, производя при этом преобразование параметров к соответствующим координатным системам (рис. 13, смысл осей тот же, что и выше), так что

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = M_p(45^\circ) \cdot M_8(0^\circ) \cdot M_{\lambda/4}(\beta) \cdot M_p(\beta + 45^\circ) R(-(\varphi + \alpha)) \cdot M_z(0^\circ) \times \\ \times M_p(+45^\circ) \cdot R(\varphi) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ 0 \\ V_0 \end{pmatrix}. \quad (7.14)$$

Вычисления приводят к формуле для интенсивности

$$I = \frac{R}{8} (1 - \sin \delta) (1 + \cos 2\psi_0 \sin 2(\beta - (\varphi + \alpha)) + \sin 2\psi_0 \cos 2(\beta - (\varphi + \alpha)) \cos \Delta) I_0, \quad (7.15)$$

откуда

$$\delta i_c = -\frac{R}{4} J_1(\pi/2) (1 + \cos 2\psi_0 \sin 2(\beta - (\varphi + \alpha)) + \sin^2 2\psi_0 \cos 2(\beta - (\varphi + \alpha)) \cos \Delta) I_0, \quad (7.15')$$

Сигнал $\delta i_{\parallel}$ (в %) при падении естественного света
в системе прямого куде

$t=+5^h$		0 ^h		-5^h		δ , град
0°	180°	0°	180°	0°	180°	

Степень круговой поляризации p

+0,56	-0,42	+0,28	-0,40	+0,39	-0,34	+40
+0,23	—	+0,28	-0,48	—	—	0
—	—	—	-0,29	—	—	-20

$$\bar{p} = \frac{1}{2} (p_{0^\circ} + p_{180^\circ})$$

+0,07	—	-0,06	—	+0,02	—	+40
—	—	-0,10	—	—	—	0
—	—	—	—	—	—	-20

здесь ψ_0 , как прежде (см. выше), — угол, близкий к 45° , так что

$$(\delta i_c)_{\max} \approx c(1 + \cos \Delta),$$

$$(\delta i_c)_{\min} \approx c(1 - \cos \Delta)$$

и

$$\frac{(\delta i_c)_{\min}}{(\delta i_c)_{\max}} = \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2}. \quad (7.16)$$

В табл. 10 приведены (отношения измеренных величин $(\delta i_c)_{\min}$ и $(\delta i_c)_{\max}$ — средние для трех указанных положений поляроида на осветителе (0, 90° , 180°).

Таблица 10

Измеренные и вычисленные значения Δ и ψ_0

δ°	φ°	Измерения			Вычисления ($n=0,725$, $K=4,10$)			
		$\frac{(\delta i_c)_{\min}}{(\delta i_c)_{\max}}$	$\operatorname{tg} \frac{\Delta}{2}$	$-\Delta$	$-\Delta$	$-\sin \Delta$	$\cos \Delta$	ψ_0
-20	35	0,0066	0,0816	$9^\circ 20'$	$10^\circ 50'$	0,188	0,982	$44^\circ 04'$
0	45	0,0231	0,152	17 18	19 05	0,327	0,945	43 21
+20	55	0,0807	0,284	32 39	31 25	0,521	0,853	42 22
+40	65	0,211	0,459	49	49 40	0,762	0,647	41 10

Измеренные Δ приведены также на рис. 12 (обозначены светлыми кружками).[†]

Сравнение показывает, что измерения дают значения, идеально совпадающие с вычисленными, что также указывает на правильность принятых значений n , K и R .

Следующим шагом является оценка влияния измеренных Δ и ψ на результаты измерений магнитных полей, иными словами, нужно знать, что принесет формула (7.8) по сравнению с (6.14) — насколько существенно влияние инструментальной круговой поляризации, характеризующейся членом с Q_0 в (7.8), который возникает, например, при наличии поперечного поля. Подробно вопрос о влиянии инструментальной поляризации на измерения продольных магнитных полей звезд рассмотрен одним из авторов (В. М. К.) отдельно (в этом же томе).

На основе теории Унно найдены значения V_0 и Q_0 для $\lambda 4254,35$, если считать $\Delta \lambda_D = 0,164 \text{ \AA}$ для $\lambda 4254$, $H=170 \text{ гс}$ и полагать в самом неблагоприятном случае, что угол луча зрения с вектором поля $\gamma = 80^\circ$ (поле почти

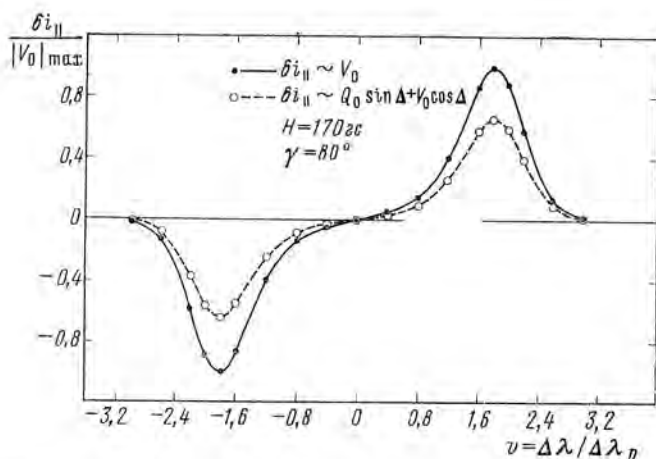


Рис. 14

поперечно), а $\delta = +40^\circ$, когда влияние членов с $\sin \Delta$ и $\cos \Delta$ наибольшее. Кроме того, для усиления эффекта в (7.8) было принято $\sin 2\beta = 1$. Множитель $\sin 2\psi$ в (7.8) и (7.8') также положен равным единице, поскольку на перераспределение сигнала внутри контура линии влияния он не оказывает, а лишь занижает его.

На рис. 14 представлено распределение сигнала $\delta i_{||}$ внутри контура линии с учетом и без учета влияния инструментальной поляризации. Видно, что наблюдаемый сигнал ($\delta i_{||} \sim Q_0 \sin \Delta + V_0 \cos \Delta$) по амплитуде практически совпадает с сигналом $\delta i_{||} \sim V_0 \cos \Delta$ ($\cos \Delta = 0,65$) и лишь обладает незначительной (около 1,5%) асимметрией в синем и красном крыльях линии.

Таким образом, все влияние инструментальной поляризации выражается в трансформации части круговой поляризации в линейную, т. е. в уменьшении амплитуды характерной петли V_0 в $1/\sin 2\psi \cos \Delta$ раз при не очень сильных полях (см. [16]). Поэтому значения $H_{||}$, приведенные в п. 8, фактически следует увеличить в $1/\sin 2\psi \cos \Delta$ раз, где Δ и ψ определяются склонением звезды.

8. Результаты измерения слабых полей ярких звезд

В отведенное для наблюдений в фокусе куде время (лунные ночи, по 3—4 в месяц) с августа 1969 г. на 2,6-м телескопе ЗТШ мы более или менее регулярно вели измерения слабых магнитных полей звезд со звездным магнитографом, описанным в п. 3. Измерения состояли в регистрации на бумагу электронного потенциометра сигнала $\delta i_{||}$ (запись в каждом положении сканера около 5^m), возникающего на выходе усилителя. Практически эта запись выглядит как шумовая дорожка (рис. 15), идущая вдоль нулевого положения потенциометра aa , которое фиксировалось прямой линией путем закорачивания выхода сигнала из усилителя на самописец. Так как отклонения такой шумовой дорожки от нуля очень малы, то для избежания ошибок в определении этого отклонения на ленте самописца из-за ее сдвигов в поперечном направлении записывалась еще фиксированная прямая линия bb пером, скрепленным жестко с корпусом самописца (условное «начало» всех отсчетов). Записи таких шумовых дорожек, включающих сигнал $\delta i_{||}$, проводились последовательно в стольких точках контура спектральной линии, сколько было необходимо как для выявления сигнала поляризации вне линии (δi_p) в области непрерывного спектра, так и петли V -параметра внутри линии ($\delta i_{||}$) (всего 10—12 точек). Точки отстоят друг от друга на $\sim 0,2 \text{ \AA}$. Последующая планиметрия записи для каждой точки дает распределение сигнала вдоль контура линии.

Каждый вечер положение в спектрографе записываемой линии выставлялось по линии железа в спектре искусственного источника — лампы с полым катодом (перед щелью спектрографа куде), но с некоторой неточностью ($\pm 0,2 \div 0,4$ Å) из-за лучевой скорости звезды по отношению к земле и других ошибок.

Вполне ощутимый сигнал круговой поляризации δi_p возникает также вне линии. Этот сигнал, как правило, изменяется со временем: перед записью контура и после нее значения δi_p могут различаться до 30%. Обычно изменения δi_p очень медленные и следуют приблизительно линейной зависимости. Рассмотрим более внимательно происхождение сигнала δi_p .

В области непрерывного спектра (вне спектральной линии) свет звезды обычно не поляризован по кругу, но за счет межзвездной поляризации он может быть заметно линейно-поляризован (степень поляризации до 2—3%). Эта линейная поляризация после отражения от плоского зеркала системы прямого куде частично трансформируется в круговую (эллиптическую). Кроме того, свечение ночного неба, даже не освещенного Луной, поляризовано линейно со степенью поляризации, достигающей 20% (собственная круговая поляризация также имеется и может достигать 1%, см. [27]). Таким образом, поляризация в области непрерывного спектра

$$\delta i_p = \delta i_p^* + \delta i_p^{\text{н}}, \quad (8.1)$$

где δi_p^* — сигнал круговой поляризации от звезды, а $\delta i_p^{\text{н}}$ — тот же сигнал от неба. Если s^* и $s^{\text{н}}$ — относительные площади, занятые звездой и небом в пределах щели спектрографа, а i^* и $i^{\text{н}}$ — интенсивности звезды и неба соответственно, то

$$\delta i_p = p^* k^* s^* i^* + p^{\text{н}} k^{\text{н}} s^{\text{н}} i^{\text{н}}, \quad (8.1')$$

где k — коэффициенты преобразования линейно-поляризованного света в круговую (от 0,19 до 0,76 согласно измерениям § 7, рис. 12), а p^* и $p^{\text{н}}$ — степень линейной поляризации звезды и неба. Отсюда максимально возможная ($\sin \Delta \approx 0,8$, $\sin 2\beta = 1$) инструментальная круговая поляризация

$$\frac{\delta i_p}{i^*} \leq 0,03 \cdot 0,8 \cdot 0,5 + 0,2 \cdot 0,8 \cdot 1,0 \cdot 0,1 = (1,2\%)^* + (1,6\%)^{\text{н}},$$

если считать, что $s^* = 1/2$, $s^{\text{н}} = 1$ и отношение $i^{\text{н}}/i^* = 0,1$ для звезды $4^m, 0$ в лунные ночи, которые обычно отводятся для наблюдений в куде. Этот простой пример показывает, что при наличии межзвездной линейной поляризации, а также в условиях неба, освещенного Луной, или сумеречного неба может возникнуть сильный сигнал круговой поляризации, который будет меняться ото дня ко дню из-за движения Луны по небу, изменений прозрачности и качества изображений и др.

Однако коэффициент преобразования линии в круг в формуле (8.1) ($k \sim \sin 2\beta \sin \Delta$) для данной звезды постоянен (Δ зависит только от δ , а β — угол между осью эллипса и плоскостью падения на зеркало), поэтому указанная величина δi_p будет изменяться с часовым углом незначительно только за счет атмосферной экстинкции. Имеются другие источники этого изменения, именно: вращение поля зрения в системе куде, т. е. эллипса поляризации относительно осей модулятора ADP, может приводить к появлению небольшого ложного сигнала круговой поляризации при небольших отличиях фазы модуляции от $\pm \pi/2$ (за счет неточности юстировки кристалла). Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в одной из последующих работ. Это изменение с часовым углом, однако, несущественно, так как, имея несколько точек δi_p , до и после записи в контуре линии из регистрации сигнала $\delta i_{\parallel}$ в синей и затем в красной части величина δi_p внутри самого контура может быть легко определена интерполяцией, так что эмпирическое исключение поляризации δi_p не представляет серьезной проблемы.

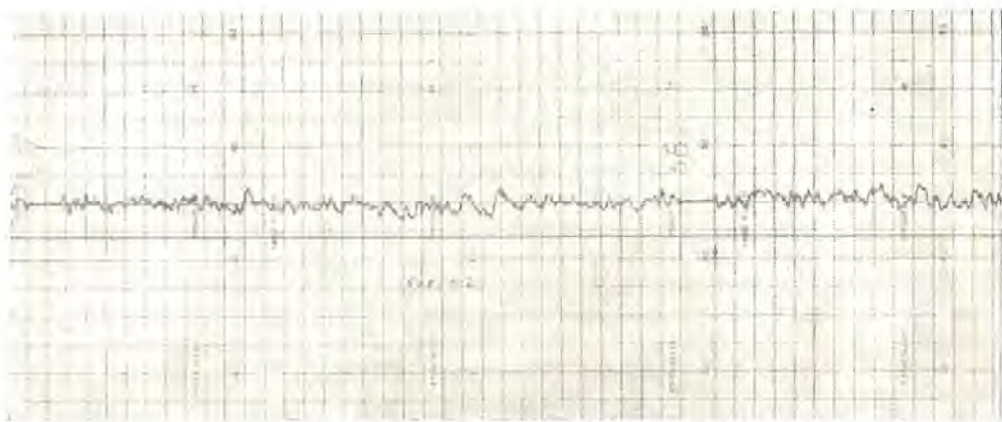


Рис. 15

Рис. 16 дает представление о том, как это сделано в случае Сириуса, где изменение со временем вполне заметно (шкала $\Delta\lambda$: единица = $0,2 \text{ \AA}$ — один шаг дискретного скана). Ординаты (внизу) суть средние отбросы $\delta i_{\parallel} + \delta i_{\rho} + \text{const}$, полученные планиметрией записи шумовой дорожки относительно опорной линии (площадь S , заключенная между шумовой дорожкой, опорной линией и началом и концом записи, деленная на длину l записи). На среднем графике линия представляет собой сигнал δi_{ρ} , а сверху дан сигнал $\delta i_{\parallel}$, отсчитанный от линии δi_{ρ} как нулевой линии (калибровка дана в п. 7).

Чтобы убедиться, что развитый метод дает разумные результаты, представлялось наилучшим сравнить то, что он дает, с тем, что уже известно для какой-либо звезды с хорошо выраженными изменениями поля и известной эфемеридой этих изменений. Наш выбор пал на звезду β CrB $3^m,7$ с периодом около 18 дней и эфемеридой, данной в [28]:

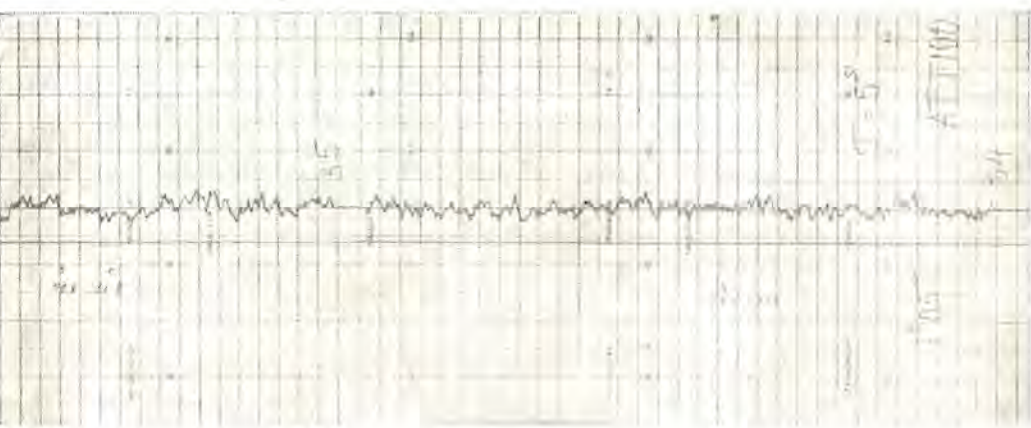
$$(J.D.)_{\kappa,0} = 2\ 434\ 217,50 (\pm 0,65) + 18^d,487 (0,0002) E, \quad (8.2)$$

где $(J.D.)_{\kappa,0}$ — юлианская дата положительного кроссовер-эффекта (нуль поля)¹. Прежде чем перейти к результатам, полученным для этой звезды, и их сравнению с обычными фотографическими измерениями, дающими так называемое эффективное поле H_e , нужно предпослать следующие замечания.

Наш фотоэлектрический метод регистрации сигнала $\delta i_{\parallel}$ (или V -параметра Стокса, если пренебречь инструментальным эффектом) есть метод регистрации существенно продольного компонента поля, которая отлична от фотографических значений H_e , особенно в случае сильных полей ($\geq 300 \text{ гс}$), если рассуждать по аналогии с Солнцем, ибо при достаточно больших значениях H_e представляют собой нечто среднее между продольным полем $H_{\parallel}$ и абсолютным значением полного вектора поля $|\mathbf{H}|$. Только для слабых полей величина H_e , найденная фотографически, является продольным полем, как показано было еще давно Сирсом [29].

Вообще говоря, случай $\delta i_{\parallel} \approx 0$ при очень сильном поперечном поле не исключен, если отбросить влияние инструментальной поляризации; существование таких больших полей у звезды β CrB следует, кстати сказать, из [30]. Так что при определенных обстоятельствах, подобных этому, бессмысленно требовать хорошего согласия между нашими определениями поля $H_{\parallel}$ и фотографическими H_e , особенно для сильных полей. Этого не

¹ К сожалению, этот выбор оказался не совсем удачным: д-р Престон (Маунт-Вилсон) обратил наше внимание (в частном сообщении 27.X 1971 г.), что эта звезда имеет сложную и запутанную картину поведения поля, и рекомендовал для контроля нашего метода другую звезду — HD 125248, $V = 5^m,74$, с периодом $9^d,3$.



поняли авторы [31], которые заявили о скудном соответствии наших измерений [3] со всеми остальными, фотографическими. Более того, всякое «несоответствие» наших и фотографических измерений представляет известный интерес, поскольку оно позволяет в принципе получить труднодоступную информацию о поперечных полях в звездах, если одновременно с нашими фотоэлектрическими записями выполнять и фотографические наблюдения поля H_e .

Вторым важным обстоятельством при сравнении наших фотоэлектрических измерений с фотографическими является эффект насыщения сигнала — слабого, все замедляющегося роста сигнала $\delta i_{\parallel}$ при больших значениях продольного поля $H_{\parallel}$ (найденных, например, из фотографических измерений, см. [32]). Определенные нами фотоэлектрические $H_{\parallel}$, как вообще значения поля, полученные с помощью магнитографа, должны быть исправлены за эффект насыщения, что требует знания калибровочной кривой, построение которой является нелегкой задачей.

Уже в [3], несмотря на сложное поведение поля в β CrV и наличие, по видимому, сильного поперечного поля, вытекающее из данных [30], мы получили довольно отчетливую картину соответствия максимумов N-полярности с предвычисленными в пределах $\pm 1 \div 2$ дня. Хорошо совпадали также моменты положительного и отрицательного кроссовер-эффекта со временем, положенным по эфемериде. Но появление минимума S-полярности в 1969 г. не фиксировалось отчетливо, кроме одного раза (29.VIII 1969 г.)¹. Если отвлечься от возможного влияния инструментальной поляризации (член $Q_0 \sin 2\beta \sin \Delta$), то в [3] мы объяснили этот эффект возможной периодичностью исчезновения S-поля, на которую обратили впервые внимание Престон и Стерч [28], анализируя свои наблюдения и измерения Бэбкока в 1949 г., указывающие на периодическое отсутствие временами S-полярности с периодом 10 лет. Если такое долгопериодическое изменение имеется, то в 1969 г., а возможно 1970 и 1971 гг., этот эффект должен возобновиться. Однако в [31] авторы нашли, что S-полярность, по фотографическим измерениям 1971 г., появляется, как обычно, и приводят более или менее симметричную кривую.

Обратимся теперь к нашим измерениям. В табл. 11 собраны все наши наблюдения β CrV, как прежние за 1969 г. [3], так и новые, ранее не опубликованные, за 1970—1971 гг. (всего 35 измерений). В таблице приведены время наблюдений, а также дата в юлианских днях, фаза, калибровка записи и величина продольного поля $H_{\parallel}$, определенная измерением средней величины

¹ В соответствии с результатами п. 5 и 6 значения $H_{\parallel}$, приведенные в [3], следует увеличить вдвое.

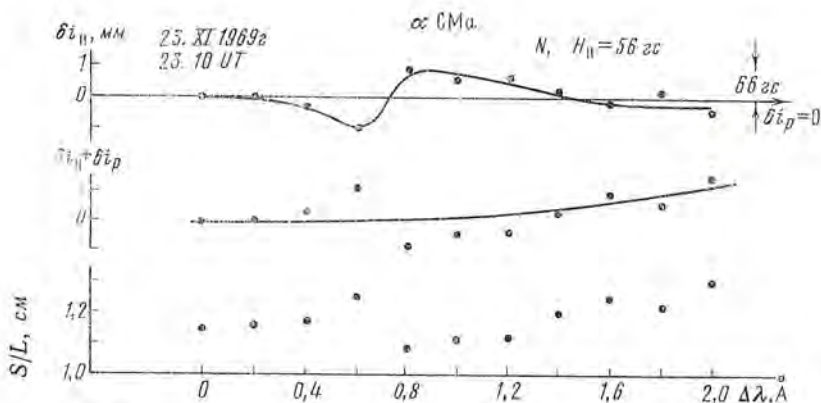


Рис. 16

амплитуды V -петли из значения слева и справа от центра линии. Для некоторых ночей (например, 20.VIII 1969 г. и 14.V 1971 г.) сделано по два измерения с интервалом 1—2^ч: они оба хорошо согласуются друг с другом, показывая сильное продольное поле в одном случае и кроссовер с одинаково выраженной асимметрией — в другом (случай хорошей воспроизводимости для других звезд см. ниже.). Важное значение имеет измерение, сделанное 20.VIII 1969 г. (по «счастливой» оплошности) с выключенным модулятором ADP и представляющее собой, таким образом, чистую шумовую дорожку (см. рис. 2 из [3]) для звезды с яркостью 3^м,7. Среднее квадратичное отклонение от нуля одного отдельного измерения составляет ± 90 гс, а средняя квадратичная ошибка результата (в данном случае нулевого «поля») ± 26 гс. На рис. 17, а представлены данные табл. 11, исключая кроссовер. Несмотря на большой разброс, эти данные хорошо выражают средний общий ход $H_{||}$ в зависимости от фазы (рис. 17, б, сплошная линия). Для фазы $P < 0,5$ имеется пик N-поля с максимумом ~ 700 гс (без учета насыщения), для фазы $P \geq 0,60$ наблюдаются заметные S-поля, до 300 гс.

Для сопоставления значений $H_{||}$, полученных нами фотоэлектрическим методом, с фотографическими измерениями полей мы взяли значения H_e , приведенные в [28], усреднив их по фазам (фиг. 17, б, штриховая линия). Вообще нужно сказать, что для фазы $P > 0,45$ в [28] разброс достигает измеренной величины в минимуме, а в области минус кроссовера (фазы $0,5 \leq P \leq 0,6$) встречаются значения «+» и «-» поля, сравнимые с наибольшим S-полем.

Ввиду очень сильного разброса фотографических, равно как и фотоэлектрических, измерений и принципиальной разницы наших значений $H_{||}$ и фотографических H_e , особенно для сильных полей (эффект насыщения $\delta i_{||}$ и неопределенность H_e для сильных полей), согласие обеих кривых достаточно приличное. В то же время имеются различия, которых нельзя не отметить. Во-первых, при ошибке одного измерения ± 90 гс мы считаем флуктуации, вызывающие разброс наших значений на фиг. 17, а, вполне реальными; столь же реальны, по-видимому, отдельные флуктуации H_e на рис. 6 в [28]. Во-вторых, мы считаем, что в 1969 г. S-поле $H_{||}$ практически пропадало, тогда как в 1970—1971 гг. оно начало появляться; этот вывод согласуется с указанием Престона и Стерча [28] (основанным на анализе своих наблюдений и измерениях 1949 г. Бэбкока, не наблюдавшего S-поля в минимуме) на возможную периодичность исчезновения S-поля у β CrV с периодом 10 лет — периодом орбитального обращения этой двойной системы. Вывод [31] об отсутствии такого эффекта не обоснован достаточно большим количеством данных наблюдений и, возможно, их концентрацией только в 1971 г., когда мы также отмечали появление S-поля. В-третьих, наши фотоэлектрические $H_{||}$ в минимуме S-поля заметно меньше фотографических. Это означает, что в минимуме (S-поле), возможно, имеется влияние

**Фотоэлектрические измерения поля β СгВ (1969—1971 гг.)
(без учета насыщения)**

Номер измерения	Дата (моск. время)		J. D.	фаза ρ	Калибровка, гс/мм	Поле $H_{\parallel}$, гс	Примечания
1	1969	Авг. 3 ^d , 00	2440 436 ^d , 375	0,39	820	320 N	Первое измерение ненадежно
2		Авг. 4, 95	438,324	0,50	2400	900 N	То же
3		Авг. 5, 92	439,292	0,55	760	460 N	
4		Авг. 11, 90	445,274	0,90	—	— кроссовер	
5		Авг. 14, 90	448,274	0,035	200	600 кроссовер	
6		Авг. 19, 90	453,291	0,31	1280	640 N	
7		Авг. 20, 90	454,271	0,36	1680	850 N	Плохие изображения
8		Авг. 22, 92	456,288	0,47	340	Ноль	Среднее из двух последовательных измерений
9		Авг. 28, 88	462,273	0,79	420	≤ 230 кроссовер	
10		Авг. 29, 86	463,253	0,85	760	230 S	
11		Окт. 21, 80	516,177	0,71	1740	680 кроссовер	
12		Окт. 23, 81	518,181	0,82	460	≤ 300 кроссовер	
13		Окт. 24, 80	519,177	0,87	1920	≤ 380 кроссовер	
14		Окт. 25, 81	520,188	0,92	820	≤ 380 кроссовер	
15		Окт. 26, 84	521,214	0,98	780	≤ 600 кроссовер	
16	1970	Март 27, 05	2440 672, 43	0,16	860	860 N	Низкая чувствительность
17		Апр. 21, 94	699,32	0,56	380	— кроссовер	
18		Июнь 20, 00	757,38	0,75	680	— кроссовер	То же
19		Июнь 26, 89	764,26	0,13	380	192 N	
20		Июнь 27, 89	765,26	0,18	380	288 N	
21		Июль 17, 91	785,28	0,26	880	352 N	
22		Июль 21, 00	788,38	0,43	580	376 S	
23		Сент. 11, 96	841,34	0,30	4260	1920 N	
24		Сент. 18, 88	848,26	0,67	1920	Ноль	
25		Сент. 19, 86	849,24	0,73	800	520 S	Низкая чувствительность
26		Сент. 20, 88	850,26	0,78	770	284 S	
27	1971	Май 13, 00	2441 084,38	0,45	400	104 кроссовер	Имеется измерение в [31] (+350 гс)
28		Май 14, 00	085,38	0,495	400	182 кроссовер	Несимметричный кроссовер
29		Май 14, 00	085,40	0,497	400	140 кроссовер	То же
30		Июнь 7, 02	109,40	0,80	360	180 S	
31		Июнь 8, 06	110,44	0,85	190	60 N	Имеется измерение в [31] (—580 гс)
32		Июнь 9, 10	111,48	0,91	470	236 N	
33		Авг. 12, 01	175,38	0,36	300	134 N	
34		Авг. 13, 04	176,42	0,42	960	480 N	
35		Авг. 14, 00	177,37	0,47	400	200 N	

Циррусы

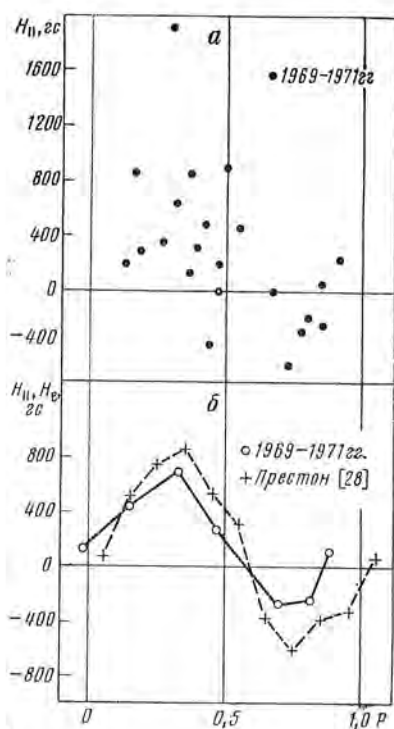


Рис. 17

поперечного поля как на измерения H_e , дающие не вполне продольное поле, так и на наши измерения $H_{\parallel}$ из-за члена $Q_0 \sin 2\beta \sin \Delta$ (см. формулу (7.8)), характеризующего превращение линейной поляризации от поперечного поля в добавочный сигнал круговой поляризации. По-видимому, это превращение связано с наличием заметной величины Q ($\sin \Delta = 0,7$ для β CgB) и вызывает эффект, зависящий от фазы (возможное изменение с фазой напряженности поперечного поля или его ориентации).

Неплохое качественное согласие показывают также наши измерения $H_{\parallel}$ с данными H_e других наблюдателей для звезды α^3 CVn, но более подробный анализ для этой звезды будет сделан в следующих работах.

Сверхгиганты очень удобны для измерения слабых полей из-за резкости линий, и первым наш выбор пал на γ Cyg. Согласно каталогу [33], для этой звезды скорость вращения $v \sin i = 4$ км/сек; согласно Аллену [34], для нее $m_V = 2,32$, $Sp = F8$ Ip, $B - V = +0,51$, $v_r = -7,6$ км/сек, $R \approx 5 \cdot 10^{13}$ см (v_r — лучевая скорость звезды), так что

период обращения вокруг оси, перпендикулярной лучу зрения,

$$P \approx 1,25 \cdot 10^7 \text{ сек} \approx 100 \text{ дней.}$$

Фотометрические измерения контура линий $\lambda 4254$ приведены в п. 5, они указывают на большой градиент $\partial I_{\lambda} / \partial \lambda$ в крыльях линии ($\delta i_c = 4200$ гс). Результаты магнитных измерений 1969 г. приведены в [3], а часть их вместе с измерениями 1970 г. — на рис. 18 (разные значки на нижних кривых относятся к разным записям в одну и ту же ночь).

Значительные поля и их быстрые изменения (иногда за 1—2 дня) сразу бросаются в глаза. В табл. 12 приведены моменты появления N- и S-поля и кроссовер-эффект по этим наблюдениям (в скобках — величина поля в гс).

Таблица 12

Максимумы и минимумы поля для γ Cyg

N-поляриность	ΔT_N , дни	S-поляриность	ΔT_S , дни	ΔT_{NS} , дни	Кроссовер-эффект
1969 г. 4.VIII (420)		20.VIII (400)		+8	
28.VIII (100)	24	22.VIII (200)	2	+6	
24.X (250)	57				
25.X (140)	1				
1970 г. 24.IV (130)		22.IV (70)		+2	1969 г. 26.X
24.VI (130)	61		87		
15.VII (200)	60	17.VII (80)	63	-2	20.VII
13.X (70)	90	18.IX (170)			19.IX
16.X (80)	3				20.IX
					17.X

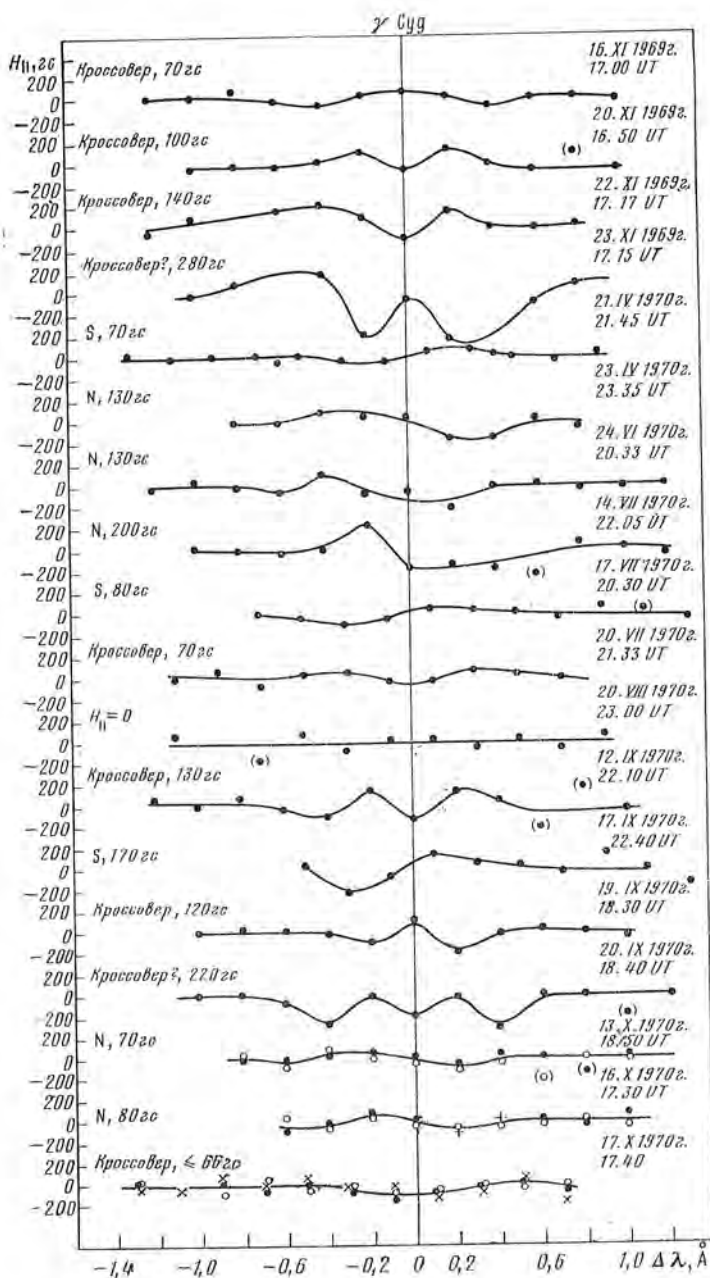


Рис. 18

Здесь ΔT_N , ΔT_S — интервалы между наблюдаемыми максимумами и минимумами, ΔT_{NS} — интервал между максимумом N-поля и ближайшим минимумом S-поля. В скобках указана напряженность продольного поля. Числа ΔT_N и ΔT_S неплохо делятся на 3 (7 из 10). Но отрывочность наблюдений не позволяет заключить сколько-нибудь уверенно о периодичности. Важно то, что смена знака — иногда дело 2—3 дней. О надежности измерений можно судить по датам 13, 16, 17. VII 1970 г., когда было сделано подряд по 2—3 серии, которые дают хорошее согласие даже при очень слабо выраженном поле. Прежде чем обратиться к другим звездам, быстро меняющим поле, приведем измерения, свидетельствующие о наличии слабого поля у некоторых других, хорошо известных звезд.

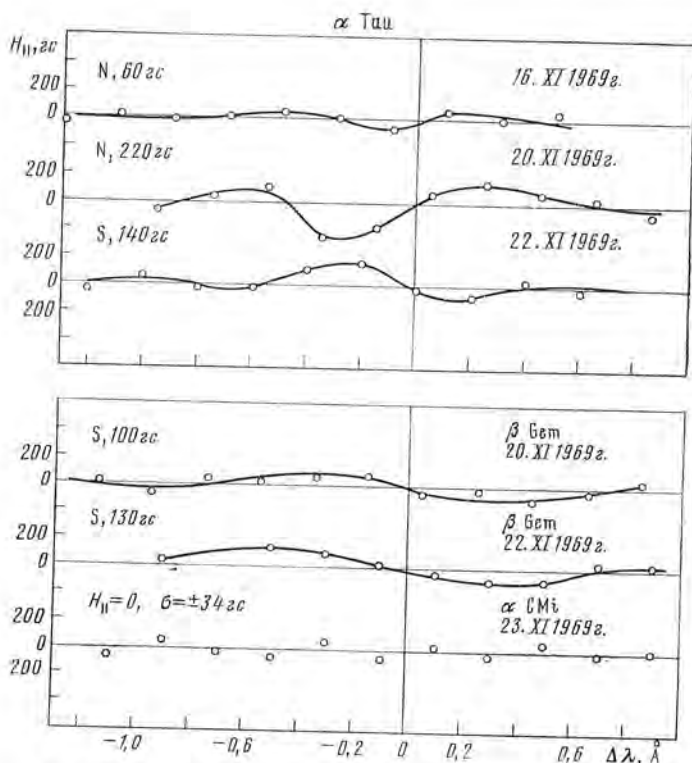


Рис. 19

В первую очередь следует отметить наличие слабого (около 100—150 гс) поля у Альдебарана (α Tau), где также можно заподозрить довольно быстрое его изменение (рис. 19). На возможность переменного поля у α Tau обратил внимание А. Дейч [35], который заметил у этой звезды изменения интенсивности линий Н и К с возможным периодом 81^д. По аналогии с Солнцем поля на поверхности должны быть тесно связаны с эмиссией кальциевых флоккулов (их площадью и яркостью), поэтому изменения в интенсивности линий Н и К могут быть неплохим индикатором изменений поля. К сожалению, наши астрофизики до сих пор придавали очень мало значения такому простому качественному признаку магнетизма у звезд поздних классов. Хотя линия $\lambda 4254$ сильно блендирована в α Tau, на расстояниях $+0,5 \text{ \AA}$ можно найти очень крутые, свободные от бленд участки контура этой линии.

Для β Gem было найдено поле около 100 гс (рис. 19). Для α CMi (Прокцион) несколько раз получалось нулевое поле (рис. 19) с точностью до $\sigma = \pm 34 \text{ гс}$, но однажды в декабре 1971 г. было уверенно обнаружено поле около 50 гс N-полярности.

Для Веги измерения в 1969 г. не давали никакого сколько-нибудь ясно выраженного эффекта поля определенной полярности, кроме «+» и «-» кроссовер-эффекта, как это видно на рис. 20. Линия $\lambda 4254$ здесь чрезвычайно слабая, но и для линии $\lambda 4233$, хорошо заметной в спектре звезды, также был получен нулевой эффект. Ошибка измерений здесь очень небольшая, для одного измерения (одной точки на рис. 20) около $\pm (20 \div 30) \text{ гс}$, поэтому флуктуации, если они обнаруживаются и не обязаны кроссовер-эффекту, трудно приписать колебаниям поляризации неба, яркость которого очень мала по сравнению с яркостью этой звезды.

Однако в июле 1970 г. появилась на короткое время, около нескольких дней, хорошо выраженная N-полярность (рис. 21) и вновь исчезла. Здесь разброс из-за шумов очень мал ($\sim \pm 20 \text{ гс}$) и самое важное то, что последовательные, в течение той же ночи, наблюдения хорошо воспроизводятся

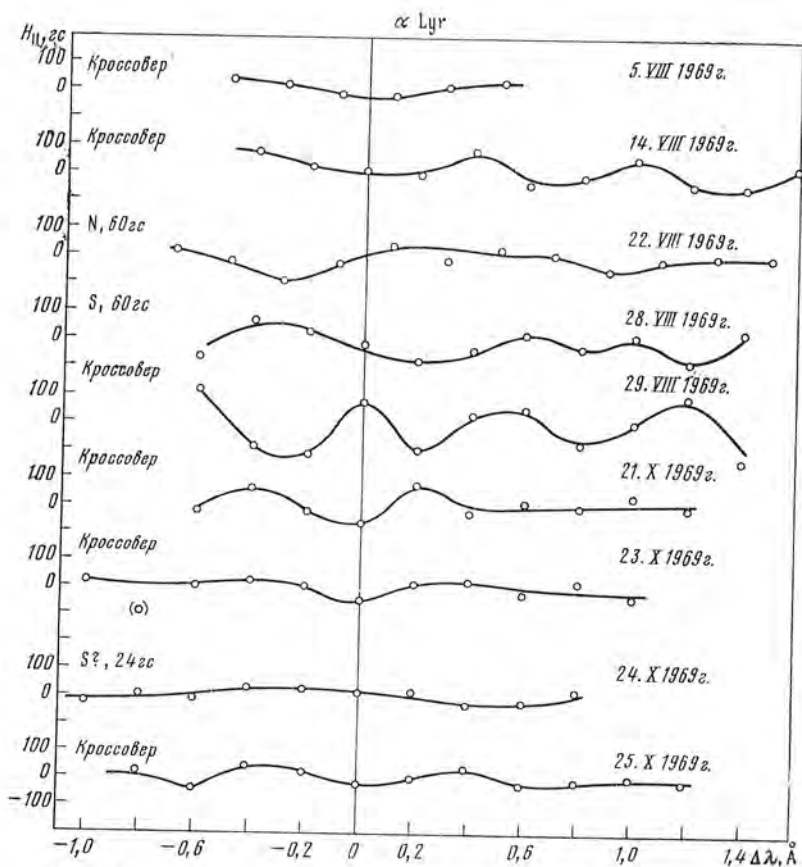


Рис. 20

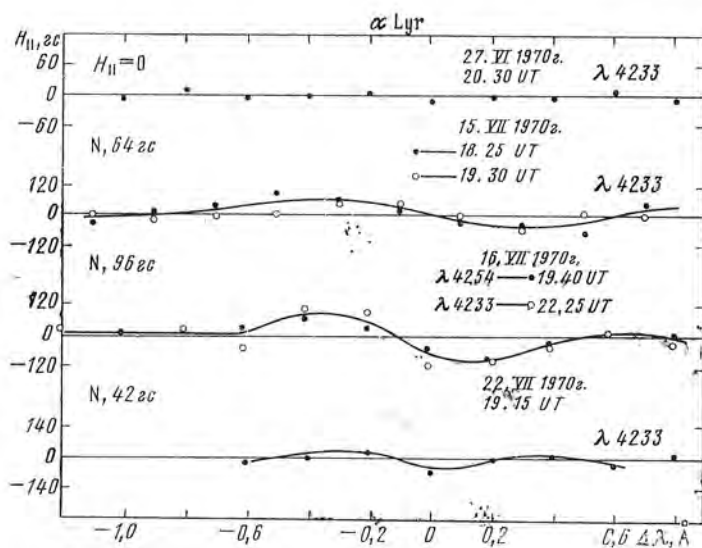


Рис. 21

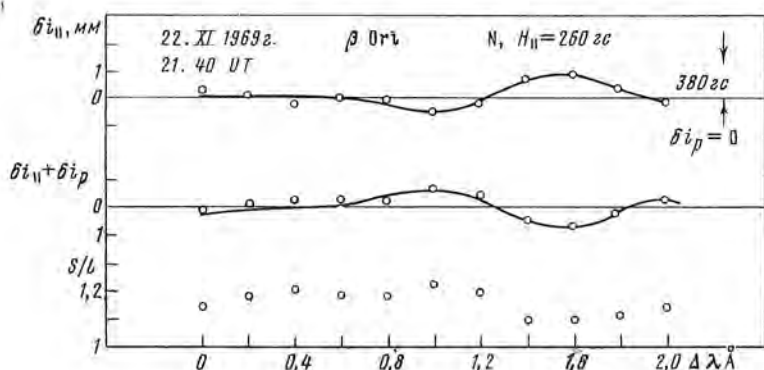


Рис. 22

(время мировое). Более того, хорошо воспроизводятся наблюдения в обеих линиях: $\lambda 4254$ и $\lambda 4233$. Таким образом, не представляется сомнительным вывод, что у Веги может появляться временами продольное магнитное поле с напряженностью до 100 Гс.

Поле около 260 Гс было найдено сразу в 1969 г. также у Ригеля (рис. 22; об изменениях поля этой звезды см. ниже).

Следовательно, из предварительного списка (табл. 1 в [3]) звезд с найденными слабыми полями наличие поля затем было подтверждено у звезд γ Cyg, α CMa, α CMi, α Tau, β Gem, β Ori, α Lyr. Звезда α And, по-видимому, также имеет поле, но ее наблюдения весьма неуверенные. Таким образом, сейчас мы можем дать следующую новую сводку измерений (табл. 13).

К указанному в табл. 13 перечню звезд можно добавить также такие «классические» Am-звезды, как 15 Vul, ζ Lyr A, δ Car, μ Ori и 68 Tau, для которых поля измерены одним из авторов (В. М. К.), специально изучающим магнитные поля металлических звезд.

В полном соответствии с результатами, полученными Бэбкоком [1], нами найдено также слегка меняющееся поле S-полярности у γ Vir N.

Таблица 13

Наблюдения слабых магнитных полей звезд

Звезда	m_V	Спектральный класс	$H_{\parallel}$ (пределы), Гс	Максимальная средняя квадратичная ошибка	Число измерений	Примечания
γ Cyg	2,32	F8p I	(-170, +200)	± 40	51	Очень быстрые изменения. Возможна некоторая периодичность, см. текст
α Lyr	0,14	A0 V	(-60, +100)	± 10	33	Очень редко появляется поле N-полярности, в основном — красное
α And	2,15	A0p	(-160, ?)	± 40	6	Слабые линии
α Tau	1,06	K5 III	(-140, +220)	± 30	9	Нужны дальнейшие наблюдения
β Gem	1,21	K0 III	(-130, ?)	± 30	12	То же
α CMi	0,48	F5 IV	(-50, +60)	± 25	15	Временами появляется N-поле
α CMa	-1,58	A0 V	(-24, +56)	± 5	15	См. замечания в тексте
β Ori	0,34	B8p I	(-100, +260)	± 10	18	То же
β CrB	3,72	F0p	(-500, +900)	± 50	35	Использована в качестве контрольной звезды для проверки полярности и величины. Изменения соответствуют эфемериде
α^2 CVn	2,90	A0p	(-1800, +800)	± 50	14	Использована в качестве контрольной звезды в 1960—1970 гг. Изменения соответствуют эфемериде
γ Vir N	3,65	F0 V	(-300, +250)	± 50	8	

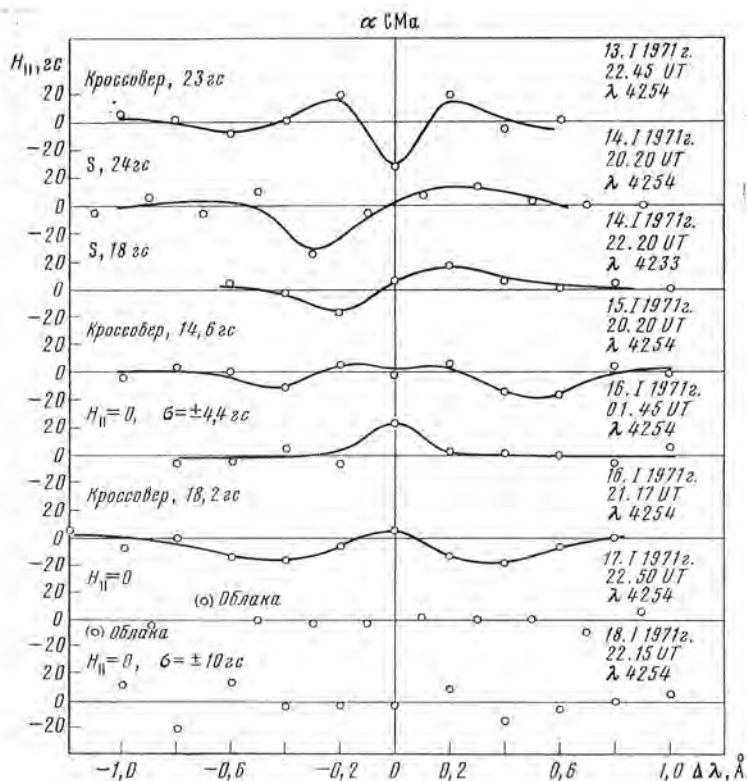


Рис. 23

Наиболее удивительны, однако, быстрые вариации магнитных полей, включая и изменение знака. Первый пример был уже проиллюстрирован на γ Суг, где подобные изменения нередко происходят за срок около 2—3 дней. Это заподозренное для γ Суг время характерных изменений сугубо предварительное, так как звезда в общем показывает скорее нерегулярные изменения. В январе 1971 г. удалось выполнить последовательность ежедневных измерений, покрывающих период 8 дней для звезд β Ори и α СМа. На рис. 23 в случае Сириуса мы видим характерную смену положительного кроссовер-эффекта 13 января на хорошо выраженное поле 20 гс 14 января; следует обратить внимание на хорошее соответствие данных по линиям $\lambda 4254$ и $\lambda 4233$, полученных через 2 час. Также два измерения, но уже разделенные интервалом 5^h, выполнены 15 января, и не исключено, что отличие контуров $\delta i_{\parallel}$ за время 5^h вполне реально. 16 января продолжался «—» кроссовер-эффект, а 17 и 18 января поле отсутствовало (с точностью до ± 10 гс). Точность ± 4 гс позволяет заподозрить, что изменение поля в течение 5^h, наблюдавшееся 15 января, вполне реально.

Аналогичное явление, но более полно наблюдалось для Ригеля (β Ори) (рис. 24). Здесь после S-поля 10 января наблюдался положительный кроссовер-эффект в течение следующих трех дней, и затем S-поле появляется опять 15 января, но 16 января уже наблюдается «—» кроссовер и длится 2 дня, и затем 18 января вновь появляется S-поле.

Пытаясь схематически объяснить это явление, мы допустили, что контур линии каждого σ_{+} - и σ_{-} -компонента представляется гауссовской кривой, так что сигнал, который мы регистрируем, есть

$$\delta i_{\parallel}(\Delta\lambda_H, \Delta\lambda_v, \Delta\lambda) \sim \{ \exp [- (\Delta\lambda + \Delta\lambda_v - \Delta\lambda_H)^2] - \exp [- (\Delta\lambda + \Delta\lambda_v + \Delta\lambda_H)^2] \}, \quad (8.3)$$

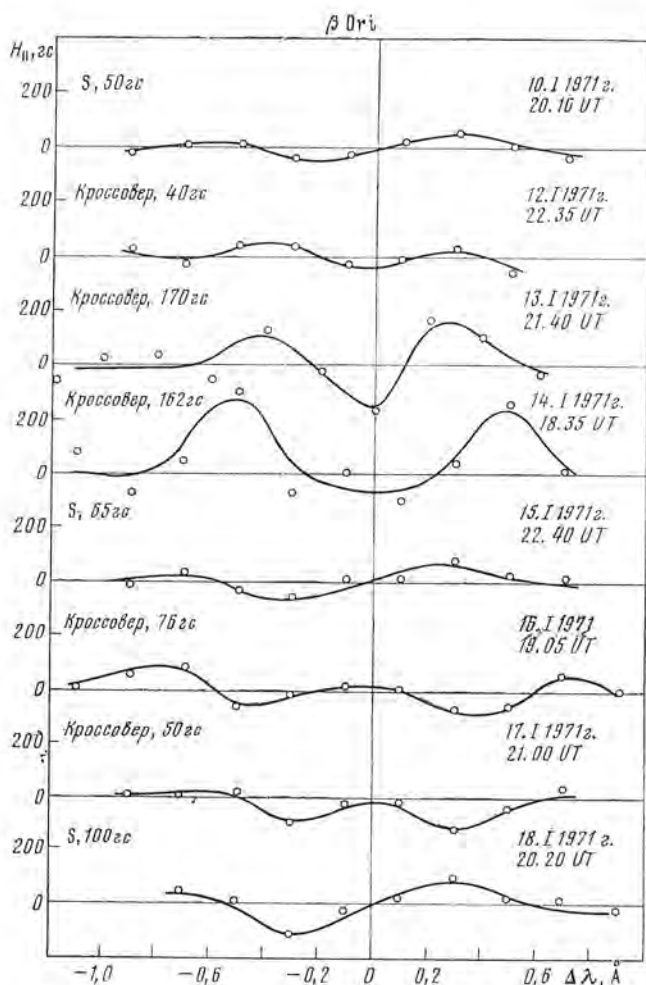


Рис. 24

если считать, что существуют некоторые доплеровские смещения $\Delta\lambda_v$ областей, испускающих данную линию и имеющих данное магнитное поле. Это представление (8.3) достаточно удовлетворительно для случая, когда поля слабые и профили σ -компонент практически те же самые, что и у невозмущенной линии ($\Delta\lambda_H$ — магнитное расщепление). Мы, далее, допустим, что доля S от площади диска звезды занята полем H_1 , отличным от нуля, а область $(1 - S)$ — полем H_2 и что лучевые скорости в этих областях также отличаются друг от друга и суть v_1 и v_2 соответственно. В этом случае результирующий сигнал будет

$$\delta i_{\parallel} \sim S \delta i_{\parallel}(\Delta\lambda_{H_1}, \Delta\lambda_{v_1}, \Delta\lambda) + (1 - S) \delta i_{\parallel}(\Delta\lambda_{H_2}, \Delta\lambda_{v_2}, \Delta\lambda), \quad (8.4)$$

где $\delta i_{\parallel}$ даются формулой (8.3).

На рис. 25 показан вычисленный (на ЭВМ¹) таким путем результирующий сигнал (8.4) для различных значений параметров. При этом принято, что $(1 - S)/S = 1$, т. е. $S = 1/2$.

Прежде всего видно, что амплитуда пиков возрастает почти пропорционально величине поля (ср. амплитуды сигнала $\delta i_{\parallel}$ при $|\Delta\lambda_H| = 0,5$ и $|\Delta\lambda_H| = 1,0$). Однако разделение пиков не возрастает с ростом поля, а увеличивается в первом приближении пропорционально $|\Delta\lambda_v|$, как это и следовало ожидать. Мы видим картину контуров, очень напоминающую

¹ Авторы благодарны Г. А. Козловскй за вычисления.

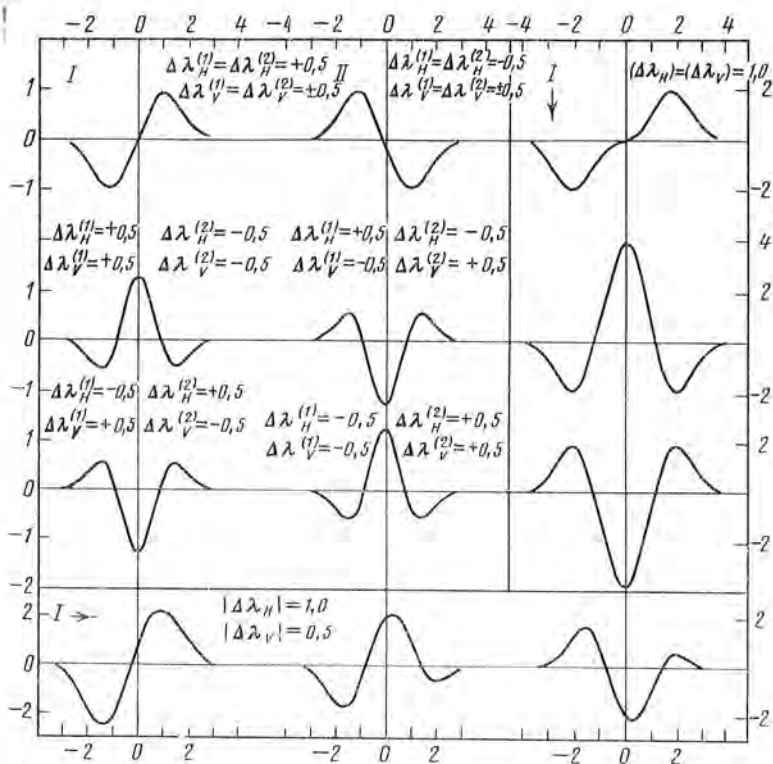


Рис. 25. Распределение сигнала $\delta i_{||}$ по (8.4) внутри контура линии

По оси абсцисс отложено расстояние от центра линии в единицах $\Delta\lambda_0$, где $\Delta\lambda_0$ — полуширина линии, по оси ординат — величина сигнала $\delta i_{||}$ в единицах $|\delta i_{||}|_{\max}$ при $\Delta\lambda_H = 0,5$ и $\Delta\lambda_V = 0$

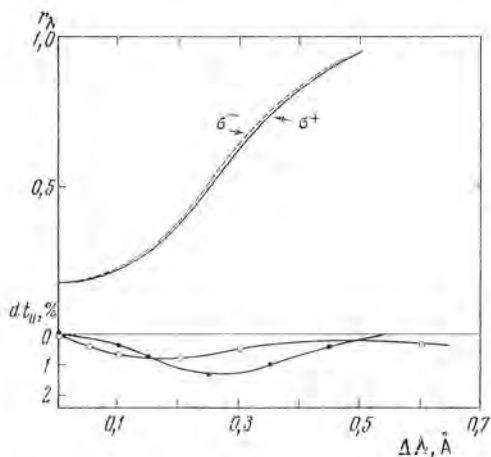


Рис. 26

фактическую, когда поле одного знака может уступить место кроссовер-эффекту, если поля разных знаков движутся с противоположными (и равными, по допущению) скоростями, при этом «+» кроссовер отличается от «—» кроссовера только сменой знака поля. Иначе говоря, переход от «+» кроссовера к «—» кроссоверу может быть просто результатом того, что первоначально восходящая часть поверхности, занятая полем одного знака, затем становится нисходящей (ср. два кроссовера по горизонтали на рис. 25), и наоборот. Это дает вполне очевидное и возможное объяснение эффектов быстрого изменения знаков, которые мы наблюдаем у γ Суг, β Ог1 и α СМа (см. ниже).

Однако, прежде чем привести это объяснение, нужно выяснить, можно ли фактически получить такие заметные эффекты для столь слабых полей ¹:

¹ Это сомнение выразил д-р Престон во время доклада одного из авторов (А.Б.С.) на научном коллоквиуме в Калифорнийском технологическом институте 28.X 1971 г.

фактическая петля, которую мы приписываем эффекту поля и скорости, занимает по λ иногда область от $-0,8$ до $+0,8$ Å (например, у α Lyr).

Рассмотрим для определенности γ Cyg и посмотрим, исходя из формулы (8.3), как далеко простирается петля $\delta i_{\parallel}$ для этой звезды, которую мы запишем в виде

$$\delta i_{\parallel} = R_0 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda - \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0/2} \right)^2 \right] - \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda + \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0/2} \right)^2 \right] \right\}, \quad (8.5)$$

считая, что лучевые скорости отсутствуют, $\Delta\lambda_v = 0$, а глубина линии есть $R_0 = 0,817$ согласно наблюдаемому контуру на рис. 8. Зеемановский сдвиг (в одну сторону), равно как $\Delta\lambda$, измеряется в единицах $\Delta\lambda_0/2$, где $\Delta\lambda_0$ — полная полуширина линии:

$$\Delta\lambda_0 = 0,6 \text{ Å}, \quad \Delta\lambda_0/2 = 0,3 \text{ Å}$$

согласно контуру (рис. 8). Величина $\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H$ для $\lambda 4254,35$ составляет $0,0018$ Å при $H = 100$ гс, типичном для γ Cyg, так что

$$\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0/2} = \frac{0,0018}{0,3} = 0,006.$$

Вычисленный по формуле (8.5) сигнал $\delta i_{\parallel}$ (R_0 взято равным единице) представлен на рис. 26 для случая $H = 100$ гс (светлые кружки). Кроме того, там же (темные кружки) приведены приблизительно те значения $\delta i_{\parallel}$, которые должны наблюдаться, если контур (рис. 8) $\lambda 4254$ сдвинем на $2\Delta\lambda_H$ в синюю сторону. Мы видим на примере простой теории, что величина сигнала $\delta i_{\parallel}$ даже при $H = 100$ гс должна составлять около 1% (в максимуме), что далеко превосходит пороговую чувствительность для γ Cyg, которая существенно (в 40 раз) больше, чем у β CrV (0,015), т. е. составляет около 0,04% по поляризации.

Далее видно, что эффект, в 10 раз меньший, чем в максимуме (что также в пределах чувствительности метода), наблюдается до $|\Delta\lambda| \leq 0,5$ Å; это фактически мы и регистрируем. Таким образом, сомнения в том, что регистрируемая нами петля охватывает слишком большой интервал $\Delta\lambda$, несостоятельны. Очень просто в этом убедиться также следующим образом. В крыльях линии $\lambda 4254$ пригодно представление контура дисперсионной формулой, так что

$$\delta i_{\parallel} = \frac{1}{\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0} + \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0} \right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0} - \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0} \right)^2} \approx -4 \frac{\Delta\lambda_H/\Delta\lambda_0}{(\Delta\lambda/\Delta\lambda_0)^3} \quad (8.5')$$

при $\Delta\lambda_H (0,0018 \text{ Å}) \ll \Delta\lambda (0,3 \text{ Å})$. При $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$ будем, таким образом, иметь $|\delta i_{\parallel}| \leq 2\%$, и на пороге чувствительности для γ Cyg (0,04%) можно регистрировать сигнал в области $\Delta\lambda = 0,3 \sqrt{2/0,04} = 1,2(\text{Å})$, т. е. V-петля должна простирается приблизительно на 2 Å. Убедившись в том, что простое представление контуров (8.5) и (8.5') способно объяснить наблюдаемые, на достаточно большом участке длин волн, эффекты, обратимся к объяснению быстрых изменений поля, наблюдаемых в γ Cyg, α CMa и β Ori.

Рассмотрим на рис. 25 пару картин (второй сверху или снизу ряд) чередования кроссоверов, подобную тем, что наблюдается у Сириуса и Ригеля и иногда у γ Cyg. Мы видим, что они возникают, если распределение поля на диске остается одним и тем же, т. е. одна половина диска занята, скажем, N-полярностью, другая — S-полярностью, но распределение лучевой скорости изменяется на противоположное, т. е. дело обстоит так, как если бы область звезды, где N-полярность, сперва приближалась (а область S-полярность удалялась), а затем наступила бы обратная картина: N-область стала удаляться, а S-приближаться. При неравенстве площадей, занятых полями разной полярности, может возникнуть в некоторый момент еще фаза преобладания одной полярности.

Это объяснение пока что феноменологическое и, по-видимому, оно правильное. Но возникает главный вопрос: какой процесс приводит к подобному явлению?

Если линия раздела больших областей противоположной полярности идет приблизительно вдоль меридиана звезды (параллельно оси вращения), как это, вероятно, нередко случается с Солнцем [36] (поле более или менее радиально), то на одной половине диска, где полярность, скажем, в основном N , она будет приближаться к нам, а на другой, где поле в основном S , она будет удаляться. Однако легко убедиться, что объяснение наблюдаемого эффекта вращением не выдерживает критики. Даже в случае Солнца, когда наблюдаются колебания поля Солнца как звезды в течение 1—2 дней, это объяснение оказывается несостоятельным (см. [37]). Действительно, за 1 день экваториальная область размером $l = vt = 2 \cdot 10^5 \cdot 10^5 = 2 \cdot 10^{10}$ см может появиться или исчезнуть на Е-или W-лимбе соответственно: это означает, что относительная площадь такого участка $\left(\frac{l}{d_{\odot}}\right)^2 \approx \left(\frac{2 \cdot 10^{10}}{1.4 \cdot 10^{11}}\right)^2 = 2 \cdot 10^{-2}$

от площади диска, т. е. слишком мала, чтобы привести в сигнал поля заметную величину, особенно если мы примем во внимание, что привнос от этой области будет приблизительно в 2 раза меньше из-за падения яркости к краю диска (конечно, исключается при этом случай, когда среднее поле ~ 100 гс на всей новой области вместо фактического ~ 1 гс). С другой стороны, изменение площади из-за вращения Солнца за 3 дня составляет $2R_{\odot}^2 (1 - \cos \varphi) = 0,46 R_{\odot}^2$. Поэтому, если новая активная область появляется на Е-крае со средней напряженностью ~ 10 гс, ее привнос в сигнал поля есть $\left(\frac{0,46 \cdot R_{\odot}^2}{\pi R_{\odot}^2}\right) \cdot 10 = 1,5$ (гс), и это вполне сравнимо с привносом от остальной части диска, равным $0,85 \cdot 1$ гс $= 0,85$ (гс). Так что появление максимумов длительностью около 3 дней для Солнца может быть объяснено выходом из-за края достаточно протяженной активной (флоккулярной) области (см. [37]).

Однако эти соображения, основанные на представлении о магнитном ротаторе, для исследовавшихся нами звезд становятся полностью непригодными. Например, для γ Суг мы наблюдаем изменение поля ~ 200 гс за 2—3 дня. Поперечник звезды $\sim 10^{13}$ см, и линейный размер новой области, которая будет появляться или исчезать благодаря вращению, есть (при скорости вращения 4 км/сек, см. выше, стр. 38) $4 \cdot 10^5 \times 3 \cdot 10^5 \approx 10^{11}$ см; так что относительная площадь $\sim (10^{11}/10^{13})^2 = 10^{-4}$, поэтому среднее поле на новой области должно быть аномально большое ($\sim 2 \cdot 10^6$ гс), чтобы дать эффект ~ 200 гс. Для обеспечения нужного эффекта скорость звезды должна бы быть ~ 300 км/сек, что совершенно невозможно при столь резких спектральных линиях. Аналогичное рассуждение справедливо и для Ригеля.

Посмотрим, при какой скорости вращения $v \sin i$ для Сириуса возможны изменения поля за время 5^h, замеченные нами (рис. 23). Для радиуса звезды примем $R = 1,5 \cdot 10^{11}$ см ($\lg(R/R_{\odot}) = 0,33$) и будем считать, что изменения поля заметны, если они охватывают $1/4$ диаметра звезды, тогда имеем за сутки $v_{\parallel} \cdot 10^5 \approx 0,75 \cdot 10^{11}$, или $v_{\parallel} \geq 7,5 \cdot 10^5 = 7,5$ км/сек. Если исходить из данных каталога скоростей вращения [33], то для Сириуса $v \sin i = 0$, хотя ошибка этого определения может превосходить найденную нами величину. Если же скорость вращения по лучу зрения действительно равна нулю, то нам и здесь нельзя опираться на модель магнитного ротатора, если не прибегать к гипотезе о том, что при вращении диполя с осью, составляющей заметный угол с осью вращения, имеются нутации с периодом около суток или меньше, что искусственно и маловероятно.

Таким образом, во всех трех случаях (γ Суг, α СМа и β Огi) обнаруживаются столь быстрые изменения поля, которые не укладываются в рамки гипотезы наклонного ротатора.

Нередко важная роль в образовании и выносе магнитных полей на поверхность звезды (и, в частности, пятен) приписывается конвекции. Очевидно, обычная конвекция типа солнечной грануляции ничего вынести не может по причине некогерентности в движениях отдельных струй. Но даже и в невероятном случае, если бы реализовалась такая когерентность, это слишком медленный процесс (ибо максимальная скорость выноса ~ 3 км/сек [38] мала) для того, чтобы за сутки что-либо изменить на большей части поверхности.

Можно думать о подъеме больших конвективных ячеек, сравнимых с размерами звезды («переворачивание» больших поверхностных слоев звездной фотосферы). Если процесс стационарный, типа солнечной грануляции, то средняя скорость движения таких конвективных токов определяется из условий равенства подъемной силы вверх $F = -SLg\Delta\rho$ и силы сопротивления движения $W = SpV^2$, где S — площадь поперечного сечения, L — длина конвективного элемента, ρ — плотность окружающего вещества, $(\rho - \Delta\rho)$ — плотность элемента. $V = v - v'$, где v и v' — скорости нисходящего и восходящего движений окружающего вещества и конвективных элементов. Считая изменения в элементе изотермическими, $\Delta\rho/\rho = \Delta T/T$, получим (см. [38])

$$V^2 = gL \frac{\Delta T}{T}, \quad (8.6)$$

где ΔT — среднее превышение температуры в струе, которое мы берем из табл. IV [38]. Это дает

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\max} = 9,5 \cdot 10^{-2}, \quad (8.7)$$

так что

$$V^2 = 2,61 \cdot 10^8 L (\text{см}^2/\text{сек}^2). \quad (8.8)$$

Примем значение $L = 2 \cdot 10^4$ км для нижней границы конвективной зоны; тогда получим величину скорости $V = 2,2 \cdot 10^6$ см/сек, т. е. точно в 4 раза меньше скорости звука в фотосфере. Все же если подъем больших областей на Солнце идет с этой скоростью, то мы можем получить «обновленную» область размером $Vt \approx 2 \cdot 10^{11}$ см за сутки, что соответствует области в 10 раз меньше по площади, чем диск, и ее вклад в сигнал может быть заметным. Но нужно помнить, что это максимальная скорость.

Однако если мы примем, что у сверхгигантов более раннего типа, таких, как γ Cyg и β Ori, величина L растет пропорционально радиусу R (g меняется как R^{-2}), то согласно (8.6) получим

$$\frac{V_{\gamma\text{Cyg}}^2}{V_{\odot}^2} = \frac{g_{\gamma\text{Cyg}} L_{\gamma\text{Cyg}}}{g_{\odot} L_{\odot}} \approx \frac{R_{\odot}}{R_{\gamma\text{Cyg}}} \frac{M_{\gamma\text{Cyg}}}{M_{\odot}} \approx 10^{-2} \frac{M_{\gamma\text{Cyg}}}{M_{\odot}}.$$

Если масса $M_{\gamma\text{Cyg}}$ даже в 10 раз больше, то все равно скорость будет в 2—5 раз меньше, чем солнечная, и за сутки может обновиться поле на области размером 10^6 см/сек $\times 10^5$ сек = 10^{11} см, или с относительной площадью $(10^{11}/5 \cdot 10^{12})^2 = 4 \cdot 10^{-4}$ от поверхности звезды. Это означает, что данная область (пятно) должна быть опять-таки с напряженностью $\sim 10^5 \div 10^6$ гс, чтобы дать заметный сигнал, соответствующий $H_{\parallel} \approx 100$ гс. Кроме того, если законы подобия для конвекции имеют место, то, отправляясь от Солнца, для звездной конвекции размер области не может быть больше $(1/400)^2$ (отношение размера большой гранулы к размеру Солнца), и тогда поле будет вновь более 10^6 гс. К тому же у сверхгигантов спектральных типов более ранних, чем Солнце (в частности, начиная с класса А), конвективная зона у поверхности звезды или ничтожна, или пропадает совсем.

Может ли процесс конвекции (при наличии магнитного поля) из глубины звезды быть достаточно эффективным для объяснения наблюдаемых

быстрых колебаний магнитных полей звезд? Рассмотрение скорости процесса — подъема больших конвективных ячеек с границы конвективного ядра (или глубокой конвективной зоны) — в присутствии магнитного поля выполнено Паркером [39], Гурм и Венцелем [40], а также Финджи и Вольфом [41]. Согласно [40], время (в часах) такого процесса подъема

$$\tau_{\text{под}} = 1,4 \cdot 10^6 \frac{K \rho^2 E}{\mu} \left(\frac{10^6 \text{ К}}{T} \right) \left(\frac{R}{10^6 \text{ км}} \right)^2 \frac{1}{\eta}, \quad (8.9)$$

где $E = (\nabla T - \nabla T_{\text{ад}}) / |\nabla T|$, K — коэффициент непрозрачности на единицу массы, ρ — плотность, R — размер ячейки, $\eta = \langle \delta p \rangle / p$, $\langle \delta p \rangle$ — среднее магнитное давление, p — газовое давление, T — температура на границе конвективной зоны (равна 6° К), μ — средний молекулярный вес (равен 2).

По данным [42], объемный коэффициент непрозрачности (росселандово среднее) $\kappa = K\rho$ на больших глубинах (где $\lg p_e \approx 10^4$) для $\Theta = 5040/T$ от 0,5 до 1,0 заключен в пределах

$$4,0 \leq \kappa \leq 40. \quad (8.10)$$

При $p_G \approx 10^5$ и $T = 10^4$ плотность $\rho = 2,4 \cdot 10^{-7}$, так что $K\rho^2 = \kappa\rho \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ и $\mu = 2$:

$$\tau = 0,7 (10^{-6} \div 10^{-5}) \left(\frac{10^6}{T} \right) \frac{R}{10^6} \frac{E}{\eta} (\text{лет}). \quad (8.11)$$

Мы получим для γ Суг минимальное τ , приняв $\eta = 1$, $T = 7 \cdot 10^3$ и взяв ячейку размером $\sim 1/5$ радиуса звезды $R = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}$. Величины ∇T и $\nabla T_{\text{ад}}$ для вычисления E возьмем из табл. IV [38]: $\nabla T_{\text{ад}}$ — как среднюю величину (dT/dh) для горячей и холодной конвективной струи, а ∇T — соответствующее значение для невозмущенной средней фотосферы. Из графиков этих величин легко найти $E = 0,40$, тогда

$$\begin{aligned} \tau &= 0,28 (10^{-6} \div 10^{-5}) \left(\frac{10^6}{7 \cdot 10^3} \right) \frac{10^{12}}{1,06 \cdot 10^7} = 0,28 (10^{-6} \div 10^{-5}) \cdot 1,35 \cdot 10^7 = \\ &= 0,38 (10 \div 100) (\text{лет}). \end{aligned} \quad (8.12)$$

Едва ли можно понизить это число больше чем в 10 раз. В самом деле, если уменьшить R , то зеemannовский эффект от $1/100$ поверхности не будет обнаружим. E можно понизить в несколько раз, но это ничего не даст. Поэтому конвективный вынос больших магнитных областей — процесс слишком длительный для сверхгигантов типа γ Суг и Ригеля. Может быть, для Веги и Сириуса, где R можно сократить, но не более чем в 10 раз, это даст что-либо, и сроки будут порядка года, с чем, возможно, связано редкое появление поля определенного знака этих звезд. Возможно также, что как будто периодическое, с периодом в 10 лет, исчезновение S -поля у β СгВ связано с этим процессом.

Другое возможное объяснение очень быстрых флуктуаций может быть связано с таким процессом (см. [37]). Представим себе, что мы имеем N_+ и N_- элементов, например, оснований арок, петель противоположных полярностей, которые подвержены некоторым внутренним изменениям или перестройкам благодаря соединению и разъединению силовых линий (connection and reconnection), подъему или опусканию в небольших пределах. Если характерное время таких изменений есть T , то изменения поля с частотой $1/T$ возможны. Сигнал от диска звезды с площадью S , суммарной от всех элементов, есть (с учетом их яркости) (см. [36])

$$\delta i_{\parallel} = k \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial \lambda} \frac{\sum H_i S_i}{\sum S_i (I_{\lambda})_i} = k \frac{\partial r_{\lambda}}{\partial \lambda} \sum H_i \frac{S_i}{S} = k \frac{\partial r_{\lambda}}{\partial \lambda} \left(N_+ H_+ \frac{\bar{S}_+}{S} - N_- H_- \frac{\bar{S}_-}{S} \right), \quad (8.13)$$

если считать яркость элементов одинаковой. Если $N_+ \approx N_-$ очень велико, то небольшое изменение в H или S уже дает сильное изменение сигнала (при большом H тот же эффект дает небольшое изменение $(NS)_\pm$ — случай, который мы рассматривали до сих пор и показали, что для такого N для $\gamma \text{ Cug } H$ должно быть $\sim 10^6 \text{ gc}$). Для Солнца (см. [37]) можно показать, что число элементов $N \sim 10^4$, а $S_+/S \approx S_-/S \approx 10^4$, так что $(NS)_\pm/S \sim 1$, как и следовало ожидать; поэтому быстрые вариации числа элементов N , когда $\Delta N/N \ll 1$, никакого существенного изменения поля дать не могут; требуются быстрые синхронные изменения, такие, когда $\Delta N \approx N$. Но сама картина большого числа магнитных элементов не соответствует действительности для звезд: если бы поверхность звезды (как Солнца) была покрыта множеством элементов разной полярности, но высокой напряженности, то мы вместо наблюдаемого чистого триплета Зеемана наблюдали бы диффузную линию. Это отметил впервые Бэбкок [43].

Все же гипотеза небольшого числа магнитных пятен сильной напряженности остается привлекательной. Однако их должно быть немного, иначе будет диффузная линия. Кроме того, они должны занимать достаточно большую площадь, не менее 10% площади звезды (т. е. быть $\sim 1/3 \div 1/4$ поперечника звезды), иначе мы не заметим поля вовсе на фотографиях зееман-эффекта (привнос от $1/10$ диска в яркость и форму линии уже не слишком хорошо заметен благодаря низкому контрасту). Более того, для колебаний поля около 2—3 дней магнитный «пятнистый» ротор не пригоден из-за низких скоростей вращения.

Далее, хотя конвективные процессы также могут играть известную роль в быстрых флуктуациях поля (плохо поддающуюся выяснению из-за отсутствия надлежащим образом развитой теории), скорости процессов изменения поля вследствие конвекции различных видов оказываются недостаточными для объяснения наблюдаемых быстрых изменений поля, в особенности в сверхгигантах.

Вернемся поэтому снова к нашему феноменологическому объяснению наблюдаемых колебаний поля, которые укладываются в простую схему: сперва приближается область N-полярности, а S-полярность удаляется, и наоборот. Такая схема наводит на мысль о волне, бегущей от E-к W-краю звезды и обегаящей вокруг звезды со скоростью звука. Действительно, если она выходит из-за E-края, где расположена область N-полярности, то сперва будет наблюдаться приближение, хотя бы небольшой подъем этого участка атмосферы, затем через полпериода — опускание этого участка (и наоборот на W-крае с S-полярностью). Этот процесс, как протекающий со скоростью звука (для Солнца 9 км/сек), обеспечивает бегущую волну, которая может покрыть расстояние $\sim 10^{11} \text{ см}$ за время около 1 дня, т. е. сравнимое с радиусом Солнца. Такая область уже может внести существенный вклад в среднее поле Солнца (как звезды) или звезды.

Теоретически вращательное число Маха во всех случаях магнитных звезд пренебрежимо ($v_{\text{вращ}} \ll v_{\text{звука}}$), поэтому при рассмотрении поверхностных волн мы можем пренебречь эффектом вращения в первом приближении. Для горизонтального движения сферического слоя атмосферы волна движется со скоростью звука c , и частота n -й моды собственных колебаний [44]

$$\sigma_n = kc = [n(n+1)]^{1/2} \frac{c}{R}. \quad (8.14)$$

Для Солнца правильный период $2\pi/\sigma \approx 1$ день получим для моды $n = 4$ или 5. Заметим, что для собственных колебаний σ — наименьшее, когда движение чисто радиальное — вертикальное; в этом случае $\sigma = c/\zeta h = g/\zeta c$, где h — характерная высота, $h = c^2/g$. Это справедливо и для сферического слоя радиуса R , если считать $h \ll R$ (и в солнечной атмосфере $2\pi/\sigma = 5^m$). Что касается возможности объяснения наших колебаний волнами Россби, то их основные частоты порядка ω — угловой скорости и соответствующие периоды — порядка недели.

В случае сверхгигантов альвеновская скорость может оказаться сравнимой со скоростью звука и даже превзойти ее, поэтому рассмотрение в этом случае более сложно. Но следует добавить, что в пользу нашей интерпретации говорит также то, что здесь появляется возможность объяснить синфазность магнитных колебаний и колебаний лучевой скорости, которая характерна для некоторых магнитных звезд и представляет трудности для теории наклонного магнитного ротатора. При этом следует оговориться, что изменения поля на большой временной шкале, конечно, могут быть объяснены моделью наклонного магнитного ротатора. Более подробное обсуждение теоретического аспекта быстрых колебаний магнитного поля звезд и Солнца требуют, однако, отдельного, более обстоятельного рассмотрения, которое не является предметом этой статьи.

В заключение авторы выражают благодарность Е. И. Лиморенко за обработку записей магнитных полей и В. В. Гапееву за подготовку рисунков. Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Babcock. *Astrophys. J. Suppl.*, 1958, 3, N 30, 141.
2. H. W. Babcock. *Astrophys. J.*, 1953, 118, 387.
3. A. B. Severny. *Astrophys. J. Letters*, 1970, 159, L 73.
4. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 19, 3.
5. A. B. Severny. *Nature*, 1969, 224, 53.
6. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 52.
7. А. Н. Перцев, А. Н. Писаржевский. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. М., 1971, стр. 63.
8. H. W. Babcock. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 228.
9. Г. Р. Бурбидж, Е. М. Бурбидж. Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. М., «Мир», 1967.
10. G. R. Burbidge, E. M. Burbidge. *Astrophys. J. Suppl.*, 1955, 1, N 11.
11. K. O. Wright. Abundance Determination in Stellar Spectra, IAU Sympos. N 26, Acad. Press, 1966, p. 31.
12. С. Е. Мооре. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Princeton, 1945.
13. С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М.—Л., 1963, гл. V, § 63.
14. W. A. Hiltner, R. C. Williams. Photometric Atlas of Stellar Spectra. Ann Arbor, 1946.
15. H. W. Babcock. *Astrophys. J.*, 1947, 105, 105.
16. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
17. И. А. Жулин, Б. А. Иошпа, Э. И. Могилевский. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 585.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 128.
19. У. Шерклаиф. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.
20. F. W. Jager, L. Octken. *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam*, 31, N 103, H. 1; 31, N 107, H. 5.
21. К. О. Мое. *Inst. Theoret. Astrophys. Blindern-Oslo*, 1968, Rept. N 27.
22. А. Р. Пришивалко. Отражение света от поглощающих сред. Минск, изд-во АН БССР, 1963.
23. П. Друде. Оптика. ОНТИ, 1935.
24. P. Drude. *Wiedemann Ann.*, 1900, 39, 481.
25. L. G. Schultz. *J. Opt. Soc. America*, 1954, 44, N 5, 357.
26. L. G. Schulz, F. R. Tangerlini. *J. Opt. Soc. America*, 1954, 44, N 5, 362.
27. И. А. Хвостиков. Свечение ночного неба. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1937.
28. G. Preston. The Magnetic and Related Stars, C. Cameron (Ed.). Baltimore, 1967, p. 14—15.
29. F. Seares. *Astrophys. J.*, 1913, 38, 99.
30. S. Wolff, R. Wolff. *Astrophys. J.*, 1970, 160, 1049.
31. S. Wolff, W. Bonsack. *Astrophys. J.*, 1972, 176, 429.
32. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 22.
33. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 44.
34. C. W. Allen. *Astrophys. Quantities. Univ. London*, 1955, p. 112.
35. A. Deutsch. IAU Sympos. N 36. L. Hauziacha, H. Butler (Eds). Dordrecht-Holland, 1970, p. 199.
36. J. Wilcox et al. *Nature*, 1969, 224, 353.
37. A. B. Severny. *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, 1971, 12, N 4, 363.
38. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962, § 9, стр. 11.
39. E. Parker. *Astrophys. J.*, 1950, 121, 149.
40. H. S. Gurm, D. G. Wentzel. *Astrophys. J.*, 1967, 149, 139.
41. A. Finzi, R. A. Wolf. *Astrophys. J.*, 1969, 153, 865.
42. A. Unsöld. *Physik der Sternatmosphären*. Springer, 1938, Kap. V, S. 34.
43. H. W. Babcock. The Magnetic and Related Stars. C. Cameron (ed.). Baltimore, 1967, p. 100.
44. Г. Ламб. Гидродинамика. М.—Л., ОГИЗ, 1947, § 262, стр. 563.

О ВЛИЯНИИ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВЕЗД С МАГНИТОГРАФОМ

В. М. Кувшинов

Рассмотрено влияние инструментальной поляризации, возникающей при отражении света от плоского зеркала системы прямого куде 2,6-м рефлектора КАО, на измерения продольных магнитных полей звезд фотоэлектрическим методом [1]. Расчеты проводились с использованием теории Унно [3] на примере линий Cr I $\lambda 4254,35$ в спектре γ Cyg и Fe II $\lambda 4233,17 - \alpha^2$ CVn.

В случае максимального влияния инструментальной поляризации и сильной поперечности поля ($\gamma = 80^\circ$) при $v_H = \Delta\lambda_H / \Delta\lambda_D \lesssim 0,1 \div 0,2$ амплитуда сигнала лишь уменьшена на множитель $k \approx 0,65$ из-за трансформации круговой поляризации в линейную. При больших v_H происходит перераспределение сигнала внутри контура линии, что может привести к ошибочной его интерпретации (например, может появиться ложный кроссовер-эффект).

THE INFLUENCE OF THE INSTRUMENTAL POLARIZATION ON THE MEASUREMENTS OF STELLAR LONGITUDINAL MAGNETIC FIELDS WITH MAGNETOGRAPH, by V. M. Kuвшinov.— The effect of instrumental polarization on the photoelectric measurements [1] of the longitudinal magnetic fields of stars is considered. This polarization is produced by the plane mirror used in the direct coude-system of the 2,6-m Crimean reflector. The calculations were based on the Unno theory [3] and were made for the Cr I $\lambda 4254,35$ line in the spectrum of γ Cyg and for the Fe II $\lambda 4233,17$ line of α^2 CVn.

The largest instrumental effect decreases the amplitude of magnetograph response by a factor $k \approx 0.65$, if the magnetic field has a strong transversal component ($\gamma = 80^\circ$) and if the value of $v_H = \Delta\lambda_H / \Delta\lambda_D$ is less than $0.1 \div 0.2$. This is the result of essential circular-to-linear transformation of the polarization. For large value of v_H there can be a strong change of a signal distribution along the line profile. It can lead to an erroneous interpretation of the measurements (e. g. the appearance of a fictitious cross-over-effect).

Звездный магнитограф [1] для фотоэлектрических измерений продольных магнитных полей звезд установлен в фокусе системы прямого куде 2,6-м рефлектора, где имеется одно наклонное отражение пучка от плоского зеркала. Как известно, это должно привести к трансформации поляризации падающего излучения, характеризуемого параметрами Стокса $\{I_0, Q_0, U_0, V_0\}$, в излучение (отраженное) с параметрами $\{I, Q, U, V\}$ (инструментальная поляризация). Поскольку фотоэлектрические измерения магнитных полей производятся без компенсации возникающей на зеркале инструментальной поляризации, как это в подобных случаях обычно делается при фотографическом методе измерений [2], представляет интерес оценить влияние последней на получаемые фотоэлектрическим методом значения $H_{\parallel}$.

Выражения для электрических сигналов продольного поля в случае отсутствия отражения от плоского зеркала, а также с учетом отражения

подробно выведены в [1] и имеют соответственно вид ¹

$$\delta i_{\parallel} = J_1 (\pi/2) V_0 \quad (1)$$

и

$$\delta i'_{\parallel} = R J_1 (\pi/2) \sin 2\psi (Q_0 \sin 2\beta \sin \Delta + V_0 \cos \Delta), \quad (2)$$

где Q_0 и V_0 — параметры Стокса падающего излучения ($U_0 \equiv 0$ в силу выбора системы координат); β — угол между осями системы координат, в которой задано исходное излучение, и системы, связанной с плоским зеркалом; Δ — разность фаз между p - (параллельной плоскости падения) и s - (перпендикулярной к ней) составляющими электрического вектора, возникающая при отражении от зеркала. Угол ψ задается соотношением

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{|R_p|}{|R_s|}, \quad (3)$$

где $|R_p|$ и $|R_s|$ — модули амплитудных коэффициентов отражения, определяемые формулами Френеля; R — энергетический коэффициент отражения.

При чисто круговой поляризации падающего на зеркало излучения ($Q_0 = 0$)

$$\delta i'_{\parallel} = R J_1 (\pi/2) \sin 2\psi \cos \Delta \cdot V_0. \quad (4)$$

Сравнение (1), (2) и (4) показывает, что сигнал продольного поля $\delta i_{\parallel}$ (1) при наличии отражения света от плоского зеркала искажен, во-первых, присутствием члена $\sin 2\psi \sin 2\beta \sin \Delta \cdot Q_0$ и, во-вторых, занижен на множитель $\sin 2\psi \cos \Delta \ll 1$.

Численные оценки сигналов магнитографа (1) и (2) получены на примере линий $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ Cr I в спектре γ Cyg и $\lambda 4233,17 \text{ \AA}$ Fe II — α^2 CVп. Влияние инструментальной поляризации для подобных звезд максимально, так как они имеют наибольшее склонение (40° и 39° соответственно), при которых возможны наблюдения в прямом куде.

Для расчетов были использованы известные решения уравнений переноса параметров Стокса, полученные В. Унно [3]:

$$I(0, \theta) = B_0 \left(1 + \beta_0 \cos \theta \frac{1 + \eta_I}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right), \quad (5a)$$

$$Q(0, \theta) = -B_0 \beta_0 \cos \theta \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \quad (5b)$$

$$V(0, \theta) = -B_0 \beta_0 \cos \theta \frac{\eta_V}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \quad (5c)$$

где η_I , η_Q и η_V даются выражениями

$$\begin{aligned} \eta_I &= \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_l + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma), \\ \eta_Q &= \left(\frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma, \\ \eta_V &= \frac{-\eta_l + \eta_r}{2} \cos \gamma, \end{aligned} \quad (6)$$

а

$$\eta_p = \frac{k_p}{k}, \quad \eta_l = \frac{k_l}{k} \quad \text{и} \quad \eta_r = \frac{k_r}{k} \quad (7)$$

— отношения коэффициентов поглощения p -, l - и r -электронов, дающих π - и σ -компоненты соответственно, к коэффициенту поглощения в непрерыв-

¹ Величина продольного поля определяется полусуммой максимальных амплитуд сигнала в синем и красном крыльях линии, а поляриность поля или случай кроссовер-эффекта — характером распределения сигнала вдоль контура линии.

ном спектре; γ — угол между направлением поля и лучом зрения;]

$$B = B_0(1 + \beta_0 \tau) \quad (8)$$

— функция источников в непрерывном спектре, β_0 — коэффициент потемнения к краю.

Решения (5) получены для однородного магнитного поля и модели Милна — Эддингтона. Кроме того, взят случай нормального зееман-эффекта. Рассматриваемые же линии $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ и $\lambda 4233,17 \text{ \AA}$ имеют аномальную картину расщепления. Однако решение (5) можно использовать [3] и при аномальном эффекте Зеемана, если взять для η_p , η_l и η_r соответствующие функциональные выражения:

$$\eta_p = \sum_{-n}^{+n} (\eta_p)_i, \quad \eta_l = \sum_1^m (\eta_l)_i \quad \text{и} \quad \eta_r = \sum_1^m (\eta_r)_i, \quad (9)$$

где $2n$ ($2n + 1$ при нечетной мультиплетности) и $2m$ — число π - и σ -компонентов.

Поскольку нас интересует скорее качественная, нежели количественная, сторона дела, мы примем ограничения решений (5), а также предположим, что η_p , η_l и η_r в (9) имеют доплеровский контур, т. е.

$$\eta_p = \eta_0 e^{-v^2}, \quad \eta_l = \eta_0 e^{-(v-v_H)^2} \quad \text{и} \quad \eta_r = \eta_0 e^{-(v+v_H)^2}, \quad (10)$$

где v и v_H — расстояние от центра линии $\Delta\lambda$ и зеемановское смещение $\Delta\lambda_H$ в единицах доплеровской полуширины соответственно, причем $\Delta\lambda_H \sim \sim g_{\text{эфф}} \lambda^2 H$, где

$$g_{\text{эфф}} = \frac{\sum I_I (\Delta M_J g)_I}{\sum I_I}. \quad (11)$$

I_I — интенсивность σ -компонент при аномальном эффекте Зеемана, $g_{\text{эфф}} = 2,18$ для $\lambda 4254,35$ и $1,60$ — для $\lambda 4233,17$.

Влияние вращения звезд на контуры линий при расчете сигналов (1) и (2) не учитывалось, так как подобное уширение контуров лишь изменяет амплитуду сигнала, но не влияет на характер распределения его внутри линии. Поэтому относительное распределение сигнала $\delta i_{\parallel} / |V_0|_{\text{max}}$, которое вычисляется нами, остается неизменным.

Доплеровские полуширины линий определялись из выражения

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + v_t^2}, \quad (12)$$

где k — постоянная Больцмана, m — атомный вес, T — температура слоя, в котором образуется линия, v_t — турбулентная скорость. Согласно [4], для $\gamma \text{ Cyg}$ $v_t = 11,5 \text{ км/сек}$ и $T = 4900^\circ \text{ К}$, что дает $\Delta\lambda_D = 0,164 \text{ \AA}$. Для $\alpha^2 \text{ CVn}$ по [5] $v_t = 4,1 \text{ км/сек}$, а $T = 11\,300^\circ \text{ К}$ [6], откуда $\Delta\lambda_D = 0,063 \text{ \AA}$.

Коэффициент η_0 в случае $\gamma \text{ Cyg}$ был определен следующим образом. Из (5а) следует, что при $H = 0$

$$I(0, \theta) = B_0 \left(1 + \beta_0 \cos \theta \frac{1}{1 + \eta_I} \right). \quad (13)$$

Вычисляя $R_\lambda = 1 - r_\lambda$, где $r_\lambda = F_\lambda / F_\lambda^0$ — отношение потоков в линии и в непрерывном спектре, получаем

$$R_\lambda = \frac{\beta_0}{\beta_0/2 + \beta_0} \frac{\eta_I}{1 + \eta_I} \quad (\eta_I = \eta_0 e^{-v^2}), \quad (14)$$

где $\beta_0 = 5,0$ [7]. Далее, по известной из наблюдений эквивалентной ширине W_λ ($0,450 \text{ \AA}$) и определенных β_0 и $\Delta\lambda_D$ путем подбора было найдено $\eta_0 = 20$.

Для $\alpha^2 \text{ CVn}$ средний по фазам $\lg \eta_0 = 2,28$ [8], но с учетом магнитного усиления линий [9] ($\Delta \lg \eta_0 \approx 1$ в среднем для линий Fe II) получим $\eta_0 = 16$.

Наиболее интересен случай максимального влияния инструментальной поляризации, поэтому в (2) положим $\sin 2\beta = 1$, а угол между направлением поля и лучом зрения $\gamma = 80^\circ$, т. е. магнитное поле будет преимущественно поперечным. Коэффициенты R и $\sin 2\psi$ в (2) являются общими для членов с Q_0 и V_0 и на их распределении внутри контура линии не сказываются, поэтому для удобства вычисления R и $\sin 2\psi$ также примем равными единице.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 ($\lambda 254,35$) и рис. 2 ($\lambda 233,17$), где сплошная линия — это сигнал $\delta i_{\parallel} \sim V_0$, а штриховая — $\delta i'_{\parallel} \sim Q_0 \sin \Delta + V_0 \cos \Delta$; $\sin \Delta$ и $\cos \Delta$ равны 0,76 и 0,65 для γ Cyg, 0,73 и 0,68 — для α^2 CVn [1]. На рис. 1, а рассмотрен случай, когда $v_H = 0,02$, что соответствует $H = 170$ гс, а $H_{\parallel} = H \cos \gamma$ равно 30 гс. Кстати, согласно [1], продольные поля от 30 до 200 гс как раз и наблюдаются у γ Cyg. Сравнение кривых показывает, что в данном случае влияние зеркала сводится к занижению сигнала $\delta i_{\parallel} \sim V_0$ в $1/\cos \Delta$ раз, а присутствие инструментальной круговой поляризации ($Q_0 \sin \Delta$) вызывает лишь ничтожную ($\sim 1,5\%$) его асимметрию в синем и красном крыльях, т. е. величина этой поляризации очень мала ($\sim 1\%$) по сравнению с собственной круговой поляризацией V_0 падающего на зеркало излучения. Более того, сигнал инструментальной круговой поляризации $\delta i_{\parallel} \sim Q_0 \sin \Delta$ не будет зарегистрирован даже при чисто поперечном поле, так как и в этом случае его величина составляет $\sim 1\%$ от сигнала $\delta i_{\parallel} \sim V_0$ при $\gamma = 80^\circ$, который соответствует $H_{\parallel} = 30$ гс и находится на пороге обнаружения для звезд такой яркости, как γ Cyg.

Однако влияние инструментальной круговой поляризации становится более существенным при $v_H = 0,1$, что соответствует $H = 850$ гс и $H_{\parallel} = 150$ гс (см. рис. 1, б). Здесь она приводит к сильной асимметрии сигнала в крыльях линии, хотя сам сигнал, определяемый полусуммой амплитуд, по-прежнему равен $V_0 \cos \Delta$, т. е. такой же, как и при отсутствии линейной поляризации в падающем на зеркало свете ($Q_0 = 0$). Но сама величина

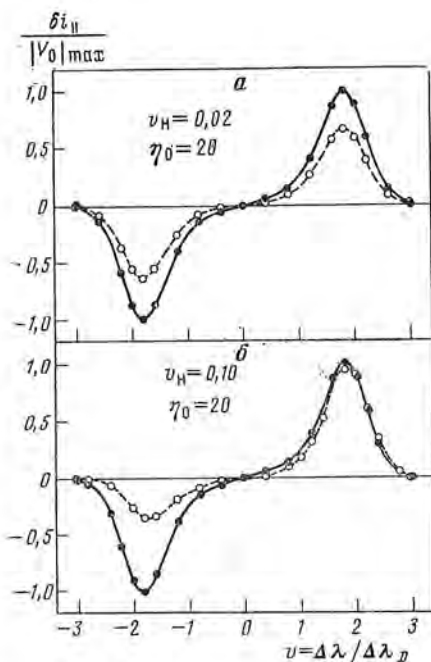


Рис. 1

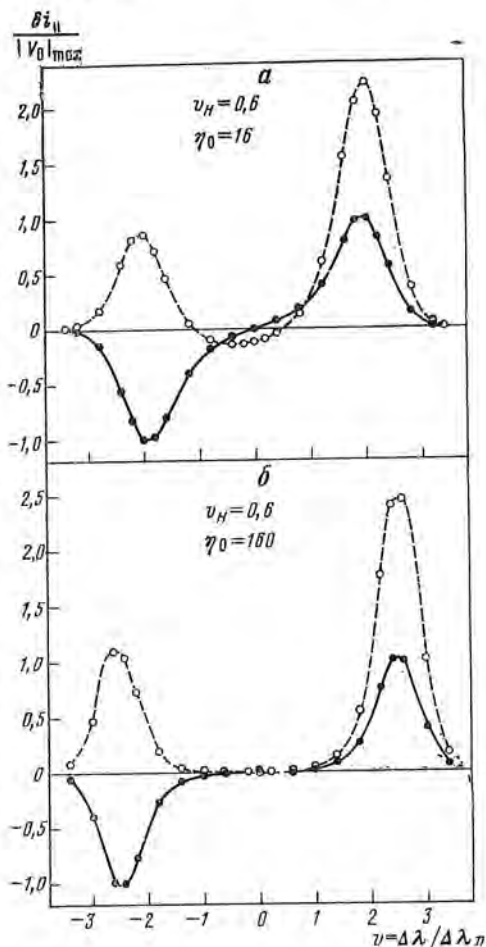


Рис. 2

ложной круговой поляризации $Q_0 \sin \Delta$, равная полусумме сигнала (2) в красном и синем крыльях, достигает приблизительно 30% от V_0 , т. е., выраженная в единицах напряженности поля, будет составлять ~ 50 гс. Таким образом, при $\gamma = 90^\circ$ (поперечное поле) величина $Q_0 \sin \Delta$ будет еще больше и сигнал $\delta i_{\parallel} \sim Q_0 \sin \Delta$ может быть зарегистрирован, а его распределение внутри контура будет сходно с кроссовер-эффектом.

Случай значительно более сильного влияния инструментальной поляризации представлен на рис. 2, а ($v_H = 0,6$, $H = 2800$ гс; поля такого порядка наблюдаются у α^2 CVn и некоторых других Ар-звезд). Как видно, оно приводит к полному перемешиванию собственной круговой поляризации падающего на зеркало излучения и круговой поляризации, возникающей при отражении. При этом вместо петли V-параметра распределение сигнала имеет вид, подобный кроссовер-эффекту. Такой характер распределения практически не зависит от величины η_0 (см. рис. 2, б, где $\eta_0 = 160$ вместо 16 на рис. 2, а).

Итак, на основе приведенных расчетов влияния инструментальной поляризации можно сделать следующие выводы. Во-первых, характер распределения сигнала продольного поля слабо зависит от величины η_0 , а определяется в основном величиной v_H . При значениях $v_H \leq 0,1 \div 0,2$ его амплитуда занижена только в $1/\cos \Delta$ раз, хотя для $v_H = 0,1 \div 0,2$ при чисто поперечном поле в принципе может наблюдаться и ложный кроссовер-эффект. Во-вторых, во избежание ошибок при истолковании наблюдаемой картины распределения сигнала полезен анализ контура спектральной линии конкретной звезды, а также оценка возможной величины магнитных полей: например, попытка определить их фотографическим методом. В случае отрицательного результата таких измерений можно сделать вывод, что поля не превосходят 100 гс, так как точность фотографического метода $\pm (50 \div 100)$ гс.

Однако следует заметить, что фотоэлектрический метод [1] пригоден и преимущественно используется для регистрации слабых магнитных полей, когда $v_H \ll 1$, не обнаружимых другими методами, так что эффекты, как на рис. 2, наблюдаться не должны. Правда, они могут возникнуть при наблюдениях Ар-звезд с сильными магнитными полями, таких, как α^2 CVn, β CrV и др.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность акад. А. Б. Северному за советы при выполнении работы.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный, Н. С., Никулин, В. М. Кувшинов. Наст. том, стр. 3.
2. H. W. Babcock. *Astrophys. J. Suppl.*, 1958, 3, 141.
3. W. Unno. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1956, 8, N 3-4, 108.
4. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 94.
5. З. Н. Чумак. Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1971, 16, 70.
6. Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова. *Астрофизика*, 1967, 3, вып. 3, 367.
7. S. B. Parsons. *Astrophys. J.*, 1971, 164, N 2, pt. 1, 355.
8. G. Burbidge, M. Burbidge. *Astrophys. J. Suppl.*, 1955, 1, 431.
9. А. А. Боярчук, Ю. С. Ефимов, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 52.

О СМЕЩЕНИИ ЛИНИИ Li I λ 6708
В СПЕКТРАХ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

Н. С. Полосухина

Рассмотрен вопрос о возможных причинах сдвига в красную сторону линии Li I λ 6708 в спектрах магнитных звезд. Вероятнее всего, что действуют две причины — изотопический сдвиг и блендирование линии лития линиями неотожествленных элементов (возможно, это линии RE или линии молекул CN и TiO).

ON THE DISPLACEMENT OF THE Li I λ 6708 LINE IN THE SPECTRA OF MAGNETIC STARS, by N. S. Polosukhina. — Possible causes of the red displacement of the Li I λ 6708 line in the spectra of magnetic stars are examined. The most probable causes are the following: isotopic displacement or blending of lithium line by some other lines (probably by those of RE or of TiO and CN).

В Крымской астрофизической обсерватории на 2,6-м телескопе им. академика Шайна в течение 1969—1972 гг. проводились спектральные наблюдения магнитных звезд в области линии лития (Li I λ 6708) с дисперсией 6 Å/мм.

Линия Li I λ 6708 принадлежит смеси изотопов Li⁷ и Li⁶. Длины волн центров тяжести дублетов этих изотопов соответственно равны: Li⁷ — λ 6707,81 Å, Li⁶ — λ 6707,97 Å. По положению центра тяжести наблюдаемой линии Li I λ 6708 можно приближенно судить об отношении изотопов Li⁶/Li⁷ [1].

Были измерены положения линии Li I λ 6708 в спектрах следующих магнитных звезд: β CrB, γ Eri, γ Car, λ Vir и звезды сравнения ι Peg. Методика измерений описана в [2]. Оказалось, что линия лития в спектрах магнитных звезд смещена в красную сторону по сравнению с ее положением в спектре ι Peg (рис. 1). Наиболее значительным это смещение оказалось в спектре β CrB ($\sim 0,15$ Å), поэтому наблюдения β CrB легли в основу наших дальнейших исследований.

Для объяснения смещения линии лития в спектрах магнитных звезд имеется несколько возможностей:

- 1) влияние сильного магнитного поля на атомы Li I;
- 2) смещение линии Li I вызвано изотопическим сдвигом;
- 3) блендирование линии Li I неотожествленными линиями, которые появляются только в магнитно-переменных звездах и, возможно, меняют свою интенсивность.

1) Влияние магнитного поля на атомы лития. Согласно [3, 4], мы построили картину расщепления дублета Li I на компоненты (σ , π) в магнитных полях различной напряженности (рис. 2, табл. 1). Рассчитаны относительные интенсивности этих компонентов (табл. 2) с учетом частичного пашен-бак-эффекта. Затем в приближении тонкого слоя получен «суммарный контур» линии для каждого изотопа Li⁶ и Li⁷ в отдельности (рис. 3). При этом для каждого компонента принималось $\Delta\lambda_d = 0,2$ Å. Картина расщепления дублета лития получена для поперечных магнитных полей. При

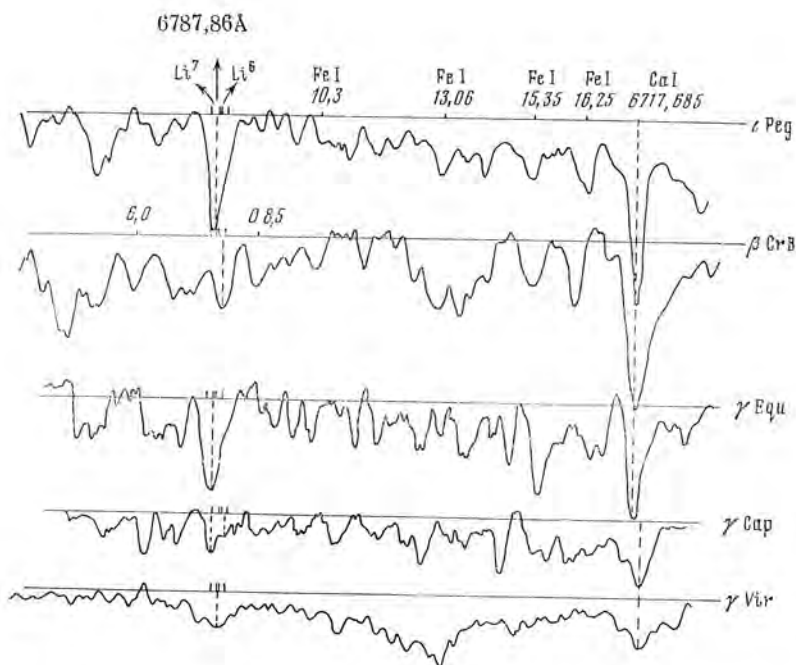


Рис. 1. Регистрограммы спектра в области Li I $\lambda 6708$ для звезд ι Peg, β CrB, γ Equ, γ Cap, γ Vir

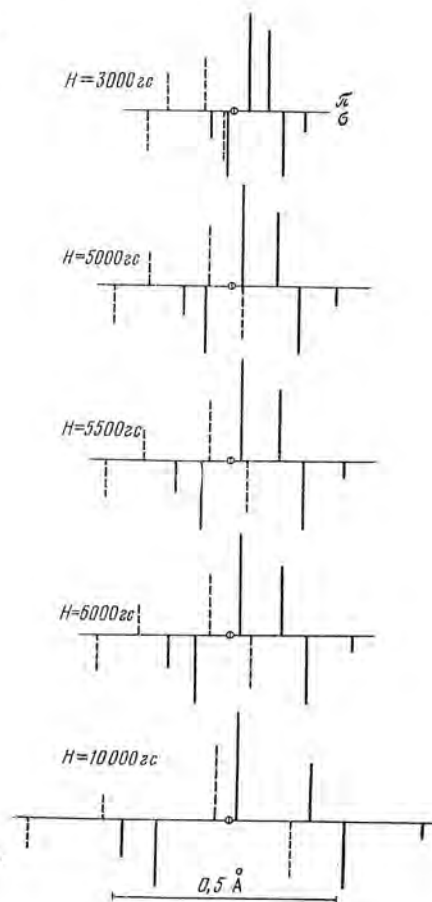


Рис. 2. Картина расщепления дублета Li I в магнитных полях различной напряженности

наблюдении вдоль поля картина расщепления изменяется, так что интенсивности σ -компонентов становятся вдвое больше, а π -компоненты исчезают. Согласно измерениям [5], магнитное поле β CrV должно быть в основном поперечным ($H_{\perp} \approx 4000 \div 5000$ гс). Из рис. 3 можно оценить возможное смещение центра тяжести линии лития под действием магнитного поля. Видно, что смещение, если оно есть, очень мало и практически не зависит от величины напряженности магнитного поля. Таким образом, при изменении поля заметного сдвига центра тяжести линии лития не происходит, меняется лишь контур линии из-за расщепления на множество компонентов. Следовательно, эта возможная причина смещения линии лития отпадает.

2) Наблюдаемое смещение в связи с изменением изотопного состава. Линия лития $\text{Li I } \lambda 6708$ принадлежит смеси изотопов Li^6 и Li^7 , причем от соотношения изотопов Li^6/Li^7 в этой смеси зависит положение центра тяжести линии Li I . У звезд типа F — G с избытком лития центр тяжести линии лития расположен ближе к центру тяжести дублета Li^7 . Отношение Li^6/Li^7 в них меняется от 0 до 0,5, и в любом случае Li^7 является доминирующим изотопом Li I [1]. Однако для магнитных звезд было обнаружено более высокое отношение Li^6/Li^7 [6]. Так, для магнитных звезд HR 7575, γ Eri значения $R' \approx \text{Li}^6/\text{Li}^7$ соответственно равны 1,9 и 0,9, что намного превосходит значение отношения для звезд типов F и G с избытком лития. Наши измерения (табл. 3) показали также, что у магнитных звезд отношение $R' \approx \text{Li}^6/\text{Li}^7$ значительно выше, чем у обычных звезд типа F — G. Таким образом, предположение об ином составе смеси изотопов лития в магнитных звездах может объяснить часть или даже весь наблюдаемый сдвиг. В таблице приведены: Sp — спектральный класс звезды, λ' , Å — положение линии $\text{Li I } \lambda 6708$ в спектре звезды, n — число наблюдений, σ — среднеквадратичная ошибка данного измерения, $R' = \frac{\lambda' - 6707,81}{6707,97 - \lambda'} \approx \frac{\text{Li}^6}{\text{Li}^7}$, H_e —

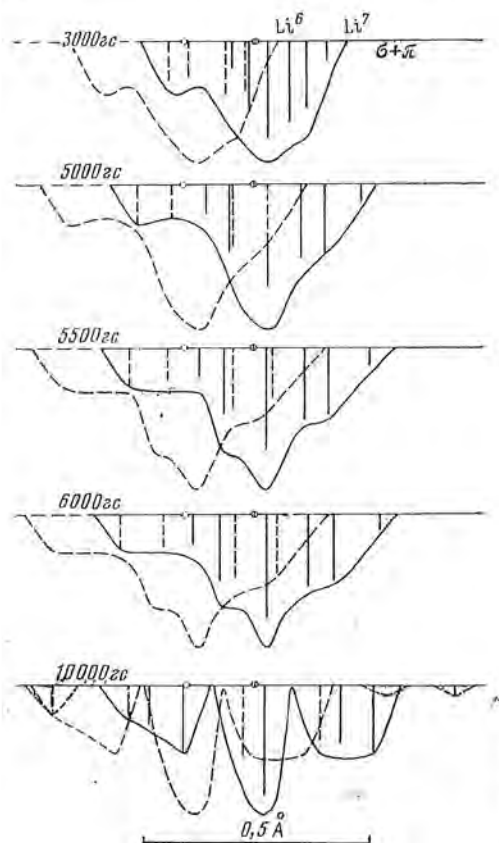


Рис. 3. «Суммарный контур» линии Li I для различных магнитных полей

Сплошная линия — Li^7 , штриховая линия — Li^6

Частоты	H, эс				
	3000	5000	5500	6000	10 000
I компонент ($^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$)					
$\Delta v_{1\sigma} = -1/2 (\Delta v_0 + \xi/2 - \sqrt{\Delta v_0^2 - \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) - \Delta v_0$	-0,049	-0,106	-0,120	-0,134	-0,233
$\Delta v_{2\sigma} = -2\Delta v_0 + \xi/2 + \Delta v_0$	-0,013	-0,055	-0,065	-0,076	-0,160
$\Delta v_{1\pi} = 1/2 (\Delta v_0 - \xi/2 + \sqrt{\Delta v_0^2 + \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) - \Delta v_0$	0,034	0,027	0,026	0,025	0,018
$\Delta v_{2\pi} = -1/2 (\Delta v_0 + \xi/2 - \sqrt{\Delta v_0^2 + \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) + \Delta v_0$	0,078	0,102	0,110	0,118	0,187
$\Delta v_{3\sigma} = 2\Delta v_0 + \xi/2 - \Delta v_0$	0,113	0,155	0,165	0,176	0,260
$\Delta v_{4\sigma} = 1/2 (\Delta v_0 - \xi/2 + \sqrt{\Delta v_0^2 + \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) + \Delta v_0$	0,160	0,237	0,257	0,277	0,438
II компонент ($^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$)					
$\Delta v_{1\sigma} = -1/2 (\Delta v_0 + \xi/2 + \sqrt{\Delta v_0^2 - \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) - \Delta v_0$	-0,190	-0,258	-0,276	-0,294	-0,44
$\Delta v_{1\pi} = 1/2 (\Delta v_0 - \xi/2 - \sqrt{\Delta v_0^2 + \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) - \Delta v_0$	-0,147	-0,182	-0,192	-0,201	-0,278
$\Delta v_{2\pi} = -1/2 (\Delta v_0 + \xi/2 + \sqrt{\Delta v_0^2 - \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) + \Delta v_0$	-0,065	-0,048	-0,045	-0,042	-0,027
$\Delta v_{2\sigma} = 1/2 (\Delta v_0 - \xi/2 - \sqrt{\Delta v_0^2 + \xi \Delta v_0 + 9/4 \xi^2}) + \Delta v_0$	-0,021	0,028	0,039	0,051	0,142

величина эффективного магнитного поля, $H_{\text{полн}}$ — полный вектор магнитного поля.

3) Смещение линии лития вследствие блендирования неотожествленными линиями. Тщательный анализ спектрального интервала от 6707,0 до 6708,4 Å убедил нас в необходимости исследовать следующие линии, обнаруженные в спектре солнечного пятна [7]: 6707,52 Å — Ru I, 6707,45 Å — Sm I, 6708,07 Å — V I. Оказалось, что в спектре β CrB линии Ru I и Sm I слабы. Все линии V I в этом спектральном интервале также очень слабые, а линия 6708,07 наиболее слабая из них [8, 9]. Таким образом, маловероятно, что они изменят положение линии лития.

Следует обратить внимание на возможное блендирование этого участка спектра молекулярными полосами. Согласно [7], в этом интервале в спектре солнечного пятна наблюдаются следующие линии TiO и CN: 6707,552 Å — CN, 6707,450 Å — TiO, 6708,15 Å — TiO, 6708,40 Å — TiO. В спектре пятна наиболее сильные из них — 6707,45 и 6708,4 Å, глубина их 15—20% [7] от уровня непрерывного спектра, остальные линии не глубже 5%. Мы попытались сопоставить спектр β CrB со спектром солнечного пятна. Для этого были усреднены 10 лучших спектров β CrB в диапазоне $\lambda\lambda$ 6707,0—6708,5 Å [2]. Результат усреднения приведен на рис. 4. Здесь нанесены схематично положения шести линий, которые удалось выделить в спектре β CrB. Две линии 3, 4 соответствуют положению Li I. На рис. 4 приведен также спектр солнечного пятна и спектр фотосферы Солнца [7]. Оказалось, что в спектре пятна усилены те же самые линии, что и в спектре β CrB, тогда как в спектре фотосферы они практически отсутствуют (исключение — линия 5). Следует также отметить изменение со временем интенсивностей линий 3 и 4. Это изменение может вызвать смещение центра тяжести линии лития. На рис. 5 приведена кривая изменения положения центра тяжести линии лития с периодом изменения магнитного поля и блеска β CrB. Однако для окончательного суждения о корреляции между изменениями магнитного поля, блеска и смещением центра тяжести линии лития необходимо располагать значительно большим материалом наблюдений.

Таблица 2

 $H = 3000 \text{ зс}$ $\Delta\nu_0 = 0,063$ $\omega = \Delta\nu_0/\Delta_{\text{дубл}} = 0,42$

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$			$^2P_{3/2}$			
	μ_j	$\mu_j = 1/2$	$-1/2$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	$-3/2$
	$1/2$	1,67	1,82	3,00	4,35	1,19	
	$-1/2$	2,17	2,38		0,84	3,62	3,00
$H = 5000 \text{ зс}$ $\Delta\nu_0 = 0,104$ $\omega = 0,7$							

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$			$^2P_{3/2}$			
	μ_j	$\mu_j = 1/2$	$-1/2$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	$-3/2$
	$1/2$	1,45	1,67	3,00	4,55	1,34	
	$-1/2$	2,28	2,68		0,730	3,31	3,00
$H = 5500 \text{ зс}$ $\Delta\nu_0 = 0,115$ $\omega = 0,77$							

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$			$^2P_{3/2}$			
	μ_j	$\mu_j = 1/2$	$-1/2$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	$-3/2$
	$1/2$	1,42	1,63	3,00	4,58	1,37	
	$-1/2$	2,30	2,74		0,72	3,26	3,00
$H = 6000 \text{ зс}$ $\Delta\nu_0 = 0,126$ $\omega = 0,84$							

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$			$^2P_{3/2}$			
	μ_j	$\mu_j = 1/2$	$-1/2$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	$-3/2$
	$1/2$	1,38	1,60	3,00	4,65	1,42	
	$-1/2$	2,33	2,85		0,68	3,16	3,00
$H = 10\,000 \text{ зс}$ $\Delta\nu_0 = 0,210$ $\omega = 1,4$							

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$			$^2P_{3/2}$			
	μ_j	$\mu_j = 1/2$	$-1/2$	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	$-3/2$
	$1/2$	1,08	1,30	3,00	4,92	1,70	
	$-1/2$	2,45	3,40		0,55	2,60	3,00

Таблица 3

Звезда	Sp	$\lambda', \text{ \AA}$	n	σ	R'	$H_e, \text{ зс}$	$H_{\text{полн}}, \text{ зс}$
β CrB	F0	6707,99	5	0,035	2,0	-960 +1020	+6000 +5000
γ Equ	F0	6707,89	4	0,020	0,90	+180 +880	—
γ Vir	F0	6707,87	2	0,025	0,70	. . . -390	—
γ Cap	F0	6707,82	2	0,035	0,10	нет поля	—
*HR 7575	F0	6707,93	—	—	1,90	-230 +1470	—
* γ Equ	F0	6707,89	—	—	0,90	+180 -390	—
τ Peg	F5	6707,86	4	0,015	0,46	—	—
* ι Peg	F5	6707,86	—	—	0,46	—	—

* Данные Хербига и Валлерстейна.

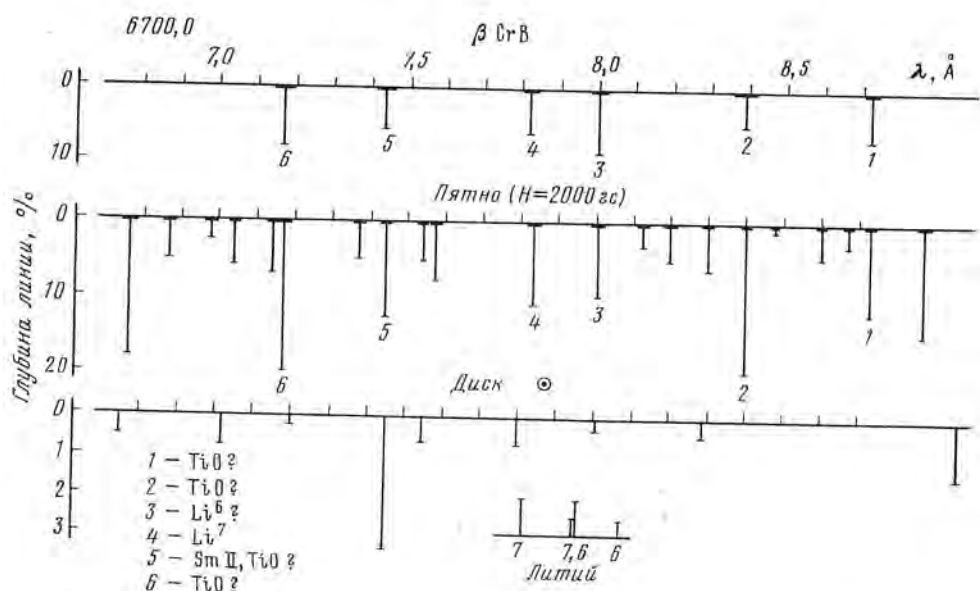


Рис. 4. Схематическое сравнение спектрального участка вблизи $\text{Li I } \lambda 6708$ в $\beta \text{ CrB}$, солнечного пятна и диска Солнца

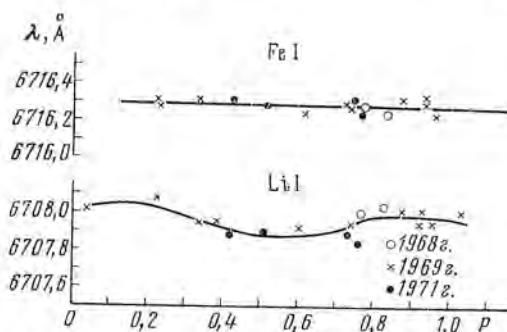


Рис. 5. Изменение положения линии $\text{Li I } \lambda 6708$ по сравнению с линией $\text{Fe I } (6716,25 \text{ Å})$ с периодом изменения магнитного поля и блеска $\beta \text{ CrB}$

По-видимому, в настоящее время нет достаточных оснований для того, чтобы решить, изотопический сдвиг или блендирование — возможная причина смещения наблюдаемой линии лития. Вероятнее всего, что действуют обе упомянутые причины. Более детальное исследование поведения со временем всех указанных линий, соответствующих линиям молекул CN и TiO в солнечном пятне, поможет решить эту проблему. Если эти линии изменяют свою интенсивность синхронно с положением наблюдаемого центра тяжести линии лития, то это будет свидетельством в пользу предположения о блендировании. Последнее могло бы свидетельствовать о существовании холодных пятен на поверхности звезды.

В заключение выражаю глубокую благодарность акад. А. Б. Северному за ценные замечания при обсуждении статьи.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 702; 1965, **141**, 588.
2. Н. С. Полосухина. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1973, **47**, 118.
3. С. Э. Фриш. *Оптические спектры атомов*, 1968.
4. G. Darwin. *Proc. Roy. Soc.*, 1927, **115**, 1; 1928, 118.
5. S. C. Wolff, R. J. Wolff. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, N 3, 1049.
6. G. Wallerstein. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 311.
7. W. Traub, F. I. Roesler. *Astrophys. J.*, 1971, **163**, 3.
8. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев и др. *Таблицы спектральных линий*, 1969.
9. Р. Корлисс, У. Бозман. *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов*. М., «Мир», 1968.

ТРЕХЦВЕТНЫЕ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
 α^2 CVn и β CrB

Л. П. Метик

Трехцветные электрофотометрические наблюдения магнитных переменных α^2 CVn и β CrB проводились на 20-см рефлекторе КАО в фотометрической системе, близкой к *UBV*, в отдельные периоды с 3.VII по 10.IX 1971 г. Обе переменные наблюдались с двумя звездами сравнения. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения в каждом фильтре $\sim 0^m,014$.

Результаты наблюдений даны в табл. 1,2, кривые изменений блеска и магнитного поля — на рис. 1—2. Кривые блеска каждой переменной сходны по форме во всех трех фильтрах; колебания блеска переменных соответствуют периоду изменения магнитного поля. Амплитуды изменений блеска в желтых, синих и фиолетовых лучах порядка $0^m,05$; $0^m,03$ и $0^m,03$ для α^2 CVn и $0^m,04$; $0^m,05$ и $0^m,05$ для β CrB.

THREE COLOUR PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY OF α^2 CVn AND β CrB, by L. P. Metik. The magnetic variables α^2 CVn and β CrB were observed photoelectrically with the 20 cm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory in a photometric system close to *UBV* during July 3 — September 9, 1971. Two comparison stars have been used for each variable. The accuracy (mean square error of one observation) was found to be equal $\pm 0^m,014$.

The results of observations are given in Tables 1 and 2. On Fig. 1 and 2 are given the curves of light and magnetic variations. The light curves of variables are similar in all three rays. Light and magnetic variations have the same period. Amplitudes of yellow, blue and violet light curves equals accordingly to $0^m,05$, $0^m,03$ and $0^m,03$ for α^2 CVn and $0^m,04$, $0^m,05$ and $0^m,05$ — for β CrB.

Трехцветные электрофотометрические наблюдения магнитных звезд, начатые по предложению академика А. Б. Северного, проводились автором, В. И. Бурнашевым и Г. А. Терез на 20-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в отдельные периоды с 3. VII по 10. IX 1971 г.

Цветовая система фотометра (с фильтрами: ж — желтым, с — синим, ф — фиолетовым), установленного на 20-см рефлекторе, с фотоумножителем (ФЭУ-64) оказалась близкой к системе *UBV*. Для перевода нашей системы в систему *UBV* (в результате проведения специальных наблюдений) получены следующие соотношения:

$$\Delta V = \Delta m_{\text{ж}} + 0,033 (B - V),$$

$$\pm 0,008$$

$$\Delta (B - V) = 1,011 \Delta C_{\text{сж}},$$

$$\pm 0,013$$

$$\Delta (U - B) = 0,970 \Delta C_{\text{фс}},$$

$$\pm 0,015$$

Магнитные звезды наблюдались с двумя звездами сравнения по схеме: *abvavabvba* (где *v* — переменная звезда, *a* и *b* — звезды сравнения). Такой

способ наблюдений позволил оценить точность полученных результатов. Средняя ошибка одного наблюдения во всех трех фильтрах порядка $0^m,014$ ($\bar{\epsilon} \Delta m_{\text{ж}} = \pm 0^m,014$, $\bar{\epsilon} \Delta m_{\text{с}} = \pm 0^m,013$, $\bar{\epsilon} \Delta m_{\text{ф}} = \pm 0^m,014$). Следует отметить, что из-за довольно значительного различия блеска переменной и звезд сравнения звезды наблюдались при разных чувствительностях (разных сопротивлениях на выходе усилителя). При обработке наблюдений это учитывалось: использовались переходные коэффициенты, полученные посредством записи сигнала от люминофора, установленного на фотометре.

При редукации наших фотоэлектрических наблюдений для α^2 CVn и β CrV по методу В. Б. Никонова [1] были получены внеатмосферные звездные величины и показатели цвета. С помощью последних при обработке наблюдений были определены и использованы коэффициенты экстинкции для любого момента наблюдений.

Зависимость экстинкции от цвета нами учитывалась. В случае величины V и сине-фиолетовых цветов влияние γ -фактора зависимости экстинкции от цвета невелико из-за малого значения γ [2]; в случае сине-желтых цветов (согласно [3], можно принять $\gamma = -0^m,03$) пренебречь влиянием фактора γ можно, если при наблюдениях переменные и их звезды сравнения подобраны с достаточно близкими сине-желтыми цветами.

Результаты наблюдений α^2 CVn и β CrV приведены в табл. 1, 2. Таблицы подобны: в 1-м столбце приведена дата, во 2-м — юлианский день (средний момент наблюдения за ночь), в 3-м — фаза, в 4, 5, 6-м — $\Delta m_{\text{ж}}$, $\Delta m_{\text{с}}$, $\Delta m_{\text{ф}}$ — внеатмосферные разности звездных величин переменной и звезды сравнения a в желтом, синем и фиолетовом фильтрах соответственно, в 7-м — число наблюдений, вошедших в среднее.

Кривые блеска магнитных переменных α^2 CVn и β CrV, соответствующие наблюдениям в трех фильтрах, даны на рис. 1, 2. Длина штрихов соответствует средней квадратичной ошибке одного наблюдения.

Представляло интерес сопоставить изменения блеска и магнитного поля этих звезд.

α^2 CVn (BD +39° 2530, A0p, $V = 2^m,89$; $B - V = -0^m,12$; $U - B = -0^m,32$) — яркая звезда, характеризующаяся большой интенсивностью линий поглощения редких земель. Спектрально- и магнитнопеременная. Период изменения магнитного поля совпадает с периодом спектральных изменений [4]. Фазы α^2 CVn вычислены по данным, приведенным в [5].

Звезда α^2 CVn наблюдалась с двумя звездами сравнения: a (BD + 41° 2380; F0, $V = 4^m,66$; $B - V = 0^m,30$; $U - B = 0^m,20$); b (BD + 40° 2633; K0 III, $V = 4^m,93$; $B - V = 1^m,05$, $U - B = 0^m,93$). Результаты приведены в табл. 1. На рис. 1 представлены кривые блеска в трех фильтрах и вверху, для сравнения, кривая изменения магнитного поля по данным [6]. За 8 ночей получено 20 наблюдений в каждом фильтре. Эти наблюдения показывают (рис. 1), что колебания блеска α^2 CVn во всех трех фильтрах сходны по форме и их период соответствует периоду

Таблица 1

Дата, июль 1971 г.	J. D.	Фаза	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta m_{\text{с}}$	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
3—4	2441 136,370	0,817	—1,950	—2,358	—2,743	2
7—8	140,326	0,540	—2,008	—2,390	—2,770	3
8—9	141,325	0,723	—1,986	—2,380	—2,768	3
13—14	146,338	0,640	—1,997	—2,382	—2,758	4
14—15	147,355	0,826	—1,955	—2,366	—2,750	2
16—17	149,345	0,190	—1,976	—2,374	—2,758	2
17—18	150,345	0,372	—1,993	—2,380	—2,763	2
26—27	159,326	0,014	—1,958	—2,370	—2,751	2

Рис. 1. Кривые изменения блеска α^2 CVn

Сплошные линии проведены по данным наших наблюдений в трех фильтрах, штриховые — по наблюдениям [8]; вверху — кривая изменения магнитного поля, взятая из [6]

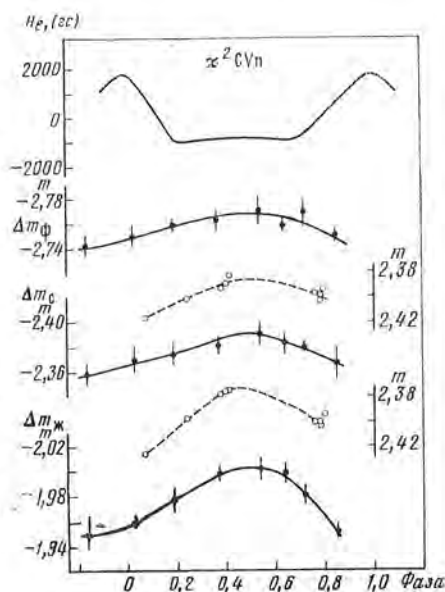
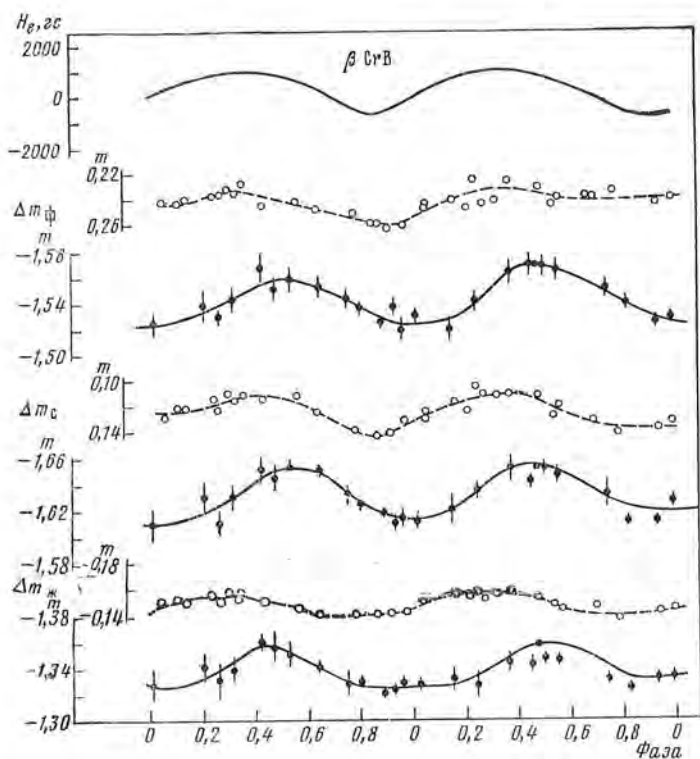


Рис. 2. Кривые изменения блеска β CrB в трех фильтрах

Сплошные линии — результаты наших наблюдений, штриховые приведены для сравнения из [15]; вверху — кривая изменения магнитного поля, взятая из [14]



изменения магнитного поля. Минимум блеска звезды, как видно из рис. 1, соответствует максимуму положительного магнитного поля. Амплитуда изменения блеска в желтых лучах порядка $0^m, 05$, в синих и фиолетовых — $0^m, 03$. Наблюдения подтверждают изменения блеска, найденные другими В. Б. Никонов и Э. С. Бродская [7], например, дают амплитуду изменения блеска α^2 CVn в желтых лучах — $0^m, 062$; Провин [8] — $0^m, 05$ в желтых и $0^m, 03$ в синих лучах (см. рис. 1). Аналогичные результаты были получены и в ряде других, более ранних работах [9—11].

Дата, 1971 г.	J. D.	Фаза	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta m_{\text{с}}$	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
3—4. VII	2441 136,386	0,257	—1,331	—1,610	—1,529	2
7—8	140,367	0,472	—1,356	—1,644	—1,553	3
8—9	141,375	0,527	—1,351	—1,655	—1,558	4
10—11	143,417	0,637	—1,341	—1,650	—1,552	4
12—13	145,446	0,746	—1,327	—1,632	—1,543	2
15—16	148,417	0,885	—1,321	—1,617	—1,524	3
16—17	149,370	0,959	—1,327	—1,610	—1,518	4
17—18	150,385	0,014	—1,327	—1,610	—1,528	4
25—26	158,370	0,446	—1,342	—1,642	—1,568	4
26—27	159,351	0,499	—1,347	—1,655	—1,566	3
1—2. VIII	165,340	0,823	—1,325	—1,609	—1,538	4
3—4	167,340	0,931	—1,332	—1,611	—1,525	5
4—5	168,330	0,985	—1,334	—1,626	—1,527	7
5—6	169,378	0,041	—1,327	—1,610	—1,524	3
7—8	171,320	0,146	—1,329	—1,620	—1,518	3
8—9	172,367	0,203	—1,339	—1,631	—1,538	3
9—10	173,320	0,237	—1,324	—1,634	—1,541	4
10—11	174,355	0,311	—1,337	—1,630	—1,542	2
11—12	175,370	0,366	—1,344	—1,655	—1,562	2
12—13	176,314	0,417	—1,351	—1,655	—1,567	3
13—14	177,333	0,472	—1,356	—1,656	—1,566	1
18—19	182,316	0,741	—1,329	—1,632	—1,549	3
19—20	183,310	0,795	—1,329	—1,624	—1,535	3
2—3 IX	197,305	0,552	—1,345	—1,646	—1,563	3
9—10	2441 204,280	0,929	—1,323	—1,610	—1,556	3

β CrB (BD + 29° 2670, F0p, $V = 3^m,65$, $B - V = 0^m,27$, $U - B = 0^m,12$). Спектрально-двойная звезда с периодом 10,496 лет [12], магнитная переменная, магнитное поле меняется с периодом $18^d,487$ [13].

Звездами сравнения при наших наблюдениях β CrB служили две звезды: a (BD + 30° 2653, G0 — G2, $V = 4^m,98$, $B - V = 0^m,58$, $U - B = 0^m,04$); b (BD + 31° 2750, B7pp, $V = 4^m,15$, $B - V = -0^m,12$, $U - B = -0^m,55$). За 25 ночей получено по 82 наблюдения в каждом фильтре. Результаты наблюдений приведены в табл. 2. Для β CrB фазы вычислены по элементам кривой изменения магнитного поля, полученной Престеном и Старчем [14]. На рис. 2 представлены кривые изменения блеска этой магнитной переменной в трех фильтрах и кривая магнитного поля, взятая для сравнения из [14]. Как следует из рис. 2, максимум блеска β CrB соответствует максимуму положительного магнитного поля; период изменения блеска звезды во всех трех фильтрах совпадает с тем же периодом изменения поля, но экстремумы магнитного поля несколько смещены по фазе относительно экстремумов блеска во всех трех лучах. Амплитуда изменения блеска порядка $0^m,04$, $0^m,05$ и $0^m,05$ в желтом, синем и фиолетовом фильтрах соответственно.

Более ранние фотоэлектрические наблюдения β CrB, проведенные Э.С. Бродской в 1966 и 1968 гг., показали такие же изменения блеска с периодом изменения магнитного поля; амплитуды изменений блеска $0^m,02$, $0^m,03$ и $0^m,03$ в желтых, синих и фиолетовых лучах соответственно [15] (см. рис. 2).

Авторы [16], наблюдавшие в 1967—1968 гг. фотоэлектрически 11 магнитных звезд в В- и V-лучах, заподозрили переменность β CrB с колебаниями блеска порядка $0^m,04$ — $0^m,02$ в соответствующих лучах.

Таким образом, сравнение результатов фотоэлектрических наблюдений α^2 CVn и β CrB с предшествовавшими измерениями показывает довольно

хорошее согласие, хотя наши измерения, в отличие от измерений [15], не показывают такого точного соответствия экстремумов поля и яркости. Возможно, что это связано с некоторым отличием эфемерид, положенных в основу наших измерений и измерений Бродской в [15].

Данные о спектрах, величинах V и цветах $B - V$ и $U - B$ для звезд, приведенных в статье, взяты из [17].

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуманской обс., 1953, **14**, 3.
2. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, 42.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **33**, 215.
4. H. W. Babcock, S. Burd. *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 8.
5. T. Jarzebowski. *Acta astronomica*, 1960, **10**.
6. H. W. Babcock. *Astrophys. J.*, 1958, **128**, 228.
7. В. Б. Никонов, Э. С. Бродская. Бюлл. Абастуманской обс., 1950, **11**, 7.
8. S. S. Provin. *Astrophys. J.*, 1953, **118**, 489.
9. P. Guthrie, R. Prager. *Veröffentlichungen Sternwarte Berlin — Babelsberg*, 1915, **1**, 38.
10. M. Gussow. *Astron. Nachr.*, 1927, **229**, 197.
11. W. S. Tai. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1940, **100**, 94.
12. T. Jarzebowski. *K V B*, 1965, **40**, 25.
13. R. Steinitz. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1964, **17**, 504.
14. G. W. Preston, C. Sturch. *The Magnetic and Related Stars*, R. Cameron (Ed.). Baltimore, 1967, p. 111.
15. Э. С. Бродская. *Астрон. ж.*, 1970, **47**, 662.
16. E. W. Burke, J. W. W. Rolland, W. R. Roy. *J. Roy. Astron. Soc.*, 1970, **64**, 353.
17. W. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald. *Photoelectric Catalogue. Publ. US Naval Obs.*, Ser. 2, v. XXI. Washington, 1968.

НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской

Приводятся результаты многоцветных (U, B, V, R) наблюдений линейной поляризации излучения 14 белых карликов и горячих субкарликов, выполненных в 1969—1971 гг. Найдено, что у некоторых белых карликов различных спектральных классов наблюдается заметная линейная поляризация. Величины поляризации обычно не превосходят 1% (кроме Grw + 70° 8247, у которого уже известна большая линейная и круговая поляризации). У многих объектов поляризация, по-видимому, переменна. Зависимость параметров поляризации от длины волны имеет сложный характер и переменна во времени. Изменения поляризации в разных цветах обычно происходят независимо.

У восьми объектов обнаружен систематический ход позиционного угла плоскости поляризации с длиной волны, который может объясняться фарадеевским вращением в магнитоактивной плазме. Если линейная поляризация возникает в фотосфере белых карликов, то полученные меры вращения ($1,5\text{--}25 \text{ рад/мкм}^2$) соответствуют магнитным полям $10^3\text{--}10^4 \text{ гс}$. При полях свыше 10^5 гс наблюдаемая линейная поляризация может возникать только во внешних слоях атмосферы (или в магнитосфере). Величины и знак меры вращения и соответствующих компонентов магнитного поля могут быть переменными.

OBSERVATIONS OF THE LINEAR POLARIZATION OF WHITE DWARFS RADIATION, by Yu. S. Efimov, N. M. Shakhovskoy. — Results of multicolour ($UBVR$) observations of the linear polarization of 14 white dwarfs and hot subdwarfs are presented. The observation were made in 1969—1971. Appreciable linear polarization for some white dwarfs of various spectral types was found. The values of polarization are usually less than 1%. The only exception is Grw + 70° 8247, which is known to have large linear and circular polarization. Polarization is apparently variable for the most of objects observed. The wavelength dependence of polarization is complex and variable. Variations of polarization in various colours are uncorrelated.

For eight objects the systematic change of position angle of polarization plane with wavelength has been detected. This effect may be explained by Faraday rotation of the polarization plane in magnetoactive plasma. The Faraday rotation measures obtained ($1.5\text{--}25 \text{ rad}/\mu\text{m}^2$) correspond to magnetic fields of the order of $10^3\text{--}10^4 \text{ gauss}$ for linear polarization arising in white dwarf photospheres. If magnetic fields are stronger than 10^5 gauss the linear polarization observed arises in outer layers of white dwarf atmospheres (or in its magnetospheres). The values and signs of the rotation measures and of corresponding components of magnetic field may be time-dependent.

Начиная с 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории проводятся измерения линейной поляризации оптического излучения ряда белых карликов. Интерес к поляризации их излучения был вызван главным образом неоднократно высказывавшимися предположениями о наличии у белых карликов очень сильных магнитных полей с напряженностью порядка $10^5\text{--}10^8 \text{ гс}$ [1—3]. Наличие столь сильных полей, как позднее показал Кемп [4], может привести к поляризации их непрерывного оптического излучения. После этого у некоторых белых карликов была действительно обнаружена круговая [5—8], а у одного из них — и линейная поляризация [9].

Кроме того, в последнее время была обнаружена нестационарность некоторых горячих объектов низкой светимости [10—13]. Несколько подобных объектов были также включены в программу наших наблюдений.

Аппаратура и методика наблюдений

Наблюдения получены с одноканальным фотоэлектрическим поляриметром, установленным в фокусе Несмита 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории [14]. В 1969—1971 гг. наблюдения проводились в основном в четырех цветовых полосах U , B , V , R с эффективными длинами волн, равными соответственно 0,363; 0,434; 0,545; 0,744 мкм. С октября 1971 г. к ним был добавлен фильтр O с эффективной длиной волны около 0,619 мкм.

Обычно использовалась диафрагма диаметром 10". Продолжительность одной экспозиции в большинстве наблюдений составляла 50 сек. Количество таких экспозиций определялось, исходя из скорости счета импульсов при наблюдениях звезды, фона неба (вместе с темновым током) и приемлемой точности измерения при ограниченной продолжительности полного времени измерения в одном цвете в пределах 15—30 мин. Полное количество зарегистрированных импульсов обычно составляло $5 \cdot 10^5$ — $2 \cdot 10^6$ для наблюдений стандартных звезд и $2 \cdot 10^5$ — 10^6 для большинства белых карликов.

Инструментальная поляризация учитывалась по наблюдениям стандартных звезд с малыми ($\leq 0,1\%$) и большими (2—6%) величинами поляризации. При этом яркие (6—8^m) стандартные звезды ослаблялись с помощью нейтральных светофильтров так, чтобы скорость счета не превышала 20—25 тысяч импульсов в секунду и находилась в пределах линейной части счетной характеристики. Наблюдения стандартных звезд с разными нейтральными фильтрами и при различных атмосферных условиях показали, что получаемые по ним величины инструментальной поляризации практически не зависят от скорости счета. Отсюда также следует, что использовавшиеся нами нейтральные фильтры не вносят ощутимой поляризации. Величины инструментальной поляризации, полученные для разных цветов в разные периоды наблюдений, приводятся ниже (см. табл. 2). Все наблюдения обрабатывались на ЭВМ «Минск-1» и «Минск-14». Подробное описание аппаратуры, методики наблюдений и их обработки дано в [14].

Материал наблюдений

Наблюдавшиеся нами в 1969—1971 гг. объекты перечислены в табл. 1, где указаны: названия звезд; номер звезды по каталогам Эггена и Гринстейна — EG [15, 16] или Гринстейна — GR [17]; номер звезды по каталогу близких звезд Глизе — Gl [18]; спектральный класс и блеск звезды по [15—17]; расстояние до звезды в парсеках; степень круговой поляризации p_c в процентах по данным [7, 9, 19, 20]. В примечаниях к таблице дана дополнительная информация об этих звездах.

Кроме типичных белых карликов различных спектральных классов, в программу наших наблюдений были включены один горячий субкарлик (F 34) и нестационарная звезда SS 199 II типа A0, которая, по-видимому, относится к горизонтальной ветви населения II [13]. В 1971—1972 гг. список объектов был расширен и были получены дополнительные наблюдения, которые в настоящее время обрабатываются и будут опубликованы позднее.

Так как измеренные величины поляризации излучения белых карликов обычно невелики и часто сравнимы с точностью их определения, то достоверность выводов определяется тщательным анализом и учетом влияния всех возможных ошибок измерений. Получаемые из наблюдений величины параметров поляризации фактически являются разностями их измеренных значений и принятых параметров инструментальной поляризации. Поэтому полная ошибка каждого наблюдения складывается из случайной (внутренней)

Таблица 1

Звезда	EG, GR	GI	Sp	V	$r, \text{пс}$	$p_c, \%$
vMa 2	5	35	DG	12 ^m ,37	4,5	
40 Eri B	33	166 B	DA	9,53	5	<0,15
He 3	50	246	DA	12,10	16	<0,6
G 107-70	52	275.2B	DC	14,62	10	0,03
G 195-19 ^a	250	339.1	DC	13,79	14	
F 34	71	398.2	DO	11,12	16	
HZ 29 ^с	91	—	DB _{pec}	14,18	50	0,03
SS 199.11 ^в	—	—	A0	13,1	?	
GD 153	187	—	DA _{wk}	13,4	40	
HZ 43	98	—	DA _{wk}	12,86	29	
W 485A	99	515	DA	12,31	16	<0,36
Grw + 70°5824	102	—	DA	12,79	24	≤0,31
Grw + 70°8247 ^a	129	742	DC _{pec}	13,18	12	
W 1346	139	794	DA	11,53	14	0,06

^a Круговая поляризация переменна [6, 20, 21].

^б Переменная AM CVn. Вероятно, тесная двойная. Период 17^m,5 [22].

^в Неправильные изменения блеска, вспышки [13].

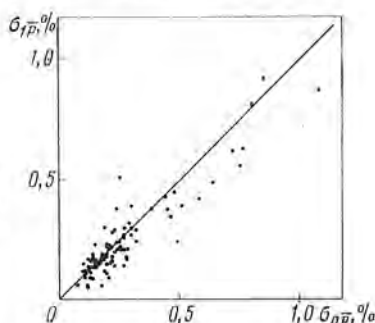
ошибки измерения параметров поляризации излучения исследуемой звезды и ошибки в принятом значении инструментальной поляризации. Последняя, очевидно, не зависит от внутренней точности измерения данной звезды и определяется только точностью наблюдений стандартных звезд и возможной нестабильностью инструментальной поляризации в период наблюдений. Кроме того, дополнительные ошибки могут возникнуть из-за фазовых сдвигов при наклонном отражении от диагонального зеркала системы Несмита.

Случайные ошибки, определяемые шумами сигнала от объекта и от фона. Для каждого полного наблюдения, состоящего из серии последовательных экспозиций объекта и фона неба в каком-либо цвете, эти ошибки определялись двумя независимыми способами: по статистике счета импульсов от объекта и от фона ($\sigma_{0\bar{p}}$) и по дисперсии значений параметров поляризации, найденных для отдельных экспозиций в данной серии ($\sigma_{1\bar{p}}$). Методика вычисления этих ошибок изложена в [14]. Отметим, что вычисление средних значений параметров поляризации и их средних ошибок всегда проводилось путем усреднения измеренных значений безразмерных параметров Стокса $q = p \cos 2\theta$, $u = p \sin 2\theta$ (p — степень поляризации, θ — позиционный угол плоскости поляризации). При этом одновременно учитывается дисперсия как величины поляризации, так и ее направлений. Легко видеть, что такой метод вычисления дает более реальные величины средних значений, чем простое усреднение измеренных величин степени поляризации p . Например, при усреднении двух измерений, дающих равные значения p при позиционных углах, различающихся на 90° , среднее значение степени поляризации будет равно p , а средние значения параметров q и u — нулю. Так как сложение некогерентных колебаний равной интенсивности с взаимно ортогональными направлениями дает неполяризованный свет, то истинное значение параметров поляризации соответствует именно средним значениям параметров Стокса. Различие в способах усреднения особенно существенно при большой дисперсии в положениях плоскости поляризации, которая всегда велика при величинах отношения $\bar{p}/\sigma_{\bar{p}} \gtrsim 1$.

Сравнение величин $\sigma_{0\bar{p}}$ и $\sigma_{1\bar{p}}$ (рис. 1) показывает, что в подавляющем большинстве случаев они весьма близки. Это означает, что внутренняя случайная ошибка наших измерений определяется главным образом статистикой счета импульсов и может быть определена достаточно надежно.

Ошибки в учете инструментальной поляризации. Главным источником инструментальной поляризации является наклонное отражение от диагонального зеркала системы Несмита. Наблюдения стандартных звезд с малой поляризацией показали, что величина инструментальной поляризации может несколько изменяться со временем. Из более детального анализа этих наблюдений следует, что период с октября 1970 г. по май 1971 г., охватывающий подавляющее большинство рассматриваемых здесь наблюдений белых карликов, можно разбить на два интервала, в каждом из которых инстру-

Рис. 1. Сравнение величин внутренних средних ошибок, найденных по статистике импульсов (σ_{0p}) и по дисперсии параметров Стокса для отдельных экспозиций (σ_{1p})



ментальная поляризация оставалась примерно постоянной. Первый интервал включает в себя наблюдения за октябрь 1970 — январь 1971 г. а второй за март — май 1971 г. Средние величины инструментальной поляризации для них даны во втором столбце табл. 2 (для каждого цвета). Соответствующие данные для наблюдений 1969 г. приведены в [14].

Таблица 2

Цвет	p_z , %	n	$\bar{\delta}$, %	$\bar{\sigma}_0$, %	$\sigma_{\text{вн}}$, %	Цвет	p_z , %	n	$\bar{\delta}$, %	$\bar{\sigma}_0$, %	$\sigma_{\text{вн}}$, %
Октябрь 1970—январь 1971 г.						Март — май 1971 г.					
U	3,54	13	0,23	0,16	0,18	U	2,95	12	0,22	0,15	0,17
B	3,60	14	0,20	0,16	0,12	B	3,28	12	0,21	0,14	0,16
V	3,76	13	0,24	0,17	0,16	V	3,60	13	0,21	0,16	0,13
R	4,29	13	0,20	0,15	0,13	R	4,14	12	0,17	0,14	0,10

Для оценки внешней ошибки наших наблюдений по всем наблюдениям стандартных звезд с малой поляризацией были найдены отклонения δ_i отдельных значений параметров поляризации от их средних значений для каждого цвета и каждого периода наблюдений. Очевидно, что эти отклонения вызваны как наличием случайных ошибок измерений σ_{0i} , обусловленных статистикой счета импульсов, так и различными неучтенными ошибками, как, например, возможными вариациями инструментальной поляризации в каждый период наблюдений (внешняя ошибка $\sigma_{\text{вн}}$). При вычислении среднеквадратичного отклонения $\bar{\delta}_i$ каждое наблюдение стандартной звезды в данном цвете (состоящее из серии последовательных экспозиций звезды и фона) бралось с весом, обратно пропорциональным квадрату случайной ошибки измерения σ_{0i} . Число таких наблюдений в разные ночи дано для каждого цвета в третьем столбце, а полученное среднеквадратичное отклонение $\bar{\delta}$ — в четвертом столбце. Так как все измерения независимы, то

$$\bar{\delta}^2 = \bar{\sigma}_0^2 + \sigma_{\text{вн}}^2, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_0$ — средневзвешенная случайная (внутренняя) ошибка, найденная по всей совокупности использованных измерений стандартных звезд в каждом

цвете для каждого периода наблюдений. Соответствующие значения $\bar{\sigma}_0$ даны в пятом столбце, а внешних ошибок $\sigma_{\text{вн}}$ — в шестом столбце. Как видно из табл. 2, средние значения внутренних ошибок наблюдений стандартных звезд (0,15—0,17%) сравнимы с соответствующими ошибками наблюдений белых карликов $\sigma_{\text{ор}}$ (см. табл. 3).

Флуктуации инструментальной поляризации, являющиеся, по-видимому, основным источником дополнительных внешних ошибок, не должны зависеть от яркости звезд. Поэтому мы можем допустить, что найденные по стандартным звездам величины $\sigma_{\text{вн}} \approx 0,15\%$ характерны и для проводившихся в те же ночи наблюдений белых карликов. Принятая нами полная ошибка каждого такого наблюдения σ_p вычислялась по обычной формуле сложения дисперсий с учетом как внутренней ошибки данного наблюдения σ_{1p} , так и внешней ошибки $\sigma_{\text{вн}}$ по данным табл. 2.

Ошибки из-за фазовых сдвигов при наклонном отражении. Разность фаз для колебаний во взаимно ортогональных направлениях, возникающая при отражении от диагонального зеркала системы Несмита, приводит к преобразованию формы поляризации исследуемого излучения. Если эта поляризация является чисто линейной, то после отражения от наклонного зеркала она становится эллиптической. Это эквивалентно преобразованию части линейной поляризации в нерегистрируемую нами круговую. Соответствующее уменьшение степени линейной поляризации («инструментальная деполаризация») зависит от положения плоскости колебаний; максимальный эффект (при $\theta = 45^\circ$ или 135°) в первом приближении пропорционален $\cos \tau$, где τ — соответствующая разность фаз. В наших наблюдениях этот эффект учитывается и исключается при редукции наблюдений по формулам из [14].

Круговая поляризация исходного излучения также преобразуется в эллиптическую, поэтому при наличии в излучении исследуемых объектов круговой поляризации часть ее будет регистрироваться как линейная. Соответствующий коэффициент трансформации в первом приближении равен $\sin \tau$. Учитывая, что в излучении некоторых белых карликов (в том числе и у двух наблюдавшихся нами) в последние годы обнаружена заметная круговая поляризация [5—8], этот эффект может быть существенным для интерпретации наших наблюдений. Для учета его необходимо иметь информацию о величине круговой поляризации в излучении наблюдавшихся нами объектов и знать величину коэффициента трансформации ее в линейную. Формулы для определения разности фаз τ при наклонном отражении от металлической поверхности даны в книге Друде [23]; более общая матрица преобразования параметров Стокса приводится в [24]. Соответствующие оптические константы для алюминия и зависимость их от длины волны содержатся в [25, 26]. Вычисления показывают, что при отражении под углом 45° τ изменяется от 20° в синей области спектра до 10° в красной. Соответствующие значения коэффициента трансформации составляют 0,30—0,15. Но так как оптические константы для алюминированного зеркала зависят от состояния его поверхности и могут изменяться со временем, то эти значения можно использовать только для приближенных оценок.

Наши наблюдения стандартных звезд с большой поляризацией в принципе позволяют определить разность фаз τ по уменьшению линейной поляризации для соответствующих позиционных углов [14]. Из них получаются значения τ в пределах от 15° до 30° для разных цветов и разных периодов наблюдений. Однако из-за ограниченной точности наблюдений и некоторой неопределенности в принятых (каталожных) значениях параметров поляризации стандартных звезд для разных цветов точность полученных величин τ относительно невысокая. Поэтому для дальнейших оценок мы не будем использовать какие-либо конкретные значения разности фаз и примем, что максимальная величина коэффициента трансформации круговой поляризации в линейную не превосходит 0,35 (или 35%) для всех цветов.

Круговая поляризация большого числа белых карликов, в том числе некоторых звезд из нашей программы, измерялась Энджелом и Лэндстритом

Таблица 3

Звезда, дата	J.D. 2440000+	Цвет	N	R	n*, или се%	$(\bar{p} \pm \sigma_p)$, %	$\bar{\theta} \pm \sigma_\theta$	$\sigma_{\bar{p}}$
vMa 2								
30.IX 1970 г.	860,4045 ^a	U	12	3,6	100	0,67±0,83	45° ± 35°	0,80
	,4174 ^a	B	8	18	860	,38,26	59 19	,28
	,4263 ^a	V	6	17	1560	,23,41	42 57	,24
	,4351 ^a	R	8	7,8	780	,17,33	92 55	,30
22.X 1970 г.	882,3170	U	12	7,0	260	0,23±0,59	21 ± 73	0,75
	,3223	B	8	6,4	1770	,35,22	15 18	,22
	,3427	V	6	8,7	3050	,18,20	16 32	,19
	,3535	R	9	3,6	1220	,26,25	128 27	,27
40 Eri B								
23.XI 1970 г.	914,4600 ^a	U	8	41	4140	0,06±0,22	115 ± 105	0,12
	,4683 ^{a, 6}	B	4	88	14860	,35,18	58 15	,14
	,4745 ^a	V	4	23	5760	,20,22	46 31	,17
	,4915 ^a	R	13	9,5	2090	,27,20	1 20	,15
21.XII 1970 г.	942,3674	U	6	115	4700	0,37±0,24	59 ± 18	0,13
	,3780 ⁶	B**	4	290	22780	,55,13	134 7	,12
	,3823 ⁶	V*	4	190	23030	,36,17	84 13	,12
	,3872	R	4	79	8070	,34,19	144 16	,13
26.I 1971	978,2161	U*	8	92	5290	0,41±0,20	129 ± 14	0,11
	,2243	B**	4	229	21950	,65,13	81 6	,08
	,2312 ⁶	V*	4	179	29230	,52,20	96 11	,10
	,2379	R	6	53	8340	,23,20	136 25	,10
He 3								
23.XI 1970 г.	914,5225 ^a	U	8	13	1240	0,17±0,27	82 ± 45	0,24
	,5326 ^a	B	4	28	3410	,30,16	36 15	,20
	,5414 ^a	V	6	10	1830	,15,21	12 40	,23
26.XI 1970 г.	917,5243	U	8	40	1690	0,18±0,25	39 ± 40	0,20
	,5321	B	4	73	4790	,30,18	72 17	,16
	,5374	V	4	48	4740	,28,22	146 22	,17
	,5459	R*	8	14	1200	,54,25	28 13	,26
G 107-70								
19.IV 1971 г.	1061,2938	B	24	0,8	90	1,11±0,75	125 ± 19	1,00
G 195-19								
21.V 1971 г.	1093,3324	B*	12	2,2	380	0,88±0,38	39 ± 12	0,47
	,3591	V*	8	2,6	600	,92,45	51 14	,44
	,3738	R	12	1,0	250	,44,63	80 41	,72
F 34								
21.XII 1970 г.	942,5454	U	6	108	3640	0,21±0,24	108 ± 33	0,15
	,5520	B**	4	88	7730	,61,16	141 7	,13
	,5582	V	4	46	5880	,39,28	122 20	,15
	,5679	R	8	16	1570	,48,26	134 15	,22
23.III 1971 г.	1034,3370	U**	8	28	3940	0,59±0,19	26 ± 9	0,13
	,3494	B	4	64	9690	,17,20	82 34	,11
	,3589	V*	4	34	6570	,46,16	56 10	,14
	,3709	R	12	9,5	1730	0,32 0,20	172 18	0,18
HZ 29								
25.I 1971 г.	977,5512	B**	48	8,4	700	0,57±0,18	37 ± 9	0,15
26.I 1971 г.	978,5742	B*	16	12	660	0,69±0,27	16 ± 11	0,24
	,5951	V**	16	7,5	580	1,06,31	161 8	,27
	,6191	R	16	1,0	100	0,66,88	62 38	1,08
SS 199.11								
25.III 1971 г.	1036,3521 ^a	B	8	12	720	0,26±0,28	132 ± 32	0,32
	,3390 ^a	V	8	7,6	890	,49,41	112 24	,30
	,3242 ^a	R	12	2,6	380	,45,34	31 22	,48

Таблица 3 (окончание)

Звезда, дата	J.D. 2440000+	Цвет	N	R	n^* , мм/сек	$(\bar{p} \pm \sigma_{\bar{p}})$, %	$\bar{\theta} \pm \sigma_{\bar{\theta}}$	$\sigma_{\bar{\theta}}$
GD 153								
24.V 1971 г.	1096,3600	U	12	3,9	450	0,30 $\pm$ 0,42	149 $^{\circ}$ $\pm$ 40 $^{\circ}$	0,38
	,3445	B	6	9,1	1210	,55 ,36	8 19	,29
	,3346	V	6	6,7	1040	,51 ,32	24 18	,32
	,3230	R	8	1,7	250	,40 ,64	78 46	,76
HZ 43								
22.V 1969 г.	364,4624 ^a	U*	4	2,1	330	2,03 $\pm$ 0,94	157 $\pm$ 13	0,85
25.I 1971 г.	977,6042	U	12	15	920	0,44 $\pm$ 0,27	157 $\pm$ 17	0,23
	,6169	B	6	24	2050	,29 ,26	46 26	,21
	,6253	V	6	22	2470	,38 ,34	37 25	,19
	,6352	R	8	13	1560	,16 ,31	43 55	,22
20.IV 1971 г.	1062,3774	U*	16	20	780	0,72 $\pm$ 0,27	37 $\pm$ 11	0,21
	,3930	B	8	35	2000	,16 ,25	8 44	,18
	,4068	V*	8	22	2010	,56 ,22	18 11	,18
	,4200	R*	12	12	1280	,36 ,18	28 14	,20
W 485 A								
20.IV 1971 г.	1062,4513	B	12	23	1650	0,35 $\pm$ 0,23	30 $\pm$ 19	0,17
Grw + 70°5824								
21.IV 1971 г.	1063,4776	B	8	33	1690	0,24 $\pm$ 0,25	43 $\pm$ 30	0,20
Grw + 70°8247								
21.IV 1971 г.	1063,5034	U**	12	7,1	280	4,79 $\pm$ 0,42	23 $\pm$ 2	0,45
	,5166	B**	8	18	990	5,26 ,34	30 2	,27
	,5264	V**	8	14	1180	2,19 ,27	45 4	,25
	,5360	R**	8	4,6	400	1,20 ,40	59 9	,51
22.V 1971 г.	1094,5108	U**	12	2,7	250	4,92 $\pm$ 0,45	22 $\pm$ 3	0,58
	,5230	B**	8	8,3	900	4,52 ,31	28 2	,30
	,5333	V**	8	7,9	1080	1,84 ,22	38 3	,28
W 1346								
21.VI 1969 г.	394,4476 ^a	U**	8	3,7	550	1,56 $\pm$ 0,52	107 $\pm$ 9	0,64
	,4417 ^a	B*	6	13	2220	1,25 ,53	104 12	,25
	,4505 ^a	V	3	12	2720	0,37 ,26	107 20	,27
	,4566 ^a	R	4	3,7	800	,23 ,27	64 33	,49
29.VII 1970 г.	797,3654	U	8	7,8	1080	0,58 $\pm$ 0,32	33 $\pm$ 16	0,27
	,3740	B**	4	19	3340	,84 ,17	35 6	,21
	,3793	V	4	19	4400	,43 ,16	3 10	,18
	,4306	R	8	5,1	1200	,25 ,18	26 20	,27
26.XI 1970 г.	917,2245	U	8	22	1560	0,17 $\pm$ 0,23	86 $\pm$ 39	0,21
	,2351	B	5	55	5160	,11 ,22	8 57	,14
	,2414	V	4	43	5940	,21 ,23	34 31	,15
	,2497	R	8	11	1670	0,26 $\pm$ 0,32	60 35	0,23
21.V 1971 г.	1093,4875	U*	12	12	1390	0,62 $\pm$ 0,28	34 $\pm$ 13	0,20
	,4691	B	6	35	4990	,18 ,24	20 38	,14
	,4758	V	6	31	5300	,28 ,18	26 18	,13
	,5039	R	11	8,6	1460	,46 ,25	21 16	,20
24.V 1971 г.	1096,4622	U*	8	16	1420	0,60 $\pm$ 0,23	22 $\pm$ 11	0,21
	,4735	B	6	52	5400	,26 ,23	32 25	,12
	,4830	V	6	41	5680	,27 ,18	46 19	,12
	,4966	R	7	10	1510	,41 $\pm$,23	130 $\pm$ 16	0,25

^a Легкие облака.^b Длительность экспозиции 20 сек.

[17, 9, 19] и Шуловым и Белоконов [20]. В подавляющем большинстве случаев она оказалась ничтожно малой (см. табл. 1), хотя у некоторых белых карликов круговая поляризация найдена достаточно надежно. Среди наблюдавшихся нами звезд переменная круговая поляризация найдена у $\text{Grw} + 70^\circ 8247$ [20, 21] и у $\text{G} 195-19$ [6]. У семи звезд из нашей программы круговая поляризация не была обнаружена, и мы можем считать, что наши измерения этих звезд не искажены ее влиянием. Для пяти звезд ($\nu\text{Ma} 2$, $\text{F} 34$, $\text{SS} 199.\text{II}$, $\text{GD} 153$ и $\text{HZ} 43$) мы пока не имеем данных о круговой поляризации, и интерпретация наших наблюдений может быть неоднозначной.

Результаты наших наблюдений в 1969—1971 гг. приведены в табл. 3, где указаны: названия звезд и даты наблюдений; средние моменты наблюдений в юлианских днях; цвет; число экспозиций N ; отношение сигнала от звезды к сигналу от фона и темнового тока R ; средняя скорость счета n^* при наблюдении звезды; среднее значение степени поляризации $\bar{p}$ и его полная среднеквадратичная ошибка $\sigma_{\bar{p}}$, определенная, как было указано выше; средний позиционный угол плоскости поляризации $\bar{\theta}^\circ$ с его среднеквадратичной ошибкой $\sigma_{\bar{\theta}} = 28^\circ,6 \sigma_{\bar{p}}/\bar{p}$; средняя квадратичная ошибка измерения степени поляризации $\sigma_{0\bar{p}}$, определяемая статистикой счета импульсов от звезды и от фона.

Анализ наблюдений

На рис. 2, *a* приводится гистограмма распределения полученных величин степени поляризации для всех объектов во всех цветах (88 отдельных значений). Из нее видно, что измеренная поляризация, как правило, невелика и в 85% всех случаев не превосходит 1%. Наиболее часто встречаются значения степени поляризации от 0,1 до 0,7% (~80% всех случаев). Подъем гистограммы в области $\bar{p} > 1\%$ вызван главным образом измерениями известного белого карлика $\text{Grw} + 70^\circ 8247$, излучение которого обладает довольно большой линейной и круговой поляризацией.

Гистограмма распределения средних ошибок измерения степени поляризации (с учетом внешних ошибок) также показана на рис. 2, *б*. Из нее следует, что в 90% всех случаев ошибка измерения $\bar{p}$ не превышает 0,4% и что наиболее часто встречаются значения $\sigma_{\bar{p}}$ от 0,2 до 0,3% (~50% случаев).

Данные рис. 2 показывают заметный избыток величин $\bar{p} > 0,3\%$ и дефицит $\bar{p} < 0,3\%$ по сравнению с тем, что следует ожидать из распределения величин $\sigma_{\bar{p}}$. Более определенно наличие значительного избытка больших величин степени поляризации следует из статистики отношений $\bar{p}/\sigma_{\bar{p}}$. В столбце «Цвет» табл. 3 одной звездочкой отмечены случаи, когда $\bar{p} \geq 2\sigma_{\bar{p}}$, а двумя звездочками, когда $\bar{p} \geq 3\sigma_{\bar{p}}$. Исключая из статистики наблюдения $\text{Grw} + 70^\circ 8247$ — хорошо известного белого карлика с большой поляризацией, получаем, что в 30% из оставшегося 81 случая $\bar{p} \geq 2\sigma_{\bar{p}}$ и в 10% $\bar{p} \geq 3\sigma_{\bar{p}}$, в то время как при отсутствии поляризации следовало бы ожидать соответственно 5 и 0,5%. Это показывает, что у многих из наблюдавшихся нами белых карликов по крайней мере иногда наблюдается реальная линейная поляризация, в несколько раз превосходящая возможную ошибку ее измерения. Всего из 13 наблюдавшихся нами звезд (не считая $\text{Grw} + 70^\circ 8247$) у шести звезд не менее двух раз было найдено $\bar{p} \geq 2\sigma_{\bar{p}}$ и у четырех $\bar{p} \geq 3\sigma_{\bar{p}}$. Наиболее часто подобные случаи наблюдались у звезд 40 Eri B , $\text{F} 34$, $\text{HZ} 29$, $\text{HZ} 43$ и $\text{W} 1346$, наблюдения которых мы рассмотрим далее более детально. Для четырех из них на рис. 3 дана зависимость безразмерных параметров Стокса от длины волны для различных дат наблюдений.

Следует отметить, что практически все наблюдавшиеся нами звезды находятся на расстояниях не более 50 пс (см. табл. 1). Согласно [27], межзвездная поляризация для таких расстояний не превышает 0,1%. Поэтому вклад межзвездной поляризации в полученные нами величины поляризации излучения белых карликов должен быть пренебрежимо малым.

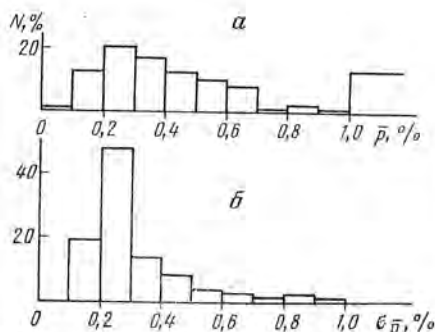


Рис. 2. Гистограммы распределения наблюдаемых значений степени поляризации $\bar{p}$ (а) и их среднеквадратичных ошибок $\sigma_{\bar{p}}$ (б)

Рассмотрим более подробно зависимость параметров поляризации от длины волны и изменения ее со временем для некоторых наблюдавшихся нами звезд.

40 Eri B. Из рис. 3, а видно, что параметр q сильно изменяется с длиной волны. Наиболее четко это выражено в наблюдениях 26 января 1971 г. Различие значений параметра q в цветах B и V в разные даты существенно превышает возможные ошибки наблюдений и должно быть признано реальным. Наименьшие изменения этого параметра со временем наблюдались в цветах U и R . Параметр u показывает гораздо менее четко выраженную зависимость как от длины волны, так и от времени. Наибольшие изменения этого параметра наблюдались в цветах U и B . Зависимость степени поляризации от длины волны выражена слабо (табл. 3). Можно только отметить некоторое повышение степени поляризации в цвете B по сравнению с остальными цветами, довольно заметные изменения ее в цвете U и почти полное отсутствие изменений в красной области спектра. Согласно [7], круговая поляризация 40 Eri B не превышает 0,1% и не может существенно сказаться на наших измерениях линейной поляризации.

Г 34. Ход параметров q и u с длиной волны изображен на рис. 3, б. Можно видеть, что параметр q довольно слабо зависит от λ . Наблюдаются заметные изменения его в ультрафиолетовой области. Очень интересно ведет себя параметр u : зависимость его от длины волны явно немонотонная для обеих дат. Хотя значения этого параметра во всех цветах изменяются, форма зависимости его от длины волны остается почти неизменной. Такой эффект может получиться при наложении дополнительной поляризации, постоянной для всех длин волн. Зависимость степени поляризации от длины волны (табл. 3) выражена слабо и несколько различна для разных дат. Наибольшее различие в степени поляризации наблюдалось в цвете B . Круговая поляризация этой звезды никем не измерялась. Не исключено, что по крайней мере часть наблюдаемой линейной поляризации трансформируется из круговой.

Г 195-19. В излучении этой звезды имеется переменная круговая поляризация [6,28]. Период ее изменения равен 1,34 дня, а амплитуда составляет 0,—0,5% в синей области спектра и 0,5—1% в красной. Линейная поляризация, по данным Энджела и Лэндстрита [28], не превышает 0,1% для фазы максимума круговой поляризации в синей области. Как видно из табл. 2, наши измерения дали степень поляризации, близкую к 1% в цветах B и V и несколько меньшую в R (последняя определена очень неуверенно). Фаза наших наблюдений близка 0°,88 (если считать ее от максимума круговой поляризации в синем цвете). Принимая коэффициент трансформации круговой поляризации в линейную равным 0,35, получаем, что максимальная величина линейной поляризации, обусловленной наличием круговой поляризации, для цвета B составляет 0,2% и не может объяснить найденную нами поляризацию $\sim 1\%$.

HZ 29. Звезда является короткопериодической переменной (AM CVn) с периодом около 17,5 мин и амплитудой 0^m,04 [12,22]. Уорнер и Робинсон [22] относят эту звезду к типу бывших новых и новоподобных. Наши наблюдения HZ 29 25 января 1971 г. в цвете B проводились с целью выяснить, име-

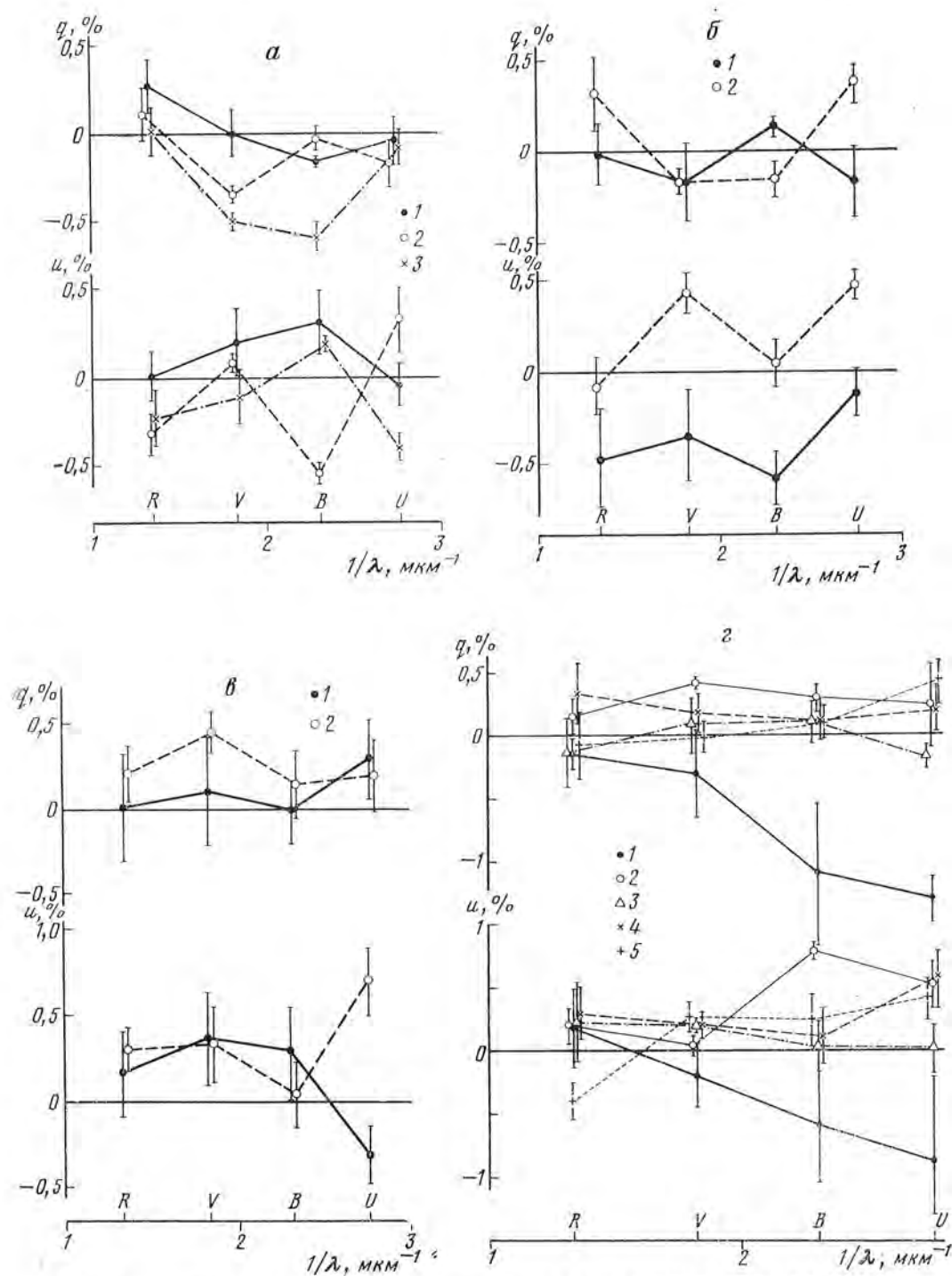


Рис. 3. Зависимость безразмерных параметров Стокса $q = p \cos 2\theta$ и $u = p \sin 2\theta$ от обратной длины волны $1/\lambda$ для звезд

a — 40 Eri B (1 — 23.XI 1970 г., 2 — 21.XII 1970 г., 3 — 26.I 1971 г.); *б* — F 34 (1 — 21.XII 1970 г., 2 — 23.III 1971 г.); *в* — HZ 43 (1 — 25.I 1971 г., 2 — 20.IV 1971 г.); *г* — W 1346 (1 — 21.VI 1969 г., 2 — 29.VII 1970 г., 3 — 26.XI 1970 г., 4 — 21.V 1971 г., 5 — 24.V 1971 г.).

Вертикальные черточки показывают величины внутренних среднеквадратичных ошибок σ_{10}

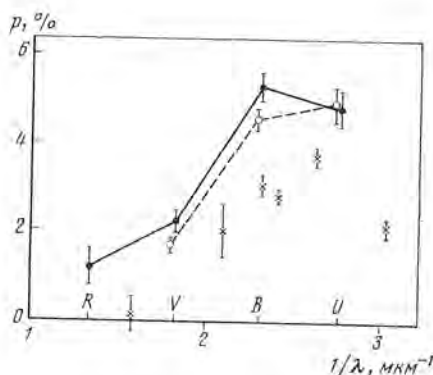


Рис. 4. Зависимость степени поляризации излучения звезды Grw + 70° 8247 от обратной длины волны λ^{-1} по нашим наблюдениям 21.IV 1971 г. (темные кружки), 22.V 1971 г. (светлые кружки) и по наблюдениям Энджела и Лэндстрита [9], Энджела, Лэндстрита и Оука [21] (крестики)

ются ли изменения поляризации излучения с периодом 17,5 мин. Эти наблюдения охватывали три полных цикла изменения блеска. Никаких изменений поляризации в пределах точности измерения обнаружено не было. Для изучения зависимости параметров поляризации от длины волны в следующую ночь были проведены наблюдения этой звезды в цветах B, V, R. В каждом цвете наблюдения охватывали примерно один полный период изменения блеска. Результаты наблюдений показывают, что в излучении звезды имеется заметная ($\sim 1\%$) поляризация в желтой области спектра и несколько меньшая — в синей. Наблюдения в красной области имеют слишком низкую статистическую точность. Согласно [9], круговая поляризация у HZ 29 практически отсутствует.

HZ 43. Уже первые пробные наблюдения этой звезды, проведенные в мае 1969 г. в цвете U, дали основание заподозрить наличие заметной линейной поляризации в ее излучении. Дальнейшие, более подробные наблюдения этой звезды в четырех цветах показали наличие значительных изменений поляризации в ультрафиолетовой области (параметр u на рис. 3, в). С несколько меньшей надежностью можно также отметить наличие поляризации в цвете V. Круговая поляризация HZ 43 пока не измерялась.

W 1346. Наибольшая поляризация излучения этой звезды наблюдалась в июне 1969 г., когда в коротковолновой части спектра степень поляризации превышала 1% с резким спадом в сторону длинных волн. Форма зависимости p от λ в это время была подобна найденной Энджелом и Лэндстритом для линейной поляризации у Grw + 70° 8247 [9]. Однако в дальнейшем произошло сильное уменьшение степени поляризации в цветах U и B и зависимость параметров поляризации от длины волны стала весьма слабой (рис. 3, г). Изменения параметров поляризации в разных цветах в 1970—1971 гг. в общем были невелики, хотя иногда наблюдались изменения, выходящие за пределы возможных ошибок. По [19], круговая поляризация $\leq 0,1\%$.

Grw + 70° 8247. Эта звезда является уникальным белым карликом, у которого впервые Кемпом и др. [5] была обнаружена большая круговая и линейная поляризация. Зависимость круговой поляризации от длины волны детально исследована Энджелом и др. [9, 21]. Имеются указания на переменность круговой поляризации [20, 21]. Линейная поляризация этой звезды изучена несколько хуже. Энджел и Лэндстрит [9] нашли, что она сильно зависит от длины волны с максимумом в синей области спектра. Переменность ее во времени, по-видимому, ранее не изучалась.

Наши наблюдения, выполненные в две различные даты с месячным интервалом, дали довольно близкие друг к другу в соответствующих цветах величины параметров поляризации. При этом форма зависимости степени поляризации от длины волны (рис. 4) подобна найденной Энджелом и Лэндстритом. Однако полученные нами величины поляризации во всех цветах в обе даты оказались заметно большими, чем в [9, 21]. Эта разница во всех цветах более чем в два раза превышает возможный эффект трансформации круговой поляризации в линейную (при коэффициенте трансформации 0,35) и дает ос-

нование заподозрить переменность линейной поляризации излучения Grw+70°8247. Надо отметить, что использовавшиеся нами наблюдения круговой поляризации частично перекрываются во времени с нашими наблюдениями линейной поляризации.

Таким образом, совокупность имеющихся в настоящее время данных показывает, что по крайней мере у некоторых белых карликов имеется заметная переменная во времени линейная поляризация их излучения. Зависимость параметров линейной поляризации от длины волны может быть весьма сложной и также переменной.

Об интерпретации поляризации излучения белых карликов

Для объяснения круговой поляризации излучения белых карликов Кемпом [4,29] была применена развитая им теория «серотельной магнитоэмиссии», согласно которой при наличии в атмосферах белых карликов сильных магнитных полей (порядка 10^7 гс) их излучение должно быть поляризовано. При этом круговая поляризация должна возрастать пропорционально длине волны, а линейная — пропорционально квадрату длины волны.

Однако наблюдаемый у Grw + 70° 8247 ход круговой и линейной поляризации с длиной волны явно не согласуется с предсказываемым теорией. Попытка Шипмана [30] объяснить поведение круговой поляризации при помощи теории Кемпа с приближенным учетом переноса излучения в оптически толстой атмосфере с полем $\sim 10^7$ гс позволила ему лучше согласовать теорию с наблюдениями в видимой области спектра, оставив без объяснения поведение круговой поляризации в ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Энджел [31], основываясь на связи круговой поляризации с полосами Минковского, наблюдаемыми в спектре Grw + 70° 8247, пытался объяснить ее эффектом Зеемана в полосах молекулярного гелия в магнитном поле с напряженностью не менее 10^6 гс. Однако, как отмечает он сам, одним только эффектом Зеемана невозможно объяснить все наблюдаемые особенности в поведении круговой поляризации у Grw + 70° 8247.

Для объяснения переменности круговой поляризации у G 195-19 и у Oxi + 25° 6725 была предложена гипотеза наклонного ротатора со значительным углом наклона магнитной оси к оси вращения [8,32].

Итак, все предложенные до сих пор теории, объясняющие наличие поляризации излучения белых карликов, связывают ее с существованием очень сильных магнитных полей в их атмосферах. Однако ни одна из этих теорий не может пока объяснить сложное поведение круговой и линейной поляризации. Имеются также указания, что по крайней мере у некоторых белых карликов магнитные поля не превышают 10^5 гс [19, 33, 34].

Фарадеевское вращение плоскости поляризации в атмосферах белых карликов

Наличие у некоторых белых карликов линейной поляризации их излучения и предполагаемая связь ее (так же как и круговой поляризации) с сильными магнитными полями в их атмосферах создают условия для возникновения значительного фарадеевского вращения плоскости поляризации их оптического излучения. При прохождении линейно-поляризованного излучения через магнитно-активную плазму плоскость поляризации будет поворачиваться на угол $\Delta\theta$, пропорциональный λ^2 :

$$\Delta\theta = RM\lambda^2, \quad (2)$$

или

$$\theta = \theta(\lambda) = \theta_0 + RM\lambda^2, \quad (3)$$

где θ_0 — позиционный угол плоскости поляризации исходного излучения, а θ — наблюдаемый угол для данной длины волны. Если углы измеряются в радианах, а длина волны — в микронах, то коэффициент пропорциональ-

ности в (2) — (3), называемый мерой вращения, связан с параметрами среды равенством

$$RM = 2,62 \cdot 10^{-26} \int_L n_e H_{\parallel} dl, \quad (4)$$

где n_e — электронная плотность в среде в см^{-3} и $H_{\parallel}$ — параллельная лучу зрения компонента магнитного поля в гауссах. Интеграл в (4) берется по лучу зрения по всему слою, в котором $n_e H_{\parallel} \neq 0$. Для атмосферы «типичного» белого карлика число атомов на луче зрения порядка $10^{22} - 10^{23}$; следовательно, уже при полях порядка 10^3 гс мы будем иметь $RM \sim 1$, что может быть обнаружено из наблюдений. Если же $H \geq 10^6 \text{ гс}$, то для поляризации, возникающей в фотосфере звезды, мы получим $RM \geq 10^2$. При этом положение плоскости наблюдаемой поляризации будет столь быстро изменяться с длиной волны, что наблюдения в широких спектральных интервалах ($\Delta\lambda \geq 0,01 \text{ мкм}$) вообще не смогут зарегистрировать измеримой поляризации. Отсюда следует, что заметная линейная поляризация в широких полосах длин волн может наблюдаться только при выполнении условия $RM \ll 10^2$ или

$$\int_L n_e H_{\parallel} dl \ll 4 \cdot 10^{26}. \quad (5)$$

Если в белых карликах действительно существуют поля с напряженностью свыше 10^6 гс , то наблюдаемая у них линейная поляризация может образовываться только в очень разреженных слоях с $n_e L \ll 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Если же наблюдаемая поляризация возникает в фотосфере, где $n_e L \approx 10^{22} \text{ см}^{-2}$, то магнитные поля там не должны превышать $10^3 - 10^4 \text{ гс}$.

Рассмотрим теперь, какую информацию о фарадеевском вращении можно получить из наших наблюдений линейной поляризации. Анализ наблюдений показывает, что в ряде случаев, изображенных на рис. 5, а, имеется систематический ход позиционных углов плоскости поляризации с длиной волны, который хорошо удовлетворяет уравнению вида (3). Прямые, показанные на рис. 5, получены методом наименьших квадратов; соответствующие величины θ_0 и RM приведены в табл. 4. В столбцах ее даны: названия объектов, даты наблюдений, исходный позиционный угол θ_0 с его средней ошибкой, мера вращения с ее средней ошибкой, средняя ошибка на единицу веса (средняя невязка), характеризующая точность решения системы основных уравнений. Дополнительная информация дана в примечаниях.

Меры вращения для шести случаев, изображенных на рис. 5, а, заключены между 1,5 и 6,5 рад/мкм^2 . Очевидно, что при несколько больших мерах вращения ($RM \geq 10$) позиционный угол θ будет изменяться больше чем на π (180°) в охваченном наблюдениями интервале длин волн. В этих случаях, беря, по определению, значения углов θ в интервале $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$, можно получить фиктивную немонотонную зависимость θ от λ (или от λ^2). У некоторых наблюдавшихся нами объектов действительно существуют подобные немонотонные зависимости, которые могут быть следствием сведения в интервал $0-180^\circ$ позиционных углов для всех цветов. Из-за неопределенности, вызываемой неизвестным слагаемым $\pm n\pi$ в позиционном угле, где n — целое число, мы не можем однозначно определить ход зависимости θ от λ (или от λ^2) для всех таких случаев. Однако для нескольких из них путем добавления к позиционным углам в некоторых цветах 180° , 360° и т. д. удается хорошо согласовать наши наблюдения с законом (3). Эти случаи изображены на рис. 5, б; соответствующие числовые значения приведены в табл. 4.

Необходимо отметить, что полученные таким образом значения меры вращения $RM > 10$ менее надежны, чем $RM < 10$. Действительно, при небольшом числе длин волн, для которых измерен позиционный угол θ , и при ограниченной точности измерений довольно значительна вероятность случайного расположения точек вблизи прямой при произвольном добавлении $\pm n\pi$ к некоторым значениям позиционных углов. В принципе, подбирая различные значения n , мы можем получить сколь угодно много прямых,

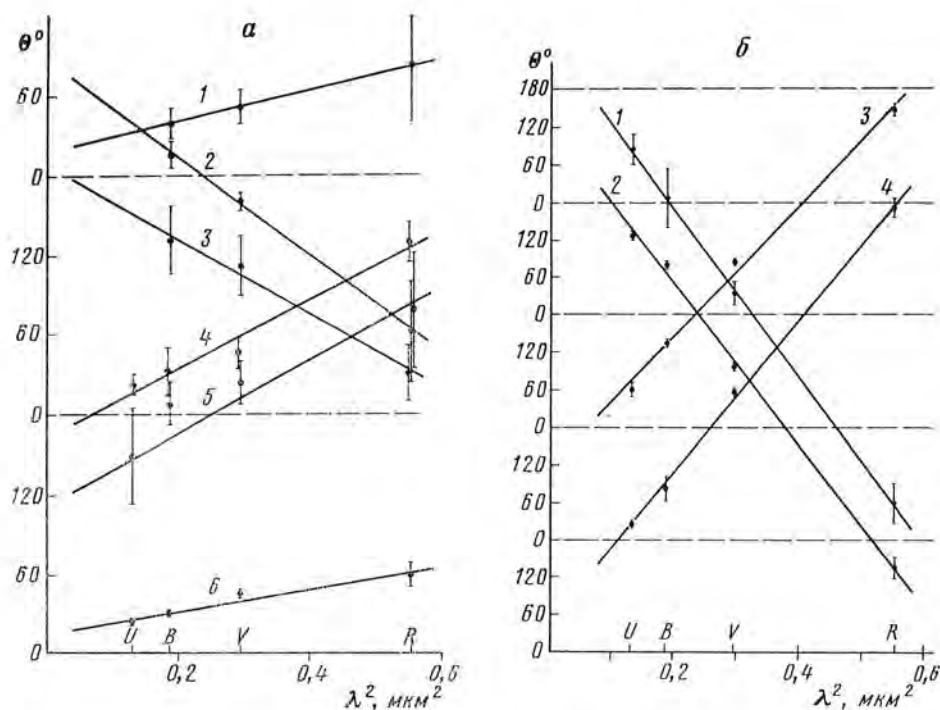


Рис. 5. Зависимость позиционных углов положения плоскости поляризации θ от квадрата длины волны λ^2

а: 1 — G 195-19, 21.V 1971 г.; 2 — HZ 29, 26.I 1971 г.; 3 — SS 199. II, 25.III 1971 г.; 4 — W 1346, 24.V 1971 г.; 5 — GD 153, 24.V 1971 г.; 6 — Grw + 70° 8247, 21.IV 1971 г.

б: 1 — W 1346, 26.XI 1970 г.; 2 — 40 Eri B, 26.I 1971 г.; 3 — 40 Eri B, 21.XII 1970 г.; 4 — F 34, 23.III 1971 г.

Вертикальные черточки показывают величины внутренних среднеквадратичных ошибок σ_θ

удовлетворяющих уравнению (2). Для уменьшения числа таких случайных совпадений все прямые на рис. 5, б (и соответствующие им значения θ_0 и RM в табл.4) выбраны так, что наклон их определяется теми точками (цвета U и B), которые ближе друг к другу в шкале λ^2 . Для этих случаев получен-

Таблица 4

Объект	Дата	$\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0}$	$RM \pm \sigma_{RM}$, рад/мкм ²	σ_θ
40 Eri B	21.XII 1970 г.	$116^\circ \pm 19^a$	$+18,2 \pm 1,0$	18°
	26.I 1971 г.	127 ± 15^a	$-24,4 \pm 0,8$	14
G 195-19	21.V 1971 г.	$18 \pm (21)^b$	$+2,0 \pm (0,9)$	(15)
F 34	21.XII 1970 г.	117 ± 16	$+0,56 \pm 0,86$	16
	23.III 1971 г.	45 ± 12^a	$+21,1 \pm 0,6$	12
HZ 29	26.I 1971 г.	88 ± 6	$-6,4 \pm 0,3$	4,5
SS 199.II	25.III 1971 г.	10 ± 11	$-4,9 \pm 0,5$	8
GD 153	24.V 1971 г.	131 ± 14	$+4,1 \pm 0,7$	13
Grw+70°8247	21.IV 1971 г.	15 ± 5	$+1,46 \pm 0,25$	5
W 1346	21.VI 1969 г.	126 ± 10	$-1,8 \pm 0,5$	10
	29.VII 1970 г.	30 ± 18	$-0,35 \pm 0,94$	17
	26.XI 1970 г.	79 ± 7^a	$-23,4 \pm 0,4$	7
	21.V 1971 г.	31 ± 7	$-0,33 \pm 0,35$	6
	24.V 1971 г.	162 ± 11	$+4,5 \pm 0,6$	10

^a С добавлением $\mp 1\pi$ к позиционным углам в V и R ; $n = 1, 2$.

^b Ошибки взяты в соответствии со средним значением σ_θ .

ные нами значения меры вращения являются минимальными из возможных.

При мерах вращения, больших 10 рад/мкм^2 , становится существенным уменьшение наблюдаемой степени поляризации из-за значительного поворота плоскости поляризации в пределах интервалов длин волн, выделяемых нашими фильтрами. Безразмерные параметры Стокса $\bar{q}'$ и $\bar{u}'$ выражаются при этом формулами

$$\bar{q}' = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p_{\lambda} I_{\lambda} S_{\lambda} \cos 2\theta_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda}, \quad \bar{u}' = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p_{\lambda} I_{\lambda} S_{\lambda} \sin 2\theta_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda}, \quad (6)$$

где $\bar{q}'$, $\bar{u}'$ — измеренные значения параметров Стокса; I_{λ} — интенсивность излучения; p_{λ} — его степень поляризации (исходная); θ_{λ} — позиционный угол, измененный фарадеевским вращением; S_{λ} — спектральная чувствительность аппаратуры. Для количественных оценок деполяризации мы провели соответствующие расчеты для простейшего случая $p_{\lambda} = \text{const} = p$, $I_{\lambda} = \text{const} = I$ и $\theta_{\lambda} = RM \cdot \lambda^2$. Использовались данные о спектральной чувствительности нашей аппаратуры, приведенные в [14]. На рис. 6 изображены зависимости «коэффициента деполяризации»

$$k_D = \frac{\bar{p}'}{p} = \frac{\sqrt{\bar{q}'^2 + \bar{u}'^2}}{p} \quad (7)$$

от меры вращения для различных цветовых полос. Величины $\bar{q}'$ и $\bar{u}'$ вычислялись по формулам (6).

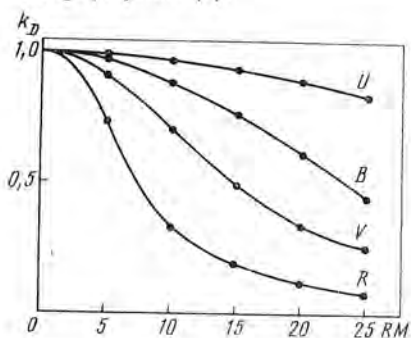


Рис. 6. Зависимость коэффициента деполяризации k_D для различных цветовых полос от меры вращения RM (в рад/мкм^2)

Полученные данные показывают, что в красном цвете (R), где эффект максимален, деполяризация становится заметной начиная с $RM = 5 \text{ рад/мкм}^2$, а при $RM = 20 \text{ рад/мкм}^2$ измеренные значения поляризации занижены почти в 10 раз. В ультрафиолетовой области (U) деполяризация сравнительно невелика вплоть до $RM = 25 \text{ рад/мкм}^2$.

У всех объектов, показывающих заметное вращение плоскости поляризации, наблюдались изменения меры вращения. При этом иногда меняется и знак RM (например, у 40 Eri B и W 1346), что указывает на смену направления продольного компонента магнитного поля. Это наиболее естественно объясняется вращением соответствующих звезд (модель наклонного ротатора). Периоды вращения наблюдавшихся нами звезд, как и характерное время изменения линейной поляризации, пока не определены. Наблюдения W 1346 показывают существенные изменения меры вращения за несколько дней. В связи с этим отметим, что известные периоды переменности круговой поляризации у белых карликов [8, 28, 32] и период вращения 40 Eri B, определенный по ширине ядер водородных линий [35], лежат в интервале от нескольких часов до нескольких дней.

Заключение

Имеющиеся в настоящее время данные по линейной поляризации оптического излучения белых карликов позволяют сделать следующие выводы.

1. У некоторых белых карликов различных спектральных классов, а также у некоторых горячих субкарликов наблюдается заметная линейная поляризация их излучения. В большинстве случаев эта поляризация невелика ($p < 1\%$), но иногда встречается и большая поляризация ($Gw + + 70^\circ 8247$; сопровождается большой круговой поляризацией).

2. Поляризация большинства наблюдавшихся нами белых карликов, по видимому, переменна. Характерное время изменения поляризации может быть от нескольких часов до нескольких десятков дней.

3. Зависимость параметров поляризации от длины волны имеет сложный характер и переменна во времени. Наибольшие величины поляризации и наибольшие изменения ее обычно наблюдаются в сине-фиолетовой области спектра. Изменения поляризации в различных цветах чаще всего не показывают взаимной корреляции.

4. Нередко наблюдается систематический ход позиционного угла плоскости поляризации с длиной волны, который может объясняться фарадеевским вращением в магнитоактивной плазме. Соответствующие значения меры вращения составляют $1,5-25 \text{ рад/мкм}^2$. Если линейная поляризация возникает в фотосфере белых карликов, то этим мерам вращения соответствуют магнитные поля $\sim 10^3-10^4 \text{ гс}$. Если же поля в фотосферах превышают 10^5 гс , то наблюдаемая линейная поляризация должна возникать во внешних разреженных слоях атмосферы (или в их магнитосфере).

5. Величина и знак меры вращения и соответствующих компонент магнитного поля могут быть переменными.

Авторы выражают благодарность А. Б. Северному за ценные замечания.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Трубников. ЖЭТФ, 1968, **55**, 1893.
2. J. P. Ostriker, F. D. A. Hartwick. *Astrophys. J.*, 1968, **153**, 797.
3. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, **4**, 469.
4. J. C. Kemp. *Astrophys. J.*, 1970, **162**, 169.
5. J. C. Kemp, J. B. Swedlund a. o. *Astrophys. J. Letters*, 1970, **161**, L 77.
6. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet. *Astrophys. J. Letters*, 1971, **164**, L15.
7. J. D. Landstreet, J. R. P. Angel. *Astrophys. J. Letters*, 1971, **165**, L 67.
8. О. С. Шулов, Е. Т. Белокоп. *Астрон. цирк.*, 1972, № 681, 6.
9. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet. *Astrophys. J.*, 1970, **162**, L 61.
10. B. M. Lasker, J. E. Hesser. *Astrophys. J. Letters*, 1969, **158**, L 171.
11. B. M. Lasker, J. E. Hesser. *Astrophys. J. Letters*, 1971, **163**, L 89.
12. J. Smak. *Acta astronomica*, 1967, **17**, 255.
13. A. G. Davis Philip. *Astrophys. J. Letters*, 1967, **148**, L 143.
14. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов. *Изв. Крымской астр. физ. сбс.*, 1972, **45**, 90.
15. O. J. Eggen, J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 83.
16. O. J. Eggen, J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1967, **150**, 927.
17. J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1969, **158**, 281.
18. W. Gliese, Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
19. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet. *Astrophys. J. Letters*, 1970, **160**, L 147.
20. О. С. Шулов, Е. Т. Белокоп. *Астрофизика*, 1972, **8**, 343.
21. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, J. B. Oke. *Astrophys. J. Letters*, 1972, **171**, L 11.
22. B. Warner, E. L. Robinson. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1972, **159**, 161.
23. П. Друде. *Оптика*. М.—Л., ОНТИ, 1935.
24. M. Makita, K. Nishi. *Ann. Tokyo Obs.*, 1970, **12**, 121.
25. L. G. Schulz. *JOSA*, 1954, **44**, 357.
26. J. G. Schulz, F. R. Tangherlini. *JOSA*, 1954, **44**, 362.
27. A. Behr. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, II, Math.-Phys. Kl.*, 1959, N 7.
28. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet. *Astrophys. J. Letters*, 1971, **165**, L 71.
29. J. C. Kemp. *Astrophys. J. Letters*, 1970, **162**, L 69.
30. H. L. Shipman. *Astrophys. J.*, 1971, **167**, 165.
31. J. R. P. Angel. *Astrophys. J. Letters*, 1972, **171**, L 17.
32. J. R. P. Angel, R. M. E. Illing, J. D. Landstreet. *Astrophys. J. Letters*, 1972, **175**, L 85.
33. G. W. Preston. *Astrophys. J. Letters*, 1970, **160**, L 143.
34. V. Trimble. *Nature*, 1971, **231**, 124.
35. J. L. Greenstein, V. Trimble. *Astrophys. J. Letters*, 1972, **175**, L 1.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ НИСХОДЯЩЕЙ ВЕТВИ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

Н. И. Шаховская

Обнаружены статистические зависимости между скоростями изменения светимости на разных стадиях затухания вспышек звезд типа UV Cet и светимостью вспышки в максимуме блеска. Показано, что эти зависимости одинаковы для звезд различных светимостей. Это обстоятельство означает, что скорости физических процессов, ответственных за затухание вспышки, не зависят от светимости звезды. Однако с возрастанием светимости звезды увеличивается частота появления вспышек большой светимости. Совокупность этих факторов приводит к наблюдаемым зависимостям Аро — Чавира и Кункеля: вспышки меньшей продолжительности наблюдаются чаще у звезд меньшей светимости.

THE STATISTICAL CORRELATIONS BETWEEN PARAMETERS OF THE DESCENDING BRANCHES OF UV Cet TYPE STAR FLARES, by N. I. Shakhovskaya. — Correlations are found between flare decay rates in different phases of the UV Cet type flares and the flare luminosity at the maximum. It is shown that these correlations are common for flare stars of different luminosities. This means that flare decay rate is independent on stellar luminosity. However flares of larger luminosities have been observed more often on more luminous stars. The joint effect lead to the observed Haro — Chavira and Kunkel correlations: the flares of shorter duration occur preferentially on stars of lesser luminosity.

На рис. 1 представлена типичная кривая изменения блеска звезды типа UV Cet во время вспышки. Будем в дальнейшем эту кривую называть кривой блеска вспышки. Стадия быстрого затухания блеска, следующая после максимума, называется быстрым компонентом вспышки [1, 2]; стадия более медленного затухания — медленным компонентом. На рис. 1 отмечена точка II, где резко замедляется скорость затухания. Будем считать, что эта точка определяет границу между быстрым и медленным компонентами вспышек.

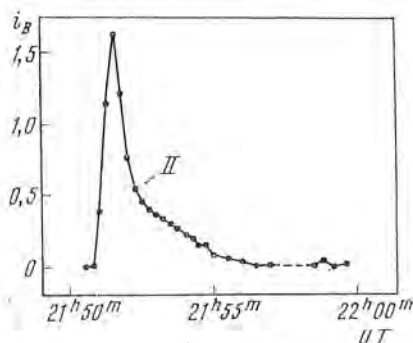


Рис. 1. Типичная кривая изменения блеска звезды типа UV Cet во время вспышки (Gl 735, 11.VIII 1970 г.)

Далее будут рассмотрены статистические закономерности между параметрами нисходящей ветви вспышек. Медленные вспышки (IV тип кривой блеска по классификации Осканяна [2]), составляющие по статистике Осканяна и Теребижа [3] около 3% от общего числа вспышек, не рассматривались.

Наблюдения

Дальнейшее исследование основано на электрофотометрических наблюдениях вспыхивающих звезд, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории в 1969—1972 гг. на 64-см менисковом телескопе в фотометрической системе, близкой к *B*. В табл. 1 дан список наблюдавшихся звезд: 1) № — номер звезды по каталогу [4]; 2) — название или номер звезды по другим каталогам; 3) M_V — абсолютная величина звезды в системе *V* по данным каталога [4]; 4) T — суммарное время патрулирования звезды; 5) n — число наблюдавшихся вспышек; 6) ссылка на опубликованные наблюдения.

Зависимость скорости затухания быстрого компонента вспышек от светимости вспышек в максимуме блеска

Для определения скорости затухания быстрого компонента вспышки из табл. 1 были отобраны кривые блеска вспышек с четко выраженным быстрым компонентом. На нисходящей ветви кривых блеска этих вспышек могли наблюдаться вторичные подъемы блеска, но исследовалась только фаза быстрого затухания блеска, следующая непосредственно после главного максимума вспышки. Слабые вспышки, кривые блеска которых определялись неуверенно, не рассматривались. Абсолютную светимость вспышки в максимуме блеска можно определить по формуле

$$L_{\max} = i_{\max} L^*,$$

где $i_{\max}$ — избыточное излучение вспышки в максимуме блеска, измеренное в единицах нормального блеска звезды; L^* (эрг/сек) — светимость звезды, которая вычислялась по формулам, данным в [17].

Скорость затухания блеска быстрого компонента — $(-\Delta L/\Delta t)$ (эрг/сек²) определялась по формуле

$$\left(-\frac{\Delta L}{\Delta t}\right)_I = \frac{i_{\max} - i_{II}}{t_I} L^*,$$

где t_I — время, за которое интенсивность вспышки изменилась от максимальной величины до величины в точке *II* — i_{II} . Величины $i_{\max}$, i_{II} , t_I снижались с кривой блеска вспышки.

Таблица 1

№ [4]	Звезда	M_V	T	n	Ссылка
15A	BD +43°44	10 ^m ,32	46 ^h ,4	3	[5]
15B		13,32	46,1	16	[5]
65AB	UV Cet	15,27 25,8	91,4	50	[6]
285	YZ CMi	12,29	127,6	39	[7]
388	AD Leo	10,98	109,2	23	[8]
424	SZ UMa	9,70	51,4	1	[9]
494	BD +13°2618	9,40	72,7	4	[10]
644AB	V1054 Oph	10,79	36,0	4	
669A	Ross 868	11,25	13,2	1	[11]
719	BY Dra	7,9	47,7	2	[12]
735	AC+8°142—393	9,9	26,4	5	[13]
815AB	20C 1250 AB	9,8	63,5	10	[14]
873	EV Lac	11,65	196,8	53	[15]
896A } 896B }	EQ Peg	11,33 13,4	39,0	13	[16]

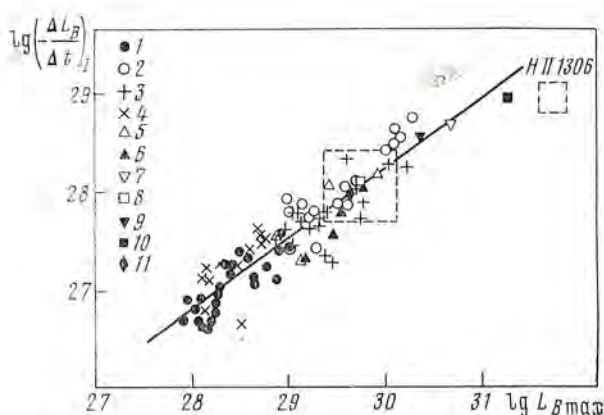


Рис. 2. Зависимость скорости затухания светимости быстрого компонента вспышки от светимости вспышки в максимуме блеска по наблюдениям в системе *B*

- 1 — UV Cet (25 вспышек),
 2 — YZ CMi (16);
 3 — EV Lac (18);
 4 — Gl 15 B (12);
 5 — AD Leo (4);
 6 — EQ Peg (4);
 7 — Gl 494 (1);
 8 — Gl 815 (1);
 9 — Gl 735 (1);
 10 — BY Dra (1);
 11 — Gl 669 (1)

На рис. 2 сопоставлены в двойном логарифмическом масштабе оцененные таким образом скорости затухания быстрого компонента вспышки $(-\Delta L_B/\Delta t)$ и абсолютные светимости вспышек в максимуме блеска $L_{B \max}$. Максимальная ошибка в определении величины $\lg L_{B \max}$, по нашим наблюдениям, составляет $\pm 0,14$, а максимальная ошибка величины $\lg (-\Delta L_B/\Delta t)$ равна $\pm 0,3$.

Рассмотрение рис. 2 позволяет предположить существование статистической зависимости между величинами $\lg L_{B \max}$ и $\lg (-\Delta L_B/\Delta t)_I$. Чтобы выяснить, отличаются ли эти зависимости у разных звезд, для каждой из четырех звезд: UV Cet, Gl 15B, EV Lac, YZ CMi — вычислялись уравнения регрессии в предположении $\lg (-\Delta L_B/\Delta t) = \Phi(\lg L_{B \max}) = a + \beta \lg L_{B \max}$, где a и β — постоянные.

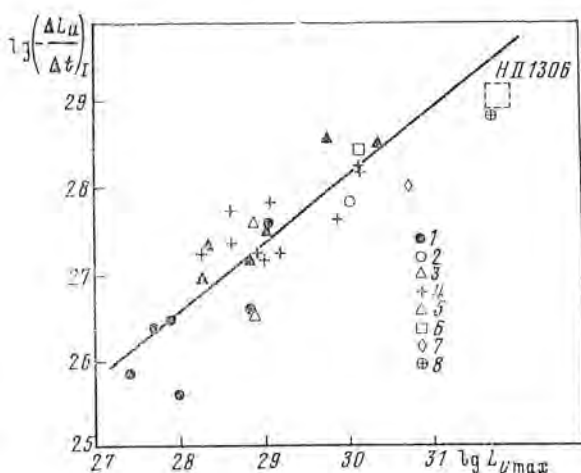
В табл. 2 даны полученные уравнения регрессии и их параметры: r — коэффициент корреляции, $\overline{\lg L_{B \max}}$ и $\overline{\lg (-\Delta L_B/\Delta t)_I}$ — координаты средней точки прямой регрессии с указанием 80%-ного доверительного интервала

Таблица 2

Звезда	Уравнение регрессии	π	r	$\overline{\lg L_{B \max}}$	$\left[\overline{\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)} \right]$	$ \beta $
Быстрый компонент в системе <i>B</i>						
UV Cet	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_I = -6,1 + 0,73 \lg L_{B \max}$	25	0,82	28,41	$27,02 \pm 0,08$	0,62—0,84
Gl 15B	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_I = 4,2 + 0,75 \lg L_{B \max}$	12	0,73	28,45	$27,24 \pm 0,20$	0,52—0,98
YZ CMi	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_I = 5,0 + 0,78 \lg L_{B \max}$	16	0,94	29,57	$28,02 \pm 0,11$	0,71—0,85
EV Lac	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_I = 1,2 + 0,52 \lg L_{B \max}$	18	0,70	29,41	$27,76 \pm 0,09$	0,39—0,65
Все наблюдения	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_I = 6,3 + 0,73 \lg L_{B \max}$	84	0,90	29,06	$27,56 \pm 0,08$	0,69—0,77
Быстрый компонент в системе <i>U</i>						
	$\lg \left(-\frac{\Delta L_U}{\Delta t} \right)_I = 4,4 + 0,79 \lg L_{U \max}$	28	0,82	28,92	$27,30 \pm 0,20$	0,67—0,91
Медленный компонент в системе <i>B</i>						
	$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t} \right)_{II} = 8,3 + 0,59 \lg L_{BII}$	28	0,78	28,93	$26,45 \pm 0,14$	0,49—0,67

Рис. 3. Зависимость скорости затухания светимости быстрого компонента вспышки от светимости вспышки в максимуме блеска по наблюдениям в системе U

- 1 — UV Cet (6 исследованных вспышек);
 2 — YZ CMi (1);
 3 — AD Leo (2);
 4 — EV Lac (10);
 5 — EQ Peg (6);
 6 — FF And (1);
 7 — YY Gem (1);
 8 — Gl 803 (1)



для $\lg(-\Delta L_U/\Delta t)_I$, $[\beta]$ — 80% доверительный интервал для коэффициента регрессии.

Наибольшее различие между уравнениями прямых регрессий наблюдается для пары звезд: Gl 15 B и EV Lac. Однако сравнение доверительных областей этой пары прямых регрессий показывает: вероятность того, что различия в уравнениях этих прямых случайны, составляет 85%. Вероятность того, что различия в уравнениях регрессий любых других пар звезд табл. 2 случайны, превышает 90%. Это обстоятельство позволяет утверждать, что статистическая зависимость $\lg(-\Delta L_U/\Delta t)_I = \Phi(\lg L_{U \max})$ одинакова для звезд разных светимостей. Поэтому было вычислено уравнение прямой регрессии по всем наблюдениям, оно имеет следующий вид:

$$\lg\left(-\frac{\Delta L_U}{\Delta t}\right)_I = 6,3 + 0,73 \lg L_{U \max}. \quad (1)$$

Параметры уравнения (1) даны в табл. 2. Прямая регрессии, соответствующая уравнению (1), изображена на рис. 2.

На рис. 3 сопоставлены аналогичные параметры вспышек, зарегистрированных в фотометрической системе U . Здесь использованы наблюдения разных авторов в фотометрических системах, близких к U [16, 18—26]. Из-за небольшого объема материала наблюдений, а также из-за возможной его неоднородности нельзя сравнивать уравнения регрессии для отдельных звезд, и на рис. 3 изображена прямая регрессии, уравнение которой, вычисленное по всем наблюдениям в предположении $\lg(-\Delta L_U/\Delta t) = \Phi(L_{U \max})$, имеет вид

$$\lg\left(-\frac{\Delta L_U}{\Delta t}\right)_I = 4,4 + 0,79 \lg L_{U \max}. \quad (2)$$

В табл. 2 даны параметры уравнения (2).

Систематического уклонения точек какой-либо звезды от прямой регрессии на рис. 3 не замечено, что также свидетельствует об общности статистической закономерности (2) для звезд разных светимостей.

Уклонения отдельных точек от прямой регрессии на рис. 2 и 3 превышают возможные ошибки наблюдений, что указывает на статистический характер закономерностей (1) и (2). Скорости затухания вспышек, имеющих одинаковую светимость, могут отличаться в 6—7 раз.

Зависимость скорости затухания медленного компонента от светимости

Для определения скорости затухания медленного компонента вспышек из совокупности наблюдений, суммированных в табл. 1, были отобраны вспышки с хорошо выраженным быстрым компонентом, на нисходящей вет-

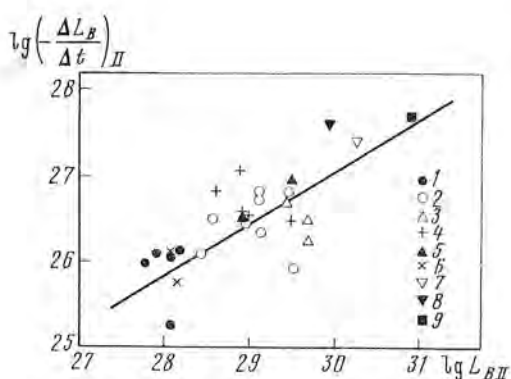


Рис. 4. Зависимость скорости затухания светимости медленного компонента вспышки от светимости медленного компонента

1 — UV Cet (исследовано 5 вспышек), 2 — YZ CMi (8), 3 — AD Leo (3), 4 — EV Lac (5), 5 — EQ Peg (2), 6 — Gl 15 B (2), 7 — Gl 494 (1), 8 — Gl 735 (1), 9 — BY Dra (1)

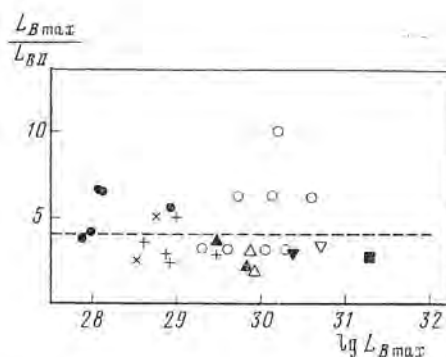


Рис. 5. Зависимость отношения светимостей быстрого и медленного компонентов вспышки от светимости вспышки в максимуме блеска.

Обозначения те же, что на рис. 4

ви которых не наблюдается вторичных подъемов блеска. Вспышки, вызвавшие заметное увеличение блеска звезды в максимуме, но кривые блеска которых в стадии медленного компонента определяются недостаточно уверенно, не рассматривались.

Скорость затухания блеска медленного компонента ($-\Delta L/\Delta t)_{II}$ (эрг/сек²) определялась в предположении линейного убывания интенсивности вспышки от величины i_{11} до $1/4 i_{11}$ за время t_2 :

$$\left(-\frac{\Delta L}{\Delta t}\right)_{II} \frac{3/4 i_{11}}{t_2} L^*.$$

На рис. 4 представлена зависимость между параметрами $\lg L_{BII}$ и $\lg (-\Delta L_B/\Delta t)_{II}$. Уравнение прямой регрессии, вычисленное по всем наблюдениям в предположении $\lg (-\Delta L_B/\Delta t) = \Phi(L_{BII})$, имеет вид

$$\lg \left(-\frac{\Delta L_B}{\Delta t}\right)_{II} = 8,3 + 0,59 \lg L_{BII}; \quad (3)$$

параметры уравнения (3) даны в табл. 2. Отсутствие заметных систематических отклонений точек какой-либо звезды от прямой регрессии на рис. 4 позволяет утверждать, что параметры звезды не оказывают заметного влияния на характер закономерности (3). Отдельные точки отклоняются от прямой регрессии на рис. 3 на величину, превосходящую возможные ошибки измерения. Вспышки одинаковой светимости могут различаться по скоростям затухания медленного компонента в 7—8 раз.

Отношение светимости быстрого и медленного компонентов вспышек

Будем характеризовать отношение светимостей быстрого и медленного компонента вспышек параметром $L_{B \max}/L_{BII}$. На рис. 5 сопоставлены величины $L_{B \max}/L_{BII}$ и $L_{B \max}$ для тех же вспышек, которые использовались для нахождения зависимости (3). Из-за некоторой неопределенности в положении точки II на кривой блеска вспышки ошибка в определении величины $L_{B \max}/L_{BII}$ может достигать 25%. Из рассмотрения рис. 5 можно заметить, что величина $L_{B \max}/L_{BII}$ не зависит ни от светимости вспышки в максимуме блеска, ни от светимости звезды. На рис. 5 проведена прямая, уравнение которой

$$\frac{L_{B \max}}{L_{BII}} = 4,1 \quad (4)$$

соответствует среднему значению $L_{B \max}/L_{B11}$, вычисленному по всем наблюдениям. Отклонение отдельных точек от прямой превосходит возможные ошибки измерения: отдельные вспышки могут отличаться по величине параметра $L_{B \max}/L_{B11}$ в 3—5 раз.

Анализ полученных закономерностей

Итак, существуют три независимые статистические закономерности (1), (3), (4) между четырьмя параметрами нисходящей ветви вспышки: $\lg L_{B \max}$, $\lg L_{B11}$, $\lg (-\Delta L_B/\Delta t)_I$, $\lg (-\Delta L_B/\Delta t)_{II}$. Эти закономерности оказываются одинаковыми для звезд различной светимости. Из этого следует, что нисходящая ветвь кривой блеска вспышки любой звезды может быть статистически описана одним из этих параметров. Наиболее удобен для измерения параметр $L_{B \max}$. Тогда зависимости (1), (3), (4) можно рассматривать как приближенные уравнения нисходящей ветви «усредненной» вспышки светимости $L_{B \max}$.

Зависимость наблюдаемого интервала светимостей вспышек от светимости звезды

На рис. 6 по данным табл. I представлен наблюдаемый интервал логарифмов светимостей вспышек $[\lg L_{B \max}]$ для звезд разных абсолютных величин M_V . Левая граница интервала $[\lg L_{B \max}]$, определяемая светимостью самой слабой из наблюдавшихся у данной звезды вспышек, как видно на рис. 6, смещается в сторону больших величин с увеличением светимости звезды. Этот эффект, отмечавшийся ранее Кункелем [1], а также Гершбергом и Чугайновым [17], является следствием возрастания порога обнаружения вспышек с увеличением светимости звезды. Правая граница интервала $[\lg L_{B \max}]$ также смещается в сторону больших величин с увеличением светимости звезды. Этот эффект нельзя объяснить селекцией наблюдений, так как время, затраченное на патрулирование звезд высоких светимостей, как видно из табл. 1, не превосходит времени патрулирования более слабых звезд. Увеличение частоты сильных вспышек с возрастанием светимости звезды отмечалось и ранее Гершбергом и Чугайновым [17] и Кункелем [27].

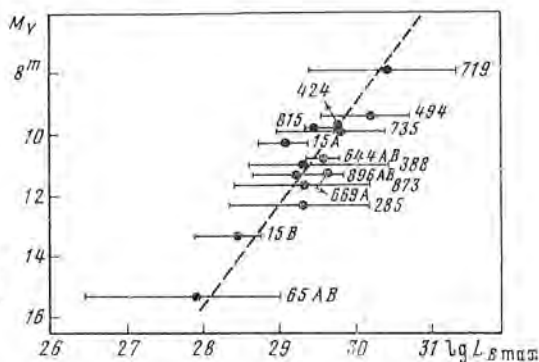


Рис. 6. Наблюдаемый интервал светимости вспышек $[\lg L_{B \max}]$ для звезд разных абсолютных величин M_V

Итак, с увеличением светимости звезды, с одной стороны, возрастает порог обнаружения вспышек, с другой стороны, увеличивается частота сильных вспышек. Совместное действие этих двух факторов смещает наблюдаемый интервал светимостей вспышек в сторону больших величин с увеличением светимости звезды.

Наблюдаемые средние значения логарифмов светимостей $\overline{\lg L_{B \max}}$ вычисленные по всем наблюдавшимся у данной звезды вспышкам, отмечены на рис. 6 кружками. Штриховой линией изображена прямая регрессии, уравнение которой, вычисленное при $\overline{\lg L_{B \max}} = \Phi(M_V)$, имеет вид

$$\overline{\lg L_{B \max}} = 33 - 0,32 M_V. \quad (5)$$

Зависимость средней продолжительности вспышек от светимости звезды

Аро и Чавира [28] обнаружили, что продолжительность вспышек звезд скоплениях (переменные типа UVn) зависит от спектрального класса звезды: у звезд более позднего спектрального класса продолжительность вспышек меньше. Впоследствии зависимость Аро — Чавира подтверждалась неоднократно для классических переменных типа UV Cet. Так, Кункелем [29] на большом статистическом материале построена корреляция между абсолютной величиной звезды M_V и средней продолжительностью вспышек до уровня половины интенсивности и показано, что средняя продолжительность вспышек увеличивается с возрастанием светимости звезды. Кункель [29] предполагает, что эта корреляция является следствием физической зависимости скорости высвечивания вспышки от ускорения силы тяжести на поверхности звезды. Но, как было показано выше, скорость затухания вспышек звезд типа UV Cet определяется только светимостью вспышки в максимуме блеска и не зависит от абсолютной величины звезды. Однако обнаруженные Аро, Чавира и Кункелем корреляции могут быть следствием существования рассмотренных выше статистических зависимостей между параметрами вспышки (1), (3), (4) и зависимостью наблюдаемой средней светимости вспышек от светимости звезды (5).

Действительно, как показывает зависимость (4), граница между медленным и быстрыми компонентами у вспышек расположена в среднем на уровне светимости $\sim 0,24 L_{B \max}$, поэтому абсолютное большинство вспышек на уровне светимости $0,5 L_{B \max}$ находится в стадии быстрого компонента. Следовательно, зависимость (1) можно записать для времени $t_{0,5}$, за которое светимость вспышки изменится от максимальной величины до величины $0,5 L_{B \max}$:

$$\lg \frac{0,5 L_{B \max}}{t_{0,5}} = 6,3 + 0,73 \lg L_{B \max}.$$

Из этой зависимости следует

$$\lg t_{0,5} = -6,6 + 0,27 \lg L_{B \max}. \quad (6)$$

Соотношение (6) показывает, что время затухания вспышки увеличивается с возрастанием светимости вспышки. Но из соотношения (5) следует, что наблюдаемая средняя светимость вспышек возрастает с увеличением светимости звезды. Зависимости (5) и (6) объясняют закономерность Аро — Чавира: средняя продолжительность вспышек на уровне половины интенсивности увеличивается с возрастанием светимости звезды.

Можно показать также, что и корреляция Кункеля [30] между средней скоростью затухания медленного компонента вспышек и светимостью звезды объясняется статистическими зависимостями между параметрами вспышки и зависимостью наблюдаемого интервала светимостей вспышек от светимости звезды. Действительно, представим зависимость (3) в виде

$$\lg \left(-\frac{\Delta \lg L_B}{\Delta t} \right)_{II} = 8,3 - 0,41 \lg L_{BII}. \quad (7)$$

В левой части формулы (7) величина

$$-\left(\frac{\Delta \lg L_B}{\Delta t} \right)_{II} = \text{const} + \left(\frac{\Delta M_B}{\Delta t} \right)_{II},$$

где $(\Delta M_B / \Delta t)_{II}$ — рассмотренный Кункелем параметр: скорость затухания медленного компонента вспышек в единицах «звездная величина в единицу времени». Из формулы (7) следует, что величина $(\Delta M_B / \Delta t)_{II}$ убывает с возрастанием светимости вспышек в точке II. Но из зависимости (4) следует, что светимость в точке II определяется только светимостью в максимуме блеска вспышки L_{Bm} . Наблюдаемая же средняя величина $\bar{L}_{Bm}$, как

показывает закономерность (5), увеличивается с возрастанием светимости звезды. Соотношения (3), (4), (7) объясняют статистическую зависимость Кункеля [30]: скорость затухания медленного компонента вспышек, выраженная в единицах «звездная величина в единицу времени», убывает с увеличением светимости звезды.

Таким образом, закономерности Аро — Чавира и Кункеля не связаны с зависимостью скорости высвечивания вспышки от абсолютной величины звезды. Эти закономерности являются следствием совместного действия двух факторов: 1) существования статистических зависимостей между скоростью затухания светимости вспышки и светимостью вспышки в максимуме блеска; 2) статистической зависимости наблюдаемой светимости вспышки от абсолютной величины звезды.

Вспышки звезд других типов

Существование независимости от светимости звезды статистических корреляций между параметрами нисходящей ветви кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet позволяет сравнить соотношение между параметрами вспышек звезд других типов и классических переменных типа UV Cet.

Переменные типа BY Dra. Переменные типа BY Dra — красные карлики спектральных классов dK5e — dM0e, у которых наблюдаются периодические колебания блеска. Анализ фотометрических наблюдений позволил Чугайнову [12] объяснить их переменность пятнообразовательной активностью на поверхности звезды. Кроме периодических изменений блеска у этих звезд наблюдается вспышечная активность, которая возрастает в периоды минимума блеска [31, 32].

В нашем распоряжении было три кривых блеска трех переменных этого типа: BY Dra $\equiv$ Gl 719 [12] в системе B; FF And $\equiv$ Gl 29.1 [24], Gl 803 [26, 32] — в системе L. На рис. 2—5 видно, что параметры вспышек этих звезд хорошо согласуются со статистическими закономерностями между теми же параметрами вспышек классических переменных типа UV Cet. Это обстоятельство является дополнительным аргументом в пользу прежнего утверждения [31], что физические процессы, определяющие переменность звезд типа BY Dra, таковы же, что у звезд типа UV Cet.

Вспыхивающие звезды в скоплениях. Соотношения параметров кривых блеска вспышек звезд в скоплениях (переменные типа UVn) и классических звезд типа UV Cet до сих пор не сравнивались. Рассмотрим кривую блеска вспышки звезды этого типа, полученную фотоэлектрическим способом Джонсоном и Митчелом [33] для звезды HIP 1306. При вычислении параметров вспышки этой звезды использовалась видимая величина и цвета звезды, данные в [33]. Модуль расстояния до Плеяд был принят равным $5,40 \pm 0,1$, согласно [34]. Полученные параметры вспышки, которые оказались на рис. 2 и 3 в области, отмеченной малым штриховым квадратом, хорошо согласуются с закономерностями для классических переменных типа UV Cet. Это показывает, что характер и скорость физических процессов, происходящих во время вспышек звезд в скоплениях, вероятно, также не отличаются от процессов во вспышках звезд типа UV Cet.

Вспышка белого карлика. Вонер, Ван Ситтерс и Невер [35] обнаружили вспышку голубой звезды G 44-32, которую есть основания считать белым карликом [36]. Кривая блеска вспышки по форме весьма похожа на кривую блеска звезд типа UV Cet. К сожалению, наблюдения [35] выполнены без фильтра с фотоумножителем, максимум чувствительности которого лежит в голубой части спектра. Кроме того, определенные разными методами абсолютные величины G 44-32 сильно различаются [36]. С учетом этих неопределенностей параметры вспышки попадают на рис. 2 в область, отмеченную большим штриховым квадратом. Как видно из рассмотрения рис. 2, параметры этой вспышки соответствуют статистическим закономерностям между параметрами вспышек звезд типа UV Cet. Поскольку, кроме того, отмечены

случаи существования звезд типа UV Cet в качестве слабых компонентов белых карликов (системы Gl 166=40 Eri [30] и Gl 451=BD + 38° 3385 [37]), можно предположить, что у голубой звезды G 44-32 есть невидимый компонент, который является звездой типа UV Cet. Положение G 44-32 на $U - B$, $B - V$ диаграмме Эггена [36] не противоречит предположению, что у него есть компонент, имеющий такую же величину и цвет, как классическая переменная этого типа — звезда UV Cet. Однако для выяснения этого вопроса желательны наблюдения G 44-32 в фотометрических системах R и I .

В заключение автор выражает глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание к работе и Т. С. Коркиной за помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Kunkel. Dissertation. Austin, 1967.
2. W. S. Oskanjan. Non-periodic Phenomena in Variable Stars. IAU Colloquim. Budapest, 1969, p. 131.
3. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиж. Астрофизика, 1971, 7, 281.
4. W. Gliese. Veröff. Astron. Rechen.-Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
5. Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 111.
6. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 411; 1971, N 615; P. Chugainov, G. N. Alekseev. IBVS, 1970, N 486.
7. N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 339; P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1970, N 441; 1971, N 521, 553; 1972, N 632.
8. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 340; 1970, N 441; 1971, N 534, 553; 1972, N 640.
9. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 14.
10. N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 361; P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1970, N 441.
11. N. I. Shakhovskaya, W. Sofina. IBVS, 1972, N 730.
12. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 3.
13. N. I. Shakhovskaya, K. L. Maslennikov. IBVS, 1970, N 487.
14. Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 124.
15. K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 401; P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya et al. IBVS, 1969, N 410; 1970, N 485; 1971, N 616.
16. Н. А. Кулапова, Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 49, 65.
17. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 7.
18. P. F. Chugainov, R. I. Halven, B. E. Westertlund, R. E. White. IBVS, 1969, N 343.
19. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 554.
20. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 215.
21. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 33.
22. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 525.
23. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 600.
24. N. I. Shakhovskaya. IBVS (в печати).
25. T. J. Moffett, B. W. Bopp. Astrophys. J., 1971, 168, N 3, L 113.
26. C. A. Harding. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1970, 29, N 9, 130.
27. W. E. Kunkel. PASP, 1970, 82, 1341.
28. G. Haro, E. Chavira. Bol. Obs. Tonantzintla y Tacub., 1955, N 12, 3.
29. W. E. Kunkel. Activity in Flare Stars of the Solar Neighborhood. Preprint, 1972.
30. W. E. Kunkel. Low-Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.), 1968, p. 195.
31. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 49, 73.
32. C. A. O. Torres, S. Ferraz Mello, G. R. Quast. Astrophys. Letters, 1972, 11, N 1, 13.
33. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. Astrophys. J., 1958, 128, 31.
34. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. Astrophys. J., 1957, 125, 414.
35. B. Warner, G. W. van Citters, R. E. Nather. Nature, 1970, 225, N 5240, 67.
36. O. J. Eggen, J. L. Greenstein. Astrophys. J., 1965, 141, 83.
37. P. van de Kamp. Low-Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.), 1968, p. 123.

ПРОВЕРКА ПРИМЕНИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА UV Cet И ИХ УТОЧНЕНИЕ

П. Ф. Чугайнов

Исследованы фотоэлектрические кривые блеска в фильтре *B* вспышек пяти вспыхивающих звезд (YZ CMi, UV Cet, EV Lac, AD Leo и V1216 Sgr). Материал получен на разных обсерваториях в результате наблюдений, проведенных по программе Рабочей группы по вспыхивающим звездам Комиссии 27 МАС. Для каждой из звезд обнаружено уменьшение средней продолжительности вспышек с уменьшением их амплитуды. Полученные данные об изменении частоты появления вспышек и их средней продолжительности с амплитудой представлены степенными зависимостями, и с их помощью для четырех звезд, исключая UV Cet, определен вклад, вносимый слабыми вспышками в суммарную энергию вспышечной активности. Показано, что этот вклад сравнительно невелик. Тем самым подтверждена применимость величины ΣP (получаемой интегрированием кривых блеска всех зарегистрированных вспышек и последующим суммированием результатов интегрирования) в качестве характеристики суммарной энергии вспышечной активности звезд. Однако для UV Cet продолжение полученных зависимостей частоты появления вспышек и средней продолжительности от амплитуды на слабые вспышки оказалось невозможным, так как оно приводит к выводу о том, что суммарная энергия вспышек бесконечно велика. Нами рассмотрена зависимость продолжительности вспышек от светимости звезд. После того как мы приняли во внимание существование для каждой звезды зависимости продолжительности вспышек от амплитуды, был вновь подтвержден вывод, полученный Аро и Чавира и позднее Кункелем, о том, что продолжительность вспышек больше у звезд большей светимости.

THE VERIFICATION OF APPLICABILITY AND MORE PRECISE DEFINITION OF THE CHARACTERISTICS OF FLARE ACTIVITY OF UV Cet-type STARS, by P. F. Chugainov.— Photoelectric light curves in the *B* filter have been studied of five flare stars (YZ CMi, UV Cet, EV Lac, AD Leo and V1216 Sgr). The material was obtained at different observatories as a result of observations carried out according to programme of the Working Group on Flare Stars of the IAU Commission 27. It is found for each star that the mean duration of flares decreases with the decrease of their amplitude. The data obtained on the change of the rate of appearing of flares and their mean duration with amplitude are represented by power functions and, with the aid of them, for four stars excluding UV Cet, the portion brought, by weak flares in the total energy of flare activity is determined. It is shown that this portion is comparatively small. This result confirms applicability of the quantity ΣP (obtained by evaluation of the integrals of light curves of all flares observed and by subsequent summation of these integrals) as the characteristic of the total energy of stellar flare activity. For UV Cet, however, it is impossible to continue on weak flares both the dependences obtained of the rate of appearing and the mean duration of flares on their amplitude because this continuation bring us to the conclusion that the total energy of flares is infinitely large. The dependence of flare durations on star luminosity is revised. When we had taken into account the existence, for each star, of the dependence of flare durations on their amplitude the conclusion obtained by Haro and Chavira and, later, by Kunkel was confirmed that flare durations are greater on the stars of higher luminosity.

Вопросу о выборе характеристик вспышечной активности звезд типа UV Cet посвящена довольно обширная литература. На первых порах исследования, например [1, 2], были основаны на очень скудном материале наблюдений, и сейчас они интересны лишь с точки зрения изучения истории вопроса. Исследования последних лет в той или иной степени исходят из положений, установленных Кункелем [3], который впервые при изучении вспышечной активности уделил значительное внимание роли наблюдательной селекции.

Выбор характеристик вспышечной активности стал гораздо более обоснованным благодаря интенсивному проведению фотоэлектрических наблюдений, в результате чего в последние годы был накоплен обширный материал. Кункелем [4] изучены кривые блеска около 1000 вспышек 11 звезд и определены характеристики вспышечной активности в принятой им системе. Несколько иная система характеристик принята Рабочей группой по вспыхивающим звездам Комиссии 27 МАС. В этой системе определены характеристики нескольких сотен вспышек, в основном для пяти звезд. Некоторые предварительные результаты анализа этих данных приведены в [5, 6].

Кункель [4] сравнил активности вспыхивающих звезд с помощью параметров, описывающих частоту появления вспышек различной амплитуды и особенности кривых блеска вспышек. Однако вследствие большого разнообразия изменения блеска вспышек число параметров, необходимых для того, чтобы его описать, довольно велико. Кроме того, из данных, полученных Кункелем, трудно составить общее представление о кривых блеска вспышек какой-либо звезды, так как определение всех введенных им параметров возможно лишь для сильных вспышек, а для слабых вспышек — невозможно.

Поэтому мы считаем, что при сравнении вспышечной активности разных звезд следует использовать характеристику, показывающую, какова суммарная энергия вспышек, выделяемая в единицу времени. Определенная таким образом характеристика была бы мало чувствительна к индивидуальным особенностям кривых блеска вспышек и вместе с тем имела бы ясный физический смысл.

Такая характеристика уже предложена в [6]. Мы имеем в виду характеристику $\Sigma P/T$. Напомним, что T обозначает общую продолжительность наблюдений, а ΣP — сумму интегральных интенсивностей зарегистрированных вспышек, для определения которых служит следующее выражение:

$$P = \int_{t_1}^{t_2} \frac{I_{0+i}(t) - I_0}{I_0} dt, \quad (1)$$

где $I_{0+i}(t)$ — поток излучения звезды во время вспышки, а I_0 — поток невозмущенного излучения звезды. Верхний и нижний пределы интеграла t_1 и t_2 соответствуют началу и концу интервала времени, в течение которого поток избыточного излучения вспышки превышает утроенное среднее квадратичное отклонение показаний прибора в нормальном состоянии звезды.

Очевидно, что $\Sigma P/T$ является статистической характеристикой, так как служащие для ее определения величины подвержены ряду искажающих их факторов, которые включают в себя как случайные ошибки, так и эффекты селекции.

Один из таких эффектов связан с тем, что некоторый вклад в суммарную энергию вспышечной активности звезды вносят вспышки, амплитуды которых меньше порога обнаружения. Значение этих вспышек впервые было выявлено Кункелем [3], который обнаружил, что частота появления вспышек непрерывно растет с уменьшением их амплитуды. Вопрос о вкладе слабых вспышек в ΣP очень существен, так как порог обнаружения может быть различным в зависимости как от эффективности фотоэлектрической аппаратуры, так и от условий наблюдений.

Далее следует отметить, что при определении интегральных интенсивностей P возникают систематические ошибки, зависящие от амплитуды вспышки. Для каждой вспышки та или иная часть кривой блеска не может быть построена и проинтегрирована из-за наличия шумов на записях, и поэтому получаемые P всегда занижены. Однако у слабых вспышек этот эффект действует сильнее, так как они могут быть выделены на фоне шумов лишь вблизи момента максимума.

Возникает также вопрос о том, какова должна быть наименьшая продолжительность наблюдений T , при которой неравномерность выделения энергии вспышечной активности уже мало сказывается на результате определения ΣP .

В [6] нами были приведены соображения в пользу того, что сильные вспышки вносят основной вклад в суммарную энергию вспышечной активности звезды, и поэтому недооценка энергии, вносимой слабыми вспышками, мало существенна. Однако в [6] было уделено внимание не всем затронутым здесь вопросам о применимости характеристики $\Sigma P/T$. Кроме того, результаты, приведенные в [6], указывали на необходимость дальнейшего увеличения продолжительности рядов наблюдений.

Здесь мы вновь и более подробно рассматриваем вопрос о применимости характеристики $\Sigma P/T$. Нами предложен новый метод оценки суммарной энергии всех вспышек, происходящих за время T . Были изучены кривые блеска вспышек пяти вспыхивающих звезд, полученные по фотоэлектрическим наблюдениям с фильтром B рядом авторов преимущественно в последние годы и опубликованные в [7—80], а также по наблюдениям автора и Н. И. Шаховской в 1972 г. Этот материал накоплен в периоды кооперативных наблюдений, проводившихся для каждой из звезд один раз в год по программе Рабочей группы по вспыхивающим звездам Комиссии 27 МАС, а также в интервалы времени, лежащие главным образом вблизи этих периодов.

1. Метод определения суммарной энергии вспышек

Мы здесь не рассматриваем особенности вспышечной активности в отдельные периоды наблюдений звезды, но, напротив, стремимся найти средние характеристики активности по возможно более обширному и однородному материалу наблюдений. Чтобы повысить однородность материала, мы рассматривали не все зарегистрированные вспышки данной звезды, а только те, амплитуды которых $i_{\max} = (I_{0+1}(t_{\max}) - I_0)/I_0$ были выше определенного значения. Мы далее поясним, как эти значения были найдены.

Вспышки каждой звезды были нами разделены на сильные и слабые. Для этого они были расположены в последовательности убывания их амплитуды. Те из них, которые находились в начале этой последовательности и составляли от 6 до 13% общего числа рассматриваемых вспышек, мы считали сильными вспышками, а остальные — слабыми.

При определении суммарной энергии вспышек для сильных вспышек мы просто сложили их величины P , считая, что они мало искажены рассмотренным выше эффектом шумов. Вклад, вносимый в суммарную энергию слабыми вспышками, мы оценили с помощью выражений, представляющих зависимость числа вспышек и их средней продолжительности от их амплитуды.

Преимущества, связанные с использованием амплитуды $i_{\max} = (I_{0+1}(t_{\max}) - I_0)/I_0$, в том, что эта характеристика подвержена только случайным ошибкам, имеющим нормальное распределение, в отличие от интегральной интенсивности P , имеющей, как мы уже отметили, систематические ошибки, зависящие от амплитуды.

Как показал Кункель [3], число вспышек n в некотором интервале времени, амплитуды которых больше или равны фиксированному значению $i_{\max}$, следующим образом зависит от $i_{\max}$:

$$\lg n = a + b \lg i_{\max} . \quad (2)$$

Поскольку P имеет размерность времени, а $i_{\max}$ — величина безразмерная, то P можно представить в виде

$$P = i_{\max} \Delta t. \quad (3)$$

Входящую в это выражение величину Δt мы будем называть эквивалентной продолжительностью вспышки.

Мы далее покажем на основе использованных данных, что средняя эквивалентная продолжительность $\overline{\Delta t}$ вспышек, имеющих амплитуду $i_{\max}$, удовлетворяет статистической зависимости, которую можно представить в виде

$$\lg \overline{\Delta t} = c + d \lg i_{\max}. \quad (4)$$

Существование такой зависимости означает, что средняя величина $\overline{P}$ вспышек с амплитудой $i_{\max}$ удовлетворяет соотношению

$$\lg \overline{P} = c + (1 + d) \lg i_{\max}. \quad (5)$$

С другой стороны, сумму величин P слабых вспышек мы представим следующим образом:

$$\Sigma P_{\text{слаб}} = \int_{P_{\min}}^{P_{\max}} P \frac{dn}{dP} dP = \int_{P_{\min}}^{P_{\max}} P \frac{dn}{di_{\max}} \frac{di_{\max}}{dP} dP. \quad (6)$$

В этом выражении верхний предел интегрирования численно равен величине P , самой слабой по амплитуде из числа уже отобранных сильных вспышек. Нижний предел интегрирования мы положим равным нулю, поскольку из наблюдений пока что невозможно определить, каковы амплитуды и величины P самых слабых вспышек. Входящие в (6) производные $dn/di_{\max}$ и $di_{\max}/dP$ мы определим с помощью выражений (2) и (5), причем нужную нам функциональную зависимость P от $i_{\max}$ мы заменим статистической, которую получим из наблюдений. Мы проверим в дальнейшем допустимость такой замены. В результате получим

$$\begin{aligned} \Sigma P_{\text{слаб}} &= -\frac{b}{1+d} 10^{\left(a - \frac{bc}{1+d}\right)} \int_0^{P_{\max}} P^{\frac{b}{1+d}} dP = \\ &= -\frac{b}{1+b+d} 10^{\left(a - \frac{bc}{1+d}\right)} P^{\frac{b}{1+d} + 1} \Big|_0^{P_{\max}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, по данным наблюдений для каждой звезды мы определим следующие величины:

- 1) сумму величин P всех зарегистрированных вспышек ΣP ;
- 2) сумму величин P сильных вспышек $\Sigma P_{\text{сильн}}$;
- 3) коэффициенты a , b , c , d зависимостей числа и средней продолжительности вспышек от амплитуды.

Затем с помощью (7) мы найдем $\Sigma P_{\text{слаб}}$ и сравним $\Sigma P_{\text{сильн}} + \Sigma P_{\text{слаб}}$ с ΣP . Таким путем мы проверим применимость величины ΣP в качестве характеристики суммарной энергии вспышечной активности. Кроме того, мы уточним некоторые другие представления о вспышечной активности.

2. Результаты

В табл. 1 приведены названия изученных нами звезд, годы проведения наблюдений, общие продолжительности наблюдений с фильтром B и соответствующие им суммы величин ΣP всех зарегистрированных вспышек.

Для дальнейшего рассмотрения наблюдений нам необходимо определить значение амплитуды $i_{\max} = (I_{0+1}(t_{\max}) - I_0)/I_0$, начиная с которого можно быть уверенным в реальности зарегистрированной вспышки. Это зна-

Звезда		Сезоны наблюдений	T , час	ΣP , мин
YZ	CMi	1968, 1969, 1970, 1971, 1972	572,8	664,6
UV	Cet	1968, 1969, 1970, 1971	477,6	525,4
EV	Lac	1969, 1970, 1971, 1972	437,2	178,0
AD	Leo	1968, 1969, 1970, 1971, 1972	426,9	226,2
V1216	Sgr	1966, 1969, 1970, 1971, 1972	301,9	11,7

чение зависит от средней амплитуды колебаний показания прибора, вызываемых шумами.

Напомним, что каждый участник кооперативных программ определял по своим наблюдениям среднюю квадратичную ошибку одного измерения согласно выражению

$$\sigma = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (I_{0i} - \bar{I}_0)^2}{N-1}}}{\bar{I}_0}, \quad (8)$$

где I_{0i} — ряд отсчетов измерительного прибора для звезды в нормальном состоянии за вычетом фона неба и $\bar{I}_0$ — среднее арифметическое, полученное по этим значениям I_{0i} . Эти значения σ приведены в [7—80].

Мы для каждой из звезд усреднили значения σ по всем ее измерениям в разные ночи и на разных обсерваториях. При этом мы учитывали длительность наблюдений, проведенных с тем или иным значением σ . Так, например, если в течение промежутков времени T_1 , T_2 и T_3 ошибки были равны соответственно σ_1 , σ_2 и σ_3 , то мы находили среднее как

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_1 T_1 + \sigma_2 T_2 + \sigma_3 T_3}{T_1 + T_2 + T_3}. \quad (9)$$

Таким образом, получены следующие значения $\bar{\sigma}$: для YZ CMi $\bar{\sigma} = 0,05$, для UV Cet $\bar{\sigma} = 0,09$, для EV Lac, AD Leo, V 1216 Sgr $\bar{\sigma} = 0,03$. В дальнейшем мы считали зарегистрированную вспышку реальной, если ее амплитуда $i_{\max} \geq 5 \bar{\sigma}$, а кривую блеска вспышки рассматривали в пределах интервала времени, для которого $i = (I_{0+i}(t) - I_0)/I_0 \geq 3\bar{\sigma}$.

Можно отметить, что при более строгом рассмотрении следовало бы не усреднять σ по всем рядам наблюдений, а взять наибольшее из всех полученных ее значений. Однако тогда применение только что указанного критерия реальности сильно сократило бы число рассматриваемых вспышек. Поскольку ошибки разных рядов наблюдений обычно были близки друг к другу и лишь в редких случаях они в несколько раз превышали $\bar{\sigma}$, то мы считали, что критерий $i_{\max} \geq 5\bar{\sigma}$ достаточно надежен для суждения о реальности вспышек независимо от того, на какой обсерватории они зарегистрированы.

Для каждой звезды были построены таблицы, в которых рассматриваемые вспышки были расположены в порядке возрастания $i_{\max}$, и для каждого значения $i_{\max}$ было найдено число вспышек, амплитуда которых больше этого значения или равна ему. Затем способом наименьших квадратов были определены значения коэффициентов a и b уравнения (2). Эти значения и соответствующие им средние квадратичные ошибки приведены в табл. 2.

Чтобы исследовать связь между средней эквивалентной продолжительностью вспышек и их амплитудой, по кривым блеска были определены интервалы времени t_q , соответствующие различным долям амплитуды q . Например, $t_{0,1}$ означает продолжительность той части кривой блеска, для которой отношение значений i к $i_{\max}$ превышало или было равно 0,1. Все

Таблица 2

Звезда	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
YZ CMi	$+1,49 \pm 0,03$	$-0,87 \pm 0,02$	$+0,28 \pm 0,06$	$+0,23 \pm 0,07$
UV Cet	$+2,09 \pm 0,01$	$-1,18 \pm 0,01$	$-0,16 \pm 0,07$	$+0,14 \pm 0,04$
EV Lac	$+1,06 \pm 0,03$	$-1,06 \pm 0,01$	$+0,38 \pm 0,18$	$+0,31 \pm 0,06$
AD Leo	$+0,81 \pm 0,04$	$-0,88 \pm 0,03$	$+0,54 \pm 0,13$	$+0,26 \pm 0,09$
VI216 Sgr	$+0,51 \pm 0,04$	$-1,16 \pm 0,02$	$+0,48 \pm 0,15$	$+0,68 \pm 0,18$

вспышки каждой звезды были распределены на несколько групп соответственно выбранным интервалам амплитуды. Для каждой такой группы было определено среднее значение амплитуды $\bar{i}_{\max}$, средние продолжительности t_q для разных q и средние квадратичные ошибки значений средней продолжительности. Полученные таким образом данные приведены в табл. 3—7. Самое нижнее в каждом из столбцов табл. 3—7 значение t_q соответствует $i = 3\bar{i}$ или близкому к нему. Самый левый столбец значений t_q соответствует сильным вспышкам каждой из звезд.

Таблица 3

Средние продолжительности t_q для YZ CMi, мин

t_q	$\bar{i}_{\max}=9,79$	2,02	0,71	0,43
$t_{0,5}$	$1,11 \pm 0,18$	$1,94 \pm 0,62$	$0,85 \pm 0,14$	$0,79 \pm 0,16$
$t_{0,19}$	$4,10 \pm 0,83$	$5,11 \pm 1,59$	$2,20 \pm 0,28$	$1,07 \pm 0,32$
$t_{0,11}$	$7,22 \pm 1,43$	$8,17 \pm 2,78$	$3,96 \pm 0,90$	
$t_{0,06}$	$12,7 \pm 2,3$	$9,24 \pm 1,60$		
$t_{0,03}$	$21,8 \pm 4,2$			

Таблица 4

Средние продолжительности t_q для UV Cet, мин

t_q	$\bar{i}_{\max}=13,78$	2,55	1,20	0,78	0,55
$t_{0,5}$	$0,49 \pm 0,09$	$0,35 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,06$
$t_{0,27}$	$0,98 \pm 0,19$	$0,55 \pm 0,09$	$0,63 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,07$	$0,77 \pm 0,10$
$t_{0,19}$	$1,32 \pm 0,22$	$0,82 \pm 0,12$	$0,89 \pm 0,11$	$0,83 \pm 0,09$	
$t_{0,12}$	$2,11 \pm 0,43$	$1,15 \pm 0,16$	$1,25 \pm 0,16$		
$t_{0,08}$	$4,19 \pm 1,13$	$11,88 \pm 0,24$			
$t_{0,01}$	$7,48 \pm 1,51$				

Таблица 5

Средние продолжительности t_q для EV Lac, мин

t_q	$\bar{i}_{\max}=4,62$	0,77	0,39	0,22
$t_{0,5}$	$1,46 \pm 0,28$	$1,17 \pm 0,30$	$0,69 \pm 0,12$	$0,72 \pm 0,15$
$t_{0,28}$	$2,99 \pm 0,49$	$1,98 \pm 0,42$	$1,34 \pm 0,23$	$1,47 \pm 0,21$
$t_{0,15}$	$6,82 \pm 1,48$	$3,59 \pm 0,69$	$2,15 \pm 0,33$	
$t_{0,08}$	$11,4 \pm 2,9$	$4,80 \pm 0,88$		
$t_{0,01}$	$25,9 \pm 9,6$			

Средние продолжительности t_q для AD Leo, мин

t_q	$\bar{i}_{\max}=3,66$	0,49	0,26	0,16
$t_{0,5}$	$2,87 \pm 0,91$	$1,47 \pm 0,42$	$1,57 \pm 0,59$	$1,85 \pm 0,62$
$t_{0,20}$	$8,32 \pm 3,02$	$3,28 \pm 0,80$	$3,45 \pm 0,86$	
$t_{0,10}$	$18,3 \pm 6,0$	$6,98 \pm 2,22$		
$t_{0,01}$	$37,2 \pm 8,0$			

Таблица 7

Средние продолжительности t_q для V1216 Sgr, мин

t_q	$\bar{i}_{\max}=1,71$	0,38	0,24	0,18
$t_{0,5}$	$1,40 \pm 0,62$	$0,44 \pm 0,17$	$0,40 \pm 0,09$	$0,20 \pm 0,05$
$t_{0,20}$	$2,51 \pm 0,93$	$1,00 \pm 0,42$	$1,32 \pm 0,74$	
$t_{0,10}$	$4,12 \pm 1,40$	$1,55 \pm 0,64$		
$t_{0,01}$	$8,17 \pm 2,90$			

При рассмотрении табл. 3—7 можно заметить, что значения t_q для данного q в общем растут с увеличением соответствующих значений $i_{\max}$. Для количественного изучения этого эффекта для каждой из звезд способом наименьших квадратов были найдены коэффициенты уравнений вида

$$\lg t_q = c' + d' \lg i_{\max}. \quad (10)$$

Условные уравнения были составлены только для тех значений q , для которых имелось не менее трех значений t_q .

Для каждой из звезд все решения этих уравнений дали довольно близкие друг к другу положительные значения d' . Отсюда можно заключить, что с увеличением амплитуды растет средняя продолжительность как тех частей кривых блеска, для которых i близко к $i_{\max}$, так и тех, для которых i значительно меньше $i_{\max}$. При этом, очевидно, должна расти и средняя эквивалентная продолжительность вспышки $\bar{\Delta t}$. Если допустить, что различия в d' , полученных для одной и той же звезды, но для разных значений q , вызваны только случайными ошибками, то коэффициенты d' следует считать эквивалентными коэффициентам d в уравнениях (4). Именно так мы и поступили. Мы определили средние квадратичные ошибки d' и нашли с их помощью средние весовые значения d' , которые затем использовали вместо коэффициентов в уравнениях (4) и (5).

Для определения коэффициентов c мы подставили в уравнение (5) уже найденные значения коэффициентов d и значения величин P и $i_{\max}$ для сильных вспышек каждой из звезд. Полученные уравнения были решены способом наименьших квадратов. Мы ограничились рассмотрением только сильных вспышек, так как для них величины P в наименьшей степени искажены упомянутым эффектом шумов.

Найденные в результате этих вычислений значения коэффициентов c и d и соответствующие им средние квадратичные ошибки приведены в табл. 2. Таким образом, табл. 2 содержит все данные, необходимые для вычисления величин $\Sigma P_{\text{слаб}}$ с помощью (7). Принимая во внимание довольно большие значения ошибок для коэффициентов c и d , следует отметить, что полученное соотношение между интенсивностью и амплитудой вспышек не для всех звезд определено достаточно уверенно. Это вызвано как ограничениями, введенными при рассмотрении материала, так и реальной довольно большой дисперсией продолжительностей вспышек, имеющих одинаковые амплитуды.

Можно, однако, выразить надежду, что примененный здесь метод проверки применимости характеристики ΣP более свободен от систематических ошибок, чем использованный в [6].

Полученные значения $\Sigma P_{\text{сильн}} + \Sigma P_{\text{слаб}}$ сравнены со значениями ΣP .

Звезда		$\Sigma P_{\text{сильн}} + \Sigma P_{\text{слаб}}$	ΣP
YZ	CMi	755,7	664,6
UV	Cet	—	525,4
EV	Lac	260,0	178,0
AD	Leo	165,2	226,2
V 1216	Sgr	31,0	11,7

Для звезды UV Cet мы, однако, не смогли вычислить $\Sigma P_{\text{слаб}}$ по причине расходимости соответствующего интеграла (7). Для остальных четырех звезд сумма интегральных интенсивностей вспышек, оцененная с помощью нашего метода, в среднем больше, чем полученная непосредственно из наблюдений. Однако величина этого расхождения, по-видимому, того же порядка, что и рассмотренных в [6] различий в ΣP , вызываемых тем, что энергии самых сильных зарегистрированных вспышек одной и той же звезды могут довольно сильно различаться.

Таким образом, эффекты наблюдательной селекции могут вызывать не большее чем в 2—3 раза отличие ΣP от ее истинного значения. В целом можно считать, что проведенное исследование подтверждает применимость характеристики ΣP и сделанный в [6] вывод о том, что основной вклад в энергию вспышечной активности вносят сильные вспышки.

Мы имеем возможность рассмотреть также соотношение между частотой появления вспышек и их энергией. Установление этой зависимости представляет интерес с физической точки зрения, так как она должна быть непосредственно связана с механизмом выделения энергии вспышек. С помощью соотношений (2) и (5) нетрудно получить выражения

$$\frac{dn}{dP} = \text{const } P^k, \quad (11)$$

$$k = \frac{b}{1+d} - 1, \quad (12)$$

показывающие, что рассматриваемая зависимость может быть представлена степенным законом. Согласно данным, приведенным в табл. 2, мы получаем значения показателя k , заключенные в пределах от $-1,7$ до $-1,8$ для YZ CMi, EV Lac, AD Leo и V 1216 Sgr и равное $-2,0$ для UV Cet (при более отрицательном значении k число вспышек растет быстрее с уменьшением их энергии).

При $k = -2$ энергия, вносимая слабыми вспышками, бесконечно велика, и мы уже отмечали выше расходимость интеграла энергий для UV Cet. Поскольку в действительности суммарная энергия вспышечной активности UV Cet ограничена, то следует заключить, что для этой звезды изменение частоты появления вспышек в зависимости от их энергии нельзя представлять простым степенным законом. Однако это заключение едва ли опровергает наши общие выводы, так как оно справедливо только для одной из пяти изученных звезд. Скорее, оно указывает на то, что UV Cet — аномальная вспышечная звезда.

Наконец, необходимо сопоставить недавно опубликованные результаты Кункеля [4] с теми, которые получены здесь нами. Кункелем были определены продолжительности 78 вспышек UV Cet различной амплитуды. На основе изучения этого материала он пришел к выводу, что какой-либо корреляции между средней продолжительностью и амплитудой вспышек нет. Нами здесь рассмотрены кривые блеска более 200 вспышек UV Cet и найдена зависимость между средней продолжительностью и амплитудой, но по сравнению с четырьмя другими исследованными нами звездами эта зависимость довольно слабая (см. значения коэффициентов d в табл. 2). Можно

думать, что противоречие между выводом Кункеля и нашим вызвано недостаточным количеством использованных Кункелем данных.

Как известно, Кункель в ряде своих исследований, в том числе и в [4], приводит свидетельства в пользу обнаруженного Аро и Чавира [81] закона убывания средней продолжительности вспышек с уменьшением светимости звезд, на которых эти вспышки происходят. Обнаруженная нами зависимость между средней продолжительностью вспышек и их амплитудой заставляет по-новому рассматривать материал наблюдений, если мы хотим его использовать для проверки закономерности, обнаруженной Аро и Чавира. Мы считаем, что при изучении связи между продолжительностью вспышек и светимостью звезд следует сравнивать вспышки, имеющие одинаковые значения энергии, излучаемой в максимуме вспышки в единицу времени. В то же время Кункель определяет средние продолжительности вспышек каждой звезды независимо от их амплитуд, т. е. его значения средней продолжительности соответствуют разным для каждой из звезд значениям средней энергии, излучаемой в максимуме вспышки в единицу времени.

Для исследованных нами пяти звезд были отобраны вспышки, для которых энергия, излучаемая в максимуме в единицу времени в фильтре *B*, такая же, как у вспышки UV Cet, имеющей амплитуду $i_{\max} = 10,0$. Соотношение, дающее переход от амплитуды вспышки к энергии, излучаемой в единицу времени, было найдено нами для каждой из звезд аналогично тому, как это было сделано в [82]. Найденные таким образом средние продолжительности вспышек $t_{0,5}$ сопоставлены с болометрическими абсолютными величинами каждой из звезд. Значения болометрических абсолютных величин взяты согласно [6].

Звезда		$t_{0,5}$	M_{bol}
YZ	CMi	$0,91 \pm 0,17$	+9,5
UV	Cet	$0,44 \pm 0,08$	+12,9
EV	Lac	$0,70 \pm 0,15$	+9,1
AD	Leo	$1,73 \pm 0,60$	+8,7
V 1216	Sgr	$0,92 \pm 0,40$	+10,8

Как видно из сопоставления, наибольшее значение $t_{0,5}$ соответствует AD Leo, имеющей наибольшую светимость, а наименьшее значение $t_{0,5}$ — звезде UV Cet, светимость которой наименьшая среди рассматриваемых звезд. Звезды YZ CMi, EV Lac и V1216 Sgr имеют промежуточные значения $t_{0,5}$ и светимости. Ошибки определения $t_{0,5}$ довольно велики, и это препятствует более детальному изучению соотношения между продолжительностью вспышек и светимостью звезд, но в общем можно считать, что результаты нашего исследования не противоречат выводам Аро, Чавира и Кункеля о том, что продолжительность вспышек больше на звездах большей светимости.

В заключение приношу благодарность акад. А. Б. Северному, В. Б. Никонову и П. П. Добронравину, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд полезных замечаний.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Осканян. Сб. «Нестационарные звезды». Ереван, 1957.
2. М. Пти. Переменные звезды, 1957, 12, 4.
3. W. E. Kunkel. Ph. D. Dissertation, 1967.
4. W. E. Kunkel. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1973, N 213.
5. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиз. Астрофизика, 1971, 7, 83.
6. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 14.
7. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Tokyo Astron. Bull., Ser 2, 1968, N 188.
8. S. Cristaldi, M. Rodono. Astron. and Astrophys. Suppl., 1970, 2, 223.
9. A. H. Jarrett, J. P. Ekssteen. IBVS, 1969, N 349.
10. K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Tokyo Astron. Bull., Ser. 2, 1970, N 198.
11. A. H. Jarrett, J. P. Ekssteen. IBVS, 1969, N 406.
12. A. H. Jarrett, J. P. Ekssteen. IBVS, 1970, N 412.

13. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1970, N 434.
14. F. M. Bateson, B. F. Marino, W. S. G. Walker. IBVS, 1970, N 450.
15. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1969, N 404.
16. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 411.
17. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Tokyo Astron. Bull., Ser. 2, 1971, N 206.
18. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 526.
19. F. M. Bateson, B. F. Marino, W. S. G. Walker. IBVS, 1971, N 538.
20. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1970, N 484.
21. P. F. Chugainov, G. N. Alekseev. IBVS, 1970, N 486.
22. K. Osawa, K. Ichimura, Y. Shimizu. IBVS, 1972, N 608.
23. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 601.
24. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1972, N 620.
25. G. Asteriadis, L. N. Maoridis. IBVS, 1972, N 654.
26. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1972, N 615.
27. J. P. Eksteen. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1968, 27, 7.
28. P. F. Chugainov. IBVS, 1968, N 266.
29. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Tokyo Astron. Bull., Ser. 2, 1968, N 180.
30. V. S. Oskanian. IBVS, 1968, N 268.
31. K. Stepien. IBVS, 1968, N 305.
32. J. P. Eksteen, Th. Schmidt. IBVS, 1968, N 264.
33. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono. IBVS, 1969, N 332.
34. N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 339.
35. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Tokyo Astron. Bull., Ser. 2, 1969, N 192.
36. J. P. Eksteen, A. H. Jarrett. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1969, 28, 34.
37. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1970, N 441.
38. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1970, N 423.
39. F. M. Bateson, B. F. Marino, W. S. Walker. IBVS, 1970, N 451.
40. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya, G. N. Alekseev. IBVS, 1971, N 521.
41. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 554.
42. K. Osawa, K. Ichimura, K. Okida, H. Koyano. IBVS, 1971, N 524.
43. V. S. Oskanian. IBVS, 1971, N 523.
44. T. R. Bhatt, S. D. Sinhal. IBVS, 1971, N 557.
45. F. M. Bateson. IBVS, 1971, N 539.
46. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1971, N 561.
47. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1971, N 553.
48. K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 401.
49. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 410.
50. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1969, N 403.
51. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya, K. L. Maslennikov. IBVS, 1970, N 485.
52. V. S. Oskanian. IBVS, 1970, N 488.
53. K. A. Grigorian, M. A. Eritsian. IBVS, 1970, N 497.
54. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 525.
55. P. F. Chugainov, A. N. Kulapova, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1972, N 616.
56. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 600.
57. J. Arsenijevic, A. Kubicela. IBVS, 1971, N 627.
58. M. E. Contadakis, L. N. Maoridis. IBVS, 1972, N 669.
59. D. Deming, J. G. Webber. IBVS, 1972, N 672.
60. K. Ichimura. Tokyo Astron. Bull., Ser. 2, 1968, N 187.
61. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono. IBVS, 1969, N 333.
62. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono. IBVS, 1969, N 367.
63. V. Oskanian. IBVS, 1969, N 345.
64. B. Szeidl. IBVS, 1969, N 345.
65. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1969, N 364.
66. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1969, N 340.
67. K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. IBVS, 1969, N 334.
68. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1970, N 498.
69. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. IBVS, 1970, N 433.
70. K. Osawa, K. Ichimura. IBVS, 1971, N 529.
71. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 550.
72. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1971, N 534.
73. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1972, N 721.
74. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. IBVS, 1972, N 640.
75. A. D. Andrews. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, 542.
76. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1969, 28, 131.
77. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1971, 30, 93.
78. R. Costa, S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1970, N 461.
79. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1971, N 602.
80. S. Cristaldi, M. Rodono. IBVS, 1972, N 721.
81. G. Haro, E. Chavira. Bol. Obs. Tonantzintla y Tacub., 1955, N 12, 3.
82. P. E. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 40, 7.

НЕКОТОРЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ
СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД

Т. С. Белякина

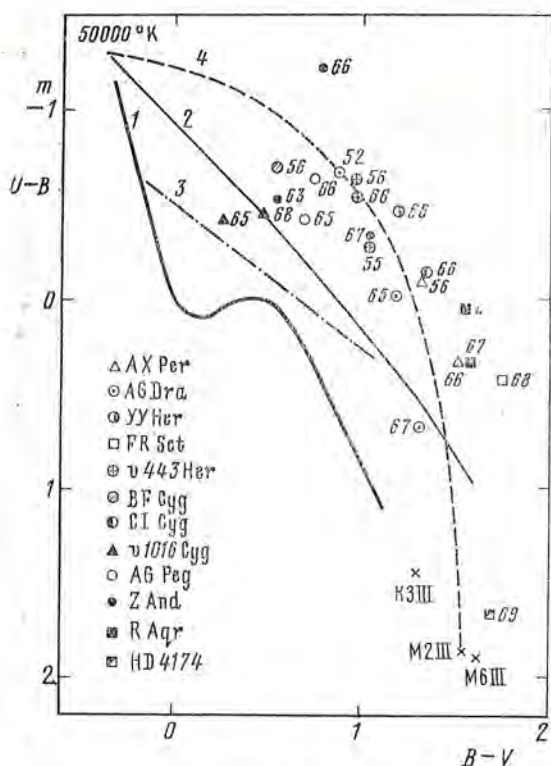
Рассмотрены фотоэлектрические наблюдения 12 симбиотических звезд, полученные в системе UBV [1—11]. Эти звезды имеют разнообразные формы кривых блеска (неправильные, периодические, типа Миры Кита). На диаграмме $(B - V) - (U - B)$ они располагаются значительно правее звезд главной последовательности. Показано, что эти фотометрические особенности симбиотических звезд можно объяснить в рамках модели двойной звезды [12].

SOME PHOTOMETRIC PECULIARITIES OF SYMBIOTIC STARS, by T. S. Belyakina. — The results of UBV photoelectric observations of 12 symbiotic stars have been considered. It must be noted that their light curves are very different (irregular, regular, of Mira Ceti type) and on two-colour diagram $(B - V) - (U - B)$ all these stars are located rather far to the right from the main sequence ones. Photometric peculiarities of symbiotic stars just mentioned can be explained assuming they are binary systems.

Симбиотические звезды составляют небольшую группу объектов, в спектрах которых одновременно присутствуют признаки холодной звезды и эмиссионные линии высокого возбуждения. Однако с фотометрической точки зрения по формам кривых блеска рассматриваемые звезды достаточно разнородны. Среди них есть и неправильные и периодические переменные.

В последние годы появилась возможность проанализировать фотоэлектрические наблюдения 12 симбиотических звезд, полученные в системе UBV . С этой целью построена двухцветная диаграмма $(B - V) - (U - B)$, где представлены положение звезд главной последовательности, линия цветов абсолютно черного тела разной температуры и направление линии нарастающего поглощения (см. рисунок). На этой диаграмме изображены все симбиотические звезды, имеющие фотоэлектрические цвета и величины в системе UBV . Сюда включены как наши наблюдения, так и наблюдения других авторов [1—11]. Если для какой-нибудь из звезд был выполнен ряд измерений, то при построении диаграммы выбраны цвета, соответствующие минимальному и максимальному, а иногда и промежуточному значениям блеска. В таких случаях звезда изображена двумя или тремя значками.

Рассмотрение рисунка показывает, что все симбиотические звезды располагаются значительно правее линии главной последовательности. При изменении блеска эти звезды ведут себя по-разному. Одни при увеличении блеска «голубеют» и на диаграмме смещаются вверх и влево (AG Dra, V443 Her, AX Per, Z And в 1966—1967 гг.), другие «краснеют» и смещаются вдоль главной последовательности вниз вправо (R Aqr). Звезды AG Peg, V 1016 Cyg, Z And в 1963—1966 гг. смещаются перпендикулярно главной последовательности. AG Peg и Z And при увеличении блеска приближаются к ней, а V1016 Cyg удаляется. Для BF Cyg, CI Cyg, YY Her, FR Sct и HD 4174 имеются лишь одиночные оценки блеска и цветов, поэтому о зависимости их цветов от блеска пока ничего нельзя сказать.



Положение симбиотических звезд на диаграмме $(B - V) - (U - B)$

Число рядом с условным обозначением звезды — год наблюдений.

- 1 — линия главной последовательности;
- 2 — линия цветов абсолютно черного тела;
- 3 — направление линии нарастания поглощения;
- 4 — линия цветов суммарного излучения гиганта M2 III + абсолютно черное тело с $T_e = 50\,000^\circ\text{K}$

Отмеченные выше особенности можно объяснить, если принять, что симбиотические звезды двойные, компоненты которых холодный гигант (КЗ III—M2 III) и горячая звезда ($T_c \approx 50\,000^\circ\text{K}$) окружены газовой оболочкой ($T_e = 17\,000^\circ\text{K}$, $n_e \geq 10^6\text{ см}^{-3}$) [12]. На рисунке нанесена линия цветов суммарного излучения с переменным вкладом M2 III и абсолютно черного тела с температурой $50\,000^\circ\text{K}$ (штриховая линия), вычисление которой подробно описано в [6]. Как видим, большинство симбиотических звезд располагаются вблизи этой линии.

Если изменение блеска звезды вызвано горячим компонентом, то наблюдается ее смещение вдоль линии суммарного излучения: при увеличении блеска — вверх — влево, при уменьшении — вниз — вправо (AG Dra, AX Per, V443 Her, Z And в 1966—1967 гг.).

В случае R Aqr изменение блеска определяется красным компонентом, который является типичной миридой. Поэтому при увеличении блеска R Aqr становится краснее и на диаграмме смещается в обратном направлении по сравнению с AG Dra и AX Per.

В [10] показано, что в 1960—1967 гг. колебания блеска AG Peg обусловлены эффектом отражения при орбитальном движении компонентов.

В фазе максимального блеска в 1963 г. замечено смещение Z And к главной последовательности. Возможно, здесь заметную роль начинает играть газовая туманность [11].

V1016 Cyg располагается несколько левее группы симбиотических звезд. Недостаток спектрального и фотометрического материала не позволяет сделать определенного вывода в отношении этой звезды.

Итак, анализ фотозлектрических наблюдений 11 симбиотических звезд показывает, что отмеченные выше их фотометрические особенности можно объяснить в рамках модели двойной звезды.

Приношу глубокую благодарность лаборанту Т. С. Коркиной за подготовку иллюстративного материала к печати.

17 декабря 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. G. Roman*. *Astrophys. J.*, 1953, **117**, 467.
2. *W. J. Tifft, J. L. Greenstein*. *Astrophys. J.*, 1958, **127**, 160.
3. *Tcheng Mao Lin, M. Bloch*. *Lyon Publ.*, 1959, **3**, 31.
4. *Т. С. Белякина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 31.
5. *Т. С. Белякина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 171.
6. *Т. С. Белякина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 39.
7. *A. G. D. Philip*. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1969, **81**, 248.
8. *N. R. Evans*. *Astron. J.*, 1970, **75**, 636.
9. *T. A. Lee*. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1970, **82**, 765.
10. *Т. С. Белякина*. *Астрофизика*, 1970, **6**, 49.
11. *Т. С. Белякина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41-42**, 275.
12. *А. А. Боярчук*. В кн. «Эруптивные звезды». Под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга. М., «Наука», 1970, стр. 113.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ CC Cas и RZ Cas

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 и 36 Å/мм, изучены спектры затменно-переменных систем CC Cas и RZ Cas в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3600 — 4900 Å.

Результаты исследования показали, что в CC Cas и RZ Cas наблюдаются только спектры главных компонентов. Согласно полученным характеристикам атмосфер, CC Cas и RZ Cas являются звездами главной последовательности и обладают синхронностью осевого и орбитального вращений.

Анализ атмосферы RZ Cas методом кривой роста позволил определить доплеровскую скорость $v_0 = 4,87$ км/сек, температуру возбуждения $T_{\text{возб}} = 7600^\circ$ и электронное давление $\lg P_e(\text{Fe}) = 2,08$. Можно предполагать, что содержание железа в атмосфере RZ Cas несколько меньше, а содержание титана близко к солнечному.

THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF ECLIPSING-VARIABLE SYSTEMS CC CAS AND RZ CAS, by T. M. Rachkovskaya. — The spectra of eclipsing-variable systems CC Cas and RZ Cas have been obtained with dispersions 15 Å/mm and 36 Å/mm within the spectral range $\lambda\lambda$ 3600 — 4900.

The results of the study show, that in CC Cas and RZ Cas the spectra of the primary components are observed. Using equivalent widths of the lines obtained the physical parameters of atmospheres have been determined.

The RZ Cas atmosphere was analysed by the curve of growth method. The following parameters have been obtained:

1) the velocity $v_0 = 4.87$ km/sec; 2) the electron pressure $\lg P_e(\text{Fe}) = 2.08$; 3) the excitation temperature $T_e^{\text{Fe I, Ti II}} = 7600^\circ$; 4) the abundance of elements Fe and Ti.

Abundance of Fe in the atmosphere RZ Cas is some what less than in the Sun. The titan abundance in RZ Cas and in the Sun is probably the same. The primary components of CC Cas and RZ Cas show the axial orbital synchronism.

Затменно-переменные системы CC Cas и RZ Cas имеют кривые блеска, типичные для звезд типа Алголя. Согласно М. А. Свечникову [1], CC Cas относится к типу разделенных систем, т. е. оба компонента являются нормальными звездами главной последовательности. RZ Cas есть полуразделенная система, ее главный компонент — нормальная звезда, а вторичный — субгигант, заполняющий или близкий к заполнению своей внутренней эквипотенциальной поверхности. Некоторые характеристики этих систем, согласно [1], собраны в табл. 1.

Система CC Cas как фотометрически, так и спектроскопически изучена недостаточно. Кривая блеска наблюдалась Гапошкиным [2] фотографически. Спектральные наблюдения выполнены Пирсом [3]; им построена кривая лучевых скоростей для обоих компонентов, определены их массы и радиусы. Следует отметить, что кривая лучевых скоростей вторичного компонента получена Пирсом в результате измерения асимметрии водородных линий H_γ и H_δ . Но, как показывают наши наблюдения, водородные линии в спектре CC Cas широкие и измеренные лучевые скорости имеют низкую точность,

Таблица 1

Характеристика	CC Cas	RZ Cas	Характеристика	CC Cas		RZ Cas	
Период, дни	3,3689	1,1952	Sp	O8	O9,5	A3	K1 IV
$m_{\text{max}}, \text{min}$	$7^{\text{m}},39-7^{\text{m}},54$	$6^{\text{m}},38-7^{\text{m}},89$	$R/R_{\odot}$	7,4	6,2	1,55	1,8
Δm	$1^{\text{m}},59; 0^{\text{m}},67$	$2^{\text{m}},74; 2^{\text{m}},26$	$M/M_{\odot}$	20,4	10	1,90	0,65
i	76°	$82^{\circ}; 77^{\circ}$	$K, \text{ км/сек}$	142,0	291,0	68	

поэтому величины, приведенные в табл. 1, нужно рассматривать лишь как грубые оценки.

В табл. 1 приведены два значения Δm ; одно из них получил Петри [4], используя отношения радиусов компонентов, другое получено из кривой блеска. Обе величины неуверенные. Однако, принимая во внимание наши спектральные наблюдения, следует отдать предпочтение значению $\Delta m = 1^{\text{m}},59$, так как при $\Delta m = 0^{\text{m}},67$ в моменты элонгаций должны были бы наблюдаться спектры обоих компонентов.

RZ Cas многократно наблюдалась фотоэлектрически [1]. Паренаго [5], а затем другие авторы установили, что период в системе RZ Cas испытывает скачкообразные изменения. Бурке [6] и Зафраник [7] наблюдали полную фазу затмения продолжительностью 13 мин, однако наблюдения Пустыльника и Эрме [8] этот факт не подтвердили. Наблюдения, выполненные Гораксом [9] и Олсоном [10], не обнаруживают спектра вторичного компонента.

В табл. 1 даны два значения для величин Δm и i , последние из них получены Роззати [11] из кривой блеска в зеленых лучах.

Мы поставили цель изучить физические условия в атмосферах главных компонентов систем CC Cas и RZ Cas, а также попытаться обнаружить признаки присутствия вторичных компонентов на основании спектральных наблюдений.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 122-см рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией 15 и 36 Å/мм в спектральной области 223600—4900 Å. Применялись пластинки ОАО Kodak и пленка А500 Казанского завода. Табл. 2 содержит данные о полученных спектрограммах. Звездочками отмечены спектры с дисперсией 15 Å/мм. Фазы вычислены на моменты середин экспозиций.

Таблица 2

CC Cas			RZ Cas		
Дата	Экспозиция	Фаза	Дата	Экспозиция	Фаза
8—9.VIII 1968 г.	40m	$0^{\text{P}},50$	8—9.IX 1967 г.	3h	$0^{\text{P}},01$
14—15.VIII	1h20m	0,27	12—13.IX	2h	0,10
	50m	0,29		1h10m	0,00
10—11.IX	50m	0,29	19—20.IX*	1h50m	0,21
1—2.X	1h10m	0,49	22—23.IX*	1h10m	0,27
	1h	0,51		1h40m	0,81
2—3.XI	1h	0,00	27—28.IX*	1h20m	0,23
20—21.X 1971 г.*	3h	0,15	30.IX—1.X*	2h15m	0,38
	2h50m	0,19		1h45m	0,44
14—15.XII*	3h	0,47	4—5.X*	4h	0,76
5—6.I 1972 г.*	2h	0,97	8—9.X	1h35m	0,05
	1h30m	0,00			

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на лабораторном спектрографе ИСП-51 и записаны на микрофото-метре в прямых интенсивностях с увеличением в 50 раз.

Отождествление линий в спектрах CC Cas и RZ Cas с целью выявления спектральных линий вторичного компонента было проведено независимо на каждой спектрограмме.

В спектре CC Cas присутствуют линии водорода, довольно сильные линии нейтрального и ионизованного гелия, дважды ионизованного кислорода и других элементов, типичных для звезд этого спектрального класса. Наблюдаются также межзвездные линии H и K Ca II и межзвездная полоса λ 4430 Å. Список линий и их средние из всех определений эквивалентные ширины представлены в табл. 3. Как видно, в спектре мы не наблюдаем линии с W_λ меньше 0,15 Å. Этот факт, вероятно, можно объяснить большой скоростью вращения (см. ниже), приводящей к замыванию слабых линий. Можно предполагать также наличие влияния непрерывного спектра вторичного компонента. Однако это влияние, если оно и существует, должно быть незначительным, поскольку интенсивности наблюдаемых линий не меняются при переходе от моментов элонгации к моментам затмений. Если допустить, что разность блеска главного и вторичного компонентов равна $\Delta m = 1,59$, то приведенные в табл. 3 эквивалентные ширины главного компонента могут быть занижены примерно на 20%.

Таблица 3

λ , Å	Элемент	W_λ , Å	n	λ , Å	Элемент	W_λ , Å	n
4861	H _β	3,04	3	3970	H _ε	2,28	8
4651	C III	0,40	2	3968	Ca II, H	0,12	8
4552	Si II	0,16	4	3965	He I	0,19	2
4542	He II	0,43	6	3933	Ca II, K	0,41	9
4471	He I	0,80	8	3927	He II, He I	0,42	4
4430	Межзвездн.	2,66	7	3889	H ₈	2,20	9
4349	O II	0,27	3	3867	He I	0,26	1
4388	He I	0,61	7	3858	He II	0,19	1
4378	N II	0,31	2	3835	H ₉	1,92	9
4340	H _γ +He II	3,05	11	3820	He I	0,55	8
4200	He II	0,34	8	3798	H ₁₀	2,04	9
4188	C III, O II	0,28	4	3791	O III	0,21	7
4144	He I	0,29	5	3771	H ₁₁	1,71	9
4120	He I, O II	0,57	4	3759	O III	0,50	2
4116	Si IV	0,26	2	3754	O III, N III	0,32	2
4102	H ₂	2,53	8	3750	H ₁₂	1,22	7
4089	Si IV	0,42	9	3734	H ₁₃	0,66	4
4084	O II	0,15	2	3727	H ₁₄	0,53	4
4069	He II, O II	0,36	6	3712	H ₁₅	0,48	4
4043	N II	0,20	2	3706	H ₁₆ , He I	0,48	3
4026	He I	0,77	8				
4009	He I	0,21	6				

При тщательном рассмотрении спектрограмм CC Cas не обнаружено спектральных линий вторичного компонента. Правда, на двух спектрограммах ($D = 15$ Å/мм), одна из которых недодержана, заметна слабая асимметрия контуров H₈ и H_γ.

В спектре RZ Cas нами наблюдались также лишь линии главного компонента — очень широкие и сильные линии водорода, сильная линия K Ca II и слабые линии металлов (табл. 4). Не обнаружено изменения эквивалентных ширин с фазой. Следует отметить, что полученное нами значение W_λ для ли-

Таблица 4

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	n	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	n	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	n
4861,33	H β	4470,86	3	4314,98	Ti II	4314,98	1	4314,98	Ti II	0,23	3
4702,98	Mg I	4468,5	3	4314,08	Ti II	4314,08	5	4314,08	Sc II	0,22	3
4629,34	Fe II	4466,55	1	4307,90	Fe I	4307,90	1	4307,90	Ti II, Fe I	0,23	2
4618	Cr II, Fe II	4464,46	1	4303,47	Ti II	4303,47	1	4303,47	Fe II		
4583,83	Fe II	4444,56	1	4302,5	Fe II	4302,5	1	4302,5	Ca I		
4582,84	Fe II	4443	1	4304,93	Fe II	4304,93	4	4304,93	Ti II		
4571,97	Ti II	4417,7	2	4300,05	Fe I, Cr I, Ti II	4300,05	1	4300,05	Ti II	0,25	4
4558,66	Cr II	4416,82	2	4299,24	Ti II	4299,24	2	4299,24	Fe II		
4554,03	Ba II	4404,76	3	4294	Fe I	4294	4	4294	Fe I, Ti II	0,11	3
4549	Fe II, Ti II	4401,45	5	4290	Fe I	4290	1	4290	Fe I, Ti II, Cr I	0,22	4
4533,97	Ti II	4400,36	3	4275,57	Sc II	4275,57	1	4275,57	Cr II	0,11	3
4528,62	Fe I	4399,77	1	4274,8	Ti II	4274,8	2	4274,8	Cr I		
4522,63	Fe II	4395,03	4	4271,76	Ti II	4271,76	4	4271,76	Fe I	0,16	4
4520,23	Fe II	4394,06	1	4260,48	Ti II	4260,48	1	4260,48	Fe I	0,13	3
4508,28	Fe II	4383,55	2	4258,16	Fe I	4258,16	4	4258,16	Fe II	0,09	1
4501,27	Ti II	4367,66	1	4254,35	Ti II	4254,35	1	4254,35	Cr I	0,09	4
4491,4	Fe II	4350,79	1	4250,79	Fe II	4250,79	4	4250,79	Fe II	0,14	4
4489,19	Fe II	4340,47	1	4250,12	H γ	4250,12	9	4250,12	Fe I		
4481,33	Mg II	4325,76	6	4238	Fe I	4238	4	4238	Fe I, La II	0,12	3
4476,08	Fe I	4325,01	1	0,15	Sc II	4235,94		4235,94	Fe I	0,12	3
4472,9	Fe II	0,04	1			4233		4233	Fe I, Fe II	0,12	4

Таблица 4 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n
4227	Ca I	0,22	6	4045,82	Fe I	0,13	5	3859	Fe I	0,16	2
4218—22	Fe I	0,27	3	4033,07	Mn I	0,06	3	3856	Si II, Fe I	0,20	6
4211—13	Fe I, Zr II, Fe II	0,11	3	4030	Mn I, Fe I	0,10	5	3850	Fe I, Ni II	0,19	2
4199,1	Fe I	0,12	4	4012	Fe II, Ti II, Cr I	0,09	3	3835,39	H ₉	10,90	7
4198,31	Fe I	0,12	4	4005	Fe I, VII	0,16	5	3820	Fe I	0,17	5
4171	Ti II, Fe I, Cr II	0,20	5	3998	Zr II, Fe I	0,07	2	3814	Ti II, Fe II	0,16	3
4163,63	Ti II	0,11	2	3970,07	H ₈	16,18	7	3813,39	Ti II	0,21	4
4153,91	Fe I	0,14	3	3944,01	Al I	0,18	3	3812,96	Fe I	0,20	4
4143,87	Fe I	0,16	6	3938	Fe II	0,09	1	3797,9	H ₁₀	8,50	6
4101,74	H ₉	18,70	7	3933,66	Ca II	2,28	7	3770,63	H ₁₁	6,05	7
4077,7	Fe I	0,16	5	3927,9	Fe I	0,07	4	3759,91	Fe I	0,20	1
4075,6	V II, Cr II	0,08	2	3917,18	Fe I	0,18	2	3759,21	Fe I	4,25	7
4071,74	Fe I	0,12	3	3916,42	V II	0,19	5	3750,15	H ₁₂	3,38	7
4070,77	Fe I	0,10	3	3913,46	Ti II	0,16	5	3734,37	H ₁₃	2,34	7
4067	Fe I	0,18	5	3905,5	Si I	11,9	7	3721,94	H ₁₄	2,08	7
4063,6	Fe I	0,15	2	3889,05	H ₈	0,18	5	3711,97	H ₁₅	1,21	3
4062,45	Fe I	0,07	5	3878	Fe I	0,13	1	3703,86	H ₁₆	0,75	2
4057,5	Mg I	0,07	2	3872,5	Fe I	0,11	3	3697,15	H ₁₇	0,54	2
4054,83	Fe I	0,06	2	3863	Fe I, Fe II			3691,56	H ₁₈		
4053,8	Fe I, Ti II	0,08	2								
4050	Zr II, La II, Cr I										

нии К Ca II в 1,5 раза больше, чем у Олсона [10], который приводит неуверенное определение этой величины. Исходя из того, что разность блеска компонентов RZ Cas $\Delta m = 2,74$, вклад непрерывного спектра вторичного компонента занижает W_λ линий главного компонента не больше чем на 8%, что находится в пределах ошибок определения.

Параметры атмосфер главных компонентов CC Cas и RZ Cas

Прежде всего отметим, что при определении различных характеристик атмосфер главных компонентов CC Cas и RZ Cas мы применяли ту же методику и формулы, что и в [12]. Поэтому перейдем сразу же к изложению результатов, которые приведены в табл. 5.

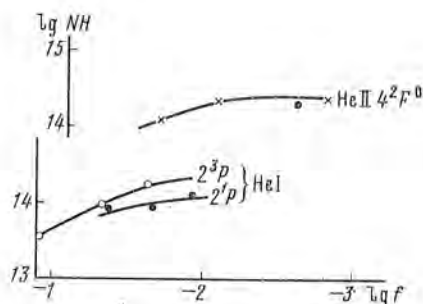
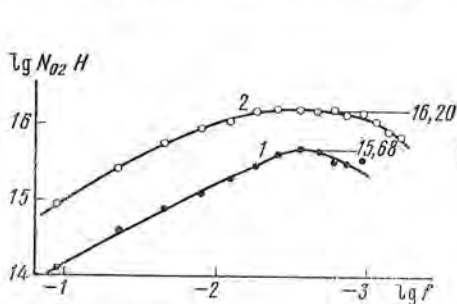


Рис. 1. Определение предельной величины $\lg N_{02}H$ для главных компонентов

1 — CC Cas; 2 — RZ Cas

Рис. 2. Определение предельной величины $\lg NH$ He I и He II для CC Cas

1. Спектральный класс главного компонента CC Cas определен по W_λ линий He I, He II, Si IV. В таблице приведено среднее значение спектрального класса; отклонение отдельных определений от среднего составляет не больше 0,5 подкласса. Для RZ Cas спектр получен по W_λ элементов Ca II и Fe I. Абсолютные визуальные величины M_V вычислены по эквивалентным ширинам водородных линий.

2. Скорость вращения $v \sin i$ определена по полуширинам линий $\lambda 3820$, $\lambda 4026$, $\lambda 4471$ He I и $\lambda 4200$ He II для CC Cas и по линиям $\lambda 3933$ Ca II K и $\lambda 4481$ Mg II для RZ Cas.

Для выяснения существования синхронности осевого и орбитального вращений в CC Cas и RZ Cas была сосчитана величина $v_{\text{синхр}}$. При этом использовались радиусы и периоды этих звезд из табл. 1. Из сравнения величин $v \sin i$ и $v_{\text{синхр}}$ в табл. 5 следует, что в системах CC Cas и RZ Cas имеет место синхронность вращений.

Таблица 5

Характеристика	CC Cas	RZ Cas	Характеристика	CC Cas	RZ Cas
Sp	O9,3	A2,8	$\lg n_e (H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$	13,90	14,22
M_V	-4,7	+1,8	R_c	0,42	0,80
$v \sin i$, км/сек	150 ± 10	62 ± 4	$\lg NH$ (He I) 2^3p	14,06:	
$v_{\text{синхр}}$, км/сек	140	65	$\lg NH$ (He I) 2^1p	14,20:	
$\lg N_{02}H$	15,68	16,22	$\lg NH$ (He II) 4^2F_0	14,40:	
$\lg n_e (m)$	14,16	13,66			

3. В пятой строке табл. 5 даны предельные значения $\lg N_{02}H$ — чисел атомов в атмосферах звезд на втором энергетическом уровне над 1 см^2 , которые были получены из графиков рис. 1.

4. В шестой и седьмой строках соответственно даны значения электронных плотностей $\lg n_e (m)$ (по формуле Инглиса—Теллера) и $\lg n_e (H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$ — по формуле Унзольтда.

5. Восьмая строка содержит величину R_c — предельное значение глубин водородных линий.

6. Последние три строки табл. 5 содержат предельные значения чисел атомов He I в состояниях 2^1P и 2^3P и число атомов He II в состоянии 4^2F^0 . Как видно из рис. 2, эти величины весьма приближенны, поскольку нет достаточной уверенности, что кривые зависимости $\lg NH$, $\lg f$ достигают насыщения.

На основании табл. 5 можно считать, что величины $\lg NH$ водорода и гелия и R_c водорода находятся в пределах, соответствующих нормальным звездам главной последовательности. То же самое можно сказать и о значениях электронных плотностей.

Анализ атмосферы RZ Cas методом кривой роста

Для построения кривой роста были использованы уверенно измеренные линии Fe I, Fe II, Ti II. Список этих линий, их силы осцилляторов, потенциалы возбуждения нижнего уровня $\chi_{r,s}$, а также величины $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$ собраны в табл. 6. Силы осцилляторов взяты из статьи Боярчука и Маматказиной [13]. Как видно из табл. 6, линии, пригодные для построения кривой роста, немногочисленны, однако, как видно из рис. 3, они обеспечивают достаточно уверенное ее проведение.

Таблица 6

Элемент, номер мультиплета и λ , Å	$\chi_{r,s}$, эв	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	Элемент, номер мультиплета и λ , Å	$\chi_{r,s}$, эв	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
Fe I				37			
4				4520,23	2,79	1,00	1,25
3927,92	0,11	2,16	1,25	4491,4	2,84	0,78	1,13
41				38			
4404,75	1,55	3,54	1,50	4522,63	2,83	1,37	1,19
4383,55	1,48	3,82	1,61	4508,28	2,84	1,11	1,19
42				Cr II			
4271,76	1,48	3,45	1,57	44			
43				4558,66	4,06	3,29	1,29
4045,82	1,48	3,85	1,51	Ti II			
152				34			
4260,48	2,39	3,52	1,48	3913,46	1,11	3,29	1,68
Fe II				82			
27				4571,97	1,56	3,26	1,45
4416,82	2,77	0,77	1,35	105			
				4163,63	2,58	3,48	1,42

В качестве теоретической кривой была использована кривая роста, рассчитанная Врубелем [14] при $B_0/B_1 = 1/3$.

По оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{N_r}{U_r} + \lg X_\kappa - \lg \kappa_{200} - \lg v_0 + \lg \frac{V \pi e^2}{mc},$$

где

$$X_\kappa = \lg gf \lambda - \Delta e - \lg \frac{\chi_{r,s}}{\chi_{400}},$$

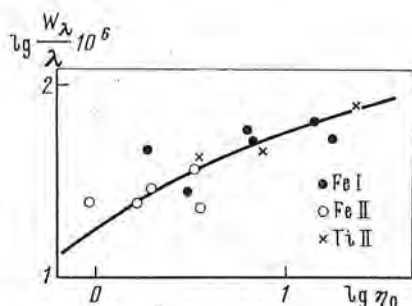
$$v_0^2 = v_{\text{теп}}^2 + v_{\text{турб}}^2.$$

Коэффициент непрерывного поглощения κ взят из работы Боде [15].

Применение теоретической кривой роста Врубеля к изучению атмосферы звезды требует предварительного задания температуры возбуждения $\Theta_{\text{возб}}$, которую можно получить исходя из спектрального класса звезды и соотношения $\Theta_{\text{возб}} = 0,82 \Theta_{\text{эфф}}$.

Наблюдаемая кривая роста была построена в координатах $\lg(W_{\lambda}/\lambda) \cdot 10^6$ и $\lg X_{\lambda}$ (рис. 3). Затем по линиям элементов Fe I и Ti II было определено значение температуры возбуждения. Оказалось, что $\Theta_{\text{возб}}$ отличается от предварительно заданной на $\frac{1}{2}$ величину $\pm 0,03$.

Рис. 3. Кривая роста для RZ Cas



Были определены доплеровская скорость v_0 и содержание ионов различных элементов (столбец 2, табл. 7). Для получения полного содержания какого-то элемента необходимо учесть также атомы, находящиеся в ненаблюдаемых состояниях ионизации. Поэтому предварительно по формуле Саха, на основании того, что в спектре RZ Cas железо наблюдается в двух соседних стадиях ионизации, было определено электронное давление $\lg P_e$ при предположении, что выполняется соотношение $\Theta_{\text{возб}} = 0,92 \Theta_{\text{ион}}$. Следует заметить, что величина $\lg P_e$ (Fe) близка $\lg P_e$, определенной по водородным линиям. Итак, кривая роста дает величины:

$$\begin{array}{ll} v_0, \text{ км/сек} & 4,87 \\ \Theta_{\text{возб}} & 0,66 \pm 0,03 \\ \lg P_e (\text{Fe}) & 2,08 \end{array}$$

В табл. 7 в третьем столбце записано полное содержание элементов по отношению к водороду ($\lg N_{\text{H}} - 12$) в атмосфере RZ Cas. Как видно из таблицы, учет ионов в ненаблюдаемых стадиях ионизации не существует.

Таблица 7

Элемент и число линий	$\lg \frac{N_r}{N_{\text{H}}}$	$\lg \frac{N_{\text{RZ Cas}}}{N_{\text{H}}}$	$\lg \frac{N_{\odot}}{N_{\text{H}}}$
Fe I (6)	4,21	7,14	7,52
Fe II (5)	7,14	7,14	7,62
Cr II (1)	5,08:	5,08:	5,60
Ti II (3)	4,68	4,72	4,53

В последнем столбце табл. 7 представлено содержание соответствующих химических элементов на Солнце [13]. Из таблицы видно, что содержание железа и хрома в RZ Cas примерно в 2—4 раза меньше, чем на Солнце, содержание титана незначительно больше по сравнению с Солнцем. Вряд ли эти расхождения можно считать реальными, так как частично они могут быть обусловлены ошибками в определении величины $\lg \kappa_{4200}$ и $\Theta_{\text{возб}}$. Коэффициент непрерывного поглощения κ_{λ} зависит от величины электронного давления, и ошибка в $\lg P_e$ на 0,3 влечет за собой ошибку такого же порядка в содержании химических элементов.

Величина $\lg(N_{\text{RZ Cas}}/N_{\text{H}})$ может быть неточной из-за приближенного определения $\Theta_{\text{возб}}$, вычисленной нами на основании спектральных линий Fe I и Ti II, которые имеют недостаточно большой интервал потенциала возбуждения (табл. 6).

На основании сказанного можно предположить существование небольшого отклонения содержания железа в атмосфере RZ Cas от содержания на Солнце, тогда как содержание титана близко к солнечному. Как видно из табл. 7, содержание хрома в RZ Cas получено лишь по одной линии, поэтому уверенно говорить об этой величине нельзя.

Основные выводы следующие.

1. Изучение спектрограмм затменных систем CC Cas и RZ Cas показало, что в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 3600—4900 Å наблюдаются спектральные линии только главных компонентов.

2. Главные компоненты CC Cas и RZ Cas являются звездами главной последовательности и обладают синхронностью осевого и орбитального вращений.

3. Можно предположить, что содержание железа в атмосфере RZ Cas несколько меньше, чем на Солнце, а содержание титана близко к солнечному.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение результатов работы и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Свечников. Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных систем. Уч. зап. Уральского ун-та, сер. астроном. 1969, вып. 5, N 88.
2. S. Gaposchkin. Ann. Astron. Obs. Harvard, 1953, 113, N 2.
3. J. A. Pearce. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1927, 4, N 6.
4. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1950, 8, N 10.
5. П. П. Паренаго. Переменные звезды, 1958, 9, № 2.
6. E. W. Burke, W. W. Rolland. Astron. J., 1966, 71, N 1, 38.
7. R. Szafraniec. Acta astronomica, 10, 99.
8. И. Пустыльник, К. Эрме. Публ. Тартуской астрофиз. obs., 1970, 38, 144.
9. H. G. Horak. Astrophys. J., 1952, 115, 61.
10. E. C. Olson. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, 81, 97.
11. F. Rossati. Mem. Soc. astron. ital., 1970, XL, 1, 395.
12. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 87; 1972, 46, 35; 1973, 48, 23.
13. А. А. Боярчук, А. Х. Маматказина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 125.
14. M. Wrubel. Astrophys. J., 1949, 109, 66.
15. G. Bode. Die kontinuierliche Absorption von Stern. — Atmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Abhängigkeit. Kiel, 1965.

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ NGC 3077Б. П. Артамонов¹, Л. С. Назарова

Получено распределение энергии в центральной области галактики NGC 3077 на разных расстояниях от ядра. Непрерывный спектр ядра галактики плоский и отличается от более «позднего» непрерывного спектра периферийных областей. Замечено раздвоение ядра в NGC 3077. Вычислен поток излучения в H_α и H_β для ядра галактики. Показано, что непрерывный спектр NGC 3077 похож на непрерывный спектр сейфертовской галактики NGC 1068. Обсуждается возможность объяснения ионизации газа и ИК-излучения галактики NGC 3077 присутствием в ее ядре планетарных туманностей и их центральных звезд.

THE INVESTIGATION OF THE CENTRAL REGION OF THE GALAXY NGC 3077, by B. P. Artamonov, L. S. Nasarova.— The energy distribution of the continuous spectrum of the central part for different distances from the nucleus of galaxy NGC 3077 is obtained. The continuous spectrum of the nucleus of the galaxy is flat and more blue than that of the outer region. Duplicity of the nucleus in NGC 3077 is observed. It was shown that the radiation flux in H_α and H_β lines for the nucleus of the galaxy is calculated. The continuous spectrum of the NGC 3077 is similar to that of Seyfert galaxy NGC 1068. The possibility of the explanation of the gas ionization and IR-radiation of the nucleus of galaxy NGC 3077 by presence of the planetary nebulae and their central stars is discussed.

Галактика NGC 3077 является неправильной галактикой раннего спектрального типа с эмиссионными линиями [1]. Сендейдж [2] классифицировал ее как Irr II типа и отнес к членам группы M 81 с модулем расстояния $m - M = 27^m,5$ [3]. На этом расстоянии $1'' = 15$ пс, фотографическая величина галактики $10^m,9$, что соответствует светимости $L = 6,3 \cdot 10^8 L_\odot$. Размер галактики NGC 3077 примерно $100'' \times 150''$. По признаку несоответствия большого показателя цвета ($CI_{\text{int}} = 0^m,76$) [4, 5] раннему спектральному классу A—F [1] галактика была отнесена Б. Е. Маркаряном к иррегулярным галактикам типа M 82 [6]. В ядрах этих галактик предполагается присутствие оптического синхротронного излучения [7—9].

Детальная колориметрия в двух цветах, выполненная Б. Е. Маркаряном, Э. Я. Оганесян и С. Н. Аракелян [5], показывает, что центральная часть галактики (с поперечником, равным примерно $35''$) имеет синий цвет ($CI_{\text{int}} = 0^m,5$) и при удалении от центра к периферии галактика краснеет (до $CI_{\text{int}} = 0^m,9$). Авторы [5] считают, что эту особенность вряд ли можно объяснить наличием темной материи. Опираясь на результаты колориметрии [5], А. Т. Калоглян [10] показал, что ранний спектр в NGC 3077 дают наиболее мощные эмиссионные области в центре галактики, тогда как высокое значение показателя цвета обусловлено вкладом красного цвета ($CI_{\text{int}} = 0^m,9$) внешних областей галактики.

Представляется интересным подробнее изучить центральную область этой галактики (рис. 1) во всем оптическом диапазоне.

¹ Б. П. Артамонов является сотрудником Специальной астрофизической обсерватории.



Рис. 1. Центральная область галактики NGC 3077

Наблюдения

Использованный материал наблюдений включает фотографические и спектральные наблюдения, выполненные в 1968—1972 гг. Снимки галактики были получены К. К. Чуваевым и И. И. Проник в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории с применением электронно-оптического преобразователя. Галактика снималась в 8 фильтрах с $\lambda_{\text{эфф}}$ 3600, 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600, 7400 Å (с полуширинами соответственно 400, 200, 100, 200, 600, 200, 100, 1000 Å). Описание фотометрической системы приведено в [11]. Для обработки были выбраны лучшие негативы, полученные 29—30.III 1968 г., 23—24.II 1968 г. и 6—7.VI 1970 г. Обработка снимков производилась обычным способом с привязкой к внефокальным изображениям звезд. Стандартными звездами служили:

76 Comae, G0	$m_V = 9^m,1$ (29—30.III 1968 г.)
623 Ясней, F9	$m_V = 9^m,71$ (23—24.II 1968г.)
HD 143705 G0	$m_V = 7^m,97$ (6—7.VI 1970 г.)

Фотометрическая обработка негативов проводилась на микрофотометре МФ-2 с круглой диафрагмой диаметром 2'',1. При обработке негативов

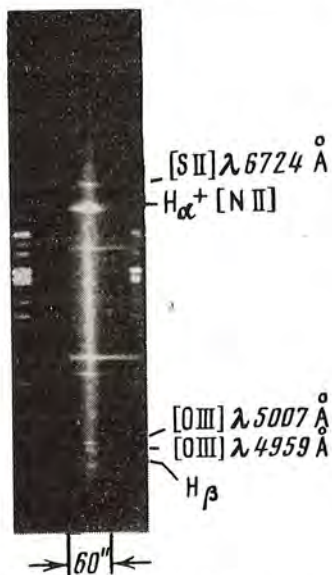


Рис. 2. Спектр NGC 3077 (дисперсия 330 Å/мм)



Рис. 3. Направление разрезов и положение точек фотометрирования в центральной области галактики

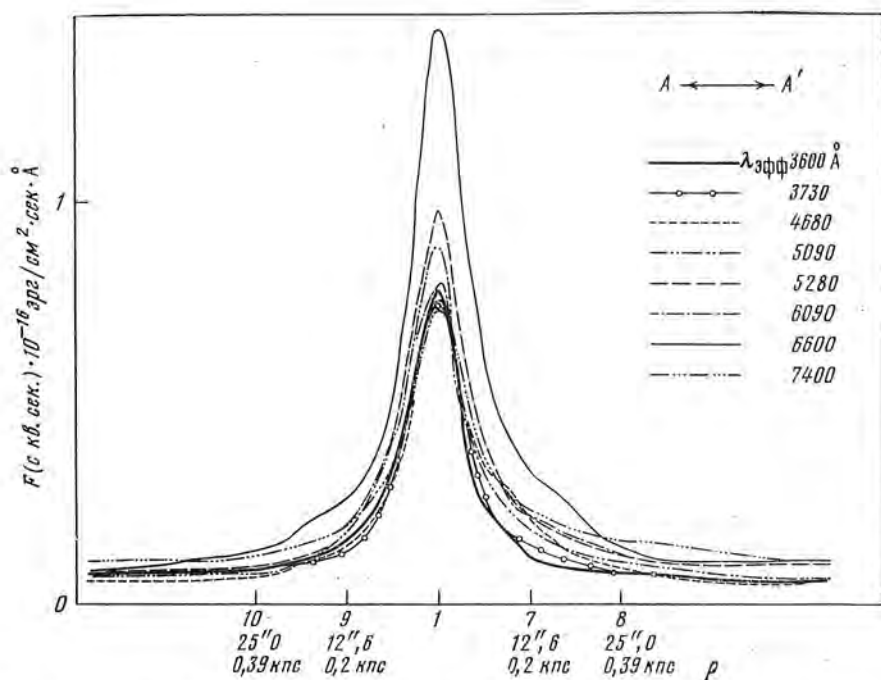


Рис. 4. Фотометрический профиль галактики в направлении $A - A'$

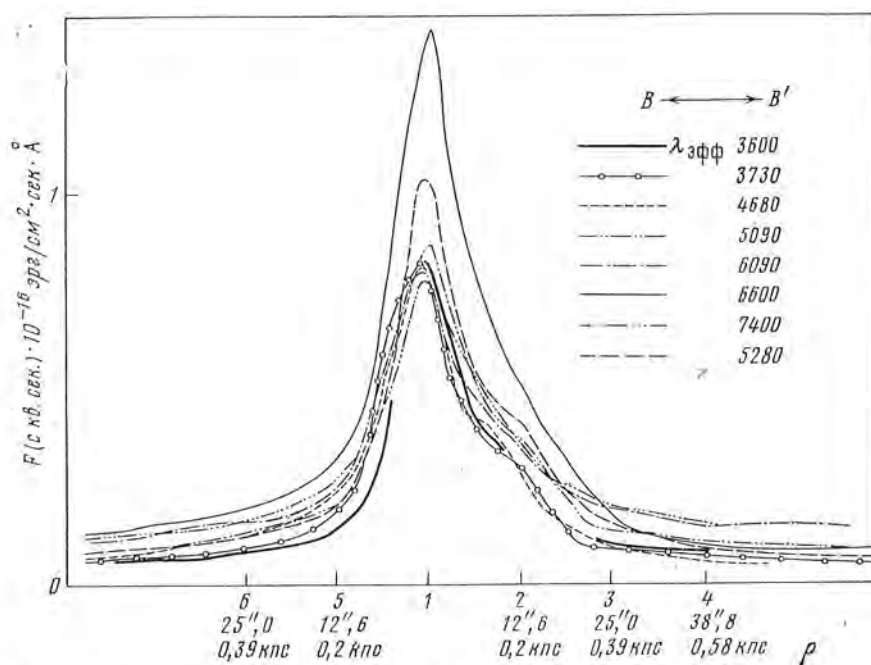


Рис. 5. Фотометрический профиль галактики в направлении $B - B'$

Учитывалась неравномерность чувствительности фона фотокатода. Средние значения интенсивностей получены по измерениям четырех негативов в каждом фильтре. Ошибки определения среднего значения интенсивности в каждом фильтре и на разных расстояниях от центра галактики несколько различаются, но близки к 15%.

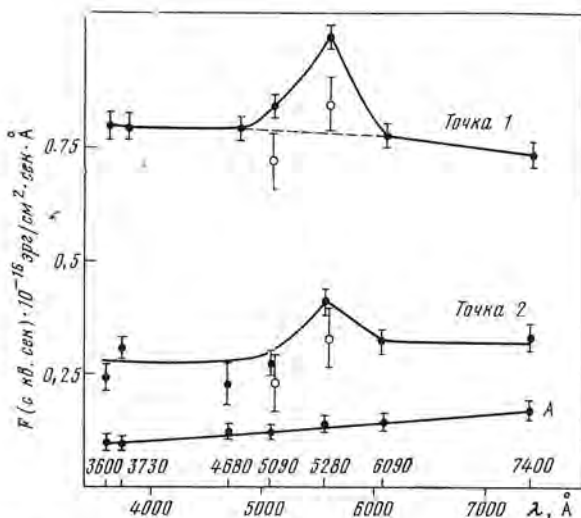


Рис. 6. Распределение энергии в спектрах ядра (точки 1 и 2) и периферийной части центральной области галактики (A — усредненный спектр с точки 3 по 10)

Спектры NGC 3077 были получены К.К. Чуваевым и В. И. Проником 11—12.V 1972 г. и 16—17.VI 1972 г. в фокусе Несмита с электронно-оптическим преобразователем. По двум спектрам, снятым с дисперсией 330 Å/мм, измерялись эквивалентные ширины эмиссионных линий на микрофотометре МФ-2. Фотография спектра NGC 3077 приведена на рис. 2.

Результаты измерений

Фотометрические профили галактики. Фотометрические разрезы галактики были выполнены в двух взаимно перпендикулярных направлениях: $A-A'$ и $B-B'$ (рис. 3). Усредненные фотометрические профили центральной области галактики в этих разрезах показаны на рис. 4 и 5. По оси ординат отложены значения потока в абсолютных единицах, по оси абсцисс — расстояния от центра в секундах дуги и в килопарсеках; цифрами отмечены номера точек, соответствующие номерам точек на рис. 3.

Условимся ядром галактики NGC 3077 называть область с радиусом $r = 12'' = 186$ пс.

При рассмотрении рис. 4 и 5 видно, что ядро галактики NGC 3077 наиболее сильно излучает в фильтре $\lambda_{\text{эфф}} 6600$ Å. На фотографиях спектра (рис. 2) видна сильная эмиссионная блenda $H_{\alpha} + \lambda 6548$ и $\lambda 6583$ Å [N II]. Интенсивность излучения в непрерывном спектре ядра галактики в соседнем фильтре $\lambda_{\text{эфф}} 6080$ Å значительно слабее. Поэтому высокая интенсивность излучения в фильтре $\lambda_{\text{эфф}} 6600$ Å обязана вкладу эмиссионных линий H_{α} и [N II]. Вклад эмиссионных линий H_{α} и [N II] в фильтре $\lambda_{\text{эфф}} 6600$ Å уменьшается с удалением от центра (точка 1) к периферии ядерной области (точки 4, 6, 8, 10).

Профиль $B-B'$ галактики заметно асимметричен. Фотография ядерной области NGC 3077 (рис. 1) показывает небольшое раздвоение ядра в направлении, которое соответствует направлению B' (точка 2) на рис. 5. Такая картина вызвана как наблюдаемым раздвоением «голубого» ядра, так и, быть может, проекцией пыли на плоскость галактики в направлении малой оси $A-A'$. Двойственность ядра заметнее в синих лучах (фильтры $\lambda_{\text{эфф}} 3600$ Å, $\lambda_{\text{эфф}} 3730$ Å, $\lambda_{\text{эфф}} 4680$ Å). На оси абсцисс на рис. 4 и 5 цифрами отмечены точки, в которых строились распределения энергии в непрерывном спектре.

Распределение энергии в непрерывном спектре. На рис. 6 приводятся распределения энергии в непрерывном спектре различных центральных областей галактик в абсолютных единицах. Распределения энергии в ядре (точки 1 и 2) подобны и отличаются лишь по абсолютной величине. Отклоне-

ние от плоского распределения энергии в ядре вносят только потоки, полученные в фильтрах $\lambda_{\text{эфф}} 5090$ и $\lambda_{\text{эфф}} 5280$ Å. Светлыми кружками нанесены значения потоков, исправленные за вклад (около 15%) эмиссионных линий H_{β} , $\lambda 4959$ [O III] и $\lambda 5007$ [O III] в эти фильтры. Нижняя кривая на рис. 6 представляет осредненный непрерывный спектр периферийных районов центральных областей галактик, спектры которых в пределах ошибок одинаковы и показывают более «позднее» распределение энергии в непрерывном спектре, чем ядро галактики.

Эмиссионные линии

В спектрах ядра NGC 3077, охватывающих диапазон от 4000 до 7000 Å (рис. 2), нами отождествлены следующие линии: $\lambda 4959$ [O III], $\lambda 5007$ [O III], $\lambda 5755$ [N II], $\lambda 6731$ [S II] + $\lambda 6717$ [S II]. Линия H_{α} сливается с линиями $\lambda 6583$ и $\lambda 6548$ [N II], и их общая эквивалентная ширина равна 67 Å.

На рис. 2 видно, что до расстояний $30''$ от центра галактики наблюдаются эмиссионная бленда $H_{\alpha} + \lambda 6548$ и $\lambda 6583$ Å [N II], а все остальные эмиссионные линии видны только в ядре NGC 3077. Зная эквивалентную ширину бленды $W = 67$ Å, вычислим поток в линии H_{α} от ядра галактики с радиусом $r = 12'' = 186$ пс. Поток в непрерывном спектре под линией H_{α} взят по данным нашей фотометрии и равен $0,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/см² · сек · Å с квадратной секунды. Наблюдаемый поток от всего ядра под H_{α} составляет $1,8 \cdot 10^{-14}$ эрг/см² · сек · Å. Чтобы определить эквивалентную ширину H_{α} , принимаем, что в NGC 3077, так же как и в других иррегулярных галактиках II типа: NGC 972 и NGC 3034, отношение $I_{\lambda H_{\alpha}}/I_{\lambda 6583} = 3$ [12]. Демулин [13] отмечает для NGC 3077 отношение $I_{\lambda H_{\alpha}}/I_{\lambda 6583} \gg 1$. Принимая также, что $I_{\lambda 6583}/I_{\lambda 6548} = 2,9$ [13], мы получим $W_{H_{\alpha}} = 37$ Å, тогда поток в линии H_{α} от ядра составляет $6,7 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² · сек. Эквивалентная ширина линии $H_{\beta} = 12$ Å. Наблюдаемый поток в H_{β} от ядра равен $2,1 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² · сек.

Обсуждение результатов

На основании полученных результатов попытаемся представить физические условия и возможный звездный состав ядра NGC 3077.

1. Предполагая, что галактика NGC 3077 видна в картинной плоскости и газ находится в стационарном состоянии с электронной температурой $T_e = 10^4$ °К, по потоку в линии H_{β} находим меру эмиссии $ME = 1700$ и электронную плотность $n_e \approx 2$ см⁻³. Масса ионизованного водорода в ядре равна $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Количество звезд ранних спектральных классов, необходимых для ионизации газа, определяется из уравнения [14]

$$2U(\text{Sp}) \sqrt[3]{x} n_e^{4/3} = ME,$$

где x — количество звезд. Для звезд O5 V функция $U(\text{Sp})$, зависящая от спектрального класса звезды, равна 80 и $x = 400$. Таким образом, для ионизации газа в ядре NGC 3077 необходимо около ста звезд O5 V. Эти оценки были сделаны в предположении о полной непрозрачности водорода для L_{α} -квантов. При частичной прозрачности водорода необходимое количество звезд должно быть увеличено и будет равно $\sim 10^3$. Электронная плотность, равная ~ 2 см⁻³, получается при однородном распределении водорода во всей ядерной области с радиусом $r = 12'' = 186$ пс. Однако по отношениям интенсивностей линий $I_{\lambda 5755}/(I_{\lambda 6583} + I_{\lambda 6548})$ [N II] можно определить приблизительное значение n_e . Электронная плотность $n_e \approx 10^4$ см⁻³ при $T_e = 10^4$ °К. Тогда эффективный радиус эмиссионной области с $n_e = 10^4$ см⁻³ равен 12 пс.

2. Галактику NGC 3077 Сейферт [15] отнес к галактикам, которые позднее были названы сейфертовскими, но Демулин [13] считает, что NGC 3077 вряд ли можно отнести к этому типу галактик, так как эмиссионные линии в ее

спектре значительно уже линий в сейфертовских галактиках. Однако интересно сравнить непрерывные спектры NGC 3077, типичной сейфертовской галактики NGC 1068 и нормальной галактики NGC 3031.

На рис. 7 приведено распределение энергии в непрерывном спектре этих галактик. Спектры всех галактик в инфракрасном (ИК) диапазоне построены по наблюдениям Клейнмана и Лоу [16]. Оптические данные по NGC 1068 взяты из [17]. Непрерывный спектр NGC 3077 в оптическом диапазоне построен по данным настоящей работы, а непрерывный спектр NGC 3031 — по данным Тиффта [18].

Величины потоков за пределами серии Лаймана $(F_v^0)_{H\delta}$ оценивались методом, предложенным В. В. Головатым и В. И. Проником [19]. Потоки в линии H_α для NGC 3077 взяты по нашим определениям, потоки в линии H_α для NGC 1068 — из [20], а для NGC 3031 — из [21].

На рис. 7 видно, что непрерывный спектр галактики NGC 3077 похож на непрерывный спектр типичной сейфертовской галактики NGC 1068. При построении непрерывных спектров принималось, что источники ИК- и радиоизлучения локализованы в центральных областях галактик.

З. И. И. Проник [22], исследуя вопрос об источниках ионизации газа в центральных областях галактик, высказывает предположение, что стадия сейфертовских галактик может быть связана с эволюцией поздних гигантов в ядрах планетарных туманностей. Кроме того, А. Г. Щербаковым [23] была сделана попытка объяснить ИК-излучение внегалактических объектов присутствием в их центральных областях планетарных туманностей. Интересно оценить, какое количество звезд типа ядер планетарных туманностей необходимо для ионизации газа в NGC 3077 и совпадает ли их количество с числом планетарных туманностей, необходимых для объяснения ИК-излучения галактики NGC 3077. В ядрах галактик более вероятен II тип населения, к которому из звезд ранних спектральных классов относятся ядра планетарных туманностей. Их светимость в 10—100 раз меньше O

звезд [24], и поэтому вместо 10^3 $O5$ V звезд, необходимых для ионизации газа в NGC 3077, потребуется 10^4 — 10^5 ядер планетарных туманностей.

Теперь оценим, какое количество планетарных туманностей необходимо для объяснения ИК-излучения NGC 3077 в диапазоне длин волн от 2,2 до 22 $\mu\text{м}$. Светимость галактики в этом диапазоне длин волн, полученная по результатам наблюдений Клейнмана и Лоу [16], составляет $5,6 \times 10^{41}$ эрг/сек . Светимость планетарной туманности NGC 7027 в этом же диапазоне длин волн равна $5,4 \cdot 10^{37}$ эрг/сек . Поэтому для объяснения ИК-излучения NGC 3077 необходимо 10^4 планетарных туманностей.

Таким образом, присутствие в ядре галактики NGC 3077 10^4 — 10^5 планетарных туманностей может удовлетворительно объяснить ионизацию газа и ИК-излучение NGC 3077 в диапазоне длин волн от 2,2 до 22 $\mu\text{м}$.

Посмотрим, не могут ли ядра планетарных туманностей вносить заметный вклад в синюю область плоского непрерывного спектра ядра NGC 3077. Светимость ядра с радиусом $r = 12'' = 186$ пс в $\lambda_{\text{эфф}}$ 5260 $\text{\AA}$ равна $2,1 \times 10^{37}$ $\text{эрг/сек} = 1,5 \cdot 10^7 L_\odot$. Светимость Солнца в $\lambda_{\text{эфф}}$ 5260 $\text{\AA}$ взята из [25]. Однако разброс в светимостях ядер планетарных туманностей так огромен

(от $L_{\odot}$ до $100 L_{\odot}$), что вклад $10^4 - 10^5$ ядер планетарных туманностей в непрерывном спектре ядра галактики может составлять от 1 до 100%. Следовательно, вопрос о том, чем же вызван УФ-избыток в непрерывном спектре ядра NGC 3077, остается открытым, и поэтому особенно необходимы наблюдения в далеком ультрафиолете.

Предполагая присутствие в ядре галактики NGC 3077 планетарных туманностей, мы сталкиваемся со следующей трудностью. Чтобы ионизация газа и ИК-излучение NGC 3077 поддерживались $10^4 - 10^5$ планетарными туманностями и их центральными звездами в течение всего предполагаемого времени жизни галактики $10^9 - 10^{10}$ лет, необходимо, чтобы по крайней мере все звезды галактики прошли стадию ядер планетарных туманностей, время жизни которых 10^4 лет, что маловероятно. Если все же придерживаться гипотезы, что в ядре галактики присутствуют планетарные туманности и их центральные звезды, остается принять, что все поздние гиганты, которые могут стать ядрами планетарных туманностей, проэволюционировали одновременно.

Авторы очень благодарны К. К. Чуваеву, И. И. Проник, В. И. Пронику и Р. Е. Гершбергу за обсуждение работы и предоставление снимков и спектров галактики.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage. *Astron. J.*, 1956, **61**, 97.
2. A. R. Sandage. *The Hubble Atlas of Galaxies*. 1961.
3. A. R. Sandage. In *Proc. IAU Symp. N 15/New York*, 1962, p. 359.
4. Б. Е. Маркарян. *Сообщ. Бюраканской Обс.*, 1958, **25**, 15.
5. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян. *Сообщ. Бюраканской Obs.*, 1962, **30**, 3.
6. Б. Е. Маркарян. *Сообщ. Бюраканской Obs.*, 1963, **34**, 19.
7. Г. А. Гурзадян. *Сообщ. Бюраканской Obs.*, 1963, **34**, 37.
8. C. R. Lung, A. R. Sandage. *Astrophys. J.*, 1963, **134**, N 4, p. 1005.
9. M. Peimbert and H. Spinrad. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, 429.
10. А. Т. Калоглян. Сб. «Звезды, туманности, галактики». Ереван, 1969, стр. 253.
11. И. И. Проник, К. К. Чуваев. *Изв. Крымской астрофиз. Obs.*, 1967, **38**, 219.
12. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, N 2, 634.
13. M. H. Demoulin. *Astrophys. J.*, 1969, **157**, N 1, p. 75.
14. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. *Межзвездная среда*. М., «Наука», 1963.
15. C. K. Seyfert. *Astrophys. J.*, 1943, **97**, 28.
16. D. E. Kleinman, F. I. Low. *Astrophys. J.*, 1970, **159**, N 3, L 165.
17. D. E. Osterbrock, R. A. Parker. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 892.
18. W. G. Tifft. *Astron. J.*, 1961, **66**, N 8.
19. В. В. Головатый, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. Obs.*, 1972, **44**, 35.
20. K. S. Anderson. *Astrophys. J.*, 1970, **162**, 743.
21. M. Peimbert. *Astrophys. J.*, 1968, **154**, N 1, 33.
22. И. И. Проник. *Астрон. ж.*, 1972, **49**, вып. 4, 768.
23. А. Г. Щербаков. Тезисы докладов на Всесоюз. научной сессии молодых астрономов, посвященной 50-летию образования СССР. Тбилиси, 1972.
24. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*. М., ИЛ, 1960.
25. А. Д. Код. Сб. «Звездные атмосферы». М., ИЛ, 1963.

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ
В СПЕКТРАХ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД.
СЛУЧАЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ
И УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯР. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль¹

На основании теории движущихся оболочек [6] выполнен расчет бальмеровского декремента (б. д.) в спектре излучения водородной плазмы, стационарное состояние которой поддерживается нерадиативными механизмами нагрева и ионизации. Найдены решения уравнений стационарности для населенностей 30 первых уровней атома водорода с учетом влияния на эти населенности более высоких, равновесно заселенных уровней. Вычисления выполнены для электронной температуры от 10 000 до 25 000° К, электронной плотности от 10^8 до 10^{14} см⁻³ и диапазона величины β_{21}^0 — вероятности выхода L_α -кванта из среды — от единицы до столь малых значений ($< 10^{-8}$), когда эта величина перестает быть существенным параметром задачи. Рассмотрены зависимости населенностей уровней (b_i), вероятностей выхода бальмеровских квантов из среды (β_{i2}), вероятностей выхода квантов в частотах первых линий 30 первых серий ($\beta_{i,i-1}$) и относительных интенсивностей бальмеровских линий ($I_{i2}/I_{H\beta}$) от величин T_e , n_e и β_{21}^0 . Для каждой T_e отношения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ представляются характерной поверхностью над плоскостью (n_e , β_{21}^0), и на «хребте» этой поверхности меняется характер всего б.д. При больших электронных плотностях ($\gg 10^{13}$ см⁻³) и заметной оптической толщине ($\beta_{21}^0 < 10^{-3}$) интенсивность $I_{H\alpha}$ оказывается меньше интенсивности $I_{H\beta}$, и по мере дальнейшего уменьшения β_{21}^0 неравенства типа $I_{H\alpha} < I_{H\beta} < I_{H\gamma}$ оказываются справедливы для все более высоких членов бальмеровской серии.

THE BALMER DECREMENT IN SPECTRA OF MOVING MEDIUMS. THE CASE OF COLLISIONAL IONIZATION AND EXCITATION, by R. E. Gershberg and E. E. Shnol'. On the basis of the moving envelopes theory [6] the Balmer decrement is calculated for the case when a steady state of an optically thick hydrogen plasma is maintained by non-radiative heating and ionization. Stationarity equations are solved for the first 30 level's populations accounting an influence of higher levels that are supposed to be in equilibrium with continuum. Calculations are carried out for electron temperature range from 10000 to 25000° K, for electron density range from 10^8 to 10^{14} cm⁻³ and for values of L_α -quantum escape probability (β_{21}^0) from 1 to such small magnitude (less 10^{-8}) that this parameter ceases to be the essential one. The dependences of level populations (b_i), of the Balmer quanta escape probabilities (β_{i2}), of the first lines' quanta escape probabilities ($\beta_{i,i-1}$) and of the Balmer decrement on values T_e , n_e and β_{21}^0 are considered. For every T_e the ratio $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ is presented as a surface above the (n_e , β_{21}^0)-plane (Fig. 1) and at the ridge of the surface a general shape of the Balmer decrement alters. If n_e is high (much more than 10^{13} cm⁻³) and an opacity is noticeable ($\beta_{21}^0 < 10^{-3}$) the intensity $I_{H\alpha}$ turns out to be less than $I_{H\beta}$ and if β_{21}^0 decreases the inequality of type $I_{H\alpha} < I_{H\beta} < I_{H\gamma}$ turns out to be valid for higher Balmer series members.

Теория бальмеровского декремента (б.д.) для астрофизических объектов, где возбуждение и ионизация обусловлены ударными взаимодействиями,

¹ Институт прикладной математики АН СССР.

впервые была развита с целью интерпретации относительных интенсивностей эмиссионных линий водорода в тонковолокнистых туманностях — остатках вспышек сверхновых [1—3]. Наиболее полные расчеты подобного рода выполнены недавно Паркером [4]. Важная особенность межзвездной среды — это исключительно низкая плотность вещества, не более $10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$; в таких условиях практически все нейтральные атомы находятся в основном энергетическом состоянии и вещество прозрачно к собственному излучению в линиях субординатных серий. Это обстоятельство позволяет определить теоретический б.д. (для слоя с однородными физическими условиями) решением системы уравнений стационарности, в которых учитываются ионизация и возбуждение только с основного уровня, и эти переходы вверх предполагаются сбалансированными рекомбинациями и каскадными переходами вниз.

Существуют, однако, и другие астрофизические объекты, степень ионизации и возбуждения вещества в которых также определяется ударными взаимодействиями: солнечная и звездные хромосферы, протяженные атмосферы долгопериодических переменных, возможно, некоторые компактные образования в активных внегалактических системах. В этих объектах плотность вещества на много порядков выше, чем в межзвездной среде, так что здесь нельзя уже пренебрегать ни числом возбужденных атомов, ни, следовательно, самопоглощением квантов, возникающих при каскадных переходах вниз. Иными словами, теоретический б.д. может быть вычислен для этих объектов совместным решением сложной системы уравнений стационарности и уравнений переноса. Однако вычислительные трудности решения подобной системы столь велики, что в анализе относительных интенсивностей водородных линий этим путем удалось получить лишь весьма ограниченные результаты [5].

Значительный прогресс в общей теории б.д. для сред с самопоглощением в линиях был достигнут после того, как Соболев [6] показал, что существование градиента скорости в излучающей среде позволяет вычислять относительные интенсивности эмиссионных линий водорода с помощью решения системы нелинейных уравнений, не прибегая к интегральным уравнениям переноса. Практическое применение этого мощного метода ограничивалось до последнего времени приложениями к объектам, где ионизация и возбуждение водорода определяются только радиативными взаимодействиями и роль ударных взаимодействий пренебрежимо мала. Наиболее полные вычисления такого б.д. были выполнены Боярчуком [7], а также Хирата и Уесуги [8]. Первые корректные расчеты б.д. для астрофизических объектов, которые непрозрачны в линиях и в которых имеет место ударное возбуждение, были проведены недавно Горбацким [9]. Основная задача настоящей работы состоит в вычислении «ударного» б.д. для широкого диапазона физических условий и сравнении общих свойств относительных интенсивностей водородных линий в средах с радиативными и ударными механизмами возбуждения.

1. Исходные уравнения

Распределение атомов водорода по энергетическим уровням в стационарной среде находится из условий равенства числа частиц, приходящих в единицу времени на рассматриваемый уровень, числу частиц, покидающих этот уровень за то же время. В исследуемом случае, когда влияние внешнего поля излучения отсутствует, условия стационарности записываются в виде

$$\begin{aligned} n_i \left[\sum_{k=1}^{i-1} (A_{ik} + B_{ik} \rho_{ik}) + \sum_{l=i+1}^{\infty} B_{il} \rho_{li} + n_e \left(\sum_{k=1}^{i-1} q_{ik} + \sum_{l=i+1}^{\infty} q_{li} + q_{ic} \right) \right] = \\ = \sum_{l=i+1}^{\infty} n_l (A_{li} + B_{li} \rho_{li}) + \sum_{k=1}^{i-1} n_k B_{ki} \rho_{ki} + n_e \left(\sum_{l=i+1}^{\infty} n_l q_{li} + \sum_{k=1}^{i-1} n_k q_{ki} \right) + \\ + n_e n_p C_i + n_e^2 n_p Q_{ci}, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_i , n_k и n_l — плотности нейтральных атомов на соответствующих энергетических уровнях, n_e , n_p — плотности электронов и протонов, A и B — эйнштейновские коэффициенты соответствующих радиативных переходов, ρ — плотность излучения в частотах линий, q — коэффициенты ударных взаимодействий, C_i — коэффициент радиативной рекомбинации и Q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации на i уровень.

Следуя Соболеву [6], введем следующим образом величину β_{ik} — вероятность выхода кванта из среды:

$$n_i(A_{ik} + B_{ik}\rho_{ik}) - n_k B_{ki}\rho_{ki} \equiv n_i A_{ik} \beta_{ik}. \quad (2)$$

Далее, воспользуемся известными соотношениями между коэффициентами ударной деактивации и ударного возбуждения

$$i^2 q_{ik} e^{x_i} = k^2 q_{ki} e^{x_k} \quad (3)$$

(где $x_i \equiv h\nu_i/kT_e$ и $h\nu_i$ — потенциал ионизации атома в соответствующем энергетическом состоянии) и соотношениями между коэффициентами тройной рекомбинации и ударной ионизации

$$Q_{ci} = \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{x_i} q_{ic}. \quad (4)$$

Введем, наконец, мензеловские множители b_i , которые характеризуют отклонение заселенности соответствующего уровня водородного атома от термодинамически равновесной заселенности для данных n_e и T_e :

$$\frac{n_i}{n_e n_p} \equiv b_i \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{x_i}. \quad (5)$$

Тогда уравнения (1) можно переписать в виде

$$b_i = \frac{\sum_{l=i+1}^{\infty} b_l A_{li} \beta_{li} \left(\frac{l}{i}\right)^2 e^{x_l - x_i} + n_e \left[\sum_{k=1}^{i-1} (b_k - b_i) \left(\frac{k}{i}\right)^2 e^{x_k - x_i} q_{ki} + \sum_{l=i+1}^{\infty} (b_l - b_i) q_{li} + q_{ic} \right] + \psi_i}{\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ik} + n_e q_{ic}},$$

где

$$\psi_i \equiv \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{i^2 h^3} e^{x_i} C_i. \quad (7)$$

Для случая, когда вероятность выхода кванта из среды обусловлена дифференциальными макроскопическими движениями, величина β_{ik} определяется следующим выражением:

$$\beta_{ik} = \beta_{ik}^0 \left(1 - e^{-\frac{1}{\beta_{ik}^0}}\right), \quad (8)$$

где

$$\beta_{ik}^0 = \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{dv}{ds} \right|, \quad (9)$$

u — тепловая скорость, α_{ik} — коэффициент поглощения в спектральной линии и dv/ds — средний градиент скорости в среде [6]. Существенно, что из (9) следует простая аналитическая связь между β_{ik}^0 :

$$\beta_{ik}^0 = \frac{32 (i^2 - k^2)^4 g_{21}}{81 i^5 k^5 g_{ik}} \frac{b_1 e^{x_1} - b_2 e^{x_2}}{b_k e^{x_k} - b_i e^{x_i}} \beta_{21}^0, \quad (10)$$

Таблица 1

 $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$

q_{15}	q_{16}	q_{17}	q_{18}	q_{19}	q_{20}	q_{21}	q_{22}	q_{23}	q_{24}	q_{25}	q_{26}	q_{27}	q_{28}	q_{29}	q_{30}	$\sum_{31}^{q_{1k}}$	q_{1c}	ψ_1
.35-15 .24-8 .28-6 .41-4 .37-4	.46-15 .89-9 .90-7 .17-5 .37-4	.90-16 .46-9 .41-7 .59-6 .37-5 .91-4	.56-16 .28-9 .23-7 .28-6 .20-5 .14-4 .19-3	.37-16 .48-9 .14-7 .46-6 .50-5 .30-4 .36-3	.28-17 .43-10 .88-9 .80-8 .35-7 .41-6 .28-6 .63-6 .13-5 .26-5 .50-5 .94-5 .18-4 .35-4 .73-4 .46-3 .47-2 .15-1	.24-17 .11-10 .75-9 .68-8 .30-7 .92-7 .23-6 .52-6 .41-5 .21-5 .38-5 .71-5 .13-4 .18-4 .35-4 .73-4 .46-3 .94-1 .19-1	.24-17 .11-10 .75-9 .68-8 .30-7 .92-7 .20-6 .88-6 .17-5 .47-5 .31-5 .55-5 .44-5 .25-5 .76-5 .43-4 .23-4 .41-4 .15-4 .27-3 .71-3 .26-2 .23-1	.18-17 .81-11 .90-9 .90-9 .51-8 .22-7 .63-7 .17-6 .37-6 .73-6 .14-5 .24-5 .25-5 .44-5 .76-5 .10-4 .23-4 .41-4 .75-4 .33-3 .87-3 .32-2 .28-1	.16-17 .72-11 .49-9 .44-8 .49-7 .58-7 .14-6 .62-6 .12-5 .20-5 .35-5 .60-5 .10-4 .17-4 .29-4 .51-4 .94-4 .18-3 .40-3 .10-2 .39-2 .33-1	.14-17 .64-11 .43-9 .39-8 .17-7 .51-7 .12-6 .27-6 .53-6 .97-6 .17-5 .29-5 .49-5 .80-5 .43-4 .22-4 .64-4 .12-3 .22-3 .49-3 .13-2 .46-2 .39-1	.12-17 .57-11 .38-9 .34-8 .15-7 .45-7 .11-6 .46-6 .83-6 .14-5 .24-5 .24-5 .40-5 .65-5 .10-4 .17-4 .28-4 .46-4 .78-4 .14-3 .27-3 .15-2 .55-2 .46-1	.11-17 .50-11 .34-9 .31-8 .13-7 .89-7 .96-7 .20-6 .40-6 .72-6 .42-6 .21-5 .34-5 .54-5 .85-5 .13-4 .34-4 .46-4 .95-4 .17-3 .32-3 .69-3 .18-2 .64-2 .54-1	.10-17 .45-11 .31-9 .27-8 .24-8 .12-7 .35-7 .85-7 .75-7 .16-6 .48-6 .35-6 .63-6 .41-5 .48-5 .24-5 .28-5 .45-5 .59-5 .90-5 .14-4 .21-4 .32-4 .68-4 .31-4 .82-4 .14-3 .24-3 .38-3 .24-3 .82-3 .95-3 .21-2 .75-2 .63-1	.81-18 .36-11 .25-9 .22-8 .94-8 .10-7 .71-7 .67-7 .14-6 .27-6 .68-6 .31-6 .82-6 .43-5 .21-5 .50-5 .11-4 .17-4 .75-5 .39-4 .33-3 .21-4 .97-4 .16-3 .28-3 .53-3 .11-2 .28-2 .73-1 .85-1	.11-16 .51-10 .34-8 .30-7 .13-6 .37-6 .87-6 .18-5 .33-5 .58-5 .94-5 .15-4 .22-4 .33-4 .66-4 .92-4 .23-5 .50-5 .75-5 .11-4 .13-3 .15-3 .17-3 .18-3 .24-3 .33-3 .45-3 .63-3 .90-3 .43-2 .20-2 .32-2 .59-2 .13-1 .53-1	.61-15 .21-8 .10-6 .65-6 .20-5 .46-5 .84-5 .14-4 .20-4 .29-4 .39-4 .50-4 .63-4 .77-4 .92-4 .11-3 .13-3 .15-3 .17-3 .19-3 .33-3 .24-3 .26-3 .31-4 .26-4 .32-3 .35-3 .38-3 .41-3 .44-3 .47-3	.52+2 .89+6 .21+7 .17+7 .40+7 .64+6 .40+6 .25+6 .17+8 .11+8 .78+5 .56+5 .40+5 .30+5 .23+5 .17+5 .14+5 .84+4 .67+4 .54+4 .37+4 .31+4 .26+4 .22+4 .35+4 .18+4 .16+4 .13+4 .12+4	

 $T_e = 15\,000^\circ\text{K}$

q_{15}	q_{16}	q_{17}	q_{18}	q_{19}	q_{20}	q_{21}	q_{22}	q_{23}	q_{24}	q_{25}	q_{26}	q_{27}	q_{28}	q_{29}	q_{30}	$\infty \sum_{31}^{q_{1k}}$	q_{1c}	ψ_1
.55-13 .64-8 .40-6 .43-4 .39-4	.27-13 .29-8 .14-6 .20-5 .39-4	.46-13 .16-8 .66-7 .72-6 .62-5 .92-4	.99-14 .37-7 .35-6 .22-5 .15-4 .19-3	.67-14 .62-9 .23-7 .20-6 .11-5 .52-5 .29-4 .34-3	.54-15 .47-10 .15-8 .11-7 .90-8 .41-7 .41-7 .12-6 .14-6 .35-6 .77-6 .16-5 .13-5 .24-5 .46-5 .86-5 .14-4 .16-4 .31-4 .64-4 .82-4 .39-3 .15-2 .13-1	.46-15 .40-10 .13-8 .90-8 .35-7 .12-6 .29-6 .63-6 .10-5 .19-5 .36-5 .64-5 .12-4 .21-4 .41-4 .82-4 .18-3 .49-3 .15-2 .18-2 .16-1	.40-15 .35-10 .11-8 .78-8 .30-7 .85-7 .20-6 .43-6 .85-6 .16-5 .28-5 .30-5 .88-5 .15-4 .28-4 .52-4 .10-3 .23-3 .60-3 .22-2 .19-1	.35-15 .30-10 .98-9 .67-8 .26-7 .73-7 .17-6 .36-6 .71-6 .13-5 .23-5 .40-5 .68-5 .12-4 .65-4 .13-3 .74-3 .27-2 .23-1	.31-15 .27-10 .86-9 .59-8 .22-7 .63-7 .15-6 .31-6 .60-6 .11-5 .19-5 .32-5 .32-5 .44-5 .90-5 .15-4 .25-4 .44-4 .81-4 .16-3 .34-3 .23-3 .41-3 .33-2 .28-1	.27-15 .24-10 .76-9 .52-8 .20-7 .53-7 .13-6 .27-6 .92-6 .31-6 .16-5 .16-5 .27-5 .71-5 .19-4 .32-4 .55-4 .99-4 .19-3 .41-3 .41-2 .39-2 .33-1	.24-15 .21-10 .67-9 .46-8 .17-7 .43-7 .48-7 .23-6 .44-6 .79-6 .14-5 .22-5 .36-5 .58-5 .92-5 .15-4 .24-4 .39-4 .67-4 .12-3 .23-3 .49-3 .46-2 .39-1	.22-15 .18-10 .60-9 .41-8 .15-7 .43-7 .99-7 .20-6 .38-6 .63-6 .12-5 .19-5 .39-5 .48-5 .73-5 .12-4 .18-4 .20-4 .48-4 .81-4 .14-3 .23-3 .27-3 .58-3 .15-2 .54-2 .46-1	.19-15 .17-10 .53-9 .38-8 .14-7 .38-7 .88-7 .18-6 .34-6 .59-6 .10-5 .16-5 .30-5 .26-5 .40-5 .95-5 .15-4 .23-4 .36-4 .58-4 .97-4 .14-3 .23-3 .14-3 .27-3 .53-2 .61-1	.17-15 .15-10 .42-9 .32-8 .42-7 .34-7 .78-7 .16-6 .30-6 .52-6 .87-6 .14-5 .12-5 .22-5 .34-5 .79-5 .12-4 .18-4 .66-5 .98-4 .80-4 .15-4 .22-4 .28-4 .81-4 .69-4 .12-3 .20-3 .38-3 .14-3 .24-3 .44-3 .93-3 .20-2 .63-2 .53-1	.16-15 .14-10 .43-9 .29-8 .40-7 .11-7 .30-7 .70-7 .14-6 .26-6 .46-6 .76-6 .12-5 .19-5 .29-5 .66-5 .80-4 .11-3 .22-4 .16-3 .52-4 .82-4 .38-3 .21-3 .34-3 .44-3 .93-3 .24-2 .73-2 .84-2 .70-1	.21-14 .19-9 .60-8 .40-7 .15-6 .40-6 .90-6 .18-5 .32-5 .55-5 .15-4 .18-5 .21-4 .29-4 .38-4 .14-4 .48-4 .59-4 .71-4 .41-4 .80-4 .13-3 .15-3 .15-3 .20-3 .18-3 .38-3 .20-3 .34-3 .44-3 .93-3 .27-2 .32-2 .50-2 .11-1 .44-1	.17-12 .40-7 .22-6 .40-5 .27-5 .55-5 .95-5 .15-4 .21-4 .35-5 .38-4 .48-4 .59-4 .71-4 .84-4 .98-4 .11-3 .13-3 .15-3 .16-3 .78-4 .63-4 .51-4 .42-4 .35-4 .29-4 .24-4 .34-3 .18-3 .37-3 .15-4 .40-3	.15+5 .47+7 .51+7 .30+7 .17+7 .47+7 .93+6 .55+6 .34+6 .21+6 .14+6 .97+5 .68+5 .49+5 .36+5 .27+5 .20+5 .16+5 .12+5 .97+4 .78+4 .63+4 .51+4 .42+4 .35+4 .29+4 .24+4 .21+4 .18+4 .15+4 .13+4

i	q_{i2}	q_{i3}	q_{i4}	q_{i5}	q_{i6}	q_{i7}	q_{i8}	q_{i9}	q_{i10}
1	.25-12*	.59-14 .77-7	.10-14 .76-8 .20-5	.35-15 .21-8 .28-6 .11-4	.46-15 .89-9 .90-7 .17-5 .37-4	.90-16 .46-9 .41-7 .59-6 .57-5 .91-4	.56-16 .28-9 .23-7 .28-6 .20-5 .14-4 .19-3	.37-16 .18-9 .44-7 .46-6 .97-6 .50-5 .30-4 .36-3	.26-16 .12-9 .93-8 .10-6 .55-6 .24-5 .10-4 .55-4 .61-3
2									
3									
4									
5									
6									
7									
8									
9									
10									
11									
12									
13									
14									
15									
16									
17									
18									
19									
20									
21									
22									
23									
24									
25									
26									
27									
28									
29									
30									

* .25-12 = 0,25.10-11

i	q_{i2}	q_{i3}	q_{i4}	q_{i5}	q_{i6}	q_{i7}	q_{i8}	q_{i9}	q_{i10}
1	.13-10	.63-12 .47-6	.14-12 .21-7 .20-5	.55-13 .64-8 .40-6 .13-4	.27-13 .29-8 .14-6 .20-5 .39-4	.16-13 .16-8 .66-7 .72-6 .62-5 .92-4	.99-14 .94-9 .37-7 .35-6 .22-5 .15-4 .19-3	.67-14 .62-9 .23-7 .20-6 .41-5 .52-5 .29-4 .34-3	.47-14 .43-9 .16-7 .13-6 .62-6 .25-5 .10-4 .53-4 .57-3
2									
3									
4									
5									
6									
7									
8									
9									
10									
11									
12									
13									
14									
15									
16									
17									
18									
19									
20									
21									
22									
23									
24									
25									
26									
27									
28									
29									
30									

t	q_{t2}	q_{t3}	q_{t4}	q_{t5}	q_{t6}	q_{t7}	q_{t8}	q_{t9}
1	.96-10	.66-11 .24-6	.17-11 .34-7 .30-5	.69-12 .11-7 .48-6 .13-4	.35-12 .51-8 .17-6 .22-5 .39-4	.21-12 .28-8 .82-7 .78-6 .63-5 .90-4	.13-12 .17-8 .47-7 .38-6 .23-5 .14-4 .18-3	.90-11 .12-8 .29-7 .22-6 .11-5 .52-5 .28-4 .32-3
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
11								
12								
13								
14								
15								
16								
17								
18								
19								
20								
21								
22								
23								
24								
25								
26								
27								
28								
29								
30								

t	q_{t2}	q_{t3}	q_{t4}	q_{t5}	q_{t6}	q_{t7}	q_{t8}	q_{t9}
1	.32-9	.27-10 .31-6	.75-11 .46-7 .32-5	.32-11 .15-7 .53-6 .14-4	.16-11 .72-8 .19-6 .23-5 .39-4	.97-12 .40-8 .93-7 .82-6 .63-5 .88-4	.63-12 .25-8 .53-7 .40-6 .23-5 .14-4 .17-3	.43-11 .17-8 .34-7 .23-6 .11-5 .51-5 .27-4 .31-3
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
11								
12								
13								
14								
15								
16								
17								
18								
19								
20								
21								
22								
23								
24								
25								
26								
27								
28								
29								
30								

где g_{ik} — соответствующий гаунтовский множитель. Следовательно, решение системы (6) зависит в этом случае от трех независимых параметров — T_e , n_e и β_{21}^0 .

Из соотношений (6) следует, что независимо от структуры величин β_{ik} и независимо от электронной температуры среды для любого уровня i всегда найдется такая электронная плотность, при которой любой из коэффициентов b_i для $j \geq i + 1$ будет сколь угодно близок к единице. Если в рассматриваемых условиях отличия b_i от единицы можно пренебречь начиная с $l = m + 1$, то, следуя [7], радиативное взаимодействие всех верхних, равновесно заселенных уровней с каждым из нижних энергетических уровней можно записать в конечном виде:

$$\sum_{l=m+1}^{\infty} b_l A_{li} \beta_{li} \left(\frac{l}{i}\right)^2 e^{x_l - x_i} = -\frac{0,393 \cdot 10^{10}}{i^5 e^{x_i}} (g_{m+1, i} \beta_{m+1, i} + 1) \ln \left[1 - \left(\frac{i}{m+1}\right)^2 \right]. \quad (11)$$

В диапазоне температур от 10 000 до 25 000°K эта величина не превышает 0,02 ψ_i для нижних уровней и достигает 0,76 ψ_i при $i \approx 30$. Для ударных взаимодействий между теми же уровнями имеет место следующее очевидное равенство:

$$\sum_{l=m+1}^{\infty} (b_l - b_i) q_{il} = (1 - b_i) \sum_{l=m+1}^{\infty} q_{il}. \quad (12)$$

Итак, для вычисления относительных интенсивностей эмиссионных линий водорода

$$\frac{I_{i2}}{I_{42}} = \frac{n_i A_{i2} h \nu_{i2} \beta_{i2}}{n_4 A_{42} h \nu_{42} \beta_{42}} = \left(\frac{4}{i}\right)^3 \frac{b_i g_{i2} \beta_{i2}}{b_4 g_{42} \beta_{42}} e^{x_i - x_4} \quad (13)$$

необходимо решить систему нелинейных уравнений

$$b_i = \frac{\sum_{l=i+1}^m b_l A_{li} \beta_{li} \left(\frac{l}{i}\right)^2 e^{x_l - x_i} - \frac{0,393 \cdot 10^{10}}{i^5 e^{x_i}} (g_{m+1, i} \beta_{m+1, i} + 1) \ln \left[1 - \left(\frac{i}{m+1}\right)^2 \right] + \psi_i}{\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ik} + n_e q_{ic}} + \frac{n_e \left[\sum_{k=1}^{i-1} (b_k - b_i) \left(\frac{k}{i}\right)^2 e^{x_k - x_i} q_{ki} + \sum_{l=i+1}^m (b_l - b_i) q_{il} + (1 - b_i) \sum_{l=n+1}^{\infty} q_{il} + q_{ic} \right]}{\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ik} + n_e q_{ic}}, \quad (14)$$

где $A_{ik} = 1,571 \cdot 10^{10} \frac{g_{ik}}{(i^2 - k^2) i^3 k}$, $x_i = \frac{157890}{i^2 T_e}$ и, согласно [10],

$$g_{ik} = 1 - 0,1728 \frac{1 + \left(\frac{k}{i}\right)^2}{k^{2/3} \left[1 - \left(\frac{k}{i}\right)^2 \right]^{2/3}} - 0,0496 \frac{1 - \frac{4}{3} \left(\frac{k}{i}\right)^2 + \left(\frac{k}{i}\right)^4}{k^{4/3} \left[1 - \left(\frac{k}{i}\right)^2 \right]^{4/3}},$$

а величины β_{ik} подсчитываются по формулам (8) и (10). Необходимые для расчетов коэффициенты ударного возбуждения и ионизации и величины ψ_i , пропорциональные коэффициентам рекомбинации, подсчитаны по формулам [11, 12] и представлены в табл. 1¹.

¹ Недавно Сэмпсон и Голден [13] предложили новый метод вычисления сечений ударных взаимодействий. Сравнение величин q_{ik} для $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$, $1 \leq i \leq 6$ и $i+1 \leq k \leq 9$, приведенных в [13], с соответствующими величинами в табл. 1 показывает, что различия между q_{ik} , полученными по формулам Бейтса — Кингстона — Мак-Виртера и по формулам Сэмпсона — Голдена, не превосходят 25%, а q_{1k} совпадает с точностью до 4—7%.

2. Организация вычислений

Для каждого варианта расчета система уравнений (14) решалась стандартным методом Ньютона. Искомый набор величин $\{b_i\}$ удобно рассматривать как компоненты m -мерного вектора, и систему (14), которая в векторной форме имеет вид

$$b_i = \frac{P_i(\bar{b})}{Q_i(\bar{b})}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, m,$$

можно переписать следующим образом:

$$F_i(\bar{b}) \equiv b_i Q_i(\bar{b}) - P_i(\bar{b}) = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots, m. \quad (15)$$

Тогда для $(s+1)$ -й итерации имеем

$$\bar{b}^{(s+1)} = \bar{b}^{(s)} - \left(\frac{\partial F}{\partial b} \right)^{-1} \bar{F}(\bar{b}^{(s)}). \quad (16)$$

Производные $\partial F_i / \partial b_k$ — элементы матрицы $(\partial F / \partial b)$ — вычисляются приближенно:

$$\frac{\partial F_i}{\partial b_k} \approx \frac{1}{h} [F_i(b_1, b_2, \dots, b_k + h, \dots, b_m) - F_i(b_1, b_2, \dots, b_k, \dots, b_m)]. \quad (17)$$

Система (14) имеет, по-видимому, единственное положительное решение, поэтому итерации (16) обычно сходятся даже при начальных $\bar{b}^{(0)}$, далеких от точного решения. Как показали вычисления, при электронной плотности 10^{14} см^{-3} и полной прозрачности среды в качестве нулевого приближения можно взять $b_i^{(0)} = 1$, $i = 1, 2, \dots, m$. Для остальных вариантов роль начальных данных могут играть результаты уже сосчитанного варианта, отличающегося от искомого одним из свободных параметров задачи — T_e , n_e при β_{21}^0 ; в большинстве случаев итерации сходились при изменениях n_e или β_{21}^0 в сто раз.

Трудоемкость обращения матрицы $(\partial F / \partial b)$ при $m \leq 30$ невелика по сравнению с объемом расчетов для нахождения элементов матрицы; поэтому трудоемкость точного метода Ньютона для нашей задачи пропорциональна m^2 — числу элементов матрицы. Для ускорения вычислений каждый вариант считался сначала для $m = 10$, полученные данные служили исходными для расчета с $m = 15$ и так далее до $m = 30$. Кроме того, при $m \geq 20$ вместо точного метода Ньютона использовался огрубленный, т. е. при данном m матрица $(\partial F / \partial b)$ считалась только один раз.

Отдельного внимания требует нахождение величины β_{ik} по формуле (8), так как при больших β_{ik}^0 в этой формуле происходит сокращение значащих цифр. Практически при $\beta_{ik}^0 < 0,01$ с достаточной точностью можно полагать $\beta_{ki} = \beta_{ik}^0$; при $0,01 \leq \beta_{ik}^0 \leq 10^3$ можно пользоваться формулой (8), а при $\beta_{ik}^0 > 10^3$ — использовать первые члены асимптотического разложения (8): $\beta_{ik} = 1 - 1/2\beta_{ik}^0$. Наконец, при вычислении β_{ik}^0 по (10) нужно следить за тем, чтобы в промежуточных вычислениях не появились числа, превосходящие максимально возможные для машины.

При такой организации вычислений расчет одного варианта на БЭСМ-4 занимал 5—10 мин.

3. Результаты вычислений: b_i и β_{ik}

В табл. 2 приведены результаты вычислений b_i , β_{i2} и ударного б.д. для $T_e = 10\,000, 15\,000, 20\,000$ и $25\,000^\circ \text{K}$; для каждой температуры расчеты проводились для четырех электронных плотностей — $10^8, 10^{10}, 10^{12}$ и 10^{14} см^{-3} и для пяти значений параметра β_{21}^0 : $1, 10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}$ и 10^{-8} . Полученные результаты позволяют определить общий характер зависимости рассматриваемых величин от варьируемых параметров.

Таблица 2

n_e	$\rho_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\rho_{21}^0 \rightarrow 0$		
	l	b_l	β_{l2}	$\delta. \mu.$	b_l	β_{l2}	$\delta. \mu.$	b_l	β_{l2}	$\delta. \mu.$	b_l	β_{l2}	$\delta. \mu.$	b_l	β_{l2}	$\delta. \mu.$	b_l	$\delta. \mu.$
$T_e = 10\,000^\circ \text{K}$																		
10^8	1	2,23+9			2,23+9			2,18+9			1,80+9			1,15+8			2,34+6	
	2	7,02			4,49+2			4,40+4			3,62+6			1,91+7			3,35+5	
	3	2,16	1,00	6,17	4,49	1,00	8,20	4,87	1,00	7,66	8,63	0,79	9,50	6,52+4	0,25-3	239	5,16+4	3,14
	4	1,63	1,00	1,00	2,55	1,00	1,00	2,96	1,00	1,00	3,45	0,97	1,00	1,77+2	0,18-2	1,00	1,08+4	1,00
	5	1,44	1,00	0,33	1,90	1,00	0,28	2,37	1,00	0,30	2,60	0,99	0,28	8,46	0,53-2	0,53-1	3,03+3	0,31
	6	1,34	1,00	0,15	1,60	1,00	0,11	2,07	1,10	0,12	2,22	1,00	0,12	4,75	0,11-1	0,31-1	1,04+3	0,11
	7	1,29	1,00	0,80-1	1,44	1,00	0,57-1	1,90	1,00	0,65-1	2,02	1,00	0,61-1	3,65	0,20-1	0,24-1	4,21+2	0,45-1
	8	1,25	1,00	0,48-1	1,35	1,00	0,38-1	1,78	1,00	0,38-1	1,87	1,00	0,35-1	3,08	0,33-1	0,20-1	1,92+2	0,21-1
	9	1,22	1,00	0,32-1	1,28	1,00	0,21-1	1,67	1,00	0,24-1	1,76	1,00	0,22-1	2,70	0,49-1	0,18-1	9,63+1	0,10-1
	10	1,20	1,00	0,22-1	1,24	1,00	0,14-1	1,58	1,00	0,16-1	1,66	1,00	0,15-1	2,39	0,70-1	0,16-1	5,24+1	0,57-2
	11	1,17	1,00	0,16-1	1,20	1,00	0,10-1	1,49	1,00	0,11-1	1,55	1,00	0,10-1	2,12	0,95-1	0,14-1	3,05+1	0,33-2
	12	1,14	1,00	0,12-1	1,16	1,00	0,75-2	1,39	1,00	0,77-2	1,45	1,00	0,71-2	1,88	0,13	0,12-1	1,88+1	0,20-2
	13	1,12	1,00	0,87-2	1,13	1,00	0,56-2	1,31	1,00	0,56-2	1,36	1,00	0,52-2	1,67	0,16	0,11-1	1,22+1	0,13-2
	14	1,09	1,00	0,67-2	1,10	1,00	0,43-2	1,24	1,00	0,42-2	1,28	1,00	0,38-2	1,51	0,20	0,10-1	8,31	0,90-3
	15	1,07	1,00	0,53-2	1,08	1,00	0,34-2	1,18	1,00	0,32-2	1,21	1,00	0,29-2	1,39	0,25	0,90-2	5,93	0,64-3
	16	1,06	1,00	0,43-2	1,06	1,00	0,28-2	1,14	1,00	0,25-2	1,16	1,00	0,23-2	1,29	0,30	0,82-2	4,41	0,48-3
	17	1,04	1,00	0,35-2	1,05	1,00	0,22-2	1,10	1,00	0,20-2	1,12	1,00	0,18-2	1,22	0,35	0,75-2	3,41	0,37-3
	18	1,03	1,00	0,29-2	1,03	1,00	0,19-2	1,08	1,00	0,17-2	1,10	1,00	0,15-2	1,17	0,40	0,69-2	2,74	0,30-3
	19	1,03	1,00	0,24-2	1,03	1,00	0,16-2	1,06	1,00	0,14-2	1,07	1,00	0,12-2	1,13	0,45	0,64-2	2,27	0,25-3
	20	1,02	1,00	0,21-2	1,02	1,00	0,13-2	1,05	1,00	0,12-2	1,06	1,00	0,10-2	1,10	0,50	0,58-2	1,95	0,21-3
	25	1,01	1,00	0,10-2	1,01	1,00	0,66-3	1,01	1,00	0,57-3	1,02	1,00	0,51-3	1,03	0,69	0,38-2	1,24	0,14-3
	30	1,00	1,00	0,59-3	1,00	1,00	0,38-3	1,00	1,00	0,33-3	1,00	1,00	0,29-3	1,01	0,80	0,25-2	1,06	0,12-3
$\frac{n_1}{n_e} = 6,65 + 2, \quad \frac{n_1}{n_e} = 6,50 + 2, \quad \frac{n_1}{n_e} = 3,43 + 1,$																		
$K_B = +0,91 \quad K_B = +1,10 \quad K_B = +1,22$																		
$K_B = +0,19$																		

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	$\delta. \lambda.$
$T_e = 10\,000^\circ\text{K}$																		
10^{10}	1	2,12+7			1,56+7			9,17+5			2,59+4			2,34+4				
	2	6,66			3,14+4			1,52+5			5,66+3			3,36+3				
	3	2,05	1,00	6,18	5,89	1,00	9,41	4,99+2		0,25-1	7,15+2		0,19-3	5,17+2		3,12		
	4	1,54	1,00	1,00	2,90	1,00	1,00	8,67		0,18	1,36+2		0,13-2	1,09+2		1,00		
	5	1,35	1,00	0,32	2,16	1,00	0,28	3,64		0,45	3,67+1		0,40-2	3,13+1		0,32		
	6	1,24	1,00	0,14	1,76	1,00	0,11	2,38		0,66	1,29+1		0,86-2	1,14+1		0,12		
	7	1,16	1,00	0,76-1	1,47	1,00	0,51-1	1,77		0,79	0,92-1		0,15-1	5,20		0,55-1		
	8	1,10	1,00	0,45-1	1,28	1,00	0,28-1	1,42		0,86	0,50-1		0,25-1	2,91		0,31-1		
	9	1,06	1,00	0,29-1	1,16	1,00	0,17-1	1,23		0,90	0,31-1		0,37-1	1,95		0,21-1		
	10	1,03	1,00	0,20-1	1,09	1,00	0,11-1	1,13		0,93	0,20-1		0,53-1	1,51		0,16-1		
	11	1,02	1,00	0,14-1	1,06	1,00	0,79-2	1,07		0,95	0,14-1		0,72-1	1,29		0,14-1		
	12	1,01	1,00	0,11-1	1,04	1,00	0,58-2	1,04		0,96	0,11-1		0,96-1	1,18		0,13-1		
	13	1,01	1,00	0,83-2	1,02	1,00	0,45-2	1,02		0,97	0,82-2		0,12	1,11		0,12-1		
	14	1,01	1,00	0,66-2	1,01	1,00	0,35-2	1,00		0,98	0,64-2		0,16	1,07		0,12-1		
	15	1,00	1,00	0,53-2	1,00	1,00	0,28-2	1,00		0,98	0,52-2		0,19	1,05		0,11-1		
	16	1,00	1,00	0,43-2	1,01	1,00	0,23-2	1,00		0,98	0,42-2		0,24	1,03		0,11-1		
	17	1,00	1,00	0,36-2	1,00	1,00	0,19-2	1,00		0,99	0,35-2		0,28	1,02		0,11-1		
	18	1,00	1,00	0,30-2	1,00	1,00	0,16-2	1,00		0,99	0,30-2		0,32	1,02		0,11-1		
	19	1,00	1,00	0,25-2	1,00	1,00	0,13-2	1,00		0,99	0,25-2		0,37	1,01		0,11-1		
	20	1,00	1,00	0,22-2	1,00	1,00	0,11-2	1,00		0,99	0,22-2		0,42	1,01		0,11-1		
	25	1,00	1,00	0,11-2	1,00	1,00	0,71-3	1,00		1,00	0,11-2		0,62	1,00		0,11-1		
	30	1,00	1,00	0,62-3	1,00	1,00	0,41-3	1,00		1,00	0,63-3		0,75	1,00		0,39-2		
	$\frac{n_1}{n_e} = 6,32 + 2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 6,17 + 2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 4,65 + 2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 2,73 + 1,$			$\frac{n_1}{n_e} = 7,72 - 1,$			$\frac{n_1}{n_e} = 6,97 - 1,$		
	$K_B = +0,88$			$K_B = +1,07$			$K_B = +1,16$			$K_B = 0,88$			$K_B = -0,05$					

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-3}			10^{-4}			10^{-5}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	β_{i2}	б. д.	b_i	б. д.

$T_e = 10\,000^\circ\text{K}$																					
10^{12}	1	1,76+5	1,08+5	2,17+2	4,20+3	6,74+2	2,75+2	7,22+1	0,16-1	2,53	2,36+2	3,60+1	0,27-3	1,97	2,35+2	3,45+1	1,95				
	2	5,54	3,59	1,63	1,00	10,2	0,83	12,6	0,97	1,00	6,56	2,19	0,19-2	1,00	6,16	2,08	1,00				
	3	1,70	1,00	0,32	1,00	0,27	0,99	0,25	0,99	0,25	1,41	0,32	0,58-2	0,67	1,30	0,69	0,69				
	4	1,24	1,00	0,15	1,00	0,12	1,00	0,10	1,00	0,10	1,13	0,54	0,12-1	0,58	1,10	0,60	0,60				
	5	1,08	1,00	0,82-1	1,00	0,63-1	1,00	0,56-1	1,00	0,56-1	1,05	0,69	0,24	0,55	1,04	0,58	0,58				
	6	1,03	1,00	0,51-1	1,00	0,39-1	1,00	0,34-1	1,00	0,34-1	1,02	0,79	0,17	0,54	1,02	0,57	0,57				
	7	1,01	1,00	0,34-1	1,00	0,26-1	1,00	0,23-1	1,00	0,23-1	1,01	0,86	0,12	0,54	1,01	0,56	0,56				
	8	1,00	1,00	0,24-1	1,00	0,18-1	1,00	0,16-1	1,00	0,16-1	1,01	0,90	0,88-1	0,54	1,01	0,56	0,56				
	9	1,00	1,00	0,18-1	1,00	0,13-1	1,00	0,12-1	1,00	0,12-1	1,00	0,92	0,66-1	0,54	1,00	0,56	0,56				
	10	1,00	1,00	0,13-1	1,00	0,10-1	1,00	0,88-2	1,00	0,88-2	1,00	0,94	0,51-1	0,54	1,00	0,56	0,56				
	11	1,00	1,00	0,10-1	1,00	0,78-2	1,00	0,68-2	1,00	0,68-2	1,00	0,95	0,40-1	0,53	1,00	0,56	0,56				
	12	1,00	1,00	0,81-2	1,00	0,62-2	1,00	0,54-2	1,00	0,54-2	1,00	0,96	0,32-1	0,53	1,00	0,56	0,56				
	13	1,00	1,00	0,65-2	1,00	0,50-2	1,00	0,43-2	1,00	0,43-2	1,00	0,97	0,26-1	0,52	1,00	0,56	0,56				
	14	1,00	1,00	0,53-2	1,00	0,41-2	1,00	0,35-2	1,00	0,35-2	1,00	0,98	0,21-1	0,51	1,00	0,56	0,56				
	15	1,00	1,00	0,44-2	1,00	0,34-2	1,00	0,29-2	1,00	0,29-2	1,00	0,98	0,18-1	0,49	1,00	0,56	0,56				
	16	1,00	1,00	0,37-2	1,00	0,28-2	1,00	0,24-2	1,00	0,24-2	1,00	0,98	0,15-1	0,46	1,00	0,56	0,56				
	17	1,00	1,00	0,31-2	1,00	0,24-2	1,00	0,21-2	1,00	0,21-2	1,00	0,98	0,13-1	0,44	1,00	0,56	0,56				
	18	1,00	1,00	0,27-2	1,00	0,20-2	1,00	0,18-2	1,00	0,18-2	1,00	0,99	0,11-1	0,41	1,00	0,56	0,56				
	19	1,00	1,00	0,14-2	1,00	0,10-2	1,00	0,90-3	1,00	0,90-3	1,00	0,99	0,55-2	0,28	1,00	0,56	0,56				
	20	1,00	1,00	0,77-3	1,00	0,59-3	1,00	0,52-3	1,00	0,52-3	1,00	1,00	0,32-2	0,18	1,00	0,56	0,56				
																				$\frac{n_1}{n_e} = 7,00-1$	
																				$K_B = -1,68$	
																				$\frac{n_1}{n_e} = 8,20-1$	
																				$K_B = +0,17$	
																				$\frac{n_1}{n_e} = 1,25+1$	
																				$K_B = +0,96$	
																				$\frac{n_1}{n_e} = 3,22+2$	
																				$K_B = +0,91$	
																				$\frac{n_1}{n_e} = 5,24+2$	
																				$K_B = +0,79$	

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{22}	b_i	β_{22}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{22}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{22}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{22}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{22}	$\delta, \text{ д.}$
$T_e = 10\,000^\circ \text{K}$																		
10^{14}	1	7,98+2		2,44+1			4,65			3,44			3,34			3,34		
	2	2,47		3,29			2,47			1,44			1,34			1,34		
	3	1,09	1,00	4,99	1,00	5,15	1,12	0,57	3,20	1,07	0,11—1	0,72	1,05	0,11—3	0,71	1,05	0,71	0,71
	4	1,01	1,00	1,00	1,00	1,00	1,02	0,92	1,00	1,01	0,72—1	1,00	1,01	0,76—3	1,00	1,01	1,00	1,00
	5	1,00	1,00	0,37	1,00	0,36	1,00	0,97	0,39	1,00	0,21	1,07	1,00	0,22—2	1,08	1,00	1,00	1,08
	6	1,00	1,00	0,18	1,00	0,18	1,00	0,99	0,19	1,00	0,40	0,98	1,00	0,48—2	1,11	1,00	1,00	1,11
	7	1,00	1,00	0,10	1,00	0,99—1	1,00	0,99	0,11	1,00	0,58	0,79	1,00	0,85—2	1,12	1,00	1,00	1,12
	8	1,00	1,00	0,62—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,67—1	1,00	0,70	0,60	1,00	0,14—1	1,13	1,00	1,00	1,13
	9	1,00	1,00	0,42—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,45—1	1,00	0,78	0,45	1,00	0,21—1	1,13	1,00	1,00	1,13
	10	1,00	1,00	0,29—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,32—1	1,00	0,84	0,34	1,00	0,29—1	1,13	1,00	1,00	1,13
	11	1,00	1,00	0,22—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,23—1	1,00	0,88	0,26	1,00	0,40—1	1,13	1,00	1,00	1,13
	12	1,00	1,00	0,16—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,18—1	1,00	0,91	0,20	1,00	0,53—1	1,13	1,00	1,00	1,13
	13	1,00	1,00	0,13—1	1,00	1,00	1,00	1,00	0,14—1	1,00	0,93	0,16	1,00	0,69—1	1,13	1,00	1,00	1,14
	14	1,00	1,00	0,99—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,11—1	1,00	0,94	0,13	1,00	0,87—1	1,14	1,00	1,00	1,14
	15	1,00	1,00	0,80—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,79—2	1,00	0,95	0,10	1,00	0,11	1,14	1,00	1,00	1,14
	16	1,00	1,00	0,65—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,65—2	1,00	0,96	0,86—1	1,00	0,13	1,14	1,00	1,00	1,14
	17	1,00	1,00	0,54—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,54—2	1,00	0,97	0,72—1	1,00	0,16	1,13	1,00	1,00	1,14
	18	1,00	1,00	0,45—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,45—2	1,00	0,97	0,61—1	1,00	0,19	1,13	1,00	1,00	1,14
	19	1,00	1,00	0,38—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,38—2	1,00	0,98	0,52—1	1,00	0,22	1,12	1,00	1,00	1,14
	20	1,00	1,00	0,33—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,32—2	1,00	0,98	0,44—1	1,00	0,26	1,11	1,00	1,00	1,14
	25	1,00	1,00	0,16—2	1,00	1,00	1,00	1,00	0,16—2	1,00	0,99	0,22—1	1,00	0,44	0,97	1,00	1,00	1,14
	30	1,00	1,00	0,95—3	1,00	1,00	1,00	1,00	0,10—2	1,00	0,99	0,13—1	1,00	0,61	0,76	1,00	1,00	1,14
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,38 + 2,$ $K_B = +0,70$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 7,27,$ $K_B = +0,70$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 1,39,$ $K_B = +0,66$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 1,03,$ $K_B = -1,44$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 1,00,$ $K_B = -3,42$																	

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{22}	b_i	β_{22}	b_i	b_i	β_{22}	b_i	β_{22}	b_i	β_{22}	b_i	β_{22}	b_i
$T_e = 15\,000^\circ\text{K}$															
10^6	1	2,15+9		2,14+9		2,11+9	1,76+9		2,50+7		2,54+6		1,10+7		
	2	6,94		4,51+2		4,47+4	3,72+6		18,4		1,66+5	0,79-5	7,26+5		
	3	2,21	1,00	4,65	1,00	5,14	2,11+2	0,37-1			2,31+4	0,56-4	8,62+4	2,67	
	4	1,69	1,00	2,65	1,00	3,14	5,90	0,26			1,00		1,66+4	1,00	
	5	1,49	1,00	0,37	1,00	2,50	1,00	0,33	0,57	0,51	5,12+3	0,17-3	4,46+3	0,33	
	6	1,40	1,00	0,18	1,00	2,19	0,15	0,76	0,76	0,27	1,55+3	0,36-3	1,51+3	0,12	
	7	1,34	1,00	0,10	1,00	2,00	0,80-1	0,85			5,78+2	0,64-3	6,05+2	0,52-1	
	8	1,30	1,00	0,62-1	1,00	1,86	0,48-1	0,90	0,96-1		2,52+2	0,10-2	2,76+2	0,25-1	
	9	1,27	1,00	0,41-1	1,00	1,75	0,31-1	0,94	0,63-1		1,23+2	0,15-2	1,39+2	0,13-1	
	10	1,24	1,00	0,29-1	1,00	1,65	0,21-1	0,95	0,43-1		6,59+1	0,22-2	7,57+1	0,70-2	
	11	1,21	1,00	0,21-1	1,00	1,55	0,14-1	0,97	0,30-1		3,79+1	0,30-2	4,41+1	0,41-2	
	12	1,18	1,00	0,15-1	1,00	1,46	0,10-1	0,97	0,21-1		2,32+1	0,40-2	2,71+1	0,26-2	
	13	1,15	1,00	0,12-1	1,00	1,36	0,74-2	0,98	0,16-1		1,49+1	0,51-2	1,75+1	0,17-2	
	14	1,12	1,00	0,90-2	1,00	1,28	0,56-2	0,98	0,12-1		1,01+1	0,65-2	1,19+1	0,11-2	
	15	1,09	1,00	0,71-2	1,00	1,22	0,43-2	0,99	0,89-2		7,12	0,81-2	8,34	0,80-3	
	16	1,07	1,00	0,57-2	1,00	1,17	0,34-2	0,99	0,70-2		5,23	0,99-2	6,09	0,59-3	
	17	1,06	1,00	0,47-2	1,00	1,13	0,30-2	0,99	0,56-2		3,99	0,12-1	4,61	0,44-3	
	18	1,04	1,00	0,39-2	1,00	1,10	0,22-2	0,99	0,45-2		3,16	0,14-1	3,61	0,35-3	
	19	1,03	1,00	0,33-2	1,00	1,08	0,18-2	0,99	0,38-2		2,59	0,17-1	2,92	0,28-3	
	20	1,03	1,00	0,28-2	1,00	1,06	0,15-2	1,00	0,32-2		2,18	0,20-1	2,43	0,24-3	
	25	1,01	1,00	0,14-2	1,00	1,02	0,75-3	1,02	0,15-2		1,31	0,39-1	1,37	0,13-3	
	30	1,00	1,00	0,79-3	1,00	1,00	0,42-3	1,00	0,87-3		1,07	0,68-1	1,08	0,11-3	
$n_1/n_e = 1,81, K_B = +0,68$															
$n_1/n_e = 1,80, K_B = +0,88$															
$n_1/n_e = 1,77, K_B = +0,95$															
$n_1/n_e = 1,48, K_B = +0,64$															
$n_1/n_e = 2,10-2, K_B = +0,56$															
$n_1/n_e = 9,24-3$															

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	$\delta. A.$	b_i	β_{i2}	$\delta. A.$	b_i	β_{i2}	$\delta. A.$	b_i	β_{i2}	$\delta. A.$	b_i	β_{i2}	$\delta. A.$	b_{i2}	$\delta. A.$
$T_e = 15\,000\text{ }^\circ\text{K}$																		
1	2,03+7				2,01+7			1,56+7			2,53+5			1,11+5			1,10+5	
2	6,57				4,24+2			3,30+4			2,59+4			7,44+3			7,26+3	
3	2,09	1,00	4,72		4,39	1,00	6,35	7,38	0,88	7,39	1,70+3	0,78-3	3,68	8,74+2	0,12-4	2,66	8,63+2	2,66
4	1,59	1,00	1,00		2,49	1,00	1,00	3,21	0,98	1,00	2,36+2	0,55-2	1,00	1,69+2	0,85-4	1,00	1,67+2	1,00
5	1,40	1,00	0,37		1,83	1,00	0,31	2,35	0,99	0,31	5,23+1	0,16-1	0,28	4,60+1	0,25-3	0,34	4,55+1	0,34
6	1,28	1,00	0,17		1,50	1,00	0,13	1,90	1,00	0,13	1,62+1	0,35-1	0,94-1	1,63+1	0,54-3	0,13	1,61+1	0,13
7	1,18	1,00	0,94-1		1,30	1,00	0,66-1	1,56	1,00	0,62-1	6,64	0,63-1	0,41-1	7,13	0,97-3	0,61-1	7,04	0,61-1
8	1,10	1,00	0,56-1		1,17	1,00	0,38-1	1,33	1,00	0,34-1	3,47	0,10	0,22-1	3,79	0,16-2	0,33-1	3,75	0,33-1
9	1,04	1,00	0,36-1		1,10	1,00	0,24-1	1,19	1,00	0,21-1	2,21	0,15	0,14-1	2,40	0,23-2	0,22-1	2,38	0,22-1
10	1,00	1,00	0,24-1		1,06	1,00	0,17-1	1,12	1,00	0,14-1	1,65	0,22	0,11-1	1,76	0,33-2	0,16-1	1,75	0,16-1
11	1,00	1,00	0,18-1		1,04	1,00	0,12-1	1,07	1,00	0,98-2	1,37	0,29	0,88-2	1,44	0,46-2	0,13-1	1,43	0,13-1
12	1,00	1,00	0,14-1		1,02	1,00	0,90-2	1,04	1,00	0,73-2	1,22	0,36	0,75-2	1,27	0,60-2	0,12-1	1,26	0,12-1
13	1,00	1,00	0,11-1		1,01	1,00	0,70-2	1,03	1,00	0,56-2	1,14	0,44	0,66-2	1,17	0,78-2	0,11-1	1,17	0,11-1
14	1,00	1,00	0,85-2		1,01	1,00	0,55-2	1,02	1,00	0,44-2	1,09	0,51	0,58-2	1,11	0,99-2	0,10-1	1,11	0,10-1
15	1,00	1,00	0,69-2		1,01	1,00	0,44-2	1,01	1,00	0,35-2	1,06	0,57	0,51-2	1,07	0,12-1	0,10-1	1,07	0,10-1
16	1,00	1,00	0,57-2		1,00	1,00	0,36-2	1,01	1,00	0,29-2	1,04	0,63	0,45-2	1,05	0,15-1	0,10-1	1,05	0,10-1
17	1,00	1,00	0,47-2		1,00	1,00	0,30-2	1,01	1,00	0,24-2	1,03	0,68	0,40-2	1,04	0,18-1	0,98-2	1,04	0,99-2
18	1,00	1,00	0,39-2		1,00	1,00	0,25-2	1,00	1,00	0,20-2	1,02	0,72	0,35-2	1,03	0,22-1	0,98-2	1,03	0,99-2
19	1,00	1,00	0,33-2		1,00	1,00	0,21-2	1,00	1,00	0,17-2	1,02	0,75	0,31-2	1,02	0,26-1	0,97-2	1,02	0,98-2
20	1,00	1,00	0,28-2		1,00	1,00	0,18-2	1,00	1,00	0,14-2	1,01	0,78	0,28-2	1,01	0,30-1	0,97-2	1,01	0,98-2
25	1,00	1,00	0,14-2		1,00	1,00	0,93-3	1,00	1,00	0,73-3	1,00	0,88	0,16-2	1,00	0,59-1	0,96-2	1,00	0,97-2
30	1,00	1,00	0,83-3		1,00	1,00	0,54-3	1,00	1,00	0,42-3	1,00	0,93	0,95-3	1,00	0,10	0,96-2	1,00	0,97-2
$n_1/n_e = 1,71, \quad K_B = +0,66$																		
$n_1/n_e = 1,31, \quad K_B = +0,95$																		
$n_1/n_e = 2,13-2, \quad K_B = +0,57$																		
$n_1/n_e = 9,32-3, \quad K_B = -1,39$																		
$n_1/n_e = 9,24-3$																		

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{i2}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{i2}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{i2}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	$\delta, \text{ д.}$
$T_e = 15\,000^\circ \text{K}$															
10^{12}	1	1,73+5			1,12+5	1,00		2,62+3	1,11+3		1,11+3		1,11+3		
	2	5,59			2,33+2	1,00		2,71+2	7,92+1		7,38+1		7,36+1		
	3	1,77	1,00	4,96	3,98	1,00	8,21	1,72+1	0,77-1	3,42	0,11-2	1,90	0,12-4	1,86	1,86
	4	1,28	1,00	1,00	1,74	1,00	1,00	3,06	0,46	1,00	0,80-2	1,00	0,85-4	1,00	1,00
	5	1,10	1,00	0,36	1,21	1,00	0,29	1,48	0,75	0,33	0,24-1	0,65	0,25-3	0,67	0,67
	6	1,03	1,00	0,17	1,07	1,00	0,13	1,15	0,87	0,15	0,51-1	0,56	0,54-3	0,59	0,59
	7	1,01	1,00	0,99-1	1,03	1,00	0,74-1	1,06	0,92	0,88-1	0,91-1	0,54	0,97-3	0,57	0,57
	8	1,01	1,00	0,63-1	1,01	1,00	0,47-1	1,03	0,95	0,56-1	0,15	0,53	0,16-2	0,57	0,57
	9	1,00	1,00	0,43-1	1,01	1,00	0,32-1	1,01	0,97	0,38-1	0,22	0,53	0,16-2	1,01	0,58
	10	1,00	1,00	0,30-1	1,00	1,00	0,22-1	1,01	0,98	0,27-1	0,30	0,52	0,34-2	1,01	0,58
	11	1,00	1,00	0,22-1	1,00	1,00	0,17-1	1,00	0,98	0,20-1	0,39	0,49	0,46-2	1,00	0,59
	12	1,00	1,00	0,17-1	1,00	1,00	0,13-1	1,00	0,99	0,16-1	0,47	0,45	0,61-2	1,00	0,59
	13	1,00	1,00	0,13-1	1,00	1,00	0,98-2	1,00	0,99	0,12-1	0,55	0,41	0,78-2	1,00	0,59
	14	1,00	1,00	0,11-1	1,00	1,00	0,78-2	1,00	0,99	0,96-2	1,00	0,36	0,99-2	1,00	0,60
	15	1,00	1,00	0,86-2	1,00	1,00	0,63-2	1,00	0,99	0,78-2	1,00	0,67	0,12-1	1,00	0,60
	16	1,00	1,00	0,70-2	1,00	1,00	0,52-2	1,00	1,00	0,64-2	1,00	0,72	0,15-1	1,00	0,60
	17	1,00	1,00	0,58-2	1,00	1,00	0,43-2	1,00	1,00	0,53-2	1,00	0,76	0,18-1	1,00	0,60
	18	1,00	1,00	0,49-2	1,00	1,00	0,36-2	1,00	1,00	0,44-2	1,00	0,79	0,22-1	1,00	0,60
	19	1,00	1,00	0,41-2	1,00	1,00	0,30-2	1,00	1,00	0,38-2	1,00	0,82	0,26-1	1,00	0,60
	20	1,00	1,00	0,35-2	1,00	1,00	0,26-2	1,00	1,00	0,32-2	1,00	0,84	0,30-1	1,00	0,60
	25	1,00	1,00	0,18-2	1,00	1,00	0,13-2	1,00	1,00	0,16-2	1,00	0,92	0,60-1	1,00	0,61
	30	1,00	1,00	0,10-2	1,00	1,00	0,76-3	1,00	1,00	0,94-3	1,00	0,95	0,10	1,00	0,61
$n_1/n_e = 1,45, K_B = +0,56$															
$n_1/n_e = 2,20-2, K_B = +0,60$															
$n_1/n_e = 9,32-3, K_B = -1,19$															
$n_1/n_e = 9,32-3, K_B = -3,19$															

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-3}			10^{-4}			10^{-5}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$	
	i	b_i	β_{i2}	σ	δ	δ	b_i	β_{i2}	δ	δ	b_i	β_{i2}	δ	δ
$T_e = 20\,000^\circ\text{K}$														
1	2,11+9						2,08+9				1,74+9			2,59+7
2	7,04						4,65+4				3,87+6			1,12+6
3	2,28	1,00	4,13			5,56	5,47	0,99	5,21		1,83+3	0,49-2	87,7	1,18+5
4	1,75	1,00	1,00			1,00	3,29	1,00	1,00		9,23	0,35-1	1,00	2,19+4
5	1,55	1,00	0,39			1,00	2,62	1,00	0,35		4,55	0,10	0,65	5,92+3
6	1,45	1,00	0,20			1,00	2,06	1,00	0,16		3,33	0,22	0,54	2,15+3
7	1,39	1,00	0,11			1,00	1,73	1,00	0,15		2,29	0,37	0,44	8,20+2
8	1,35	1,00	0,70-1			1,00	1,56	1,00	0,79-1		2,09	0,51	0,34	3,44+2
9	1,31	1,00	0,47-1			1,00	1,45	1,00	0,48-1		1,94	0,63	0,26	1,78+2
10	1,28	1,00	0,33-1			1,00	1,38	1,00	0,31-1		1,82	0,71	0,19	9,75+1
11	1,25	1,00	0,24-1			1,00	1,33	1,00	0,22-1		1,72	0,83	0,14	5,70+1
12	1,22	1,00	0,18-1			1,00	1,24	1,00	0,16-1		1,61	0,86	0,11	3,52+1
13	1,18	1,00	0,13-1			1,00	1,19	1,00	0,11-1		1,51	0,89	0,08	2,27+1
14	1,15	1,00	0,10-1			1,00	1,16	1,00	0,08-2		1,41	0,91	0,07	1,53+1
15	1,12	1,00	0,82-2			1,00	1,12	1,00	0,66-2		1,32	0,92	0,06	0,90-3
16	1,09	1,00	0,66-2			1,00	1,10	1,00	0,52-2		1,25	0,94	0,05	7,75
17	1,07	1,00	0,54-2			1,00	1,08	1,00	0,42-2		1,19	0,96	0,04	5,80
18	1,06	1,00	0,44-2			1,00	1,06	1,00	0,34-2		1,15	0,98	0,03	4,48
19	1,04	1,00	0,37-2			1,00	1,05	1,00	0,28-2		1,12	0,99	0,02	3,56
20	1,03	1,00	0,32-2			1,00	1,04	1,00	0,24-2		1,09	0,99	0,01	2,91
25	1,01	1,00	0,16-2			1,00	1,01	1,00	0,20-2		1,07	0,98	0,00	1,50
30	1,00	1,00	0,90-3			1,00	1,00	1,00	0,99-3		1,02	0,99	0,00	1,11
$n_e = 10^8$														
$\frac{n_1}{n_e} = 8,29-2,$							$\frac{n_1}{n_e} = 8,17-2,$							$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3$
$K_B = +0,55$							$K_B = +0,82$							$K_B = -0,10$
$\frac{n_1}{n_e} = 8,29-2,$							$\frac{n_1}{n_e} = 8,29-2,$							$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3$
$K_B = +0,55$							$K_B = +0,75$							$K_B = -0,10$

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	β_{i2}	b_i	β_{i2}	β_{i2}	b_i	β_{i2}	β_{i2}	b_i	β_{i2}	β_{i2}	b_i	β_{i2}	b_i	β_{i2}	b_i
$T_e = 20\,000^\circ\text{K}$																		
10^{10}	1	2,02+7			1,99+7			1,57+7			3,38+5			2,59+5			2,59+5	
	2	6,74			4,40+2			3,49+4			1,60+4			1,13+4			1,12+4	
	3	2,18	1,00	4,14	4,60	1,00	5,61	1,65+1	0,43	6,99	1,38+3	0,24-3	2,62	1,18+3	0,26-5	2,45	1,18+3	2,45
	4	1,67	1,00	1,00	2,60	1,00	1,00	3,67	0,87	1,00	2,38+2	0,17-2	1,00	2,20+2	0,18-4	1,00	2,20+2	1,00
	5	1,47	1,00	0,39	1,92	1,00	0,32	2,55	0,95	0,34	6,30+1	0,50-2	0,35	6,03+1	0,54-4	0,36	6,02+1	0,36
	6	1,35	1,00	0,19	1,57	1,00	0,14	2,04	0,98	0,15	2,31+1	0,11-1	0,14	2,25+1	0,12-3	0,15	2,25+1	0,15
	7	1,24	1,00	0,10	1,34	1,00	0,73-1	1,64	0,99	0,72-1	9,37	0,19-1	0,63-1	9,21	0,21-3	0,67-1	9,19	0,67-1
	8	1,15	1,00	0,63-1	1,20	1,00	0,42-1	1,38	0,99	0,39-1	4,48	0,31-1	0,32-1	4,44	0,83-3	0,34-1	4,43	0,34-1
	9	1,09	1,00	0,41-1	1,12	1,00	0,27-1	1,22	1,00	0,24-1	2,78	0,46-1	0,20-1	2,77	0,50-3	0,22-1	2,77	0,22-1
	10	1,06	1,00	0,28-1	1,07	1,00	0,18-1	1,14	1,00	0,16-1	1,97	0,66-1	0,15-1	1,97	0,71-3	0,16-1	1,97	0,16-1
	11	1,03	1,00	0,21-1	1,04	1,00	0,13-1	1,08	1,00	0,11-1	1,56	0,90-1	0,12-1	1,56	0,98-3	0,13-1	1,56	0,13-1
	12	1,02	1,00	0,16-1	1,03	1,00	0,10-1	1,05	1,00	0,84-2	1,34	0,12	0,10-1	1,34	0,13-2	0,11-1	1,34	0,11-1
	13	1,01	1,00	0,12-1	1,02	1,00	0,78-2	1,03	1,00	0,64-2	1,21	0,15	0,93-2	1,22	0,17-2	0,10-1	1,22	0,10-1
	14	1,01	1,00	0,96-2	1,01	1,00	0,62-2	1,02	1,00	0,51-2	1,14	0,19	0,88-2	1,14	0,21-2	0,96-2	1,14	0,96-2
	15	1,01	1,00	0,77-2	1,01	1,00	0,50-2	1,02	1,00	0,41-2	1,09	0,24	0,84-2	1,10	0,26-2	0,92-2	1,10	0,92-2
	16	1,00	1,00	0,63-2	1,01	1,00	0,41-2	1,01	1,00	0,33-2	1,07	0,28	0,80-2	1,07	0,32-2	0,90-2	1,07	0,90-2
	17	1,00	1,00	0,53-2	1,00	1,00	0,34-2	1,01	1,00	0,28-2	1,05	0,34	0,77-2	1,05	0,39-2	0,89-2	1,05	0,89-2
	18	1,00	1,00	0,44-2	1,00	1,00	0,28-2	1,01	1,00	0,23-2	1,03	0,38	0,74-2	1,03	0,46-2	0,88-2	1,03	0,88-2
	19	1,00	1,00	0,37-2	1,00	1,00	0,24-2	1,00	1,00	0,20-2	1,02	0,43	0,70-2	1,03	0,55-2	0,87-2	1,03	0,88-2
	20	1,00	1,00	0,32-2	1,00	1,00	0,21-2	1,00	1,00	0,17-2	1,02	0,48	0,66-2	1,02	0,64-2	0,87-2	1,02	0,87-2
	25	1,00	1,00	0,16-2	1,00	1,00	0,10-2	1,00	1,00	0,85-3	1,00	0,67	0,46-2	1,00	0,13-1	0,86-2	1,00	0,87-2
	30	1,00	1,00	0,94-3	1,00	1,10	0,60-3	1,00	1,00	0,49-3	1,00	0,79	0,31-2	1,00	0,22-1	0,86-2	1,00	0,87-2
	$\frac{n_1}{n_e} = 7,94-2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 7,82-2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 6,17-2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 1,33-3,$			$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3,$			$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3,$		
	$K_B = +0,53$			$K_B = +0,72$			$K_B = +0,81$			$K_B = -0,10$			$K_B = -2,09$					

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0=1$			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{22}	δ	δ	δ	b_i	β_{22}	δ	δ	δ	b_i	β_{22}	δ	δ
$T_e = 20\,000^\circ\text{K}$															
10 ¹²	1	1,73+5					1,16+5					2,59+3			
	2	5,76					2,51+2					1,13+2			
	3	1,84	1,00	4,41			4,36	0,99	7,42			1,28+1	0,26-5	1,83	2,59+3
	4	1,33	1,00	1,00	1,84		1,84	1,00	1,00			3,19	0,18-4	1,00	1,13+2
	5	1,11	1,00	0,37	1,25		1,25	1,00	0,30			1,59	0,54-4	0,66	1,28+1
	6	1,04	1,00	0,18	1,09		1,09	1,00	0,14			1,22	0,12-3	0,57	1,59
	7	1,02	1,00	0,11	1,03		1,03	1,00	0,79-1			1,08	0,21-3	0,54	1,21
	8	1,01	1,00	0,69-1	1,01		1,01	1,00	0,50-1			1,03	0,33-3	0,54	1,08
	9	1,00	1,00	0,47-1	1,01		1,01	1,00	0,34-1			1,02	0,50-3	0,55	1,03
	10	1,00	1,00	0,34-1	1,00		1,00	1,00	0,24-1			1,01	0,71-3	0,56	1,02
	11	1,00	1,00	0,25-1	1,00		1,00	1,00	0,18-1			1,01	0,97-3	0,56	1,01
	12	1,00	1,00	0,19-1	1,00		1,00	1,00	0,14-1			1,00	0,13-2	0,57	1,01
	13	1,00	1,00	0,15-1	1,00		1,00	1,00	0,11-1			1,00	0,17-2	0,57	1,00
	14	1,00	1,00	0,12-1	1,00		1,00	1,00	0,86-2			1,00	0,21-2	0,58	1,00
	15	1,00	1,00	0,96-2	1,00		1,00	1,00	0,69-2			1,00	0,26-2	0,58	1,00
	16	1,00	1,00	0,79-2	1,00		1,00	1,00	0,57-2			1,00	0,32-2	0,58	1,00
	17	1,00	1,00	0,66-2	1,00		1,00	1,00	0,47-2			1,00	0,39-2	0,58	1,00
	18	1,00	1,00	0,55-2	1,00		1,00	1,00	0,40-2			1,00	0,46-2	0,59	1,00
	19	1,00	1,00	0,47-2	1,00		1,00	1,00	0,34-2			1,00	0,54-2	0,59	1,00
	20	1,00	1,00	0,40-2	1,00		1,00	1,00	0,29-2			1,00	0,64-2	0,59	1,00
	25	1,00	1,00	0,20-2	1,00		1,00	1,00	0,15-2			1,00	0,13-1	0,59	1,00
	30	1,00	1,00	0,12-2	1,00		1,00	1,00	0,85-3			1,00	0,22-1	0,60	1,00
	$\frac{n_1}{n_e} = 6,80-2,$ $K_B = +0,43$						$\frac{n_1}{n_e} = 4,56-2,$ $K_B = +0,57$						$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3,$ $K_B = -3,93$		
	$\frac{n_1}{n_e} = 1,40-3,$ $K_B = +0,06$						$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3,$ $K_B = -1,93$						$\frac{n_1}{n_e} = 1,02-3,$ $K_B = -3,93$		

Таблица 2 (продолжение)

n_e	$\varrho_{21}^0=1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\varrho_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	$\delta. \lambda.$
$T_e = 20\,000^\circ \text{K}$																		
10^{14}	1	8,38+2			5,74+1			2,76+1			2,69+1			2,69+1			2,61+1	
	2	2,68			3,82			2,33			2,12			2,12			2,12	
	3	1,11	1,00	3,47	1,19			1,14	0,16-1	0,53	1,12	0,17-3	0,52	1,12	0,17-5	0,52	1,12	0,52
	4	1,02	1,00	1,00	1,03			1,03	0,10	1,00	1,02	0,11-2	1,00	1,02	0,11-4	1,00	1,02	1,00
	5	1,00	1,00	0,44	1,01			1,01	0,29	1,22	1,01	0,32-2	1,27	1,01	0,33-4	1,27	1,01	1,27
	6	1,00	1,00	0,23	1,00			1,00	0,51	1,12	1,00	0,69-2	1,43	1,00	0,69-4	1,43	1,00	1,43
	7	1,00	1,00	0,14	1,00			1,00	0,67	0,88	1,00	0,12-1	1,52	1,00	0,12-3	1,52	1,00	1,52
	8	1,00	1,00	0,90-1	1,00			1,00	0,77	0,66	1,00	0,20-1	1,59	1,00	0,20-3	1,59	1,00	1,59
	9	1,00	1,00	0,62-1	1,00			1,00	0,84	0,49	1,00	0,30-1	1,63	1,00	0,30-3	1,63	1,00	1,63
	10	1,00	1,00	0,44-1	1,00			1,00	0,88	0,37	1,00	0,42-1	1,66	1,00	0,42-3	1,66	1,00	1,66
	11	1,00	1,00	0,33-1	1,00			1,00	0,91	0,29	1,00	0,57-1	1,69	1,00	0,58-3	1,69	1,00	1,69
	12	1,00	1,00	0,25-1	1,00			1,00	0,93	0,22	1,00	0,76-1	1,70	1,00	0,76-3	1,70	1,00	1,70
	13	1,00	1,00	0,20-1	1,00			1,00	0,95	0,18	1,00	0,98-1	1,72	1,00	0,99-3	1,72	1,00	1,72
	14	1,00	1,00	0,16-1	1,00			1,00	0,96	0,14	1,00	0,12	1,73	1,00	0,12-2	1,73	1,00	1,73
	15	1,00	1,00	0,13-1	1,00			1,00	0,97	0,12	1,00	0,15	1,74	1,00	0,16-2	1,74	1,00	1,74
	16	1,00	1,00	0,10-1	1,00			1,00	0,97	0,96-1	1,00	0,19	1,74	1,00	0,19-2	1,75	1,00	1,75
	17	1,00	1,00	0,86-2	1,00			1,00	0,98	0,80-1	1,00	0,22	1,73	1,00	0,23-2	1,75	1,00	1,75
	18	1,00	1,00	0,72-2	1,00			1,00	0,98	0,68-1	1,00	0,26	1,71	1,00	0,27-2	1,76	1,00	1,76
	19	1,00	1,00	0,61-2	1,00			1,00	0,98	0,58-1	1,00	0,31	1,68	1,00	0,32-2	1,76	1,00	1,76
	20	1,00	1,00	0,52-2	1,00			1,00	0,99	0,49-1	1,00	0,35	1,64	1,00	0,38-2	1,77	1,00	1,77
	25	1,00	1,00	0,27-3	1,00			1,00	0,99	0,25-1	1,00	0,55	1,31	1,00	0,75-2	1,78	1,00	1,78
	30	1,00	1,00	0,15-2	1,00			1,00	1,00	0,15-1	1,00	0,70	0,96	1,00	0,13-1	1,78	1,00	1,78
$\frac{n_1}{n_e} = 3,29 \dots 2,$ $K_B = +0,32$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,26 \dots 3,$ $K_B = +0,30$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 1,08 \dots 3,$ $K_B = -0,66$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 1,06 \dots 3,$ $K_B = -2,64$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 1,06 \dots 3,$ $K_B = -4,63$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 1,02 \dots 3$																		

таблица 2 (продолжение)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-3}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$					
	i	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$	b_i	β_{i2}	$\delta. \lambda.$		
10^{12}	1	1,73+5			1,19+5			5,39+3			4,44+3			4,43+3			4,43+3				
	2	5,91			2,66+2			1,90+2			1,51+2			1,50+2			1,50+2				
	3	1,91	1,00	4,12	4,74	0,97	6,99	1,86+1	0,99-2	1,92	1,59+1	0,10-3	1,82	1,82	1,57+1	0,10-5	1,82	1,57+1	0,71-5	1,00	1,82
	4	1,36	1,00	1,00	1,93	1,00	1,00	4,10	0,68-1	1,00	3,71	0,71-3	1,00	3,66	3,66	0,21-4	0,63	3,66	0,21-4	1,00	1,00
	5	1,13	1,00	0,38	1,28	1,00	0,30	1,79	0,20	0,59	1,71	0,21-2	0,63	1,70	1,70	0,45-4	0,53	1,70	0,45-4	0,63	0,63
	6	1,05	1,00	0,19	1,10	1,00	0,14	1,26	0,39	0,44	1,24	0,45-2	0,83	1,24	1,24	0,81-4	0,51	1,24	0,81-4	0,53	0,53
	7	1,02	1,00	0,11	1,04	1,00	0,81-1	1,10	0,56	0,33	1,10	0,81-2	0,51	1,10	1,10	0,13-3	0,52	1,10	0,13-3	0,52	0,52
	8	1,01	1,00	0,73-1	1,02	1,00	0,52-1	1,05	0,69	0,25	1,04	0,13-1	0,51	1,04	1,04	0,20-3	0,52	1,04	0,20-3	0,52	0,52
	9	1,00	1,00	0,50-1	1,01	1,00	0,36-1	1,02	0,78	0,19	1,02	0,20-1	0,52	1,02	1,02	0,28-3	0,53	1,02	0,28-3	0,53	0,53
	10	1,00	1,00	0,36-1	1,00	1,00	0,26-1	1,01	0,84	0,15	1,01	0,28-1	0,52	1,01	1,01	0,38-3	0,54	1,01	0,38-3	0,54	0,54
	11	1,00	1,00	0,27-1	1,00	1,00	0,19-1	1,01	0,88	0,11	1,01	0,38-1	0,53	1,01	1,01	0,51-3	0,55	1,01	0,51-3	0,55	0,55
	12	1,00	1,00	0,20-1	1,00	1,00	0,14-1	1,00	0,90	0,90-1	1,00	0,65-1	0,54	1,00	1,00	0,83-3	0,55	1,00	0,83-3	0,55	0,55
	13	1,00	1,00	0,16-1	1,00	1,00	0,11-1	1,00	0,92	0,72-1	1,00	0,83-1	0,54	1,00	1,00	0,10-2	0,55	1,00	0,10-2	0,55	0,55
	14	1,00	1,00	0,13-1	1,00	1,00	0,90-2	1,00	0,94	0,58-1	1,00	0,10	0,55	1,00	1,00	0,13-2	0,56	1,00	0,13-2	0,56	0,56
	15	1,00	1,00	0,10-1	1,00	1,00	0,73-2	1,00	0,95	0,48-1	1,00	0,13	0,55	1,00	1,00	0,15-2	0,56	1,00	0,15-2	0,56	0,56
	16	1,00	1,00	0,85-2	1,00	1,00	0,60-2	1,00	0,96	0,39-1	1,00	0,15	0,55	1,00	1,00	0,18-2	0,56	1,00	0,18-2	0,56	0,56
	17	1,00	1,00	0,70-2	1,00	1,00	0,50-2	1,00	0,97	0,33-1	1,00	0,18	0,55	1,00	1,00	0,22-2	0,56	1,00	0,22-2	0,56	0,56
	18	1,00	1,00	0,59-2	1,00	1,00	0,42-2	1,00	0,97	0,28-1	1,00	0,21	0,55	1,00	1,00	0,25-2	0,56	1,00	0,25-2	0,56	0,56
	19	1,00	1,00	0,50-2	1,00	1,00	0,36-2	1,00	0,98	0,24-1	1,00	0,25	0,55	1,00	1,00	0,50-2	0,57	1,00	0,50-2	0,57	0,57
	20	1,00	1,00	0,43-2	1,00	1,00	0,30-2	1,00	0,98	0,20-1	1,00	0,43	0,49	1,00	1,00	0,87-2	0,57	1,00	0,87-2	0,57	0,57
	25	1,00	1,00	0,22-2	1,00	1,00	0,16-2	1,00	0,99	0,10-1	1,00	0,61-2	0,39	1,00	1,00						
	30	1,00	1,00	0,13-2	1,00	1,00	0,89-3	1,00	0,99	0,61-2	1,00										
$T_e = 25\,000\,^{\circ}\text{K}$																					
$\frac{n_1}{n_e} = 1,00-2,$			$\frac{n_1}{n_e} = 6,90-3,$			$\frac{n_1}{n_e} = 3,13-4,$			$\frac{n_1}{n_e} = 2,58-4,$			$\frac{n_1}{n_e} = 2,57-4,$									
$K_B = +0,35$			$K_B = +0,50$			$K_B = -0,34$			$K_B = -2,37$			$K_B = -4,37$									

Таблица 2 (окончание)

n_e	$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
	i	b_i	β_{22}	δ, μ	b_i	β_{22}	δ, μ	b_i	β_{22}	δ, μ	b_i	β_{22}	δ, μ	b_i	β_{22}	δ, μ	b_i	δ, μ
10^{14}	1	8,60+2			7,90+1			4,62+1			4,53+1			4,53+1			4,53+1	
	2	2,78			3,94			2,64			2,50			2,49			2,49	
	3	1,13	1,00	3,24	1,22	0,56	2,13	1,16	0,72-2	0,50	1,15	0,75-4	0,49	1,15	0,75-6	0,49	1,15	0,49
	4	1,02	1,00	1,00	1,03	0,91	1,00	1,03	0,48-1	1,00	1,03	0,50-3	1,00	1,03	0,50-5	1,00	1,03	1,00
	5	1,00	1,00	0,45	1,01	0,97	0,47	1,01	0,14	1,31	1,01	0,15-2	1,31	1,01	0,15-4	1,31	1,01	1,31
	6	1,00	1,00	0,24	1,00	0,98	0,26	1,00	0,29	1,45	1,00	0,31-2	1,50	1,00	0,31-4	1,50	1,00	1,50
	7	1,00	1,00	0,15	1,00	0,99	0,16	1,00	0,45	1,37	1,00	0,55-2	1,62	1,00	0,55-4	1,62	1,00	1,62
	8	1,00	1,00	0,96-1	1,00	1,00	0,10	1,00	0,59	1,18	1,00	0,89-2	1,70	1,00	0,89-4	1,70	1,00	1,70
	9	1,00	1,00	0,66-1	1,00	1,00	0,72-1	1,00	0,69	0,96	1,00	0,13-1	1,76	1,00	0,13-3	1,76	1,00	1,76
	10	1,00	1,00	0,48-1	1,00	1,00	0,52-1	1,00	0,77	0,76	1,00	0,19-1	1,80	1,00	0,19-3	1,80	1,00	1,80
	11	1,00	1,00	0,36-1	1,00	1,00	0,38-1	1,00	0,82	0,61	1,00	0,26-1	1,83	1,00	0,26-3	1,83	1,00	1,83
	12	1,00	1,00	0,27-1	1,00	1,00	0,30-1	1,00	0,86	0,49	1,00	0,34-1	1,85	1,00	0,34-3	1,85	1,00	1,85
	13	1,00	1,00	0,21-1	1,00	1,00	0,23-1	1,00	0,89	0,39	1,00	0,44-1	1,87	1,00	0,44-3	1,87	1,00	1,87
	14	1,00	1,00	0,17-1	1,00	1,00	0,18-1	1,00	0,91	0,32	1,00	0,56-1	1,89	1,00	0,56-3	1,89	1,00	1,89
	15	1,00	1,00	0,14-1	1,00	1,00	0,15-1	1,00	0,93	0,26	1,00	0,69-1	1,90	1,00	0,69-3	1,90	1,00	1,90
	16	1,00	1,00	0,11-1	1,00	1,00	0,12-1	1,00	0,94	0,22	1,00	0,85-1	1,91	1,00	0,85-3	1,91	1,00	1,91
	17	1,00	1,00	0,94-2	1,00	1,00	0,10-1	1,00	0,95	0,18	1,00	0,10	1,91	1,00	0,10-2	1,91	1,00	1,91
	18	1,00	1,00	0,79-2	1,00	1,00	0,86-2	1,00	0,96	0,16	1,00	0,12	1,92	1,00	0,12-2	1,92	1,00	1,92
	19	1,00	1,00	0,67-2	1,00	1,00	0,73-2	1,00	0,96	0,13	1,00	0,14	1,92	1,00	0,14-2	1,93	1,00	1,93
	20	1,00	1,00	0,57-2	1,00	1,00	0,62-2	1,00	0,97	0,12	1,00	0,17	1,93	1,00	0,17-2	1,93	1,00	1,93
	25	1,00	1,00	0,29-2	1,00	1,00	0,32-2	1,00	0,98	0,60-1	1,00	0,32	1,85	1,00	0,34-2	1,95	1,00	1,95
	30	1,00	1,00	0,17-2	1,00	1,00	0,18-2	1,00	0,99	0,35-1	1,00	0,48	1,61	1,00	0,58-2	1,96	1,00	1,96
	$T_e = 25\,000\text{ }^\circ\text{K}$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 4,99-3,$ $K_B = +0,22$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -5,08$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																	
	$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																	
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08$																		
$\frac{n_1}{n_e} = 2,63-4,$ $K_B = -3,08</$																		

Множители $b_i(n_e, \beta_{21}^0, T_e)$. Во всех полученных решениях величины b_i максимальны при $i = 1$; с ростом i они убывают и приближаются к единице, достигая ее, как правило, при $i < 30$. При малых плотностях, низких температурах и высокой прозрачности среды множители b_1 очень велики. Это естественно: в таких условиях заселение верхних уровней ударами малоэффективно из-за низкой плотности вещества и малости сечений взаимодействия, а заселение этих уровней при поглощении квантов малоэффективно из-за большой вероятности свободного выхода излучения из среды. Поэтому необходим огромный запас атомов в основном состоянии, чтобы эти малоэффективные механизмы балансировали беспрепятственно совершающиеся каскадные переходы вниз и тем самым обеспечивали стационарную населенность возбужденных уровней. С увеличением электронной плотности возрастает частота столкновений, с увеличением температуры растут сечения взаимодействия; наконец, с уменьшением прозрачности уменьшается и вероятность свободного выхода кванта, и каскадные переходы с меньшей эффективностью опустошают возбужденные уровни. В результате каждое из трех перечисленных изменений параметров приводит к монотонному уменьшению b_1 . При высокой прозрачности среды, когда основной механизм заселения первого уровня — каскадные переходы — не зависит от электронной плотности, а эффективность основного механизма опустошения этого уровня — электронные удары — пропорциональна n_e , величина b_1 пропорциональна $1/n_e$.

Хотя $b_1(n_e, \beta_{21}^0, T_e)$ монотонно зависит от всех своих аргументов и для каждого решения системы (14) величина b_i является невозрастающей функцией i , зависимости $b_i(n_e, \beta_{21}^0, T_e)$ при $i \neq 1$ носят более сложный характер.

Из табл. 2 следует, что множители b_2 убывают с увеличением электронной плотности, хотя и не так быстро, как b_1 ; но зависимость $b_2(\beta_{21}^0)$ не монотонна. Очевидно, дело в том, что с уменьшением прозрачности среды прежде всего запираются L_α -кванты: диффузия L_α -квантов сближает b_1 и b_2 , т. е. приводит к возрастанию населенности второго уровня n_2 и, следовательно, коэффициента b_2 . Однако по мере дальнейшего уменьшения β_{21}^0 в среде начинают эффективно запираются H_α -кванты, диффузия которых сближает b_2 и b_3 , т. е. увеличивает n_3 за счет n_2 и, следовательно, уменьшает b_2 . Подобные рассуждения справедливы и для более высоких уровней. Но из-за быстрого роста эффективности ударных взаимодействий с увеличением номера уровня возможна и такая ситуация, когда b_i увеличено за счет диффундирующих в среде квантов, а b_j , где $j \geq i + 1$, возрастает уже за счет ударных возбуждений $n_i \rightarrow n_j$. При этом, естественно, начинают запираются кванты более высоких серий.

Увеличение электронной плотности и электронной температуры дает сходный эффект: в среде возрастает роль ударных взаимодействий и уменьшается относительная роль радиативных переходов. Но, как следует из табл. 2, усиление ударных взаимодействий часто приводит не к простому приближению всех b_i к единице, а к заметному уменьшению перенаселенности нижних уровней и одновременно к появлению небольшой перенаселенности более высоких уровней; лишь дальнейшее повышение плотности приводит к приближению всех b_i к единице. В результате таких сложных взаимодействий величины $b_i(n_e, \beta_{21}^0, T_e)$ при $i > 1$ обнаруживают различные зависимости от своих аргументов: многие b_i имеют «горбы» с максимумом внутри рассматриваемого диапазона величин n_e и β_{21}^0 , другие обнаруживают только монотонный выход на «плато».

Вероятности выхода квантов из среды. Величины β_{ik} определяются прежде всего независимым параметром задачи β_{21}^0 , который соответствует вероятности выхода L_α -квантов. При $\beta_{21}^0 \geq 10^{-2}$ среда практически прозрачна для всех бальмеровских квантов, а при достаточно малых β_{21}^0 вели-

чины β_{ik} становятся пропорциональны этому параметру. С ростом номера линии прозрачность среды монотонно возрастает, и для большинства рассчитанных вариантов $\beta_{30,2} \approx 1$. Зависимость $\beta_{i2}(n_e, T_e)$ физически обусловлена описанным выше механизмом ударно-радиативного возбуждения верхних уровней.

Прозрачность среды в частотах субординатных серий удобно характеризовать величиной

$$\beta_{i,i-1}^0 = \frac{32}{81} \frac{(2i-1)^4}{i^5(i-1)^5} \frac{g_{21}}{g_{i,i-1}} \frac{b_1 e^{x_1} - b_2 e^{x_2}}{b_{i-1} e^{x_{i-1}} - b_i e^{x_i}} \beta_{21}^0, \quad (18)$$

которая определяет вероятность выхода кванта первой линии соответствующей серии. Отношение $\beta_{i,i-1}^0/\beta_{21}^0$ обнаруживает немонотонное изменение с ростом i : для малых номеров это отношение мало из-за большой величины b_{i-1} , а для больших i , когда $b_{i-1} \approx b_i \approx 1$, $\beta_{i,i-1}^0/\beta_{21}^0 \rightarrow 1/i^3$. Иными словами, непрозрачность начальных серий обусловлена перенаселенностью нижних уровней, а непрозрачность старших серий — быстрым ростом коэффициента поглощения. Когда $\beta_{21}^0 = 1$, то среда оказывается прозрачной в частотах по крайней мере всех первых 30 серий. С уменьшением прозрачности в L_α число серий, кванты которых свободно уходят из среды, уменьшается. В табл. 3 для всех рассчитанных моделей приведены номера серий, для которых $\beta_{i,i-1}^0 \geq 1$; из таблицы следует, что для многих вариантов среда оказывается непрозрачной для всех квантов линейчатого излучения.

Таблица 3

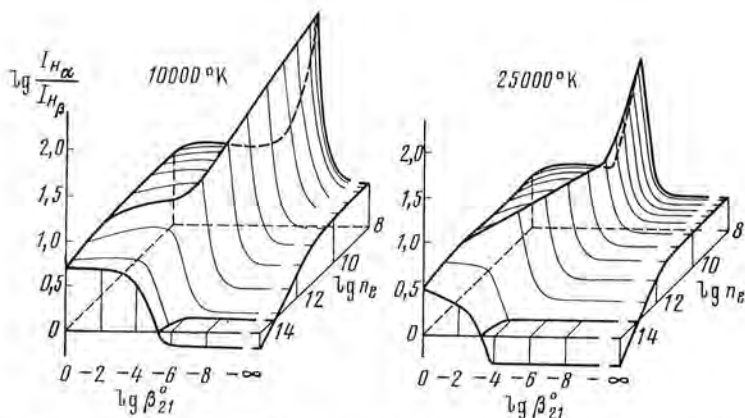
$T_e, ^\circ\text{K}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	β_{21}^0					$T_e, ^\circ\text{K}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	β_{21}^0				
		1	10^{-2}	10^{-4}	10^{-6}	10^{-8}			1	10^{-2}	10^{-4}	10^{-6}	10^{-8}
10 000	10^8	1—30	2—30	2—30	2—30	4—30	20 000	10^8	1—30	2—30	2—30	3—30	—
	10^{10}	1—30	2—30	2—30	3—30	—		10^{10}	1—30	2—30	3—30	—	—
	10^{12}	1—30	2—30	2—30	—	—		10^{12}	1—30	2—30	—	—	—
	10^{14}	1—30	2—30	3—7	—	—		10^{14}	1—30	2—7	—	—	—
15 000	10^8	1—30	2—30	2—30	3—30	—	25 000	10^8	1—30	2—30	2—30	4—30	—
	10^{10}	1—30	2—30	2—30	—	—		10^{10}	1—30	2—30	3—30	—	—
	10^{12}	1—30	2—30	4—13	—	—		10^{12}	1—30	2—30	—	—	—
	10^{14}	1—30	2—14	—	—	—		10^{14}	1—30	3—4	—	—	—

4. Результаты вычислений: ударный бальмеровский декремент

Согласно формуле (13), б. д. определяется произведением нескольких монотонных функций i ; однако в результате получается набор весьма разнообразных декрементов.

При $\beta_{21}^0 = 1$ и низкой плотности рассчитанные б. д. практически совпадают с результатами вычислений Паркера [4], хотя множители b_i , полученные Паркером с использованием других данных о сечениях ударных взаимодействий, систематически и заметно меньше соответствующих величин в табл. 2. Как известно, ударные декременты в прозрачных средах заметно круче радиативных декрементов. Поскольку в обеих моделях $\beta_{ik} = 1$, то дело здесь лишь в разных населенностях уровней. При сравнительно низкой температуре с сильно перенаселенного первого уровня эффективно возбуждаются ударами лишь первые бальмеровские линии. С ростом температуры удары более равномерно возбуждают все уровни, и декремент становится положе, оставаясь все же более крутым, чем чисто радиативный декремент.

По мере уменьшения прозрачности среды б. д. претерпевает существенные изменения, причем, как видно из табл. 2, характер этих изменений



Зависимость отношения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ от электронной плотности и прозрачности среды для двух электронных температур

определяется прежде всего электронной плотностью. При малой плотности отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ с уменьшением β_{21}^0 сперва несколько нарастает, затем после неглубокого минимума достигает резкого максимума, равного нескольким десяткам, а при $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ превосходящего даже 200. При высокой же плотности электронов отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ либо сразу уменьшается с уменьшением β_{21}^0 , либо это уменьшение происходит после очень незначительного подъема. Существенно, что при большой плотности и малых β_{21}^0 величина $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ становится заметно меньше единицы, т. е. имеет место инверсное отношение интенсивностей линий. Общее представление о характере изменения отношения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ дает рисунок. Из рисунка следует, что с повышением температуры максимальные значения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ уменьшаются по величине и смещаются в сторону больших β_{21}^0 ; одновременно инверсный декремент становится более четко выраженным и простирается в область больших β_{21}^0 .

После перевала через «хребет» при всех плотностях и температурах отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ быстро уменьшается, но затем при дальнейшем уменьшении β_{21}^0 практически перестает зависеть от этого параметра. Этот результат можно было предвидеть на основании формального анализа исходных уравнений.

При $\beta_{21}^0 \rightarrow 0$ согласно (10) все $\beta_{ik}^0 \rightarrow 0$ и согласно (8) $\beta_{ik} \approx \beta_{ik}^0$; тогда отношение β_{i2}/β_{42} , входящее в выражение для б.д., может быть заменено отношением $\beta_{i2}^0/\beta_{42}^0$. После несложных преобразований из (13) получаем следующее выражение:

$$\frac{I_{i2}}{I_{42}} = \left[\frac{4}{3} \left(1 - \frac{4}{t^2} \right) \right]^4 \left(\frac{b_2 e^{x_2}}{b_4 e^{x_4}} - 1 \right) : \left(\frac{b_2 e^{x_2}}{b_i e^{x_i}} - 1 \right). \quad (19)$$

Очевидно, что для такой замены достаточно, чтобы $\beta_{ik}^0 < 0,1$, но при этом в отношении (19) сохраняется зависимость $b_i(\beta_{21}^0)$. При дальнейшем уменьшении β_{21}^0 все члены радиативного взаимодействия между дискретными уровнями, входящие в (14), становятся пренебрежимо малы по сравнению с членами ударного взаимодействия, и получающиеся при этом величины b_i дают б.д., не зависящий от β_{21}^0 , и его естественно называть асимптотическим. Таким образом, асимптотический б.д. и, в частности, те величины, к которым приближается отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ после перевала через «хребет», возникают в условиях, когда распределение нейтральных атомов по энергетическим уровням определяется только ударами и радиативной рекомби-

нацией. Ясно, что чем выше плотность среды, тем при больших β_{21}^0 могут быть достигнуты эти условия.

Асимптотические б.д. были вычислены для всех рассмотренных температур и плотностей и приведены в последних столбцах табл. 2. Практически вычисление этих предельных декрементов проводилось по общей схеме при $\beta_{21}^0 = 10^{-14}$; как показала проверка, отличия от истинных предельных величин при этом не превышают 0,1%. Очевидно, что интервал β_{21}^0 от 1 до появления асимптотического декремента исчерпывает весь значимый для б.д. диапазон изменения этого независимого параметра.

Из рассмотрения табл. 2 следует, что «хребет» максимальных значений I_{H_α}/I_{H_β} разделяет на плоскости (n_e, β_{21}^0) области не только с разным поведением этого отношения, но и с разными свойствами б.д. в целом. По мере приближения к этому «хребту» со стороны больших β_{21}^0 отношения I_{i2}/I_{42} при больших i обнаруживают четкую тенденцию к уменьшению, т. е. б.д. в целом становится все более крутым при всех плотностях и температурах. При малых плотностях на самом «хребте» происходит некоторое повышение величин I_{i2}/I_{42} для больших i , которое затем сменяется минимумом и последующим повышением к асимптотическому декременту, сходному с обычным радиативным декрементом. С увеличением плотности среды уменьшаются высоты максимума I_{H_α}/I_{H_β} и одновременно исчезают «горбы» в ходе отношений I_{i2}/I_{42} для больших i : эти отношения монотонно приближаются к асимптотическим. Наибольшее разнообразие обнаруживается в инверсном декременте при высокой плотности: по мере уменьшения прозрачности среды сперва имеет место б.д., где инверсия ограничена лишь несколькими первыми членами серии и при больших i отношения I_{i2}/I_{42} монотонно убывают; затем — декремент, где $I_{i2}/I_{42} > 1$ по крайней мере до $i = 15 \div 25$; наконец, декремент, где отношение I_{i2}/I_{42} монотонно растет начиная с $i = 3$, приближаясь к величине, заметно большей единицы. Общий характер изменения асимптотических б.д. с увеличением плотности среды сходен с характером изменения б.д., которые происходят в плотной среде при уменьшении прозрачности.

5. Результаты вычислений:

ионизация среды

и соотношение линейчатого и непрерывного излучений

В табл. 2 под каждым рассчитанным вариантом даны две дополнительные величины: отношение n_1/n_e и K_B .

Отношения n_1/n_e , подсчитанные по коэффициентам b_1 с помощью формулы (5), позволяют оценить степень ионизации излучающей среды. Как видно из табл. 2, при электронной температуре $10\,000^\circ\text{K}$ число нейтральных частиц в среде сравнимо или даже существенно превосходит число свободных электронов; при $T_e = 25\,000^\circ\text{K}$ число ионизованных частиц на 2—4 порядка величины превосходит число нейтральных атомов. С уменьшением прозрачности отношение n_1/n_e спадает: запертое излучение увеличивает населенность возбужденных уровней, ударная ионизация с которых весьма эффективна. Согласно (5) $n_1/n_e \propto b_1 n_e$, и отношение n_1/n_e начинает убывать с ростом электронной плотности, как только нарушается строгая пропорциональность $b_1 \propto 1/n_e$.

Величина K_B определяется следующим образом:

$$K_B = \lg \frac{b_4 \beta_{42}}{b_4^B}, \quad (20)$$

где b_4^B — множители Мензела для случая B радиативного декремента. Величина K_B показывает, во сколько раз отношение интенсивности линии H_β к интенсивности непрерывного излучения в случае ударного возбуждения в

непрозрачной среде больше (или меньше), чем соответствующее отношение в оптически тонкой для бальмеровских квантов среде при радиативном возбуждении. Или, иными словами, эта величина определяет отношение выхода H_β -квантов от каждой протон-электронной пары в разных моделях излучающей среды. При $\beta_2^0 = 1$ $K_B > 0$: к H_β -квантам, возникающим при рекомбинациях, добавляются H_β -кванты, возникающие при ударном возбуждении четвертого и более высоких уровней. По мере уменьшения прозрачности населенность второго уровня возрастает, в результате чего эффективность ударного возбуждения высоких уровней увеличивается и K_B возрастает. Но, когда прозрачность становится очень мала, в среде начинают уже запыраться H_β -кванты, и величина K_B быстро падает. Из табл. 2 следует, что K_B максимальна там, где отношение I_{H_α}/I_{H_β} максимально или непосредственно перед наибольшим значением этого отношения со стороны больших β_{21}^0 . Очевидно, что при очень малых K_B эмиссионные линии будут теряться на фоне непрерывного излучения среды и модели с $K_B \lesssim -3$ уже не могут иметь отношения к анализу эмиссионных объектов.

6. Обсуждение результатов.

Сравнение с другими теоретическими бальмеровскими декрементами

Отмеченное выше согласие соответствующих б.д. в табл. 2 и в [4] означает лишь, что остающиеся в настоящее время некоторые неопределенности в сечениях ударного возбуждения водорода несущественны для теоретических расчетов б.д.

Хёрн [5] рассчитал отношения интенсивностей I_{H_α}/I_{H_β} в излучении слоя неподвижной плазмы для ряда значений электронной плотности, температуры и оптической толщи τ_{L_α} . Если от τ_{L_α} перейти к β_{21}^0 (см., например, [14]), то результаты [5] тоже оказываются в удовлетворительном согласии с нашими расчетами.

Более интересно сопоставление табл. 2 с результатами Горбацкого [9]. Основное отличие расчетов [9] от изложенной выше схемы состоит в том, что Горбацкий, рассматривая ситуацию, где ионизационное равновесие отсутствует, не определял населенность первого уровня из уравнения стационарности, а задавал отношение n_e/n_1 как свободный параметр задачи. Кроме того, в [9] использованы другие формулы для вычисления сечений ударного взаимодействия и коэффициентов рекомбинации и рассмотрены только 10 первых уровней водородного атома. Проведя расчеты для 15 000°K, $2 \cdot 10^{11} \leq n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $2 \cdot 10^{-9} \leq \beta_{21}^0 \leq 3 \cdot 10^{-5}$ и $n_e/n_1 = (1 \div 4) \cdot 10^4$, Горбацкий получил очень пологий б.д.: $H_\alpha : H_\beta : H_\gamma : H_\delta : H_\epsilon : H_\zeta : H_\eta : H_\theta : H_{10} = 1,55 : 1,00 : 0,72 : 0,61 : 0,54 : 0,52 : 0,51 : 0,50$. Этот декремент близок к тем вариантам в табл. 2, которые соответствуют высокой плотности и малой прозрачности среды; однако точного соответствия здесь нет, по-видимому, из-за разного определения b_1 . Кроме того, при отсутствии ионизационного равновесия, согласно [9], такой б.д. может иметь место в широком диапазоне электронных плотностей от 10^9 до 10^{13} см^{-3} , тогда как в условиях ионизационного равновесия в этом диапазоне плотностей изменения б.д. согласно табл. 2 весьма существенны.

С точки зрения диагностики механизма возбуждения водородной эмиссии в астрофизических объектах наибольший интерес представляет сопоставление приведенных выше ударных б.д. с радиативными б.д. Однозначное сопоставление здесь невозможно, так как эти модели определяются различными независимыми параметрами. Но если из нашей табл. 2 и из расчетов Боярчука [7] сопоставить декременты для сред с одинаковыми электронными температурами и непрозрачностью в L_α , то оказывается, что при $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$ радиативный декремент для различных температур и дилуции ионизирующего излучения сходен с ударным декрементом при вы-

сокой плотности; для $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ аналогичное сходство выражено несколько слабее. В работе [7] отмечается, что на плоскости ($\lg(I_{H\beta}/I_{H\gamma})$, $\lg(I_{H\alpha}/I_{H\beta})$) радиативный б.д. для среды с градиентом скорости и с заметной непрозрачностью в линиях простирается в обе стороны от декрементов для случаев *A* и *B* для неподвижной излучающей среды — как в сторону более пологих, так и более крутых отношений $I_{H\alpha} : I_{H\beta} : I_{H\gamma}$. Вычисленные выше ударные декременты для среды с градиентом скорости и заметной непрозрачностью перекрывают на плоскости ($\lg(I_{H\beta}/I_{H\gamma})$, $\lg(I_{H\alpha}/I_{H\beta})$) область, соответствующую решениям [7], и простираются еще дальше в обе стороны от положений моделей *A* и *B* на этой плоскости.

Качественное поведение величины K_B для радиативных и ударных моделей сходно, но в ударных б.д. эта величина меняется в более широком диапазоне; поэтому использование здесь соотношений, применяемых для оценки числа ионизованных атомов в прозрачной среде по потоку в линии $H\beta$, может как почти на порядок величины зависеть это число, так и снизить его на три порядка величины.

Во время проведения настоящих расчетов появился сборник работ Лууда и Ильмас [15], где проведены вычисления б.д. в среде с градиентом скорости при одновременном действии механизмов радиативного и ударного возбуждений. Очевидно, что такая модель должна давать обширный набор б. д., куда как частные случаи должны входить и наши результаты, и результаты расчетов [7]. Поскольку астрофизическая задача Лууда и Ильмас состояла в анализе *Ve* и симбиотических звезд, то среди опубликованных в [15] данных нет моделей, в которых роль радиативного возбуждения была бы заведомо мала и которые, следовательно, можно было бы сравнить с нашими вычислениями. Следует, однако, отметить, что б.д. в [15] зависит от пяти свободных параметров, определить которые только по наблюдаемому б.д. практически невозможно. Подобные теоретические расчеты могут использоваться при детальном анализе объектов, которые в первом приближении уже изучены, а при первоначальном рассмотрении необходимо, естественно, привлекать более простые схемы с минимальным числом свободных параметров.

Закключение

1. Выше был проведен анализ ударных б.д. во всем диапазоне значимых изменений прозрачности среды. Следует, однако, иметь в виду, что при очень малых β_0^0 исходные уравнения (1) могут оказаться недостаточны; например, при ничтожной прозрачности в L_x среда может стать непрозрачной и в L_c , и тогда рекомбинации на первый уровень частично будут компенсироваться ионизацией диффузными L_c -квантами. Поскольку для непрерывного излучения градиент скорости не дает эффективного просветления среды, то для расчета подобной модели необходимо дополнить уравнения стационарности уравнениями переноса, и задача резко усложняется. Можно, однако, оценить максимальную роль запертого L_c -излучения на б.д. без детальных расчетов. Для этого достаточно рассмотреть аналог радиативного случая *B*, полагая в уравнении (1) $C_1 = 0$, т.е. считая, что рекомбинации на первый уровень полностью компенсируются ионизациями диффузными L_c -квантами. Поскольку радиативные эффекты максимальны при низкой плотности и низкой температуре, то решение (14) с этим дополнительным условием было получено для $n_e = 10^8\text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$; результаты вычислений приведены в табл. 4.

При $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ прямые рекомбинации на первый уровень составляют, согласно [16], около 40% общего числа рекомбинаций. Отключение этого существенного канала заселения первого уровня приводит, как показывает сравнение табл. 2 и 4, к заметному уменьшению населенности n_1 . Но поскольку для других нижних уровней основным механизмом заселе-

$T_e = 10\,000^\circ\text{K}, n_e = 10^8, C_1 = 0,$

$\beta_{21}^0 = 1$			10^{-2}			10^{-4}			10^{-6}			10^{-8}			$\beta_{21}^0 \rightarrow 0$		
i	b_i	β_{12}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{12}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{12}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{12}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	β_{12}	$\delta, \text{ д.}$	b_i	$\delta, \text{ д.}$
1	1,45+9			1,45+9			1,40+9			1,15+9			7,19+7			1,40+5	
2	4,56			2,92+2			2,83+4			2,32+6			1,21+7			1,22+5	
3	1,42	1,00	6,03	2,95	1,00	8,01	3,18	1,00	7,47	5,59	0,79	9,26	4,25+4	0,24-3	228	2,45+4	2,83
4	1,09	1,00	1,00	1,71	1,00	1,00	1,98	1,00	1,00	2,29	0,97	1,00	1,21+2	0,17-2	1,00	5,74+3	1,00
5	0,99	1,00	0,34	1,31	1,00	0,28	1,63	1,00	0,30	1,77	0,99	0,29	5,73	0,52-2	0,52-1	1,70+3	0,33
6	0,95	1,00	0,16	1,13	1,00	0,12	1,47	1,00	0,13	1,56	0,99	0,12	3,27	0,11-1	0,31-1	6,07+2	0,12
7	0,93	1,00	0,86-1	1,04	1,00	0,61-1	1,37	1,00	0,70-1	1,45	1,00	0,66-1	2,57	0,20-1	0,24-1	2,51+2	0,50-1
8	0,92	1,00	0,53-1	0,99	1,00	0,37-1	1,31	1,00	0,42-1	1,37	1,00	0,39-1	2,21	0,32-1	0,21-1	1,17+2	0,24-1
9	0,92	1,00	0,36-1	0,97	1,00	0,24-1	1,26	1,00	0,27-1	1,32	1,00	0,25-1	1,97	0,48-1	0,19-1	5,94+1	0,12-1
10	0,92	1,00	0,25-1	0,96	1,00	0,16-1	1,22	1,00	0,18-1	1,27	1,00	0,17-1	1,79	0,68-1	0,17-1	3,28+1	0,67-2
11	0,93	1,00	0,18-1	0,95	1,00	0,12-1	1,18	1,00	0,13-1	1,22	1,00	0,12-1	1,63	0,94-1	0,16-1	1,94+1	0,40-2
12	0,94	1,00	0,14-1	0,95	1,00	0,91-2	1,14	1,00	0,95-2	1,18	1,00	0,87-2	1,49	0,12	0,14-1	1,22+1	0,25-2
13	0,95	1,00	0,11-1	0,96	1,00	0,71-2	1,11	1,00	0,71-2	1,14	1,00	0,66-2	1,37	0,16	0,13-1	8,06	0,16-2
14	0,96	1,00	0,88-2	0,96	1,00	0,56-2	1,08	1,00	0,55-2	1,11	1,00	0,50-2	1,28	0,20	0,12-1	5,63	0,12-2
15	0,97	1,00	0,71-2	0,97	1,00	0,46-2	1,06	1,00	0,43-2	1,08	1,00	0,40-2	1,21	0,25	0,12-1	4,13	0,84-3
16	0,97	1,00	0,59-2	0,98	1,00	0,38-2	1,05	1,00	0,35-2	1,06	1,00	0,32-2	1,16	0,30	0,11-1	3,17	0,65-3
17	0,98	1,00	0,49-2	0,98	1,00	0,31-2	1,03	1,00	0,29-2	1,05	1,00	0,26-2	1,12	0,35	0,10-1	2,54	0,52-3
18	0,98	1,00	0,41-2	0,99	1,00	0,26-2	1,03	1,00	0,24-2	1,04	1,00	0,22-2	1,09	0,40	0,09-2	2,11	0,43-3
19	0,99	1,00	0,35-2	0,99	1,00	0,22-2	1,02	1,00	0,20-2	1,03	1,00	0,18-2	1,07	0,45	0,88-2	1,82	0,37-3
20	0,99	1,00	0,30-2	0,99	1,00	0,19-2	1,01	1,00	0,17-2	1,02	1,00	0,15-2	1,05	0,49	0,82-2	1,61	0,33-3
25	1,00	1,00	0,15-2	1,00	1,00	0,98-3	1,00	1,00	0,85-3	1,01	1,00	0,76-3	1,01	0,68	0,55-2	1,16	0,24-3
30	1,00	1,00	0,88-3	1,00	1,00	0,56-3	1,00	1,00	0,49-3	1,00	1,00	0,44-3	1,00	0,80	0,37-2	1,04	0,21-3
$\frac{n_1}{n_e} = 4,32+2,$ $K_B = +0,73$			$\frac{n_1}{n_e} = 4,32+2,$ $K_B = +0,93$			$\frac{n_1}{n_e} = 4,17+2,$ $K_B = +0,99$			$\frac{n_1}{n_e} = 3,43+2,$ $K_B = +1,04$			$\frac{n_1}{n_e} = 2,14+1,$ $K_B = +0,01$			$\frac{n_1}{n_e} = 4,17-2$		

ния является возбуждение электронным ударом, то все эти населенности уменьшаются приблизительно пропорционально n_1 и б.д. для первых членов оказывается мало чувствительным к запираанию L_c -квантов. Населенности верхних уровней слабее связаны с n_1 , поэтому в целом б.д. при $C_1 = 0$ оказывается несколько более пологим, чем для среды, прозрачной в L_c .

Строго говоря, при достаточно малой вероятности выхода из среды H_2 -квантов должны запираться и кванты бальмеровского континуума. Формально роль этого эффекта можно оценить аналогично предыдущему случаю, полагая $C_1 = C_2 = 0$. Следует, однако, иметь в виду, что прямые наблюдения, как правило, дают возможность непосредственной оценки величины $\tau_{\text{в.а.}}$; в частности, в протяженных оболочках звезд и во внегалактических образованиях, где модели ударного б.д. должны найти наибольшее применение, эти величины обычно меньше единицы.

2. Бесконечная система уравнений (1) справедлива, строго говоря, лишь для среды исчезающе малой плотности. В плазме конечной плотности взаимодействия частиц приводят к размытию верхних уровней, переходящих в квазиконтинуум: согласно формуле Инглиса — Теллера при $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ замыкаются все линии бальмеровской серии начиная с H_{30} , а при $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — начиная с H_{17} . Когда настоящие расчеты были закончены, появилась статья Джонсона [17], в которой предлагается метод вычисления коэффициентов ударной ионизации и радиативной рекомбинации в плазме заметной плотности с учетом квазиконтинуума, возникающего за счет слияния верхних уровней; в принципе работа [17] дает возможность оценить влияние этого эффекта на ударный б.д. Кроме уменьшения числа «действующих» уровней в атоме водорода, эффекты давления искажают доплеровские контуры линий, в результате чего кванты получают возможность выходить из среды в широких штарковских крыльях и соотношение (10) перестает быть справедливым. Следует, однако, отметить, что условия $b_i \rightarrow 1$ и $\beta_{ik} \rightarrow 1$ при увеличении i , положенные в основу решения (14), не зависят от конкретного вида контура линий. Поэтому можно думать, что для $n_e \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ эффекты давления не должны искажать заметным образом отношения I_{i2}/I_{i2}^0 по крайней мере при тех малых i , для которых имеются наблюдательные данные.

3. Величины n_e , T_e и β_{21}^0 рассматривались выше как фиксированные параметры задачи, и это означает, что рассчитанные модели адекватны лишь бесконечной и изотропной излучающей среде. Во всяком реальном астрофизическом объекте неизбежна анизотропия оптических свойств и всегда существуют градиенты плотности и температуры, причем величины этих градиентов и их взаимосвязь в различных объектах могут быть самыми разными. Это обстоятельство также необходимо иметь в виду при сравнении наблюдений с полученными теоретическими б.д.

4. Если электронная температура и/или электронная плотность в излучающей среде заметно ниже, чем в рассмотренном диапазоне «хромосферных условий», то ударные члены в исходных уравнениях (6) становятся малы по сравнению с радиативными членами. Если, кроме того, оптическая толщина среды достаточно велика, чтобы выполнялись соотношения $\beta_{lk} \approx \beta_{lk}^0$, то система (6) приводится к виду

$$\sum_{k=1}^{i-1} \frac{\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{i^2}\right)^3}{\frac{b_k}{b_i} e^{x_k - x_i} - 1} = \sum_{l=i+1}^{\infty} \frac{\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{l^2}\right)^3}{\frac{b_l}{b_i} e^{x_l - x_i} - 1} + \frac{n_e n_p C_i}{4\pi R^3 \left| \frac{dv}{ds} \right|}, \quad (21)$$

где R — постоянная Ридберга. Величины $\frac{b_l}{b_i} e^{x_l - x_i}$, которые получаются при решении системы (21), непосредственно определяют согласно (19) б.д. в

такой среде. Свойства таких теоретических декрементов были рассмотрены ранее в [18].

Выражаем глубокую благодарность А. А. Боярчуку, В. П. Гринину, В. В. Соболеву за обсуждение работы, Е. А. Ермаковой за составление программы решения системы (14), Т. Г. Буславской, М. Н. Жарковой и Г. А. Козловой за проведение вычислений и Т. С. Коркиной за помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, С. И. Гонасюк. Цирк. Львовской астроном. obs., 1953, № 25.
2. J. W. Chamberlain. *Astrophys. J.*, 1953, **117**, 387.
3. S. Miyamoto. *Z. Astrophys.*, 1956, **38**, 245.
4. R. A. R. Parker. *Astrophys. J.*, 1964, **139**, 208.
5. A. G. Hearn. *Proc. Phys. Soc.*, 1966, **88**, 171.
6. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947; *Астрон. ж.*, 1959, **36**, 753.
7. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, **35**, 45.
8. R. Hirata, A. Uesugi. *Contribs Kwasan obs. Kyoto*, 1967, N 156.
9. В. Г. Горбачук. *Астрофизика*, 1965, **1**, 129.
10. A. Burgess. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1958, **118**, 477.
11. D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter. *Proc. Roy. Soc. London*, 1962, **A 267**, 297.
12. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, **119**, 81.
13. D. H. Sampson, L. B. Golden. *Astrophys. J.*, 1970, **161**, 321; 1971, **170**, 169, 181.
14. В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969, стр. 116.
15. Л. Лууд, М. Ильмас. Эмиссионные линии в спектрах звезд. Тарту, 1971.
16. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, **38**, 208.
17. L. C. Johnson. *Astrophys. J.*, 1972, **174**, 227.
18. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, **44**, 11.

РАЗВИТИЕ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА
ВСПЫШКИ 14 ИЮНЯ 1970 ГОДА

А. Н. Бабин

Описываются монохроматические (в линии H_{α}^+) наблюдения вспышки балла 3В на диске Солнца с реальным разрешением до $1''.5$. В начальный период разгорания вспышки идет путем уярчения крошечных флоккульных узелков (размеры $2-3''$), т. е. распространением возбуждения, а не движением яркого вещества. В предмаксимальной фазе из вспышки происходит выброс яркого сгустка,двигающегося со скоростью ~ 700 км/сек. После максимума вспышка имеет двухленточную структуру, каждая из лент образовалась самостоятельно. Наблюдается раздвоение западной ленты во время быстрого роста вспышки, в максимуме расстояние между компонентами примерно $5''$.

Обнаружена тонкая структура вспышечных лент (в крыле H_{α}) в виде перепутанных волоконца и узелков, имеющих диаметры около $2-3''$. Реальные размеры могут быть заметно меньше. На основании сопоставления размеров структурных элементов в начале и в максимуме вспышки и изучения начального этапа ее развития делается вывод о том, что в процессе вспышки размеры узелков не увеличиваются, а растет лишь их яркость и появляется менее яркая диффузная материя, заполняющая пространство между ними.

THE DEVELOPMENT AND THE FINE STRUCTURE OF THE FLARE ON JUNE 14 1970, by A. N. Babin.— The H_{α} -monochromatic observations of importance 3B flare with a high spatial resolution ($\sim 1''.5$) are given. At the beginning the brightening of tiny plage elements ($2''-3''$) took place, i. e. the event seems to be spread out by the propagation of an excitation (which affected preheated elements) rather than by the motion of flare material. During the flash phase of the flare the ejection of bright clump at an apparent velocity of about 700 km/sec was observed. After its maximum the flare had the appearance of double ribbon. The two ribbons were not result of the splitting of a single one, as every ribbon was formed independently. On the other hand, during the flash stage one of these ribbons showed a splitting itself with the distance between its components amounted to $5''$ near the flare maximum.

The flare ribbons revealed the fine structure. They consisted of small bright filaments and condensations with diameters of about $2''-3''$, but true sizes may be still smaller. Because the sizes of fine structure elements observed at the flare beginning and at maximum phase were about the same, the conclusion is made that the sizes of proper flare knots did not undergo any noticeable change during the flare growth, and their apparent increase can be attributed to the brightness rise and to the appearance of less bright diffuse material surrounding flare knots.

Неоднократно отмечалось, что изучение тонкой структуры хромосферных вспышек может дать важные сведения об их природе и механизме. Визуальные наблюдения позволили установить, что вспышки иногда обнаруживают тонкую «волосяную» структуру, аналогичную той, которая бывает видна в возвратных выбросах и некоторых протуберанцах. Тонкая структура эмиссии вспышек, состоящей из тесного скопления усов различной протяженности и яркости, была открыта А. Б. Северным [1] при спектральных наблюдениях. Далее Сюемото и Хиен [2] указали, что вспышечная

эмиссия в бальмеровских линиях может возникать в элементах очень малого размера (~ 10 км). Тонкая структура вспышки балла 1В исследовалась по серии превосходных фильтограмм (в линии H_{α}) Лоухедом [3], который, в частности, отмечал необходимость дальнейших наблюдений для выяснения того, являются ли обнаруженные им структурные детали характерными для более крупных вспышек.

1. Наблюдения

Для регистрации тонкой структуры хромосферных вспышек на коронографе КГ-1 [4] ($D = 13$ см, $D_{\odot}$ на пленке ~ 50 мм) применялась несколько измененная оптическая схема, благодаря которой примерно в 2,5 раза увеличивался масштаб изображения ($D_{\odot} = 120$ мм) и во столько же раз снижались возможные искажения, вносимые интерференционно-поляризационным фильтром (который установлен в параллельном пучке лучей). Это позволяет при отличных изображениях реализовать теоретическое разрешение объектива КГ-1 ($1,22 \lambda/D = 1'',3$ для H_{α}).

Используя вышеуказанную систему, нам удалось провести киносъемку развития вспышки балла 3В (частота 2 кадра/мин) в свете линии H_{α} . Вспышка началась 14.VI 1970 г. в 13^h20^m и закончилась в 15^h00^m , максимум вспышки 13^h26^m . Координаты вспышки $\varphi = 20^\circ N$, $\lambda = 41^\circ E$, максимальная площадь 13 кв. град. Сюда не включена площадь, занятая ярким веществом на севере вспышки, которое быстро угасает.

Вспышка произошла в хвостовой части мультиполярной активной области (рис. 1) к востоку от большого хвостового пятна, в полутени которого были ядра S- и N-полярностей, непрерывно наблюдались яркие узлы и часто происходили вспышки.

Кинорегистрация активной области была начата в $13^h16^m,5$ UT (рис. 2, кадр 1). Появление вспышки относится к тому времени, когда проводилась съемка в свете красного крыла H_{α} . Мы имели возможность «выходить» в красное крыло вплоть до $\sim 1,5 \text{ \AA}$ путем наклона фильтра (полуширина полосы пропускания около $0,5 \text{ \AA}$) относительно оптической оси инструмента (при большом наклоне в поле зрения появляются широкие интерференционные полосы).

2. Развитие вспышки

В самом начале (рис. 2, кадры 2, 3) вспышка развивается как поярчение существующих флоккулярных узелков, примыкающих к волокну, однако уже через $1^m,5$ новые узелки возникают и на «чистом месте». Первые два узла расположены довольно далеко друг от друга ($\sim 45''$) и с разных сторон от волокна. Узелки ярчают в основном не равномерно, а путем появления на одном из их концов яркого ядрышка диаметром $2-3''$. Яркость узелков и их число растут, и к западу от волокна они сливаются в причудливо изогнутые нити.

В 13^h23^m начинается очень быстрый (взрывной) рост вспышки, который в центральной части (А и С на рис. 1) идет в основном путем «разбухания»

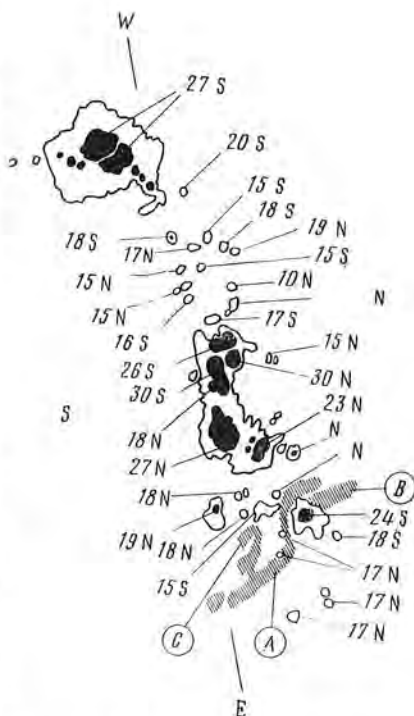


Рис. 1. Положение основных узлов вспышки (заштрихованные области) в группе пятен

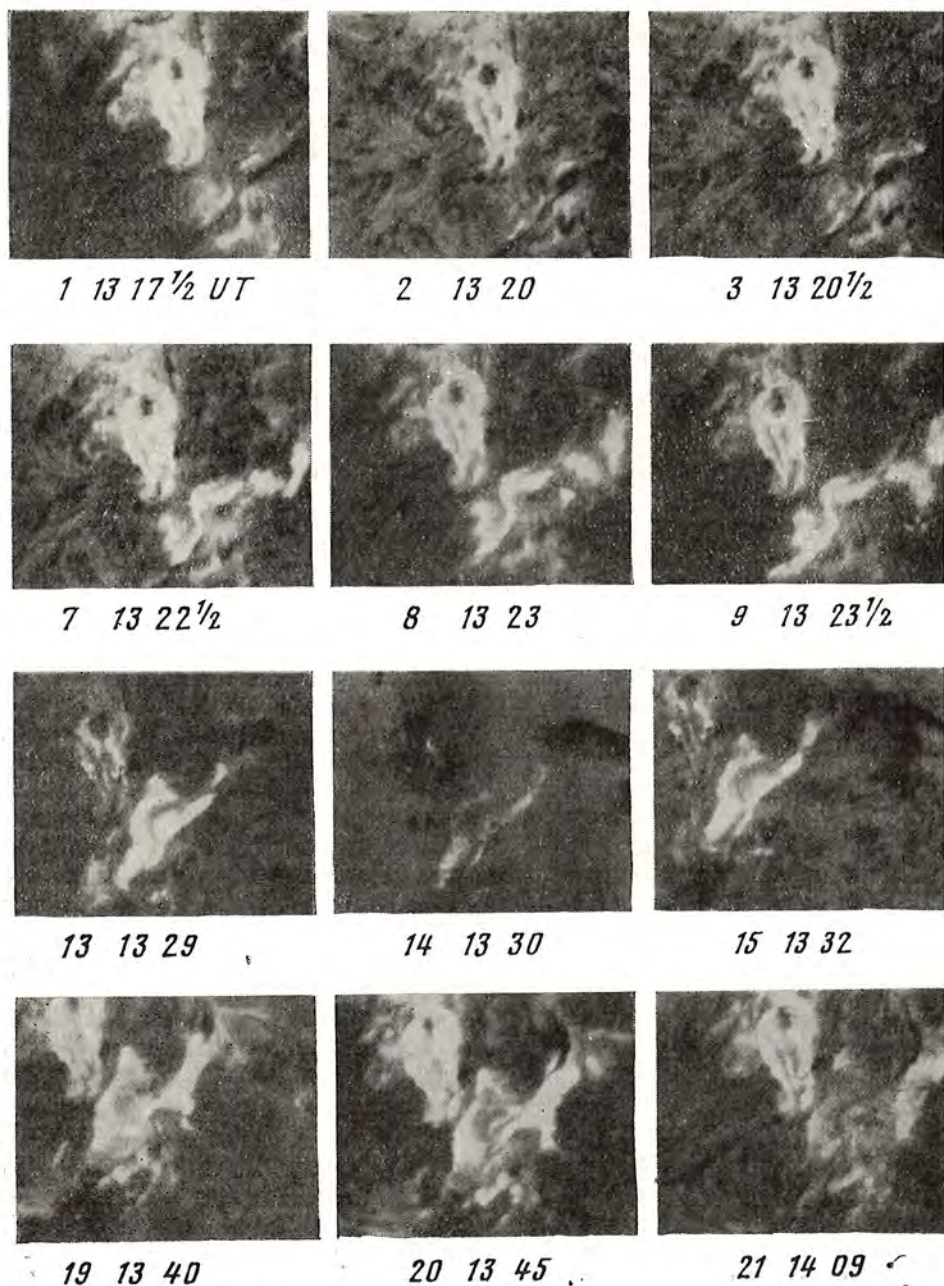


Рис. 2. Развитие вспышки

Кадры 2—7, 13, 15, 18 получены при смещении полосы пропускания в красное крыло H_{α} на 0,3—0,5 Å, кадр 14 — на ~ 1 Å, остальные кадры в центре линии H_{α}

ярких деталей. Как видно, из рис. 3, этот процесс включает в себя появление новых узелков, увеличение их яркости и заполнение пространства между узелками яркой диффузной материей. В северной части вспышки изменения от кадра к кадру в это время столь значительны, что трудно проследить последовательно развитие событий. По-видимому, здесь происходит очень быстрое расширение области светящейся материи в восточном направлении — вспыхивающий диффузный выброс («puff» — по терминологии Смитов [5]).



4 13 21



5 13 21½



6 13 22



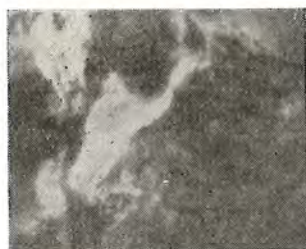
10 13 24



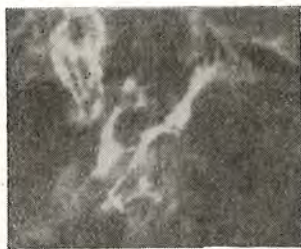
11 13 25½



12 13 26½



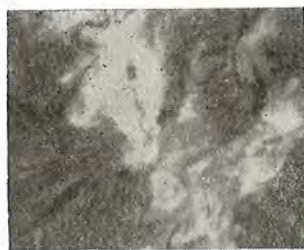
16 13 33



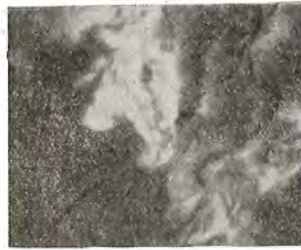
17 13 36



0 50" 18 13 38



22 14 28



23 14 47



24 15 00

Одновременно из области *B* вспышки (рис. 1) наблюдается выброс яркого сгустка, состоящего из нескольких узелков, в восточном направлении. Он виден всего на трех кадрах (рис. 2, кадры 8—10), так как показывает очень быстрое перемещение в картинной плоскости, соответствующее скорости в первые 1/2 мин ~ 700 км/сек и во вторые ~ 500 км/сек. По мере его движения наблюдается «разбегание» узелков, составляющих сгусток, и уменьшение их яркости. Падение скорости (в картинной плоскости) и яркости может быть как реальным, так и следствием движения сгустка вдоль

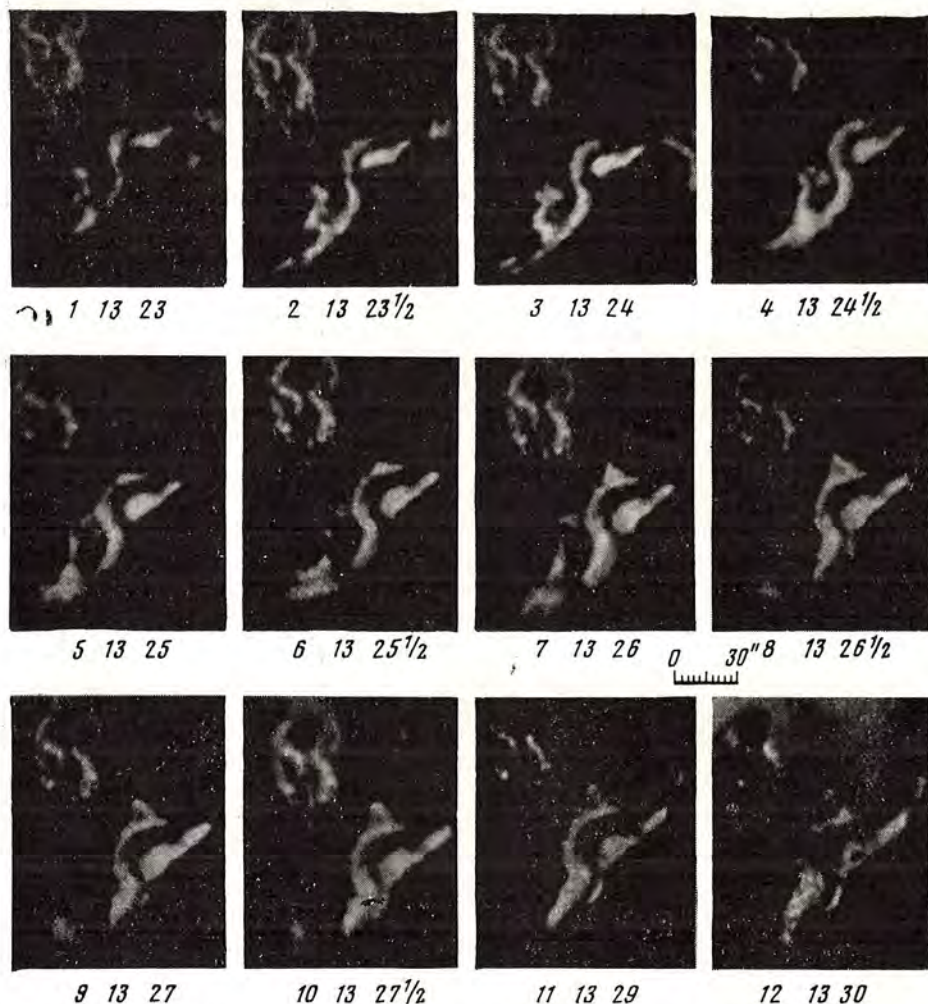


Рис. 3. Последовательность фотографий, показывающая структуру вспышки (кадры 1—11) и тонкую структуру вспышечных лент (кадр 12)

изогнутой траектории. Однако при разумных предположениях о ширине линии H_{α} в этих узлах составляющая их скорости по лучу зрения не может быть значительной (при полной ширине H_{α} 10 Å лучевая скорость $v = 250$ км/сек полностью «выведет» изображение из полосы монохроматического фильтра); следовательно, истинная скорость вряд ли превышает 800 км/сек. К этому же времени относится и бурное развитие южной части вспышки (рис. 2, кадры 10—12).

Обращают на себя внимание две особенности в поведении области А вспышки, которые видны на рис. 3, кадры 1—10. Главная из них — это постепенное раздвоение южной части яркой вспышечной ленты; к 13^h27^m расстояние между обеими частями составляет около 5". Возможно, что подобное явление раздвоения эмиссионного вспышечного волокна наблюдалось нами во вспышке на лимбе [6], а также было обнаружено Северным при спектральных исследованиях [7]. Вторая особенность заключается в том, что западная граница вспышки на протяжении всего периода ее развития остается очень резкой, в то время как противоположная граница имеет диффузное слабо светящееся продолжение к востоку.

Через 6 мин после начала вспышка достигает максимума (рис. 2, кадр 11). Вещество вспышки, выброшенное из северной части, быстро угасает и вскоре становится видимым в поглощении (рис. 2, кадры 13—16). Тем-

ный выброс отделяет самую южную часть вспышки от основной ее части (рис. 2, кадр 13). Уже после максимума из части *B* появляется тонкий яркий отросток на юг и начинает постепенно ярчать широкая лента на север, так что к 13^h30^m вспышка принимает вид, типичный для вспышек с двухленточной структурой. В дальнейшем западная лента на северном конце угасает в основном с внутренней стороны, а на южном конце она вырождается в слабо светящиеся дуги, восточные границы которых обнаруживают опускание материи (рис. 2, кадр 18). Восточная лента вспышки угасает в южной части, а в северной разгорается и расширяется наружу.

К 14^h10^m яркость вспышки значительно упала, к этому времени наблюдается система тоненьких темных волокон — выбросов, расположенных перпендикулярно лентам вспышки (рис. 2, кадры 21, 22). Создается впечатление, что они идут из области большого хвостового пятна, не закрытой ярким веществом. В 15^h00^m вспышка в основном угасла, хотя вид возбужденной области еще далек от предвспышечного.

3. Поведение волокна

Как видно из рис. 2, вспышка располагалась по обе стороны от волокна. Интересно проследить за его поведением в процессе развития вспышки.

Перед вспышкой это волокно не представляет собой единое образование. При подходе с юга к самому крупному пятну, расположенному в центре вспышки, оно как бы расщепляется. Одна его часть круто изгибается и «обходит» пятно с запада, а другая идет почти прямо и проходит рядом с пятном с востока, так что к северу от пятна мы видим уже два параллельных волокна. Часть вспышки *A* развивается, примыкая к западной ветви волокна, а часть *B* — между двумя ветвями у самого пятна. Развитие вспышки на севере происходит на месте восточной ветви волокна, которая пропадает к 13^h23^m (рис. 2, кадр 8). Если до этого северная часть другой ветви волокна видимым образом не реагировала на появление вспышки, то спустя примерно 1^m после начала очень быстрых изменений в этой области между 13^h24^m и 13^h25^m эта часть волокна частично смещается, а частично выгибается к востоку. Максимальное изменение положения волокна достигает примерно 3''. В дальнейшем здесь разгорается северная часть восточной ленты вспышки, которая, по-видимому, закрывает волокно.

Остальная часть западной ветви волокна закрывается светящимся веществом вспышки, начиная с ~ 13^h24^m, и долго остается невидимой. Лишь к 13^h45^m, когда яркость внутри вспышки значительно спала, становится отчетливо видимой изогнутая часть волокна, а чуть позже и северная ветвь. Южная часть не была видна значительно дольше и окончательно восстановилась лишь к ~ 14^h45^m. Восточная ветвь волокна до конца наблюдений (15^h45^m) так и не появилась.

Таким образом, при просмотре нашего материала наблюдений создается впечатление, что, хотя вспышка и разгорается около волокна, она, по-видимому, не затрагивает западную ветвь его, не считая смещения и «выгибания» северной части и экранировки светящейся материей.

4. Тонкая структура вспышки

Кинорегистрация вспышки была получена на фотопленке «тип 17», которая недостаточно контрастна для получения максимального разрешения ($\gamma \approx 1,7$), но имеет большую фотографическую широту и позволяет одновременно снимать в линии H_{α} и невозмущенную хромосферу и вспышки (частично в ущерб, конечно, и тому и другому).

Как видно из рис. 2, тонкая структура вспышки проявляется с самого ее начала, — почти каждый новый узел начинается с появления крошечного яркого ядрышка диаметром несколько секунд дуги. По мере разгора-

ния вспышки к максимуму эти узлы ярчают, «разбухают», сливаются, и тонкая структура их практически перестает быть видимой на снимках, сделанных с нормальной экспозицией (рис. 2, кадры 8—12). Однако на отпечатках, сделанных с большой «передержкой» (рис. 3, кадры 1—10), и при выходе в крыло линии H_{α} (рис. 3, кадр 12) тонкая структура вспыхивающих лент обнаруживается. Хорошо видно, что западная лента напоминает клубок спутанной пряжи, диаметры волоконца 2—3". Кроме волоконца, видны и округлые узелки размером 2—3". Создается впечатление, что сами волокна тоже имеют узелковую структуру. Что касается реальных размеров этих образований, то они могут быть заметно меньше приведенных, если учесть разрешающую способность объектива КГ-1 (на этом же снимке самые мелкие изолированные яркие точки, видимо, могут дать представление о кружке рассеивания нашего инструмента). Тот факт, что в максимуме вспышка состоит из структурных деталей такого же размера, как и вначале, вероятно, говорит о том, что в процессе развития вспышки видимое увеличение размеров ярких ядрышек идет за счет появления вокруг них менее яркой диффузной материи. Однако этот важный вопрос требует дальнейшего исследования с лучшим временным и пространственным разрешением.

Результаты

Исследование начального периода развития большой вспышки показывает, что по крайней мере на этом этапе развитие вспышки идет путем поярчания уже возбужденных флоккульных элементов. Аналогичная картина развития вспыхивающих описана Северным и Шапошниковой [4]. Как подчеркивает Брузек [8], это говорит о том, что рост вспышки идет через распространение возбуждения, а не движение яркого вещества.

Во время взрывного развития вспышки на диске наблюдался выброс яркого сгустка, который двигался со скоростью ~ 700 км/сек. Впервые выброс яркого вещества из вспышки на диске наблюдали Северный и Шапошникова ($v \approx 300$ км/сек) [4].

Двухленточная структура вспышки, образовавшаяся после максимальной фазы, не есть результат расщепления одного яркого волокна. Как и в случае, описанном Додсон и Хедеман [9], каждая из лент образовалась самостоятельно путем слияния многих узлов с одной стороны от волокна и последовательного разгорания новых узлов с другой стороны. Обнаружено раздвоение южной части одной из лент в предмаксимальной фазе, расстояние между компонентами к максимуму достигает 5".

Показано, что вспыхивающие ленты имеют тонкую структуру и состоят из перепутанных волоконца и узелков, их поперечники около 2—3", что примерно равно кружке рассеивания телескопа, т. е. их реальные размеры могут быть заметно меньше. Поскольку такие же размеры имеют узелки, из которых начинается вспышка, можно сделать вывод, что размеры ядер собственно вспышки не изменяются в процессе ее развития. Видимое увеличение их размеров, вероятно, идет за счет появления вокруг них менее яркой диффузной материи.

6 декабря 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1957, 34, 688.
2. Z. Suemoto, E. Hiei. Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, 11, 185.
3. R. E. Loughhead. Solar. Phys., 1968, 4, 422.
4. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астр. физ. об., 1954, 12, 3.
5. H. J. Smith, E. v. P. Smith. Solar Flares. Macmillan Co. N. Y., 1963. (Русский перевод: Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., «Мир», 1966, стр. 157).
6. А. Н. Бабин. Изв. Крымской астр. физ. об., 1970, 41-42, 45.
7. A. B. Severny. In: Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena. Ohman (Ed.). Nobel Symp., 9, 1968, p. 71.
8. A. Bruzek. In: Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena. Ohman (Ed.). Nobel Symp., 9, 1968, p. 67.
9. A. W. Dodson, E. R. Hedeman. Solar Phys., 1968, 4, 229.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ЯРКОСТИ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ В НЕВОЗМУЩЕННЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

Т. Т. Цап

По записям на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории изучается связь между яркостями, а также яркостями и магнитными полями на разных уровнях вне активных областей.

Найдено, что особенности структуры вне активных областей определяются главным образом структурой магнитного поля. Автокорреляционные функции яркостей лишь в 30% показывают наличие вторичного максимума в области размером около 40", характерного для супергранул.

THE MAGNETIC FIELDS AND BRIGHTNESSES AT DIFFERENT LEVELS IN THE QUIET REGIONS ON THE SUN, by T. T. Tsap) — Relations between the brightness, recorded in the core of different spectral lines, and between the brightnesses and longitudinal magnetic fields at different levels outside the active regions are studied. The records of brightnesses and magnetic fields were made with the double magnetograph of the Crimean astrophysical observatory.

It is found that the features of the structure outside the active regions reflect mainly the magnetic field structure. The secondary maximum in the autocorrelation function of the brightnesses in the scale about 40 seconds of arc is visible only in 30% of the cases.

Ранее [1] была изучена связь между распределением яркостей на разных высотах в активных областях на Солнце. Представляет интерес провести аналогичное исследование для невозмущенной атмосферы Солнца, так как сопоставление этих результатов важно для понимания структуры и природы различных образований в активных и невозмущенных областях. Отметим, что до настоящего времени фотометрические исследования значительных участков вне активных областей проводились лишь по отдельным линиям [2—8].

Ниже приведены результаты изучения связи между яркостями, а также между яркостями и магнитными полями на различных уровнях в невозмущенной атмосфере Солнца. Записи яркостей и магнитных полей выполнены на двойном магнитографе [9] по следующим спектральным линиям: K_2 Ca II, H_α , H_β , H_γ , H_δ , $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, D_1 Na I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. Следовательно, данные наших измерений позволяют изучить связь между яркостями на значительном интервале высот между верхней хромосферой и фотосферой [10, 11]. Наблюдения проводились в совершенно ясные дни при хорошем качестве изображений.

Магнитные поля измерялись в крыльях линий, а яркости — в центральных частях линий. Ширины щелей фотометров Δl , при которых проводились записи яркостей в разных спектральных линиях, брались такие же, как для активных областей [1]. Данные о них приведены в табл. 1. В первом и третьем столбцах даны длины волн линий, а во втором и четвертом — ширины щелей фотометров.

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$	$\Delta l, \text{\AA}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\Delta l, \text{\AA}$
K ₃	0,080	4227	0,093
H _{α}	0,500	5184	0,073
H _{β}	0,230	5896	0,154
H _{γ}	0,127	6103	0,073
H _{δ}	0,137	5250	0,073

Яркости и магнитные поля записывались одновременно в двух спектральных линиях, что весьма существенно при сопоставлении яркостей, измеренных по разным линиям, так как данные получаются при одинаковом качестве изображений и одной и той же прозрачности. Кроме того, при одновременной записи в двух линиях исключаются временные изменения, происходящие в атмосфере Солнца, а также ошибки, связанные с отождествлением одних и тех же мест на разных уровнях солнечной атмосферы.

Участок для измерения яркостей и магнитных полей выбирался в центре диска Солнца, на котором вдоль суточной параллели делалось 11 последовательных разрезов. Длина участка составляла не менее 190'', а ширина 140''. Разрешающая сила наших записей, если ее определять размерами входной щели, составляла 2'',7 $\times$ 9''.

По данным измерений для каждого изучаемого участка вычислялись: 1) кросс-корреляционные функции между яркостями и продольными магнитными полями; 2) кросс-корреляционные функции между яркостями в разных линиях; 3) нормированные автокорреляционные функции для яркостей. Вычисления кросс-корреляционных функций $r(l)$ и нормированных автокорреляционных функций $U(l)$ проведены по следующим формулам:

$$r(l) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_i)(y_{i+l} - \bar{y}_{i+l})}{\left[\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_i)^2 \right]^{1/2} \left[\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y}_i)^2 \right]^{1/2}}, \quad (1)$$

$$C(l) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-l} (x_i - \bar{x})(x_{i+l} - \bar{x}), \quad (2)$$

и нормированная автокорреляционная функция

$$U(l) = \frac{C(l)}{C(0)},$$

где

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad \bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i.$$

Все вычисления проведены при одном и том же значении параметра l , равном ширине входной щели спектрографа 2'',7. Отсчеты на регистрируемых яркостей и магнитных полей велись через интервал, также равный ширине входной щели 2'',7.

На рис. 1 приведены кросс-корреляционные функции для яркостей и продольных магнитных полей, измеренных по разным линиям в центральной области диска Солнца.

По оси абсцисс отложено расстояние в секундах дуги, по оси ординат — величины коэффициента кросс-корреляции.

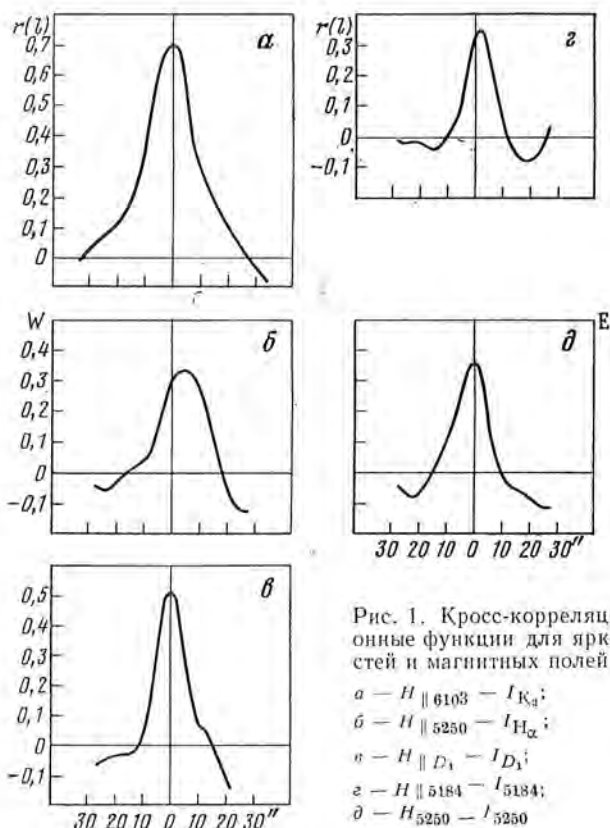


Рис. 1. Кросс-корреляционные функции для яркостей и магнитных полей

a — $H \parallel 6103 - I_{K_3}$;

б — $H \parallel 5250 - I_{H_\alpha}$;

в — $H \parallel D_1 - I_{D_1}$;

г — $H \parallel 5184 - I_{5184}$;

д — $H_{5250} - I_{5250}$

Из рис. 1 видно, что между яркостью в разных линиях и магнитным полем имеется определенная связь. Аналогичная связь между яркостью и магнитным полем по некоторым использованным нами для измерений линиям была получена ранее [7, 8, 12—18]. Наиболее тесная связь наблюдается между яркостью в линии K_3 и напряженностью продольного магнитного поля в $\lambda 6103 \text{ \AA}$. Корреляция между яркостью в H_α и магнитным полем в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ заметно ниже, чем между яркостью в K_3 и магнитным полем в $\lambda 6103 \text{ \AA}$. Это указывает на то, что не всегда наличие магнитного поля в атмосфере Солнца приводит к увеличению яркости в центральных частях контура линии H_α . Такой же результат мы получили из сопоставления большого числа других записей продольного магнитного поля и яркости в центральных частях H_α для активных и невозмущенных областей на Солнце. Оказалось, что обычно эмиссия в центре H_α появляется тогда, когда напряженность магнитного поля в $\lambda 5250 \text{ \AA} \geq 15 \text{ гс}$. При меньших напряженностях под магнитными элементами в $\lambda 5250 \text{ \AA}$ могут наблюдаться как яркие, так и темные узелки.

Сопоставление яркостей, записанных в центральных частях линий H_β , H_γ и H_δ , с продольным магнитным полем в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ показало, что между ними имеется отчетливая отрицательная корреляция, т. е. над магнитными холмами в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ располагаются темные узелки в указанных линиях.

Таким образом, вне активных областей, в местах усиленного магнитного поля, центральные остаточные интенсивности в одних линиях могут уменьшаться, а в других увеличиваться по сравнению с величинами остаточных интенсивностей вне холмов магнитного поля. Аналогичным образом ведут себя центральные остаточные интенсивности в активных областях [1, 17]. Однако между корреляциями магнитное поле — яркость в активных и невозмущенных областях имеются различия. Так, сравнение коэффициентов корреляции между напряженностью продольного магнитного поля

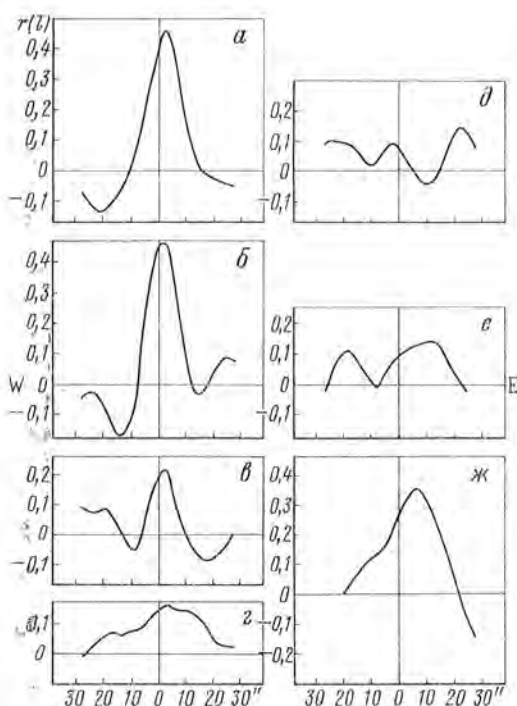


Рис. 2. Кросс-корреляционные функции для яркостей

$a - H_{\alpha} - H_{\beta}$; $б - H_{\alpha} - H_{\gamma}$;

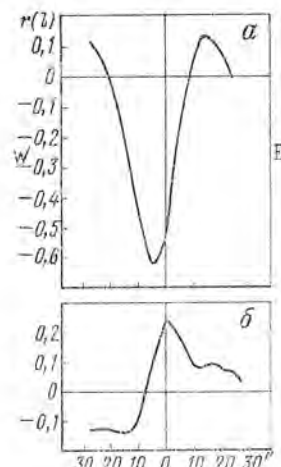
$в - H_{\alpha} - H_{\delta}$; $д - H_{\alpha} - K_{\alpha}$;

$е - H_{\alpha} - \lambda 4227$;

$ж - H_{\alpha} - D_1$; $з - H_{\alpha} - \lambda 5250$

Рис. 3. Кросс-корреляционные функции для яркостей

$a - K_{\alpha} - H_{\beta}$; $б - K_{\alpha} - \lambda 5103 \text{ \AA}$



и яркостью для активных областей [18] с изложенными выше результатами показало, что в активных областях связь между магнитным полем и яркостью более тесная, чем в невозмущенных. Кроме того, в тех местах активной области, где напряженность магнитного поля достигает нескольких сотен гаусс в центральных частях линий H_{β} и H_{δ} , появляется эмиссия [1].

На рис. 2 приведены кросс-корреляционные функции для яркостей, измеренных по разным линиям. Из рисунка видим, что между распределением яркостей в центральных частях водородных линий имеется хорошо выраженная связь. Связь между яркостями в H_{α} и других водородных линиях уменьшается при переходе к линии H_{δ} . Наличие более слабой связи между яркостями, измеренными в H_{α} и H_{δ} , по сравнению с корреляцией между яркостями в H_{α} и H_{β} , H_{γ} , по-видимому, можно объяснить изменением структуры хромосферы выше уровня образования H_{δ} [3].

Слабая положительная корреляция наблюдается между яркостями в H_{α} и K_{α} (рис. 2, з), что согласуется с ранее полученными результатами [4]. Малая величина коэффициента корреляции между яркостями в H_{α} и K_{α} свидетельствует о том, что увеличение или уменьшение яркости на одном уровне не всегда сопровождается аналогичным изменением яркости на другом.

Далее, из сопоставления яркостей в линии H_{α} с яркостями в линиях $\lambda 4227$ и D_1 (рис. 2, д, е) видно, что они практически не коррелируют, т. е. яркие и темные детали, как правило, не совпадают по положению. Последнее согласуется с [19], где показано, что размеры хромосферной сетки в линиях натрия меньше, чем в H_{α} . Интересно, что на уровнях образования линий $\lambda 4227 \text{ \AA}$ и D_1 уменьшаются также размеры крупномасштабных элементов лучевых скоростей [20].

Переходя к сравнению флуктуаций яркостей по диску Солнца в линиях H_{α} и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ (рис. 2, ж) видим, что между ними имеется более тесная связь, чем для H_{α} и $\lambda 4227 \text{ \AA}$ или H_{α} и D_1 . В то же время центральные части линий $\lambda 5250 \text{ \AA}$ образуются глубже центральных частей линий $\lambda 4227$ и D_1 [10, 11]. Возможно, что изменение корреляции между яркостями в H_{α} и $\lambda 4227$ и D_1 , а также другие отмеченные особенности хромосферы в этих линиях свя-

заны с тем, что температурный минимум находится примерно на уровне образования линий $\lambda 4227$ и D_1 .

На рис. 3 представлены кросс-корреляционные функции яркостей в линиях $K_3 - H_\beta$ (а) и $K_3 - \lambda 6103 \text{ \AA}$ (б). Рис. 3,а показывает высокую отрицательную корреляцию между яркостями, измеренными в центральной части контура линии H_β и в K_3 , которая свидетельствует о том, что яркие узелки в K_3 , как правило, совпадают с темными узелками в H_β . Этого следовало ожидать, так как выше было найдено, что корреляция магнитное поле — яркость для указанных линий имеет различные знаки. Из рис. 3, б видно, что между яркостями в K_3 и в центральной части линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ имеется некоторая положительная корреляция. Однако коэффициент корреляции лишь немного превышает 0,2.

Следует заметить, что, как видно из табл. 1, щели фотометров при измерениях яркостей вырезали значительные участки контуров спектральных линий. Вместе с тем известно [21], что распределение яркости по диску Солнца зависит от того, в какой части контура линии проводились измерения яркости. Нам представляется, что это замечание в первую очередь может относиться к данным измерений яркости в H_α , так как ширина щели фотометра для H_α составляла $0,5 \text{ \AA}$.

Рассмотрим еще одну особенность, вытекающую из сопоставления яркостей с магнитными полями в фотосфере и хромосфере Солнца. Из рис. 1, б и 2, *ж* видно, что максимальное значение коэффициентов кросс-корреляции между яркостями в $\lambda 5250$ и H_α и между магнитным полем в $\lambda 5250$ и яркостью в H_α наблюдается, если яркость в линии H_α сдвинута по отношению к яркости или магнитному полю в линии $\lambda 5250$ к востоку примерно на $3''$, что хорошо согласуется с [22]. Отметим, что в [22] наличие указанного сдвига к востоку было объяснено наклоном осей силовых трубок магнитного поля под действием силы Кориолиса.

Рассмотрим теперь связь между магнитными полями на разных уровнях в спокойных областях на Солнце. Этот вопрос обсуждался ранее в [23], где показано, что не имеется существенного различия между распределением магнитных полей, измеренных в линиях $\lambda 5250$, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ и H_α . Данные наших измерений магнитных полей в основном подтверждают эти результаты.

Для иллюстрации на рис. 4 приведены примеры сопоставления продольных магнитных полей, измеренных одновременно в линиях $\lambda 6103 \text{ \AA} - D_1$ и $\lambda 6103 - \lambda 5184 \text{ \AA}$. Мы видим, что в среднем имеется хорошая корреляция между магнитными полями на уровнях образования данных линий. Однако из рис. 4 видно, что в отдельных местах на поверхности Солнца между магнитными полями на двух уровнях имеется заметное различие. Увеличение напряженности магнитного поля на одном уровне не всегда сопровождается соответствующим изменением напряженности магнитного поля на другом. Возможно, это связано с тем, что при просачивании силовых линий магнитного поля в верхние слои атмосферы в отдельных местах изменяется их наклон по отношению к лучу зрения. Не исключено также, что в невозмущенных областях, как и в активных [24], наблюдается вращение магнитного поля с глубиной.

Из всего сказанного можно заключить, что наблюдаемые особенности структуры невозмущенных и активных областей на Солнце в значительной мере определяются структурой магнитного поля. Яркость обычно больше в тех местах, где выше напряженность магнитного поля. Характер связи между магнитным полем и яркостью различен для разных линий. Последнее может быть связано как с различием в механизме образования разных линий [25], так и с разными физическими условиями на уровнях их образования [10].

Некоторыми авторами указано, что места повышенного свечения в магнитных полях имеют более высокую температуру [7, 26]. Это также согласуется с результатами [25], где найдено, что колебания яркости по диску

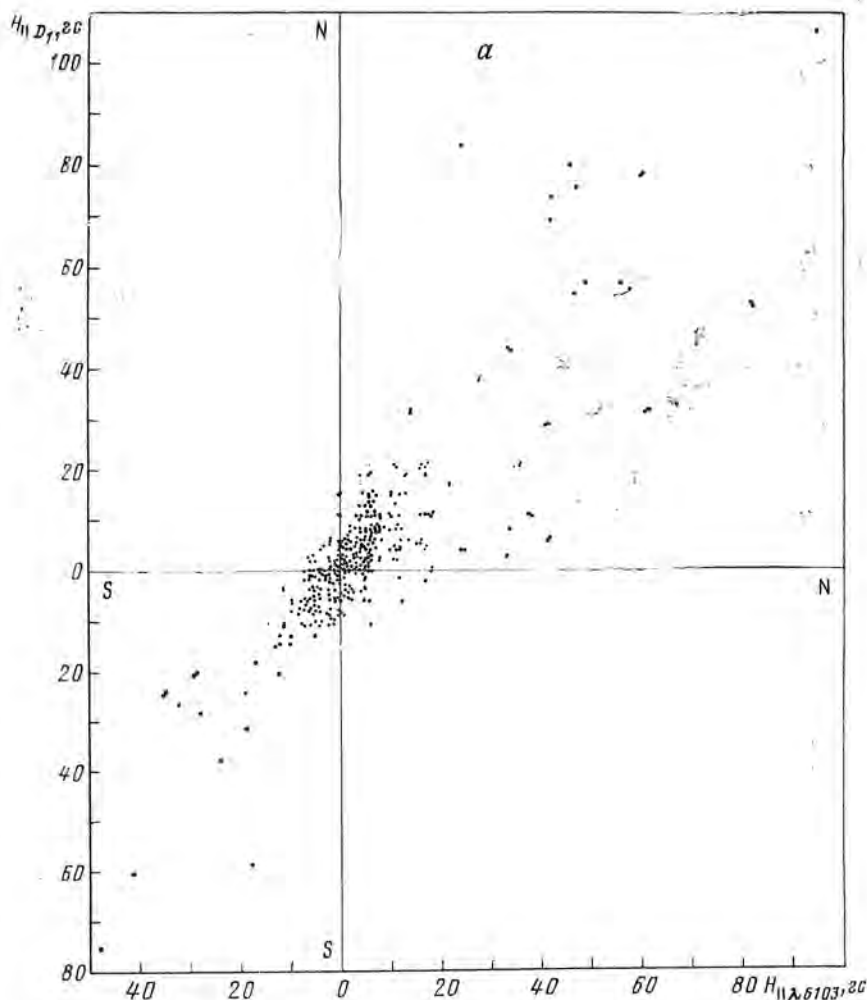


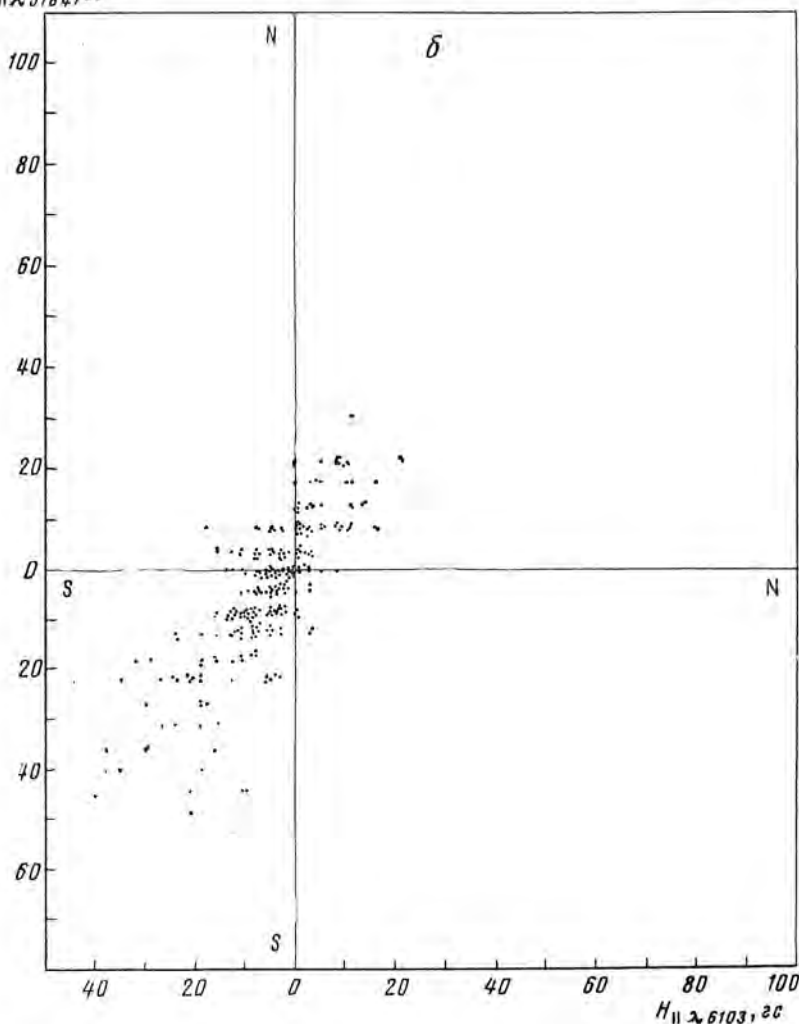
Рис. 4. Зависимость между продольными магнитными полями, измеренными в линиях $\lambda 6103 \text{ \AA}$ и D_1 (а) и в линиях $\lambda 6103 \text{ \AA}$ и $\lambda 5184 \text{ \AA}$ (б)

Солнца в линиях Н и К Ca II в основном определяются колебаниями в электронной температуре. Если эти утверждения справедливы, то с учетом изложенного выше можно заключить, что величина температуры в активных и невозмущенных областях связана с напряженностью магнитного поля. Дополнительный нагрев фотосферы и хромосферы в местах усиленного магнитного поля может быть обусловлен джоулевой диссипацией в частично ионизованном газе [27].

Несколько неожиданный результат мы получили из анализа автокорреляционных функций. Оказалось, что на автокорреляционных кривых, в области размеров $\sim 40''$ дуги, вторичные максимумы наблюдаются в редких случаях. В то же время именно наличие этого максимума интерпретировалось рядом авторов [13, 16, 28] как доказательство реальности супергранул.

На рис. 5 приведены примеры нормированных автокорреляционных функций яркостей. По оси абсцисс отложено расстояние в секундах дуги, по оси ординат — значение автокорреляционной функции. Длина волны линии, в которой велись измерения яркости, указана на рисунках.

Из рисунка видим, что действительно автокорреляционные кривые не всегда показывают усиления у размеров $\sim 40''$, характерных для супер-

$H_{\parallel} \lambda 5184, 20$


гранул. Заметим, что вторичные максимумы в области размера супергранул также не были обнаружены на автокорреляционных кривых для магнитного поля [23] и для яркости в непрерывном спектре [29]. Далее из рис. 5, а, б, в видно, что иногда проявляется вторичный максимум на автокорреляционной кривой в области, близкой к $90''$.

В табл. 2 приведены данные о наличии вторичного максимума в области $\sim 40''$ для всех вычисленных кривых. В первом столбце приведены

Таблица 2

Линия	n_1	n_2	Линия	n_1	n_2
K_3	6	2	5184	1	0
H_{α}	7	2	4227	1	1
H_{β}	3	0	D_1	1	1
H_{γ}	1	0	6103	1	1
H_{δ}	1	0	5250	1	0

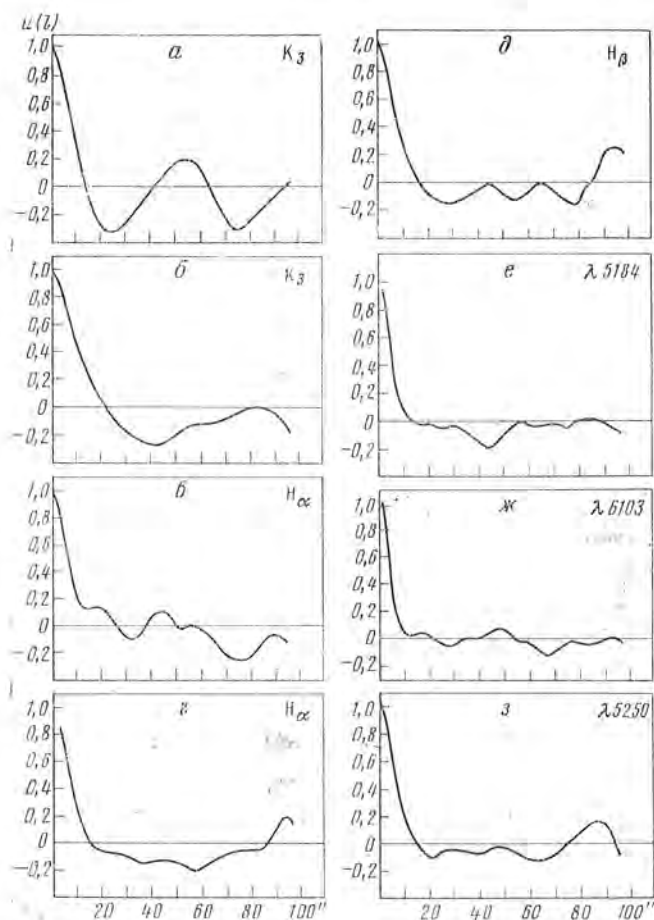


Рис. 5. Автокорреляционные кривые для флуктуаций яркости

линии, по которым записывались яркости, во втором — число случаев n_1 , для которых проведены вычисления автокорреляционной функции, и в третьем — случаи наблюдения максимума n_2 . Из табл. 2 следует, что по нашим данным лишь в 30% случаев на автокорреляционных кривых видны максимумы, характерные для супергранул. Все это указывает на то, что узелки, образующие на Солнце как фотосферную, так и хромосферную сетку, располагаются по поверхности Солнца в большой степени хаотически.

Автор приносит глубокую благодарность акад. А. Б. Северному за ценные замечания.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 90.
2. J. B. Rogerson. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 204.
3. C. de Jager. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1957, 13, 133.
4. Э. Е. Дубов. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 2, 342.
5. J. Appenreiter, E. H. Schröter. *Solar Phys.*, 1968, 4, 131.
6. J. M. Beckers, E. H. Schröter. *Solar Phys.*, 1968, 4, 165.
7. G. A. Chapman, N. R. Sheeley. *Solar Phys.*, 1968, 5, 442.
8. E. N. Frasier. *Solar Phys.*, 1970, 14, 1, 89.
9. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, 43, 465.
10. К. де Ягер. *Строение и динамика атмосферы Солнца*. М., ИЛ, 1962, стр. 69.

11. *В. Г. Буславский*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 317.
12. *R. F. Howard*. *Astrophys. J.*, 1959, **130**, 193.
13. *G. W. Simon, R. B. Leighton*. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1120.
14. *Т. Т. Цап*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 161.
15. *G. J. Vassilyeva, A. K. Tchandaev*. IAU Sympos. N 35, 1967, p. 236.
16. *В. М. Григорьев*. Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца». М., «Наука», 1971, вып. 2, стр. 3.
17. *Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов*. Сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС». М., «Наука», 1967, вып. 4, стр. 82.
18. *Т. Т. Цап*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **39**, 265.
19. *В. А. Крат, Н. М. Гольдберг-Рагозинская*. Солнечные данные, 1968, **12**, 65.
20. *С. И. Гонасюк, Т. Т. Цап*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 26.
21. *L. d'Azambuja*. *Ann. Obs. Paris — Meudon*, 1930, **8**, fasc. 2.
22. *А. Б. Северный*. Успехи физических наук, 1966, **88**, 3.
23. *А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **38**, 3.
24. *А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 3.
25. *Э. Р. Мустель*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, **9**, 25.
26. *J. Harvey, W. Livingston*. *Solar Phys.*, 1969, **10**, N 2, 283.
27. *С. И. Гонасюк, Т. Т. Цап*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **46**, 101.
28. *G. J. Vassilyeva*. *Solar Phys.*, 1967, **1**, 16.
29. *J. M. Beckers*. *Solar Phys.*, 1968, **5**, 3, 309.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ФРАУНГЕФЕРОВЫМ ЛИНИЯМ С РАЗЛИЧНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ТЕМПЕРАТУРЕ

М. Дж. Гусейнов

По поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитного поля H в различных пятнах четырех групп пятен, наблюдавшихся в 1972 г. Сравниваются значения H , определенные по линиям Fe I $\lambda 6137,0$, $\lambda 6173,3$, $\lambda 6420,0$, Zr I $\lambda 6127,5$, $\lambda 6143,2$ и Y I $\lambda 6435,0$ Å. Сделан вывод о том, что напряженность магнитного поля H в более темных узелках тени пятен в среднем на 300 *gs* больше, чем в его сплошном темном фоне.

THE STUDY OF THE MAGNETIC FIELD IN SUNSPOT UMBRAE USING THE DIFFERENT TEMPERATURE-SENSITIVE LINES, by M. J. Huseynov.— The magnetic field intensities H were measured in a few sunspots by using polarization spectrograms. The values of H determined by the spectral lines of Fe I $\lambda 6137,0$, $\lambda 6173,3$, $\lambda 6420,0$, of Zr I $\lambda 6127,5$, $\lambda 6143,2$ and of Y I $\lambda 6435,0$ Å are compared. The magnetic field in the dark smallscale regions (knots) of umbra was found to exceed that in the umbral background by 300 *gs*.

По наблюдениям, выполненным с помощью солнечного магнитографа, Северным [1] было убедительно показано, что магнитное поле в тени пятна неоднородно и имеет тонкую структуру с характерным размером в несколько секунд дуги. Согласно исследованиям [2—11], в настоящее время, по-видимому, можно принять, что тень пятна весьма неоднородна и по яркости и состоит из приблизительно равномерного сплошного темного фона, внутри которого имеются несколько более темные узелки и яркие гранулы с характерными размерами $2-1''$, $0'',5$ соответственно.

Для построения модели пятен важное значение имеет измерение магнитных полей в таких тонкоструктурных элементах тени. Но в условиях наземных наблюдений сильно осложняется получение спектров с достаточно большим пространственным разрешением. Это оправдывает использование спектральных линий с различной чувствительностью к температуре, что позволит в какой-то мере разделить «горячие» и «холодные» элементы в пятнах и определить их физические параметры даже в тех случаях, когда пространственное разрешение недостаточно.

Обридко [12], измеряя напряженность магнитного поля H пятна по линиям поглощения нейтрального и однажды ионизованного железа, нашел, что $0,4 \leq H_{\text{FeII}}/H_{\text{FeI}} \leq 0,6$. Согласно [13], он принял, что линии нейтрального железа образуются в «холодных» областях, а линии ионизованного железа — в «горячих» элементах, и сделал вывод о том, что светлым гранулам соответствуют слабые поля, а темным областям — относительно сильные поля. Результаты Лямовой [14] хорошо согласуются с результатами Обридко [12]. Она нашла, что $H_{\text{FeII}}/H_{\text{FeI}} \approx 0,7$.

Маллиа [15] нашел, что в тени большого пятна напряженность магнитного поля H , определенная по расщеплению молекулярной линии MgH

$\lambda 5190,2 \text{ \AA}$, на 800 гс больше, чем измеренная по линии $\text{Fe I } \lambda 5250,2 \text{ \AA}$. Вызывает сомнение результат Вёль [16], полученный также по молекулярным линиям, согласно которому в тени больших пятен расщепления линий MgH и Ca H соответствуют магнитному полю с напряженностью $H \approx 1300 \div 2000 \text{ гс}$. По-видимому, большое различие результатов Маллиа [15] и Вёль [16] связано с тем, что, во-первых, величина расщепления молекулярных линий очень мала, во-вторых, факторы магнитного расщепления их известны недостаточно точно. Поэтому для изучения магнитных полей в более холодных темных узлах тени пятен целесообразнее использовать линии поглощения нейтральных атомов, которые отсутствуют (или исключительно слабы) в спектре фотосферы и значительно усиливаются в спектре тени пятен. Наиболее часто эти условия выполняются для линий поглощения с малыми потенциалами возбуждения нижнего уровня, принадлежащих нейтральным атомам с небольшими потенциалами ионизации. Подобные линии поглощения $\text{V I } \lambda 6285,2, \lambda 6296,5, \text{Sc I } \lambda 6306,0$ и $\text{Ti I } \lambda 6312,2 \text{ \AA}$ были использованы нами для измерения спектров, полученных на БСТ Крымской астрофизической обсерватории по службе магнитных полей солнечных пятен [17]. Было найдено, что напряженность магнитного поля, определенная по вышеуказанным линиям нейтрального ванадия и титана, в среднем на 200—300 гс больше, чем по линии $\text{Fe I } \lambda 6302,5 \text{ \AA}$.

Но вблизи линии $\text{Fe I } \lambda 6302,5 \text{ \AA}$ (в диапазоне длин волн $\lambda \lambda 6280\text{—}6320 \text{ \AA}$) нет линий, подходящих для определения напряженности магнитного поля в светлых гранулах тени пятен. Чтобы на одной и той же спектрограмме иметь набор линий, позволяющих измерять поле во всех трех компонентах тени пятен, нами были выбраны области спектра $\lambda \lambda 6100\text{—}6150, \lambda \lambda 6125\text{—}6175$ и $\lambda \lambda 6410\text{—}6460 \text{ \AA}$.

1. Материал наблюдений

20, 22 и 29 мая, 16 июня, 30 и 31 октября, 1 ноября 1972 г. с помощью спектрографа с дифракционной решеткой МБСТ Крымской астрофизической обсерватории (оптическая схема спектрографа такая же, как на ГСТ [18]) в вышеуказанных диапазонах длин волн были получены поляризационные спектрограммы ряда пятен с размерами тени $\sim 10\text{—}30''$. Спектры были сняты на пленку изопанхром 15-800 с экспозициями 3—6 сек.

Наблюдения проводились при хороших и средних качествах изображений в системе с фокусом $f = 30 \text{ м}$. Дрожания изображений во время наблюдений составляли в основном 3—4'' (иногда они доходили до 6'', в этих случаях мы снимали спектры только больших пятен).

При наблюдениях перед щелью спектрографа устанавливалась поляризационная насадка. Она состоит из поляризационной мозаики, изготовленной Скоморовским [27], и пластинки в $1/4\lambda$. Свет, проходя через $1/4\lambda$ -пластинку и поляризационную мозаику, попадает на входную щель спектрографа ортогонально поляризованными ступеньками. Таким образом, полученные спектрограммы состоят из ряда спектров с взаимно ортогональной поляризацией. В соответствии с шириной полосок поляроидной мозаики и диаметром изображения Солнца на щели спектрографа каждый спектр (каждая полоска) имеет ширину, соответствующую 3'' на поверхности Солнца. Линейная дисперсия спектров в области длин волн $\lambda \lambda 6100\text{—}6460 \text{ \AA}$ равна 0,370—0,345 $\text{\AA/мм}$.

2. Измерение абсолютных значений напряженности магнитного поля в тени пятен по линиям нейтрального железа, циркония и иттрия

В диапазоне $\lambda \lambda 6125\text{—}6175 \text{ \AA}$ имеются две линии нейтрального циркония, $\text{Zr I } \lambda 6127,475$ и $\lambda 6143,183 \text{ \AA}$, которые являются простыми триплетами Зеемана с достаточно большими факторами Ланде. Третья линия того же мультиплета циркония $\lambda 6134,57 \text{ \AA}$ не совсем удобна для нашей цели из-за

малости ее магнитного расщепления. Эти линии чрезвычайно слабы в спектре фотосферы и полутени, но они значительно усиливаются в спектре тени солнечных пятен, что является их характерной особенностью. Такая же линия с простым триплетным расщеплением имеется в области $\lambda\lambda 6410-6460$ Å. Это линия поглощения нейтрального иттрия Y I $\lambda 6435,049$ Å. В первой области длин волн в качестве линий сравнения выбраны Fe I $\lambda 6137,002$ и Fe I $\lambda 6173,341$ Å, а во второй — линия Fe I $\lambda 6419,956$ Å. Последние две линии железа являются простыми триплетами Зеемана, а линия $\lambda 6137,0$ Å имеет сложное магнитное расщепление. Но ее эффективный фактор Ланде достаточно велик ($g_{\text{эфф}} = 2$), так что она вполне пригодна для

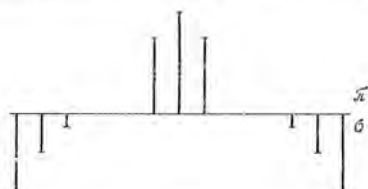


Рис. 1. Картина магнитного расщепления линии Fe I $\lambda 6137,0$ Å со сложным эффектом Зеемана

фотографических измерений напряженности магнитных полей в тени пятен. Картина магнитного расщепления линии Fe I $\lambda 6137,0$ Å показана на рис. 1.

В таблице мы приводим некоторые данные спектральных линий, по которым здесь изучается магнитное поле в тени солнечных пятен. Они в основном заимствованы из [19—22]. Схемы магнитного расщепления и факторы Ланде линий поглощения рассчитаны нами (кроме общеизвестного триплетта Зеемана Fe I $\lambda 6173,3$ Å) для случая нормальной связи. Следует отметить, что отличия теоретических значений факторов Ланде для комбинирующих уровней переходов использованных нами линий поглощения от экспериментальных значений, приведенных в [23], не существенно.

Элемент	Линия, длина волны λ , Å	Эквивалентная ширина в фотосфере $W_{\text{ф}}$, мÅ	Роуландовская интенсивность		Потенциал возбуждения нижнего уровня $P_{\text{н.з.}}$, эВ	Мультиплет		Схема магнитного расщепления	Фактор Ланде g	$g^2 \lambda_0^2 \cdot 10^9$, сÅ ²
			в фотосфере $I_{\text{ф}}$	в иттии $I^* R$		номер	обозначение			
Zr I	6127,475	3,5	—3 N	3—4	0,15	2	$a^3F_4 - z^3F_4^0$	$\pm \frac{(0), 5}{4}$	5/4	47,0
Fe I	6137,002	64	3	4	2,20	62	$a^5P_2 - y^5D_1^0$	$\pm \frac{(0,2), 9, 11, 13}{6}$	2	75,4
Zr I	6143,183	2,5	—3 N	3—4	0,07	2	$a^3F_3 - z^3F_3^0$	$\pm \frac{(0), 13}{12}$	13/12	40,8
Fe I	6173,341	50	5	5—3	2,22	62	$a^5P_1 - y^5D_0^0$	$\pm \frac{(0), 5}{2}$	5/2	95,0
Fe I	6419,956	80	4	3—2	4,73	1258	$y^3D_3^0 - f^3D_3$	$\pm \frac{(0), 4}{3}$	4/3	55,1
Y I	6435,049	1,5	—3	3	0,07	2	$a^3D_{5/2} - z^3D_{5/2}^0$	$\pm \frac{(0), 6}{5}$	6/5	49,7

Напряженность магнитного поля H в тени пятен определялась по измерениям на МИР-12 смещения σ -компонентов с взаимно ортогональной поляризацией на соседних полосках спектрограмм. Соответственно ширине полосок магнитное поле определялось через каждые 3''. По каждому двум соседним полоскам измерения магнитного расщепления повторялись 5 раз и вычислялось среднее арифметическое значение H .

На рис. 2 сравниваются результаты измерений H в тени пятен по различным линиям. В левом верхнем углу на каждом рисунке для соответствующей пары линий поглощения показаны величины среднеарифметических ошибок измерений H , которые связаны с ошибками наведения нити измерительного прибора на середину σ -компонентов (в случае линии Fe I $\lambda 6137,0$ Å со сложным эффектом Зеемана ошибками наведения на центр тяжести σ -подкомпонентов). Здесь следует отметить, что все наши измерения свободны от влияния центрального компонента (в общем случае состоящего из рассеянного света и истинного π -компонента), так как они проводились там, где σ -компоненты четко отделены от нее, т. е. там, где отсутствует эффект блендирования. Заметим, что линии циркония и иттрия вообще свободны от влияния центрального компонента, связанного с рассеянным светом, так как они очень слабы в спектрах фотосферы и полутени пятен.

Рис. 2, *а* показывает, что обе линии циркония в среднем дают близкие значения напряженности магнитного поля H . Из рис. 2, *б* и *в* следует, что значения H , определенные по линиям циркония, на 300—400 гс больше, чем по линии Fe I $\lambda 6137,0$ Å. На рис. 2, *г* сравниваются значения H , измеренные по линиям Zr I $\lambda 6127,5$ — и Fe I $\lambda 6173,3$ Å в тени большого пятна, наблюдаемого 30, 31 октября и 1 ноября 1972 г. Видно, что напряженность магнитного поля H по линии циркония в среднем на 200—300 гс больше, чем по линии железа. Рис. 2, *д* показывает, что магнитное поле, измеренное по линии Y I $\lambda 6435,0$ Å, в среднем на 300—400 гс сильнее, чем по линии Fe I $\lambda 6420,0$ Å.

Разброс точек на рис. 2, *б—д*, превышающий величину среднеарифметических ошибок измерений, возможно, связан как с различиями физических условий в пятнах, так и условий наблюдений. Необходимо отметить, что при больших дрожаниях изображений разницы значений H , определенные по линиям циркония (или иттрия) и железа у границ тени пятен (на расстоянии, примерно равном величине дрожания), могут быть значительно завышены. Это связано со следующим. Как было сказано выше, линии циркония и иттрия очень слабы в спектре полутени и фотосферы. Поэтому в случае больших дрожаний их σ -компоненты в спектре края тени пятен будут сложением излучения в данной линии на краю и близлежащих областях тени пятен (разумеется, ближе к середине тени). Так как магнитное поле обычно растет к центру тени пятна, расщепления этих линий могут быть несколько увеличены. Но на расщепления линий железа дрожания изображений влияют иначе: здесь имеет место дополнительный вклад как близлежащих областей тени, так и полутени. Известно, что у границы тень—полутень магнитное поле сильнее изменяется с расстоянием в полутени, чем в тени пятна. Таким образом, здесь можно ожидать уменьшение расщепления линий поглощения из-за дрожаний. Учитывая изложенное, большие различия значений H , измеренные по линиям циркония (или иттрия) и железа вблизи края тени, иногда доходящие до 600 гс, по-видимому, можно объяснить влиянием дрожания изображений Солнца. Следовательно, средние разности значений напряженности магнитного поля H у края тени пятен, определенные по различным линиям, вероятно, должны быть несколько меньше, чем следует из рис. 2, *б—д*.

На рис. 2, *е* мы сравниваем значения H , определенные по линиям железа $\lambda 6137,0$ и $\lambda 6173,3$ Å. Заметно, что напряженность магнитного поля по первой линии в среднем на ~100 гс меньше, чем во второй. Это небольшое различие, возможно, связано с тем, что линия Fe I $\lambda 6137,0$ Å показывает сложный эффект Зеемана (ее σ -компоненты состоят из трех подкомпонентов различной интенсивности) и измерения по ней, по-видимому, систематически несколько занижены из-за неточного наведения нити измерительного прибора на центр тяжести σ -компонентов. Но не исключается возможность частичного влияния эффекта глубины, хотя эти две линии железа по многим данным очень похожи и трудно ожидать каких-либо значительных различий в их глубинах образования в тени пятен.

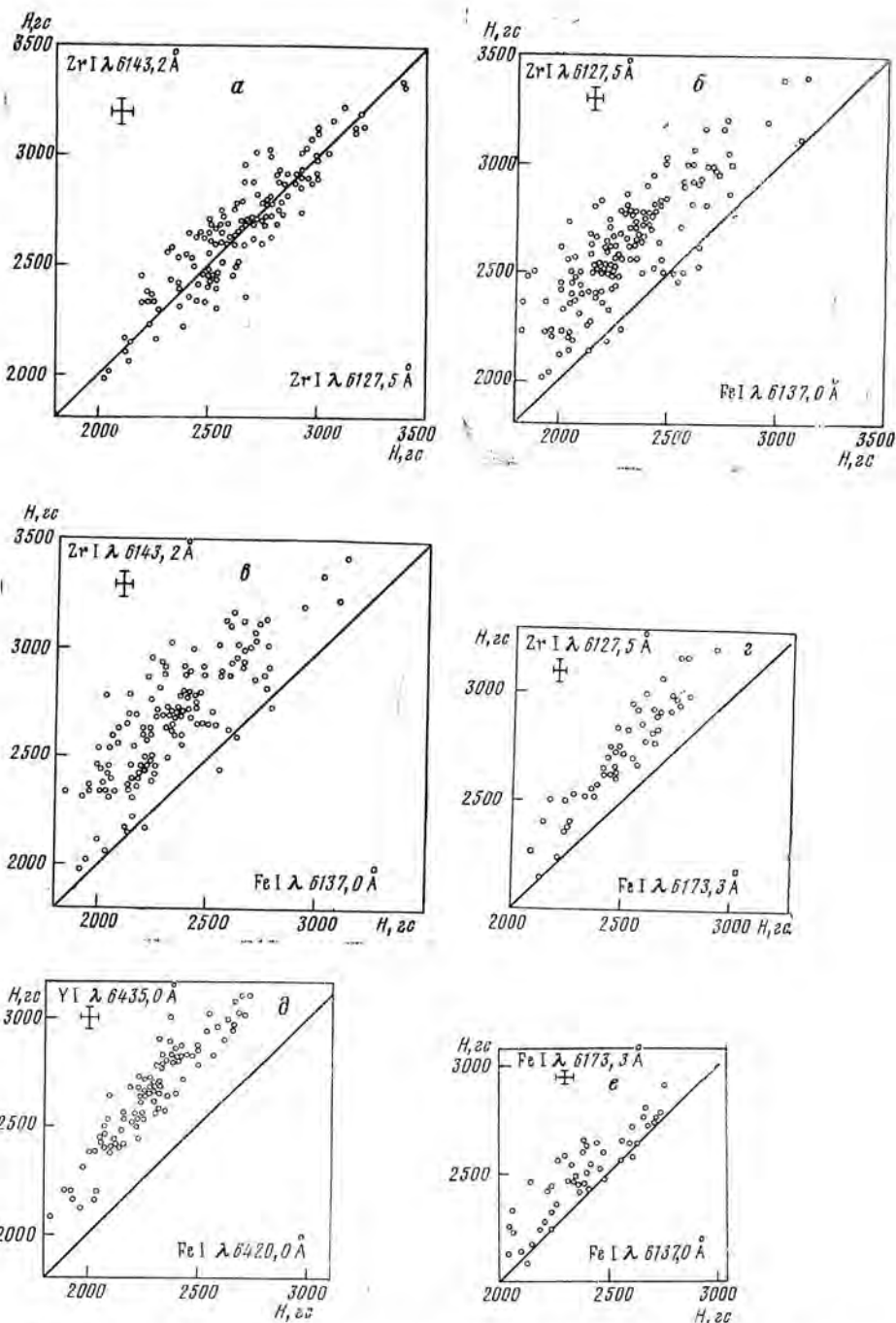


Рис. 2. Соотношения величин напряженности магнитного поля H в тени пятен, измеренные по разным линиям поглощения.

По рис. 2, б — д можно заметить, что линии поглощения циркония и иттрия появляются в спектре тени пятна тогда, когда напряженность магнитного поля по линиям железа превышает 1800 гс. Аналогичный результат был получен нами ранее [17] относительно некоторых линий ванадия, скандия и титана.

Известно [24], что линии $Zr I$ и $Y I$ чрезвычайно слабые в спектре фотосферы Солнца, значительно усиливаются в спектре тени солнечных пятен

и звезд типа К, а у звезд типа М становятся очень хорошо выраженными. Они особенно сильны у звезд типа S. Используемые нами здесь линии циркония и иттрия также значительно усиливаются в спектре тени пятен среднего и большого размера. Естественно предположить, что эти линии в основном образуются в более холодных (темных) узелках тени пятен. Как видно из таблицы, потенциалы возбуждения нижнего уровня линий железа значительно больше, чем линий циркония и иттрия. Кроме того, согласно [19], линии железа относятся к фраунгоферовым линиям III—V температурного класса со средним и высоким энергетическими уровнями. Поэтому можно ожидать, что основной вклад в излучение в этих линиях вносит сплошной темный фон тени пятен.

Интерпретация полученных результатов сравнения значений H по различным линиям поглощения требует знания также их глубин образования. Для определения разницы глубин образования линий поглощения и непрерывного спектра тени пятен можно использовать, например, спектры, снятые вблизи края диска Солнца. К сожалению, нам пока не удалось получить такие спектры при хороших условиях наблюдений. Поэтому для решения этой задачи мы обращаемся к результатам Маттига [25], где найдено, что разница глубин образования ядра линий и непрерывного спектра является функцией роуландовской интенсивности линий поглощения в спектре пятен. Здесь необходимо учитывать, во-первых, что, результаты [25] могут быть искажены рассеянным светом (особенно для слабых линий), во-вторых, что различия в глубинах образования линий и непрерывного спектра пятен, определенные вблизи края диска Солнца, могут не соответствовать глубинам их образования на диске Солнца.

Из таблицы видно, что роуландовские интенсивности I_R^* использованных нами линий поглощения близки (они несколько различны по данным разных авторов, по-видимому, это связано с различием исследованных пятен). Следовательно, их глубины образования, видимо, отличаются несущественно. Таким образом, можно заключить, что различия напряженностей магнитного поля в тени пятен, определенные, с одной стороны, по линиям циркония и иттрия, и, с другой — по линиям железа, вероятно, в основном связаны с неоднородным распределением магнитного поля по поверхности (хотя не исключается также некоторый вклад от различий в глубинах образования этих линий).

Нужно отметить, что Цван и Бурман [26] также нашли, что в областях с видимой тонкой структурой измеренная напряженность магнитного поля больше по чисто «теневым» линиям, чем по фотосферным.

Учитывая изложенное, можно сделать вывод о том, что напряженность магнитного поля в сплошном темном фоне тени пятен в среднем на 300 га меньше, чем в его более темных узелках. Этот вывод находится в полном согласии с результатами, полученными нами ранее [17]¹.

Выражаю искреннюю благодарность акад. А. Б. Северному, С. И. Гопасюку и В. А. Котову за ценные замечания и полезные советы.

6 декабря 1972 г.

¹ *Примечание при корректуре.* Фотометрирование линий железа и ванадия показало, что даже в случае кажущегося полного разделения при визуальных измерениях σ от центральной компоненты имеет место эффект блендирования, который приводит к уменьшению значений H . Величина уменьшения H зависит от формы контура линии, фактора магнитного расщепления, истинного значения H , а также от соотношения интенсивностей σ - и центральной компонент. Следовательно, для нахождения истинного различия величин H , определенных по разным линиям, необходимо учитывать эффект блендирования σ - и центральной компонент.

На наших спектрах центральные компоненты линий относительно слабы. Поэтому учет эффекта блендирования не сильно изменяет результаты измерений H , и наш основной вывод о том, что в более темных узлах тени пятен H больше, чем в сплошном темном фоне, остается в силе.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, **36**, вып. 2, 208.
2. S. Chevalier. Ann. Obs. Zo-Se, 1916, **9**, B1.
3. J. Rösch. C. r. Acad. sci., 1956, **243**, 478.
4. J. Rösch. L'Astronomie, 1957, **71**, 129.
5. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Austral. J. Phys., 1959, **12**, 320.
6. R. E. Loughhead, R. J. Bray. Austral. J. Phys., 1960, **13**, 139.
7. R. Danielson. Astrophys. J., 1964, **139**, N 1, 45.
8. J. M. Beckers, E. H. Schröter. Solar Phys., 1968, **4**, N 3, 303.
9. В. А. Крат. Земля и Вселенная, 1971, № 5, 20.
10. В. А. Крат. Вестник АН СССР, 1971, № 12, 28.
11. В. А. Крат, Л. М. Котляр. Баллонная астрономия. Л., «Наука», 1972.
12. V. N. Obridko. Bull. Astron. Inst. Czechosl, 1968, **19**, N 4, 183.
13. M. Makita. Atti Conv. macchie solari. Firenze, 1964. Firenze, 1966, 177.
14. Г. В. Лямова. Астрон. цирк., 1971, № 622, 5.
15. E. A. Mallia. Solar Phys., 1970, **14**, N 1, 125.
16. H. Wöhl. Solar Phys., 1971, **16**, N 2, 362.
17. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, **49**, 15.
18. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, **41-42**, 194.
19. C. E. St. John, C. E. Moore a. oth. Revision of Rowlands Preliminary table. Carnegie Inst. Washington Publ., 1928, N 396.
20. C. E. Moore. Atomic lines in the Sun-spot spectrum. Princeton, 1933.
21. C. E. Moore, A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Rev. Ed. Princeton, 1945.
22. C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast. The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å, Second revision of Rowland's preliminary table of Solar spectrum wavelengths. Washington, 1966.
23. C. E. Moore. Atomic Energy Levels, 1949, v. I; 1952, v. II. Washington.
24. П. Меррилл. Линии химических элементов в астрономических спектрах. М., ИЛ, 1959.
25. W. Mattig. Solar Phys., 1969, **8**, N 2, 291.
26. C. Zwaan, J. Buurman. Solar Magnetic Fields. Internat. Astron. Union Sympos. N 43, Paris, 1970. Dordrecht, 1971, p. 220.
27. В. И. Скоморовский. Исслед. по геомагнетизму, астрономии и физике Солнца, 1973, вып. 26, 220.

ОЦЕНКА ПОТОКОВ
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ
НА СОЛНЦЕ НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см

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

Приводятся данные о плотностях потоков для четырех локальных радиисточников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см по наблюдениям на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Обнаружено, что величина потока и значение спектрального индекса меняются от источника к источнику. С уменьшением мощности источника спектр его становится более пологим.

ESTIMATION OF THE RADIO EMISSION FLUX DENSITIES OF THE LOCAL RADIO SOURCES AT THE 1,9; 2,5 AND 3,5 CM WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin, N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov. — The data for flux densities of four solar local radio sources at the 1,9; 2,5 and 3,5 cm wavelengths are given. The observations were made with 22-meter radio telescope at the Crimean observatory. It is found, that both the fluxes and the spectral indices change from source to source. When the source power decreases, the spectrum of that source becomes more gently sloping.

Изучение спектрального распределения интенсивности радиоизлучения локальных источников на Солнце, во-первых, важно для понимания природы самих источников; во-вторых, оно может дать дополнительные сведения для прогнозирования солнечной активности [1, 2].

Известно, что в коротковолновой части сантиметрового диапазона плотность потока радиоизлучения локальных источников растет с длиной волны [3, 4]. В миллиметровом диапазоне плотность потока излучения с длиной волны, наоборот, спадает [5]. Есть указания также об изменчивости спектров [4]. Однако спектральные характеристики локальных источников, в частности их временные изменения, а также изменения при перемещении источников по диску Солнца, изучены еще недостаточно. Для определения плотности потока необходимо знание яркостной температуры и угловых размеров источников, что не всегда возможно.

Здесь приводятся предварительные данные о плотностях потоков радиисточников на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см по наблюдениям на 22-м радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории. Материал охватывает период наблюдений с 6.XII 1971 г. по 4. I 1972 г. Рассмотрены четыре локальных радиисточника.

Методика определения плотности потока радиисточников основана на том, что площадь под кривой интенсивности при сканировании Солнца (независимо от формы диаграммы направленности антенны) пропорциональна потоку излучения [6, 7]. Тогда выражение для плотности потока радиоизлучения S_n можно записать в виде

$$S_n = \frac{F_n}{F_d} S_d,$$

где F_n и F_d — площади под кривыми сканирования отдельно для источника и диска Солнца соответственно; S_d — плотность потока излучения от

участка на Солнце, охваченного диаграммой направленности антенны при сканировании (при этом излучение от локальных источников не учитывается). Значения $F_{\text{н}}$ и $F_{\text{д}}$ определяются непосредственно по записям наблюдений (рис. 1).

Величину $S_{\text{д}}$ можно легко представить через интегральный поток «спокойного» Солнца соотношением

$$S_{\text{д}} = \frac{P_{\text{д}}}{P_{\odot}} S_{\odot},$$

где $P_{\text{д}}$ — площадь участка на диске Солнца, которой соответствует плотность потока $S_{\text{д}}$ (рис. 1). $P_{\odot} = \pi R_{\odot}^2$ (в случае, когда ширина диаграммы направленности больше угловых размеров Солнца $P_{\text{д}} = P_{\odot}$).

Выражение для $S_{\text{н}}$ окончательно можно записать

$$S_{\text{н}} = \frac{F_{\text{н}}}{F_{\text{д}}} \frac{P_{\text{д}}}{P_{\odot}} S_{\odot}. \quad (1)$$

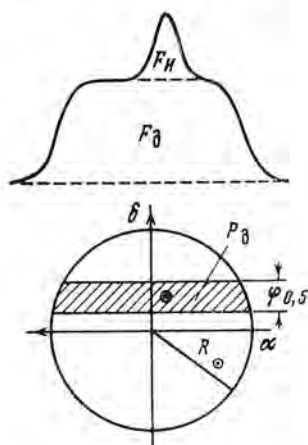


Рис. 1. Схематическое изображение записи скана и диска Солнца для пояснения параметров в формуле (1)

Заштрихованный участок — площадь $P_{\text{д}}$, зачерненным кружком обозначена активная область

Относительно использования соотношения (1) для определения плотности потока радиоисточников на Солнце заметим следующее. Значения $F_{\text{н}}$ необходимо находить по сканам, проведенным через максимум источника. Для определения $F_{\text{д}}$ требуется знание как ширины диаграммы направленности антенны $\phi_{0,5}$ (на уровне 0,5) на каждой данной длине волны, так и положение полосы скана на диске Солнца.

При определении величины $F_{\text{д}}$ особое внимание следует обращать на ширину записей сканов Солнца. Дело в том, что, как нами было обнаружено при наблюдениях на РТ-22, в коротковолновой сантиметровой области во многих случаях угловые размеры сканов по α несколько больше угловых размеров сканов по δ ; сканирование проводилось в обоих случа-

ях через центр Солнца. С целью изучения этого вопроса были проведены специальные наблюдения, которые заключались в сканировании Солнца и Луны через их центры под разными углами относительно осей экваториальных координат. Подробно материал будет рассмотрен отдельно, однако здесь укажем, что дополнительное уширение скана по α относительно ширины скана по δ может составлять 10% и выше. Произведенная оценка показала, что при представлении распределения яркостной температуры по диску Солнца «столообразной» функцией аналогичное уширение ($\sim 10\%$) дает расположенный на краю «столообразный» источник с угловым размером $4'$ и яркостной температурой, равной яркостной температуре «спокойного» Солнца. Что касается наблюдений Луны, то ширины сканов по α и δ оказались одинаковыми.

Таким образом, замеченные уширения сканов по α относительно сканов по δ , по-видимому, связаны с источниками, находящимися у края диска Солнца.

Определение плотности потоков локальных источников $S_{\text{н}}$ производилось по записям сканов как по α , так и по δ . При определении значений $F_{\text{д}}$ по сканам вдоль α вводилась поправка, учитывающая дополнительное уширение. Значения $P_{\text{д}}$ определялись графически. Принятые при обработке значения плотности потока «спокойного» Солнца $S_{\odot}$ [8], значения ширины диаграмм направленности антенны на различных длинах волн и

отношения $P_d/P_\odot$ для случая сканирования по центру Солнца представлены ниже.

$\lambda, \text{см}$	1,9	2,5	3,5
$\Phi_{0,5}$	4'	5'	6',5
$S_\odot \cdot 10^{22}, \text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	504	325	201
$P_d/P_\odot$	0,16	0,2	0,26

Для обработки использованы материалы наблюдений четырех локальных источников, связанных с группами пятен № 392, 424, 420 (1971 г.) и 3 (1972 г.) [9, 10]. Все эти группы были относительно компактны и изолированы от других групп. Для групп № 420 и 3 наблюдения относятся только к периодам, когда они находились вблизи центрального меридиана. В первом случае измерения проведены на второй день после возникновения группы, во втором — за один день до исчезновения группы. Не исключено, что группы № 392 и 424 представляют собой одну и ту же область на Солнце, но в разные периоды времени. Для всех групп проводилось, как правило, по несколько измерений в день. Усредненные за каждый данный день значения плотности потока локальных источников представлены в таблице. В этой же таблице, в последнем столбце указаны даты прохождения источников через центральный меридиан и приведены данные о площадях пятен (видимые площади S_d в миллионных долях диска и истинные площади S_p в миллионных долях полусферы Солнца), взятые из [9, 10]. С учетом точности определения плотности потока «спокойного» Солнца $S_\odot$ и ошибок измерений других величин, входящих в формулу (1), относительная ошибка определения потока радиоисточников S_n не превышает 20%. (Не следует путать обозначения S_p , S_d площадей с обозначением потоков $S_\odot$, S_n .)

Номер группы	Дата наблюдений	$S_n \cdot 10^{22}, \text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$			Дата прохождения группой ЦМ
		1,9 см	2,5 см	3,5 см	
392	6. XII 1971 г.	1,8	3,7	8,0	6. XII 1971 г. $S_d = 1430$ $S_p = 728$
	7. XII	1,7	3,4	8,2	
	9. XII	1,5	3,5	6,0	
	10. XII	2,2	4,3	8,2	
	12. XII	3,5	5,2	7,8	
	Средние	2,1	4,0	7,6	
424	29. XII 1971 г.	0	1,5	3,2	2. I 1972 г. $S_d = 280$ $S_p = 141$
	30. XII	0,74	1,7	3,3	
	31. XII	0,84	2,2	4,4	
	1. I 1972 г.	1,4	2,2	3,8	
	3. I	1,7	2,0	3,6	
	4. I	0,95	1,2	2,9	
	Средние	0,94	1,8	3,5	
420	27. XII 1971 г.	1,4	1,5	1,8	28. XII 1971 г. $S_d = 108$ $S_p = 55$
3	8. I 1972 г.	0,9	1,1	0,9	8. I 1972 г. $S_d = 36$ $S_p = 19$
	9. I	0,6	0,75	0,9	
	Средние	0,75	0,9	0,9	

На рис. 2 построены кривые изменения плотности потока, усредненные по всем дням наблюдений (сплошные линии) и по двум дням (штриховые), когда группы находились у центрального меридиана. Для группы № 420

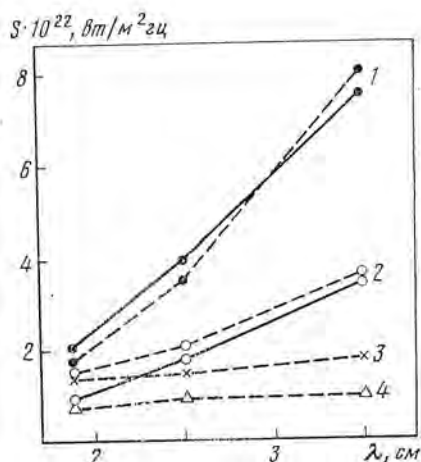


Рис. 2. Изменение плотности потока радиоизлучения с длиной волны для четырех локальных источников на Солнце

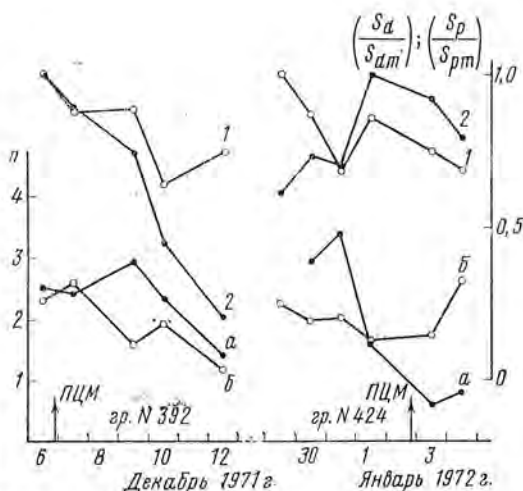


Рис. 3. Изменение спектрального индекса n и площадей пятен в группах от дня ко дню

приведены данные только по одному дню наблюдений. Кривые 1 соответствуют группе № 392, кривые 2 — № 424, кривые 3 — № 420 и кривые 4 — № 3.

Из таблицы и рис. 2 следует, что величина потока заметно меняется от группы к группе. С уменьшением плотности потока локальных источников и площадей пятен связанных с ними групп спектры источников становятся более пологими. Это обстоятельство свидетельствует о том, что с ослаблением источника растет вклад тормозного излучения в его общее излучение [11].

Далее приведена оценка величины спектрального индекса по формуле

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

Значения n в интервале длин волн 1,9—3,5 см для дней, когда источники находились у центрального меридиана, приведены ниже.

Номер группы	392	424	420	3
n	2,5	1,4	0,4	0,3

Для рассмотренных здесь случаев значение n изменяется почти на порядок. В этой связи представляет интерес изучение временных изменений величины n . На рис. 3 представлены значения n в интервалах $\lambda 1,9—\lambda 2,5$ см (кривые а) и $\lambda 2,5—\lambda 3,5$ см (кривые б) для группы (источников) № 392 и 424, где также даны кривые изменения площадей пятен S_p (кривые 1) и S_d (кривые 2) в относительных единицах. Величины S_p и S_d приведены к их максимальным значениям S_{pm} и S_{dm} , которые они принимали в период наблюдений (для группы № 392 $S_{dm} = 1430$, $S_{pm} = 728$, для группы № 424 — $S_{dm} = 362$, $S_{pm} = 224$). На рис. 3 вертикальными стрелками на оси абсцисс отмечены моменты прохождения группами центрального меридиана (ЦМ). Из рис. 3 видно, что спектральный индекс n не остается постоянным ото дня ко дню. Для группы № 392 величина n уменьшается при приближении источника к краю диска. В этом случае истинная площадь группы S_p также несколько уменьшается при приближении группы к краю диска. Для группы № 424 как ход изменения n относительно центрального меридиана, так и ход величины S_d и S_p имеют другой характер. Величина имеет тенденцию к росту при удалении источника от центрального мери-

диана. Правда, из-за малого числа измерений после прохождения источником центрального меридиана характер изменения кривой a остается неясным. Кривые n для интервалов $\lambda 2,5\text{—}\lambda 3,5\text{ см}$ и $\lambda 1,9\text{—}\lambda 2,5\text{ см}$ пересекаются; точка пересечения соответствует максимуму S_d и пику на кривой S_p . Делать какие-то более общие выводы относительно закономерностей поведения спектрального индекса в зависимости от площади пятен и положения связанных с ними локальных источников по имеющимся двум случаям преждевременно.

Выражаем глубокую благодарность акад. А. Б. Северному за советы.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко. Методы прогнозирования солнечной активности. Доклад на Междунар. симп. по солнечноземным связям. Май, 1970, Ленинград.
2. Н. Tanaka, Т. Kakinuma, S. Enome. Ann. IQSY, v. 3. Cambridge, Mass.—London, 1969, p. 63.
3. А. П. Молчанов. Астрон. ж., 1961, 38, 849.
4. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик и др. Изв. ГАО, 1970, № 185, 168.
5. V. A. Efapov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev. Solar Phys., 1972, 24, 142.
6. Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева. Солнечные данные, 1958, № 9, 65.
7. В. Н. Ихсанова. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 5, № 164, 62.
8. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Наст. том, стр. 480.
9. Солнечные данные, 1971, № 12.
10. Солнечные данные, 1972, № 1.
11. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.

О ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ «СПОКОЙНОГО» СОЛНЦА
В ДИАПАЗОНЕ 1,9—3,5 см

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

Приведены данные о яркостной температуре «спокойного» Солнца в диапазоне волн 1,9—3,5 см. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Яркостные температуры оказались равными $9700 \pm 500^\circ$, $10\,800 \pm 500^\circ$, $12\,300 \pm 600^\circ$ и $13\,000 \pm 700^\circ$ К на волнах 1,9; 2,5; 3,15 и 3,5 см соответственно. В рассматриваемом диапазоне волн яркостная температура «спокойного» Солнца растет с длиной волны приблизительно линейно.

ON BRIGHTNESS TEMPERATURE OF THE «QUIET» SUN IN THE WAVELENGTH RANGE 1.9—3.5 cm, by A. F. Bachurin, N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov. The data for brightness temperature of the «quiet» Sun in the wavelength range 1.9—3.5 cm are given. The observations were made with 22 meter radiotelescope of the Crimean observatory. The brightness temperatures are found $9700 \pm 500^\circ$; $10800 \pm 500^\circ$; $12300 \pm 600^\circ$ and $13000 \pm 700^\circ$ K at wavelengths 1.9; 2.5; 3.15 and 3.5 cm respectively. In the considered range the brightness temperature increases approximately linearly with wavelength.

К настоящему времени проведено немало измерений яркостной температуры «спокойного» Солнца в широком диапазоне длин волн. Однако полученные данные порой заметно различаются между собой.

Сведения о радиоизлучении «спокойного» Солнца используются для построения модели солнечной атмосферы и в решении других задач радиоастрономии. Кроме этого, представляет интерес изучение возможности изменений температуры радиоизлучения «спокойного» Солнца в зависимости от фазы цикла солнечной активности [1]. Поэтому исследования в этом направлении не потеряли свою актуальность. Здесь мы приводим некоторые результаты определения яркостной температуры «спокойного» Солнца $T_{я\odot}$ по наблюдениям на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории на волнах 1,9; 2,5; 3,15 и 3,5 см.

Яркостная температура Солнца $T_{я\odot}$ определялась путем сравнения с температурой эталонного источника, в качестве которого использовалась Луна. Наблюдения проводились в дни новолуний, когда диски Солнца и Луны находились на минимальных угловых расстояниях друг от друга. Это позволило избежать ошибок измерений, связанных с поглощением радиоволн в атмосфере Земли. В связи с тем что яркостные температуры Луны и Солнца отличаются друг от друга во много раз (в рассматриваемом диапазоне примерно в 50 раз), при наблюдениях особое значение приобретает линейность усиления радиометра. Используемая нами для наблюдения аппаратура [2, 3] удовлетворяла этим требованиям. На волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см наблюдения проводились одновременно; оси диаграмм направленности на всех волнах были совмещены. Методика наблюдений заключалась в сканировании диска Луны и Солнца.

Яркостная температура центральной части Луны выражается формулой [4]

$$T_{я\odot} = T_0 - T_{-1} \cos(\Phi - \xi),$$

где T_0 — постоянная составляющая яркостной температуры центральной части Луны, $T_{\sim 1}$ — амплитуда первой гармоники яркостной температуры, Φ — фаза Луны, ξ — запаздывание по фазе гармоники относительно оптической фазы.

Значения T_0 , $T_{\sim 1}$ и ξ , полученные интерполированием данных [4] для рассматриваемых длин волн, представлены ниже. В последней строке приведены также яркостные температуры центральной части Луны, вычисленные по указанной формуле и усредненные по всем дням наблюдений.

λ , см	1,9	2,5	3,15	3,5
T_0	232	233	235	236
$T_{\sim 1}$	30	22	16	14
ξ	36	38	40	41
$T_{я\zeta}$ °К	205 ± 3	243 ± 2	221 ± 2	223 ± 2

Далее по известным значениям $T_{я\zeta}$ яркостная температура Солнца определяется из соотношения

$$T_{я\odot} = T_{я\zeta} \frac{T_{я\odot}}{T_{я\zeta}},$$

где величины $T_{я\odot}$ и $T_{я\zeta}$ представляют собой антенные температуры радиоизлучения Солнца и Луны соответственно. Значения $T_{я\odot}$ для волн 1,9; 2,5 и 3,5 см определены по наблюдениям в течение четырех дней (10 августа, 6, 7 и 8 сентября 1972 г.), а для волн 3,15 см — в течение двух дней (1 и 2 августа 1970 г.). Отметим, что во всех случаях антенные температуры радиоизлучения Луны определялись по нескольким сканам. Сканирование проводилось через центр Луны по экваториальным координатам α и δ , а 7 и 8 сентября дополнительно проведены сканы под 45° к осям α и δ .

Антенная температура «спокойного» Солнца определялась по пологому участку на записи скана, соответствующему области на Солнце, свободной от локальных источников и достаточно удаленной от края диска. Сканирование проводилось по координатам α и δ . Полученные значения $T_{я\odot}$ представлены в таблице, где приведены также и величины отклонения от среднего по всем дням наблюдений.

Дата наблюдений	$T_{я\odot}$, °К			
	1,9 см	2,5 см	3,15 см	3,5 см
1.VIII 1970 г.			12 300	
2.VIII			12 300	
10.VIII 1972 г.	10 000	11 300		13 550
6.IX	9 800	10 750		12 950
7.IX	9 550	10 200		13 150
8.IX	9 500	10 950		12 550
Средние	$9\,700 \pm 300$	$10\,800 \pm 600$	12 300	$13\,000 \pm 600$

Относительные ошибки в определении яркостной температуры Солнца, обусловленные ошибками измерения $T_{я\odot}$ и $T_{я\zeta}$, а также погрешностями определения $T_{я\zeta}$, составляют не более 5%, что дает для $T_{я\odot}$ окончательно $9700 \pm 500^\circ$, $10\,800 \pm 500^\circ$, $12\,300 \pm 600^\circ$ и $13\,000 \pm 700^\circ$ К на волнах 1,9; 2,5; 3,15 и 3,5 см соответственно. Возможные изменения $T_{я\zeta}$ в зависимости от $T_{я\odot}$ считаем пренебрежимо малыми. Разброс значений $T_{я\odot}$ за все дни наблюдений не выходит за пределы указанной точности, за исключением 7. IX 1972 г. на волне 2,5 см, когда отклонение значения $T_{я\odot}$ от среднего по четырем дням превышает ошибку измерений на 0,5%, что не существенно.

Из таблицы следует, что усредненные значения яркостной температуры растут с длиной волны приблизительно линейно со спектральным индексом

$n = 0,5$ и $T_{я\odot}$ достаточно хорошо описывается соотношением

$$T_{я\odot} = (6000 + 2000\lambda)^\circ\text{K},$$

где λ выражена в см.

На основании усредненных значений $T_{я\odot}$ были найдены значения плотностей потоков радиоизлучения от «спокойного» Солнца

$$S_{\odot} = \frac{2kT_{я\odot}}{\lambda^2} \Omega_{\odot}$$

($\Omega_{\odot} = 6,8 \cdot 10^{-5}$ стер). Значения $S_{\odot}$ приведены ниже.

$\lambda, \text{ см}$	1,9	2,5	3,15	3,5
$S_{\odot} \cdot 10^{23} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$	504 ± 25	325 ± 16	233 ± 12	201 ± 10

Заметим, что полученные здесь значения $S_{\odot}$ близко совпадают с величинами потоков «спокойного» Солнца в 1964 г., найденными из рассмотрения материалов наблюдений интегрального радиоизлучения Солнца за период с 1964 по 1971 г. [5], где значения $S_{\odot}$ в 1964 г. оказались наименьшими по сравнению с другими годами указанного периода. Совпадения наших результатов с данными 1964 г. следовало ожидать, так как 1964 год является годом минимума солнечной активности и полученные в [5] значения $S_{\odot}$ в этом году наиболее близко отражают уровень «спокойного» Солнца. В нашем же случае при наблюдениях на больших радиотелескопах независимо от активности Солнца всегда можно найти участок между группами пятен, который будет соответствовать «спокойному» состоянию Солнца.

Приносим глубокую благодарность акад. А. Б. Северному за советы и В. А. Ефанову за полезные обсуждения. 

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
2. Н. Н. Ерюшев, М. В. Тикин, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрсфиз. обс., 1971, 43, 3.
3. Л. И. Цветков. Наст. том, стр. 189.
4. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерения параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964.
5. С. И. Арбузов, М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, В. М. Фридман. О некоторых возможностях применения статистического анализа для исследования В- и S-компонент радиоизлучения Солнца. Доклад на VII Всес. конф. по радиоастрономии. Июнь 1972, г. Горький.

РАДИОМЕТР 8-ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН

В. А. Ефанов

Приводится описание поляризационного радиометра на волну 8 мм, работающего совместно с квантовым парамагнитным усилителем. Флуктуационный порог чувствительности приемника составляет $(0,05 \div 0,06)^\circ \text{К}$ при $\tau = 1^s$ и полосе $\Delta f = 30 \text{ Мгц}$. В радиометре предусмотрены устройства, позволяющие быстро, в процессе наблюдений, снимать основные электрические характеристики мазера. Регистрация результатов наблюдений осуществляется в аналоговом и цифровом виде.

RADIOMETER AT 8 mm, by V. A. Efanov. The description of the polarizable radiometer at 8 mm with maser is given. The fluctuation threshold of sensitivity of receiver is $(0,05-0,06)^\circ \text{K}$. The radiometer is provided by the equipment which allows to measure during the observation the main electrical characteristics of maser. The registration of the observational results can be made both in analogous form and in figures.

В 1969 г. 22-м радиотелескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был оснащен кассегреновской системой облучения антенны [1, 2], что позволило расположить приемную аппаратуру вблизи вторичного фокуса. Расположение приемной аппаратуры с квантовым парамагнитным усилителем бегущей волны (КПУ) [3] вблизи вторичного фокуса потребовало разработки нового радиометра на волну 8 мм.

Функциональная схема радиометра приведена на рис. 1. Радиометр выполнен по супергетеродинной схеме с параметрической стабилизацией частоты гетеродина. Приемник имеет два СВЧ-входа: измерительный канал (P_1) и опорный (P_2) — для осуществления диаграммной модуляции. В цепи измерительного канала наводятся два ферритовых модулятора: поляризационный М-1 с четвертьволновым преобразователем для выделения параметра Стокса V и модулятор интенсивности М-2. Оба модулятора фарадеевского типа с качанием плоскости поляризации на угол $+45^\circ$. Калибровка радиометра осуществляется с помощью генератора шума ГШ-1 через два последовательно включенных направленных ответвителя — НО-1 и НО-2. Абсолютная калибровка уровней мощности ГШ-1 (а в дальнейшем и ГШ-2), приведенная к основному входу P_1 радиометра, производится по первичному эталону, выполненному в виде согласованной нагрузки, находящейся при температуре жидкого азота.

К одному из входов направленного ответвителя НО-2 подсоединен волноводный переключатель ВП-1. При включении переключателем ВП-1 цепи 1—3 на вход радиометра подается сигнал от генератора шума ГШ-2. Этот сигнал используется для «подшумливания» измерительного канала радиометра в режиме диаграммной модуляции. При необходимости подшумливание можно осуществлять и в опорном канале P_2 через направленный ответвитель НО-3. Включение и выключение подшумливания в тот или иной канал осуществляется с помощью дистанционных волноводных выключателей ДА-1 или ДА-2. Изменение уровня подшумливания регулируется дистанционно-управляемыми аттенуаторами ДУА-1 и ДУА-2. Последовательно с генератором шума ГШ-2, со стороны выхода А, установлен ферри-

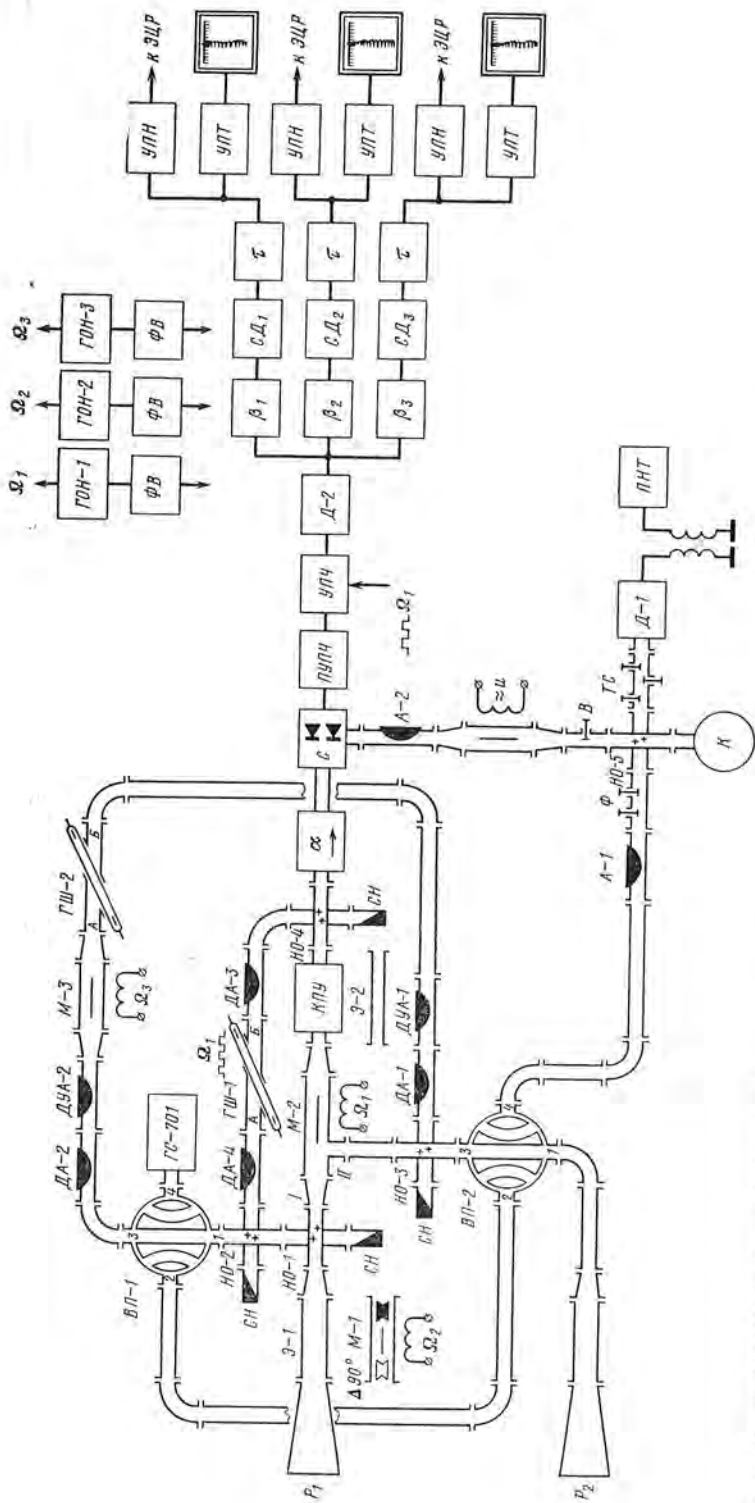


Рис. 1. Функциональная схема радиометра

Р — облучатели антенны;
 М-1 — поляризационный модулятор;
 М-2 и М-3 — модуляторы интенсивности;
 ВП — волноводные переключатели;
 ГШ — генераторы шума;
 НО — направленные ответвители;
 СН — согласованные нагрузки;
 ДА — волноводные выключатели;
 ДА-1 — дистанционно-управляемые аттенюаторы;
 Э — отрезки волноводов;
 ГС-701 — клистронный генератор;

КПУ — квантовый парамагнитный усилитель
 бегущей волны;
 Ф — волноводный фильтр;
 ТС — согласующий трансформатор;
 С — ферритовый вентиль;
 ПУПЧ — двухтактный смеситель;
 ПУПЧ — преобразовательный усилитель промежуточной частоты;
 УПЧ — усилитель промежуточной частоты;
 Д-1 — кристаллический волноводный детектор;
 Д-2 — квадратичный детектор;
 β — избирательные усилители низкой частоты.

СД — синхронные преобразователи;
 ГОН — интегрирующие цепи;
 ФВ — фазовращатели;
 УПН — усилитель опорного напряжения;
 УПТ — усилитель постоянного напряжения;
 ПНТ — генератор;
 К — генератор промежуточной частоты;
 А — волноводные аттенюаторы;
 ЭЦР — электронный цифровой регистратор;
 В — вольтметр

товый модулятор М-3 для модуляции мощности ГШ-2 на частоте Ω_3 . Регистрация промодулированного с частотой Ω_3 сигнала от ГШ-2 позволяет судить о стабильности коэффициента усиления радиометра [4].

В цепи опорного канала P_2 радиометра установлен второй волноводный переключатель ВП-2. В положении 1—3 переключателя ВП-2 на вход II модулятора М-2 включается опорный рупор P_2 (режим диаграммной модуляции). При включении каналов 2—3 переключателями ВП-1 и ВП-2 отключается опорный рупор P_2 и на вход II модулятора М-2 подается модулированный сигнал от ГШ-2. Этот режим в основном используется при наблюдениях радиоизлучения Солнца. Компенсируя постоянную составляющую радиоизлучения Солнца (уровень невозмущенного Солнца) изменением уровня мощности ГШ-2, осуществляют квазинулевой режим работы радиометра с непрерывным контролем коэффициента усиления.

В описываемом радиометре предусмотрены устройства, позволяющие быстро настраивать квантовый парамагнитный усилитель и измерять его основные параметры: коэффициент усиления G , полосу пропускания Δf , шумовую температуру системы и т. д. Свипированный сигнал СВЧ для снятия частотной характеристики радиометра получается на диодном преобразователе [5] (Д-1), который преобразовывает частоту гетеродина (f_r) и промежуточную частоту ($f_{пч}$) в частоту сигнала $f_c = f_r \pm f_{пч}$. В качестве генератора промежуточной частоты был применен промышленный генератор качающейся частоты типа ПНТ-3М. Уровень мощности частоты f_c регулируется аттенуатором А-1. При контроле частотной характеристики радиометра и при настройке КПУ сигнал от свип-генератора подается через переключатель ВП-2 (входы 3—4).

Для достижения максимальной чувствительности радиометра с КПУ необходимо последний настраивать на максимальный коэффициент усиления, который в процессе наблюдений также целесообразно оперативно контролировать. Контроль коэффициента усиления КПУ осуществляется при помощи ГШ-1, с одного из выходов которого (Б) при открытом волноводном выключателе ДА-3 и закрытом ДА-4 через направленный ответвитель НО-4 часть мощности ГШ-1 поступает на вход смесителя через вентиль α . Этим сигналом производится калибровка радиометра без КПУ. Затем сигнал ГШ при открытом выключателе ДА-4 и закрытом ДА-3 подается на вход КПУ через направленные ответвители НО-2 и НО-1 и регистрируется. Генератор шума ГШ-1 в обоих случаях работает в режиме электронной модуляции с частотой Ω_1 . Коэффициент усиления КПУ может быть найден из выражения

$$G = \frac{\Delta f_p N_2 K}{\Delta f_{кпу} N_1}, \quad (1)$$

где K — отношение отсчетов показаний самописца при подаче сигнала от ГШ до КПУ и после; Δf_p — энергетическая полоса пропускания УПЧ радиометра по основному и зеркальному каналу без КПУ, $\Delta f_{кпу}$ — полоса пропускания радиометра с КПУ, N_1 и N_2 — ослабление сигнала ГШ направленными ответвителями до КПУ (НО-1 и НО-2) и после (НО-4) соответственно.

Контроль шумовой температуры $T_{ш,вх}$ радиометра (как с КПУ, так и без него) осуществляется модуляцией УПЧ переменным напряжением с частотой Ω_1 [6]. При этом калибровочным уровнем мощности шумов является сигнал от ГШ-2. На рис. 2 приведены записи шумовых температур $T_{ш,вх}$ радиометра с КУП совместно с антенной при различных режимах работы модулятора М-2. Из приведенных регистрограмм видно, что шумовая температура, приведенная ко входу канала P_1 (участок 3 на рис. 2), несколько меньше, чем ко входу P_2 (участок 2 на рис. 2). Эта разница обусловлена различными потерями измерительного и опорного каналов радиометра. При измерении $T_{ш,вх}$ в режиме диаграммной модуляции (участок 1 на рис. 2) шумовая температура радиометра совместно с антенной составля-

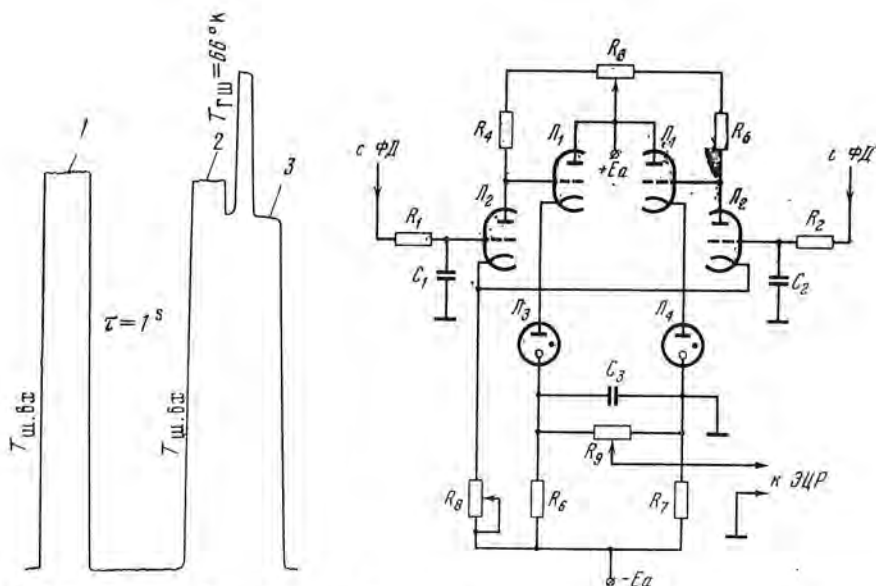


Рис. 2. Запись шумовой температуры $T_{ш.вх}$ радиометра, приведенной ко входу облучателя 1 — $T_{ш.вх}$ радиометра в режиме диаграммной модуляции; 2 — $T_{ш.вх}$ радиометра при включении опорного рупора P_2 ; 3 — $T_{ш.вх}$ радиометра при включении основного рупора P_1 . $T_{ГШ}$ — калибровочный сигнал от ГШ-2

Рис. 3. Принципиальная схема усилителя постоянного напряжения (преобразователя симметричного относительно корпуса прибора напряжения в несимметричное)

ла 190° К (при ориентации лучей антенны под углом 45° к горизонту). Шумовая температура радиометра совместно с антенной описывается следующим выражением:

$$T_{ш.вх} = T_a + T_{атм} + \frac{1-L}{L} T_0 + \frac{1}{L} \left(T_{кпу} + \frac{2T_{см}}{G} \frac{\Delta f_p}{\Delta f_{кпу}} \right), \quad (2)$$

где T_a — шумовая температура антенны, $T_{атм}$ — тепловое излучение атмосферы, L — потери в цепи ($L = 1/K_p$; K_p — коэффициент передачи цепи, $K_p < 1$), T_0 — температура, при которой находится входной волноводный тракт, $T_{кпу}$ — шумовая температура КПУ, $T_{см}$ — шумовая температура смесителя, G — коэффициент усиления КПУ, Δf_p и $\Delta f_{кпу}$ — полоса пропускания УПЧ радиометра и КПУ соответственно.

При $T_{кпу} \approx 40^\circ \text{ К}$ [3], $T_{см} = 4500^\circ \text{ К}$, $\Delta f_p = 40 \text{ МГц}$, $\Delta f_{кпу} = 30 \text{ МГц}$, $G = 25 \div 30 \text{ дБ}$, $L = 0,8$ и $(T_a + T_{атм}) = 35^\circ \text{ К}$ расчетное значение $T_{ш.вх} = 180^\circ \text{ К}$, что находится в хорошем согласии с измеренной $T_{ш.вх}$, составляющей 190° К . При этих параметрах радиометра флуктуационный порог чувствительности составляет

$$\Delta T = \frac{\pi}{2} \frac{T_{ш.вх}}{\sqrt{\Delta f_{кпу} \tau}} \approx 0,05^\circ \text{ К},$$

что и реализовывалось на практике (при $\tau = 1 \text{ сек}$).

После второго детектора Д-2 радиометра имеются три низкочастотных избирательных канала, настроенных на частоты Ω_1 , Ω_2 и Ω_3 соответственно. Разделенные сигналы детектируются фазовыми детекторами, интегрируются и через усилители постоянного тока УПТ поступают для регистрации на самописцы типа ЭПП-09 и цифровую печать.

Для вывода сигнала на цифровую печать используется согласующийся усилитель постоянного напряжения УПН, задачей которого является преобразование симметричного относительно корпуса прибора сигнала в несим-

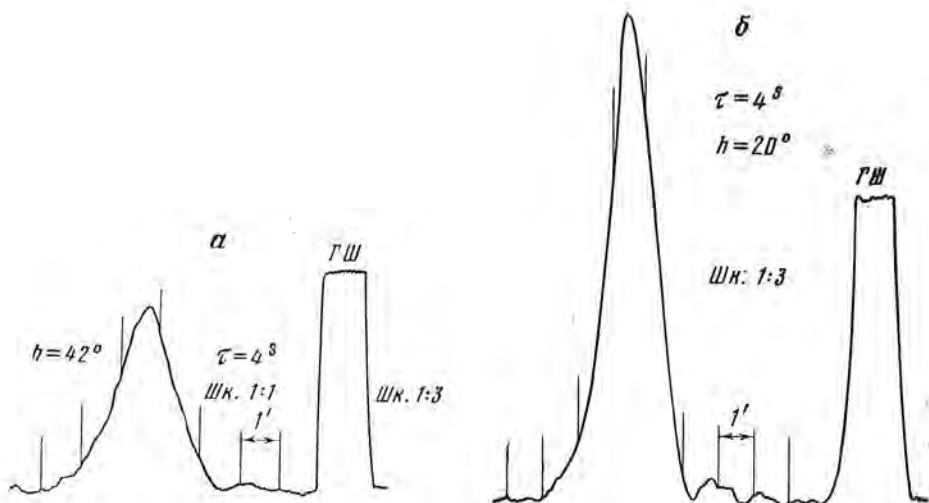


Рис. 4. Регистрограмма сканирования квазара 3С 273 (а) и Юпитера (б)

ГШ — калибровочный сигнал от ГШ-1

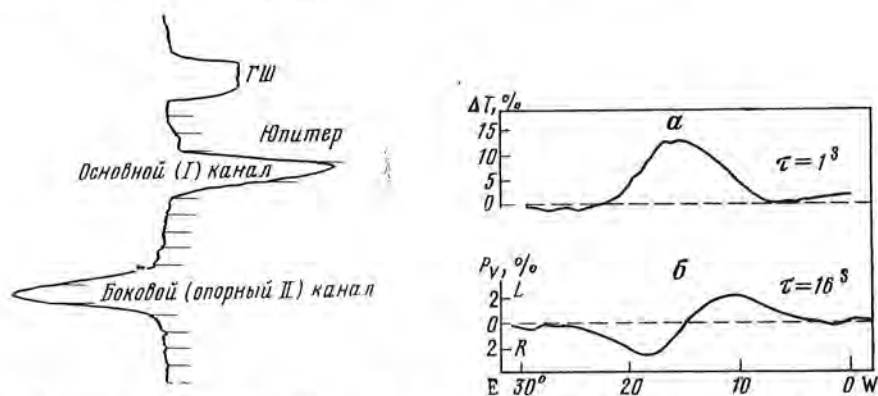


Рис. 5. Запись прохождения Юпитера через основную и опорную диаграммы направленности телескопа

Рис. 6. Запись радиоизлучения локального источника на Солнце

а — общая интенсивность; б — поляризованный по кругу компонент этого источника

метричный. На рис. 3 приведена принципиальная схема усилителя постоянного напряжения. Применение электронных ламп в данной схеме диктовалось получением как можно более высокого входного сопротивления усилителя, так как сигнал снимается непосредственно с интегрирующей цепи, обладающей значительным выходным сопротивлением. Параметры усилителя следующие: входное сопротивление 20 Мг, линейность в диапазоне входных напряжений ± 15 в не хуже 0,5%. Применение высокостабилизированных источников анодных и накальных напряжений позволило обеспечить высокую стабильность «нуля» усилителя. В качестве цифрового регистратора используется многоканальный цифровой вольтметр типа ЭЦР-1 с записью результатов измерений на бумажной ленте. Печатаются следующая информация: результат измерения, время измерения в часах, минутах и секундах и номер измеряемого канала.

Конструктивно высокочастотная часть радиометра выполнена в виде двух блоков: входного блока, который включает в себя модуляторы, генераторы шума и т. д., и блока приемника (смеситель, гетеродин ПУПЧ и т. д.). Эти два блока и КПУ крепятся на общем подвижном основании,

связанном с облучателями. Подвижное основание обеспечивает юстировку системы.

С помощью данного радиометра был проведен ряд наблюдений слабых источников космического радиоизлучения и Солнца. На рис. 4 приведены записи радиоизлучения квазара 3С 273 и Юпитера. Записи прохождения Юпитера вблизи кульминации через диаграммы направленности, соответствующие измерительному и опорному каналам, представлены на рис. 5. На рис. 6 изображены регистрограммы радиоизлучения локального источника на Солнце, связанные с группой пятен № 420 (по бюллетеню «Солнечные данные»). На рис. 6 кривая *a* — неполяризованная компонента излучения (параметр *I*) и *b* — поляризованная по кругу составляющая излучения источника.

Эксплуатация радиометра показала его высокую надежность, возможность быстрой смены программ наблюдений. Значительно упростилась настройка КПУ и оперативное определение основных параметров радиометра в процессе работы.

В заключение автор приносит глубокую признательность И. Д. Стрепко за активное участие в изготовлении радиометра.

Декабрь 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 141.
2. Л. Д. Бахрах, В. А. Ефанов, М. И. Григорьева и др. Изв. вузов. Радиопизика, 1973, 16, № 5, 675.
3. В. И. Загатын, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер. Радиотехника и электроника, 1967, 12, 539.
4. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 53.
5. Д. А. Альтман. Устройство СВЧ. М., «Мир», 1968, стр. 360.
6. В. С. Аблязов, Б. Н. Швецов. Вопросы радиоэлектроники. Серия 1, «Электроника», 1961, вып. 12.

ПОЛЯРИМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНАХ 3,5; 2,5 и 1,9 см

Л. И. Цветков

Описывается поляриметр для исследования радиоизлучения Солнца, позволяющий регистрировать полную интенсивность ($R + L$) и поляризованный по кругу компонент ($R - L$) радиоизлучения на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см одновременно. Конструкция поляриметра предусматривает применение единого облучателя, что дает возможность осуществить совмещение приема радиоизлучений по направлению и во времени. Принцип действия поляриметра основан на последовательном разделении каналов по частоте и применении метода фазовой модуляции. Приводятся конструктивные особенности, основные параметры СВЧ-элементов и методика калибровки. Поляриметр успешно используется для наблюдений радиоизлучения Солнца на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. В качестве примера приводятся записи сканирования диска Солнца и радиовсплеска.

THE POLARIMETER FOR INVESTIGATION OF RADIO EMISSION OF THE SUN AT THE 3.5; 2.5 AND 1.9 cm WAVELENGTHS, by L. I. Tsvetkov.— Polarimeter for investigation of radio emission of the Sun is described. This polarimeter gives the possibility to record the total intensity ($R + L$) and the circularly polarized component ($R - L$) of radio emission at the 3.5, 2.5 and 1.9 cm wavelengths simultaneously. The construction of polarimeter was provided for the application of common feed that permits to take the compatible direct-time observations. The action of polarimeter is based on a subsequent separation of frequency channels and the application of a method phase modulation. Some design features, the essential parameters of UHF-elements and the procedure of calibration are given. Polarimeter is successfully used for observations with the 22-meter radio telescope at the Crimean observatory. As an example the records of strip-scans of solar disk and radio burst are given.

При исследовании радиоизлучения Солнца большую ценность имеют измерения поляризованного по кругу компонента в широком диапазоне длин волн. Известный интерес представляет изучение спектра в коротковолновой части сантиметрового диапазона [1].

При создании спектрографов в этом диапазоне волн встречаются с конструктивными трудностями, поэтому для спектральных наблюдений используются приемники, настроенные на фиксированные частоты. При известных методах поляризационных наблюдений как на больших радиотелескопах, так и на интерферометрах пространственное разнесение диаграмм направленности антенн на разных волнах исключает получение информации одновременно на всех волнах из одного направления, что важно, особенно во время наблюдений радиовсплесков.

Здесь приводится описание поляриметра, позволяющего регистрировать как полную интенсивность, так и поляризованный по кругу компонент радиоизлучения Солнца одновременно на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Конструкция поляриметра предусматривает использование единого облучателя для антенн типа РТ-22, что позволяет осуществить совмещение приема радиоизлучения по направлению и во времени.

1. Принцип работы и блок-схема поляриметра

Антенна, являясь входным устройством всякого радиотелескопа, влияет на результаты поляризационных измерений. При наблюдениях локальных источников на Солнце, излучение которых частично поляризовано, исследуемый поляризованный сигнал наблюдают на фоне сильного неполяризованного излучения от «спокойного» Солнца. При этом возможна частичная поляризация этого неполяризованного фона, обусловленная тем, что главный лепесток диаграммы антенны может иметь разную ширину в E - и H -плоскостях и лепестки с кросс-поляризацией. Как известно [2], для параболической антенны, у которой диаграмма направленности облучателя, а следовательно, и диаграмма направленности антенны симметричные, составляющие кросс-поляризации (определяющие паразитный сигнал круговой поляризации) отсутствуют. Это справедливо и для двухзеркальных систем Кассегрена. Таким образом, РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории [3] является оптимальным инструментом для поляризационных исследований, а технические особенности системы управления радиотелескопа значительно повышают эффективность наблюдений.

Описываемый здесь поляриметр предназначен для работы с РТ-22 по схеме Кассегрена с осесимметричным облучателем [4]. Выбор такой системы облучения связан с удобствами размещения СВЧ-блоков поляриметра во вторичном фокусе телескопа, и, главное, облегчаются условия для широкополосного облучения гиперболического зеркала РТ-22. Расчетные диаграммы направленности антенны составляют $6', 5$; $4', 6$; $3', 6$ на волнах $3,5$; $2,5$ и $1,9$ см соответственно.

В случае параболических антенн паразитная поляризация, как правило, линейная. В конструкции поляриметра предусмотрено специальное устройство, позволяющее компенсировать этот паразитный сигнал, так как при определенных условиях он может давать паразитные эффекты при регистрации круговой поляризации.

В основу расчета и проектирования входных СВЧ-цепей поляриметра заложен принцип последовательного разделения каналов по частоте. Устройства, основанные на использовании этого принципа, применялись в некоторых областях техники СВЧ [5, 6]. На рис. 1 представлена схема частотного разделения каналов поляриметра. Для анализа поляризованных волн принято разложение на ортогональные компоненты. На рис. 1 вертикально-поляризованная и горизонтально-поляризованная составляющие принимаемого излучения на частотах $f_1 < f_2 < f_3$ по общему тракту поступают на первый поляризационный ответвитель ПО₁, который в совокупности с двумя фильтрами (Φ_1) осуществляет селекцию по частоте и направлению поляризации в полосе частот Δf_1 . Таким образом, на выходах селективного устройства формируются два ортогональных компонента, пропорциональные $E_x(t)$ и $E_y(t)$. Сигналы более высоких частот f_2 и f_3 проходят первый ответвитель без искажений. Аналогично выделяются компоненты сигнала частоты f_2 в полосе Δf_2 . Оконечное устройство селекции частоты f_3 , настроенное в полосе Δf_3 , представляет собой разделитель поляризации с невысокой частотной селекцией.

Для анализа поляризованного радиоизлучения нами используется метод фазовой модуляции, как единственно возможный из известных методов при избранном способе разделения каналов по частоте. В современных поляриметрах сантиметрового диапазона волн регистрируемыми величинами являются параметры Стокса. Известно [7, 8], что мощность на входе радиометра описывается выражением

$$P(t) = \frac{1}{2} (I + 0,47 U + 1,14 V \sin \Omega t + 0,5 U \cos \Omega t),$$

если функция изменения фазы имеет вид $\varepsilon = \frac{1}{2} \pi \sin \Omega t$. Как видно из формулы, этот метод позволяет регистрировать три параметра Стокса. Нами предусмотрена регистрация только двух параметров Стокса: I и V .

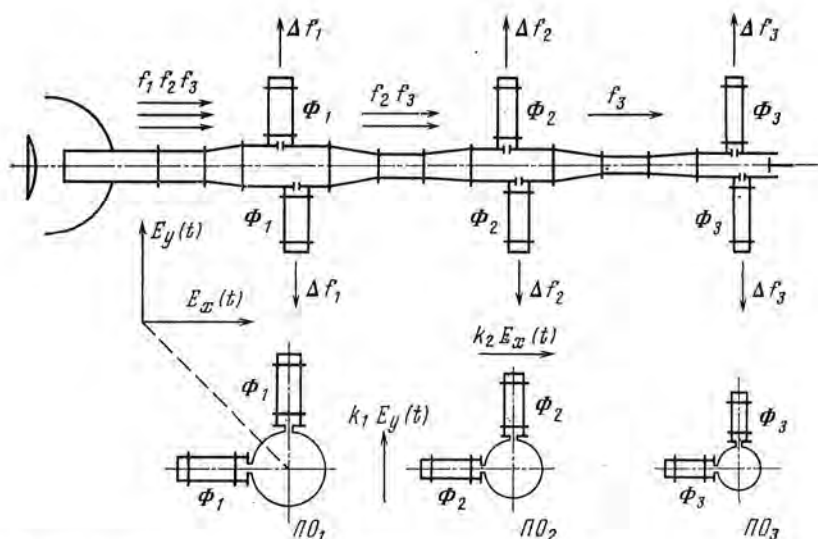


Рис. 1. Схема частотного разделения каналов поляриметра

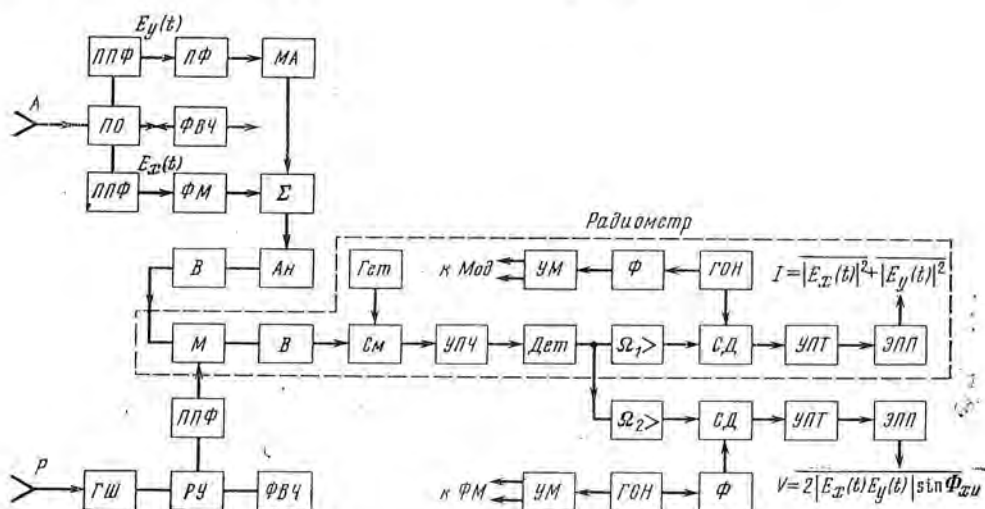


Рис. 2. Блок-схема поляриметра с фазовой модуляцией на длину волны $\lambda_1 = 3,5$ см

Ввиду того что схемы каналов на всех волнах (3,5; 2,5 и 1,9 см) аналогичны, ниже приводится описание блок-схемы одного канала. Блок-схема канала на волну 3,5 см приведена на рис. 2.

Ортогональные составляющие сигнала, на которые падающая волна разделяется с помощью селективного устройства, включающего в себя поляризационный ответвитель ПО, полосно-пропускающие фильтры ППФ и фильтр высших частот ФВЧ, поступают в отдельные каналы. Составляющая, пропорциональная $E_x(t)$, проходит по каналу с фазовым модулятором ФМ в сумматор Σ , другая составляющая, пропорциональная $E_y(t)$, проходит по каналу с плавным фазовращателем ПФ и микроаттенюатором МА ко второму входу сумматора. На выходе сумматора сигналы интерферируют и результирующий сигнал через изолятор, состоящий из анализатора АН и вентиля В, поступает на один из входов модулятора радиометра М. Сигнал, промодулированный с частотой Ω_1 , дополнительно модулируется на частоте $\Omega_2 > \Omega_1$ путем сравнения с «температурой» неба. Для этого служит опорный канал, состоящий из рупора-небо Р, разделительного устройства

РУ, полосно-пропускающего фильтра ППФ, подключаемый ко второму входу модулятора радиометра. Сигнал на входе смесителя См будет содержать компоненты частот модуляции, которые несут информацию о полной интенсивности и поляризованной составляющей радиоизлучения. После прохождения ВЧ-цепей стандартного приемника составляющие сигнала, пропорциональные параметрам Стокса

$$I = |E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2, \quad V = 2|E_x(t)E_y(t)|\sin\Phi_{xy},$$

выделяются с помощью узкополосных усилителей частоты модуляции, синхронных детекторов СД и после усиления в усилителях постоянного тока УПТ регистрируются самописцами ЭПП. Для обеспечения работы фазового модулятора и модулятора радиометра, а также для выделения составляющих на частоте модуляции служат генераторы опорного напряжения ГОН, фазовращатели Φ и усилители мощности УМ.

2. Элементы поляриметра

Схематическое изображение СВЧ-части поляриметра представлено на рис. 3. В нее входят симметричный облучатель, селективные устройства, системы для реализации метода фазовой модуляции, системы для подавления интерференции отраженных волн от модуляторов радиометров, ферритовые системы радиометров, опорный канал и калибратор.

СВЧ-тракт поляриметра состоит из общего круглого волновода, пропускающего сигналы на трех волнах, и последовательно соединенных селективных устройств, настроенных в полосе приема каналов. Первые два селективных устройства ($\lambda_1 = 3,5$ см и $\lambda_2 = 2,5$ см) состоят из поляризационного ответвителя ПО, двух последовательно соединенных полосовых фильтров ППФ и фильтра высших частот ФВЧ. Оконечное селективное устройство для $\lambda_3 = 1,9$ см несколько проще; оно включает в себя, кроме поляризационного ответвителя, два малоизбирательных фильтра и закорачивающий поршень КЗ. Внешний вид селективного устройства на волну $\lambda_1 = 3,5$ см изображен на рис. 4.

Ответвитель поляризации представляет собой круглый волновод с продольными резонансными щелями, разнесенными на $\lambda/2$. Положение щелей определялось экспериментально путем снятия характеристики распределения поля в волноводе при наличии отражения от ФВЧ запредельного типа. Резонансные щели длиной $\lambda/2$ прорезались по образующей круглого волновода в точке с пучностью напряженности поля.

Основные характеристики	1-й канал	2-й канал	3-й канал
Частоты гетеродинов приемников, МГц	8570	12 000	16 000
Флуктуационная чувствительность радиометров, °К	1,6	2,5	1,0
Частоты модуляции радиометров, Гц	225	560	980
Частоты модуляции фазовращателей, Гц	30	80	170
Полоса пропускания СВЧ-трактов поляриметра, МГц	400	460	600
Затухание в полосе пропускания разделителей поляризации, дБ	1,9÷2	1,6÷1,7	0,6÷0,8
Связь между ортогональными каналами разделителей поляризации, дБ	—(33÷35)	—(35÷40)	—(27÷29)
КСВ входов разделителей поляризации	1,8	1,9	1,6
Затухание в полосе загораживания, дБ			
для 1-го канала	—	35	25
для 2-го канала	—	—	35

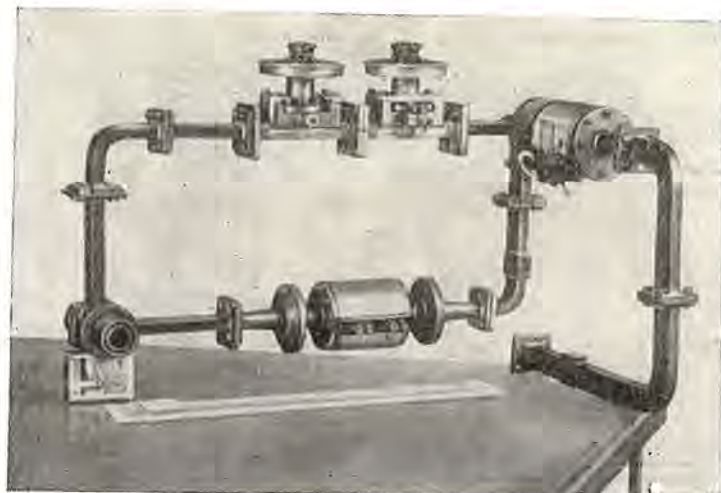


Рис. 4. Внешний вид селективного устройства поляриметра на длину волны $\lambda_1 = 3,5$ см

Фильтр высших частот, представляет собой конусный волновод, который является запредельным для сигнала каждой низшей частоты из трех выбранных частот и пропускает сигналы высших частот.

Полосно-пропускающие фильтры имеют чебышевскую характеристику. Один из них собран на двух резонансных диафрагмах с четвертьволновым трансформатором, причем щель в круглом волноводе является первым резонансным элементом фильтра. Второй полосовой фильтр собран на индуктивных неоднородностях с непосредственными связями. Оба фильтра в комплексе обеспечивают значительное затухание на высших частотах при сравнительно невысоком затухании в полосе пропускания. Основные характеристики селективных устройств на волнах 3,5, 2,5 и 1,9 см приведены в таблице.

Метод фазовой модуляции реализован с помощью ферритового фазовращателя, плавного фазовращателя и сумматора.

Плавные фазовращатели служат для предварительного фазирования ($\varphi_0 = 90^\circ$) каналов и конструктивно выполнены в виде диэлектрических пластин из полистирола, перемещающихся вдоль широкой стенки прямоугольного волновода. В каждом канале стоят по два фазовращателя, суммарный фазовый сдвиг которых можно регулировать в пределах от $(15 \div \pm 20^\circ)$ до $(200 \div 240^\circ)$ при $K_{СВ} \leq 1,1$ и незначительных потерях.

Сумматоры представляют собой волноводные тройники, состоящие из двух ортогональных прямоугольных волноводов (входы) и круглого волновода (выход). Прямоугольные плечи тройника согласованы до КСВ (коэффициент стоячей волны) $\leq 1,12$. Конструктивно предусмотрено введение в любое из прямоугольных плеч тройников микроаттенюаторов для выравнивания каналов по затуханию. С помощью этих аттенюаторов производится регулировка на минимум сигнала паразитной поляризации. Пределы изменения затухания микроаттенюаторов дискового типа порядка $(0,2 \div 2)$ дБ.

Схема фазовой модуляции настраивалась так, что суммарный вектор сигналов двух ортогональных каналов ориентирован под углом 45° к прямоугольным волноводам и ортогонально к поглощающей пластинке анализатора. Внешний вид канала на $\lambda_3 = 1,9$ см изображен на рис. 5.

В качестве радиометров в поляриметре использовались приемники П5-10 после их модернизации, которая позволила существенно улучшить их параметры. Большое внимание было уделено согласованию СВЧ-эле-

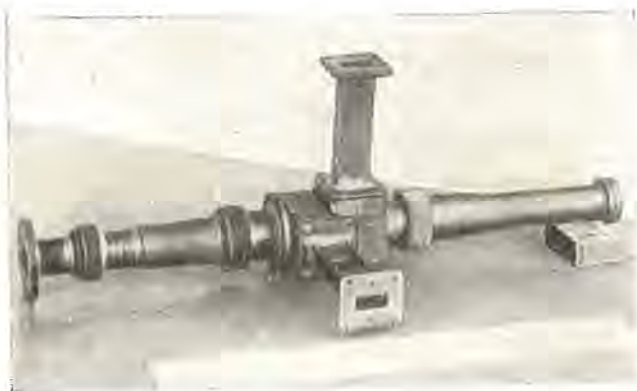


Рис. 5. Общий вид входного устройства поляриметра на длину волны $\lambda_0 = 1,9$ см

ментов тракта радиометров в полосе приема (порядка 200 МГц) и линейности усиления в широком динамическом диапазоне.

СВЧ-тракт поляриметра включает в себя значительное количество ферритовых устройств (рис. 3). Принцип действия их основан на использовании эффекта Фарадея [9]. Все ферритовые элементы удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям: пределы изменения фазового сдвига $\pm 90^\circ$, угол поворота плоскости поляризации $\pm 45^\circ$ — и работают в режиме, близком к насыщению, с симметричными кривыми модуляции сигнала в пределах полосы пропускания каналов. Электрические параметры используемых нами ферритовых устройств: КСВ $\leq (1,09 \div 1,15)$, затухание $\beta \leq 0,3 \div 0,7$ дБ — находятся на уровне современных отечественных образцов.

3. Методика калибровки

Настройка и калибровка трех каналов поляриметра требует наличия устройства, создающего поляризованное излучение. При радиоастрономических наблюдениях обычно применяют калибровочные секции, состоящие из согласованной нагрузки и пластинки $\lambda/4$, специальным образом ориентированной относительно последней. Иногда согласованную нагрузку заменяют генератором шума ГШ с аттенуатором [10]. Создание единого широкополосного устройства не всегда возможно по техническим соображениям. Известны методы получения поляризованного по кругу сигнала в широком диапазоне волн путем использования анизотропного диэлектрика или ответвителей круговой поляризации [11]. Диапазон перекрытия этих устройств не превышает 1,5 : 1 при значительном увеличении осевого коэффициента на краях диапазона.

Учитывая специфику конструктивного выполнения поляриметра, нами в качестве источников поляризованного излучения используются турникетные преобразователи ТП типа волн [12]. Турникетное соединение состоит из четырех прямоугольных волноводов и одного круглого волновода, возбуждаемого волнами типа H_{11} . Два противоположных прямоугольных волновода закорочены на расстояниях, кратных нечетному числу $\lambda/4$ от оси круглого волновода и отличающихся также на $\lambda/4$. В один из других прямоугольных волноводов через аттенуатор Ат подается сигнал от генератора шума ГШ₁, а к противоположному волноводу подсоединяется согласованная нагрузка СН (рис. 3). Для согласования плеч служит штырь, расположенный концентрично с круглым волноводом. В зависимости от длины закороченных плеч создается определенный фазовый сдвиг для волн, возбуждающих круглый волновод, и возникает условие для создания эллиптически поляризованной волны (в общем случае) правого или левого вращения электрического вектора поля.

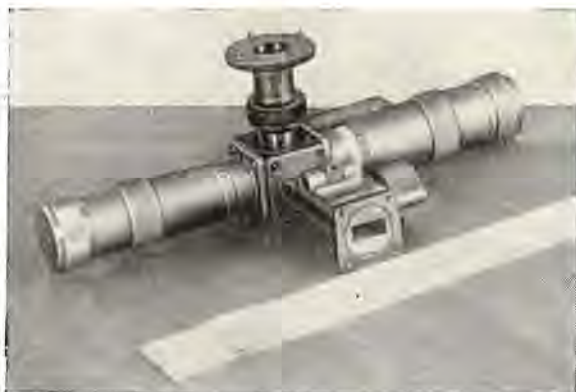


Рис. 6. Внешний вид турникетного преобразователя типа волн на длину волны $\lambda_2 = 2,5$ см

При расчете турникетных соединений размер круглого волновода выбирался из условия подавления волн высших типов [13]. Для удобства пользования устройством дополнялись коническими переходами.

Генератор шума, собранный на газоразрядной шумовой трубке ГШ-5, укрепляется постоянно в СВЧ-блоке поляриметра, а три сменных турникетных соединения поочередно ставятся в разрыв общего тракта между облучателем и первым селективным устройством (при этом сменная секция *СС* снимается). Экспериментальные исследования турникетных соединений показали, что их $K_{СВ} \leq 1,1$, коэффициент преобразования — 10 дБ, осевой коэффициент $\leq 1,15$ в полосе приема при 100%-ной поляризации шумового сигнала от ГШ. Так как величина спектральной плотности генератора шума ГШ-5 около $50 kT_0$, величина калибровочного сигнала составляет $5 kT_0$. Внешний вид калибратора на $\lambda_2 = 2,5$ см показан на рис. 6.

Процесс калибровки всех трех каналов при наблюдениях на РТ-22 занимает не более 30 мин.

4. Низкочастотная часть поляриметра

Низкочастотная часть поляриметра включает в себя блоки индикатора и блоки питания приемников П5-10, а также НЧ-блоки для обеспечения работы ферритовых элементов входного устройства поляриметра и регистрации параметров круговой поляризации. Низкочастотное усиление производится с помощью резонансных усилителей с добротностью $Q = 30$. Усилители выполнены по схеме избирательного РС-усилителя, в котором в качестве цепочки обратной связи используется двойной Т-образный мост. Высокая добротность усилителей частоты модуляции необходима с целью исключения взаимного влияния и наводок, так как конструктивно все избирательные усилители, синхронные детекторы и усилители постоянного тока собраны в одном блоке. Усилители подключаются к выходам предварительных усилителей низкой частоты приемников П5-10. Входные ступенчатые аттенюаторы усилителей частоты модуляции переключаются одновременно, что создает определенные удобства при быстром значительном изменении амплитуды сигнала (предусмотрены отдельные плавные регулировки усиления).

Низкочастотные блоки приемников П5-10 были переделаны с целью изменения частот модуляции генераторов опорного напряжения и перестройки усилителей частоты модуляции. Выбор сетки частот модуляции поляриметра (см. таблицу) обусловлен обычными требованиями. Генераторы частоты модуляции стабилизированы с помощью термисторов. Синхронные детекторы, фазовращатели собраны по обычным схемам, усилители постоянного тока — по мостовым схемам с переключением нуля на шкале самописца [14]. Поляриметр запитывается от специально разработанных электронных

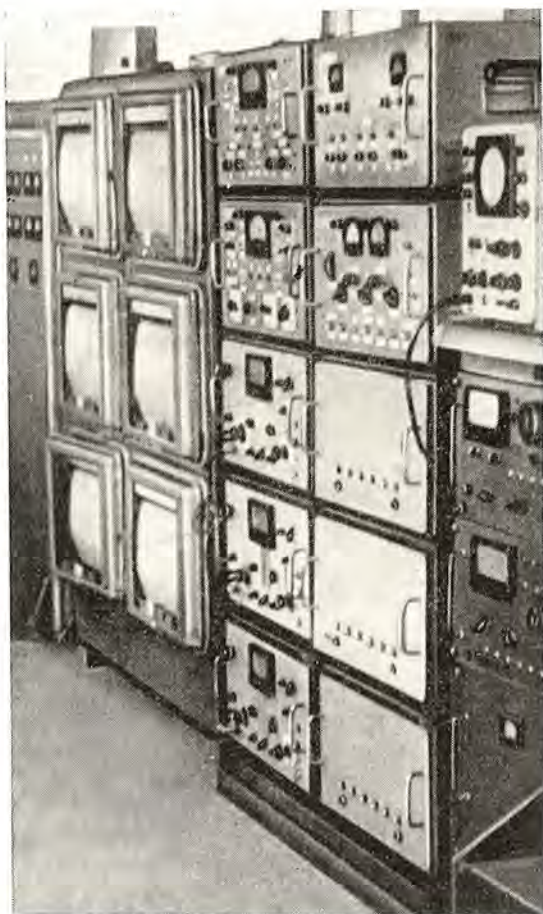


Рис. 7. Низкочастотные стойки и стойка самописцев в кабине РТ-22

стабилизаторов напряжения. Цепи накала низкочастотной части поляриметра питаются от источника накального напряжения (ИНН-1), коэффициент стабилизации которого увеличен до 1000 с помощью специальной схемы. Низкочастотная часть размещена в двух стойках, общий вид которых приведен на рис. 7.

5. Некоторые результаты наблюдений

К настоящему времени с помощью описанного поляриметра проведены два цикла наблюдений: в декабре 1971 г. и в августе-сентябре 1972 г. Эти наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории. Диаграммы направленности РТ-22 (по половинной мощности), оцененные по наблюдениям, оказались равными $6',5$; $5'$ и $4'$ на волнах $3,5$; $2,5$ и $1,9$ см соответственно. Обработка кривых прохождения диаграммы направленности по диску Солнца показала, что характер паразитной поляризации на всех длинах волн устойчивый и максимальный ее уровень составляет $1,5\%$ от уровня спокойного Солнца.

Чувствительность каналов поляриметра при регистрации поляризованного по кругу компонента радиоизлучения примерно в 2 раза ниже чувствительности радиометров.

В качестве примера на рис. 8 показана копия записей сканирования диска Солнца на трех длинах волн как в полной интенсивности, так и поляризованной составляющей радиоизлучения, полученных 28. VIII 1972 г.

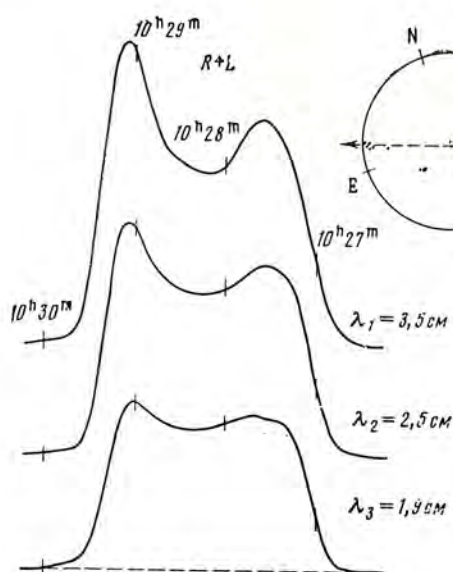


Рис. 8

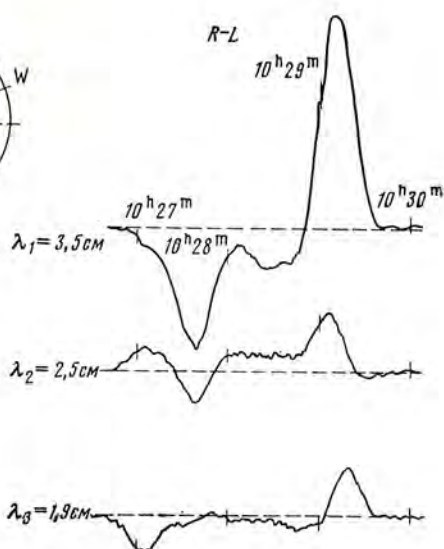


Рис. 8. Запись сканирования диска Солнца на трех длинах волн

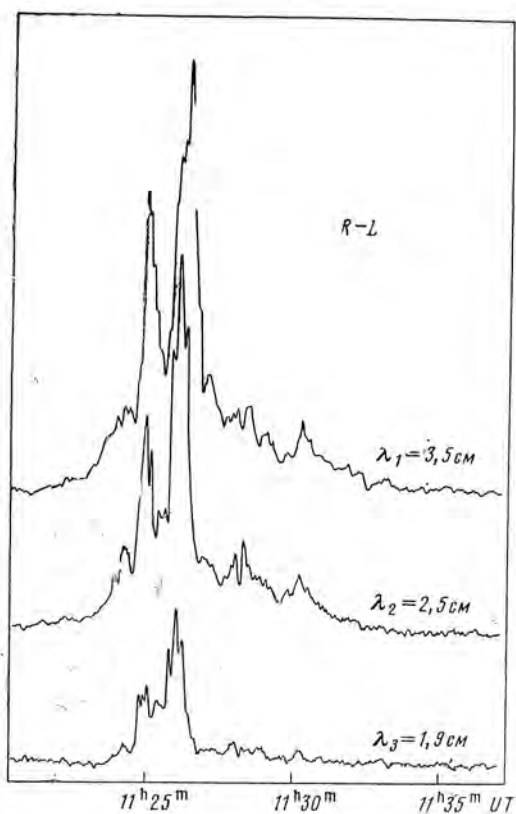


Рис. 9

Рис. 9. Копия записи всплеска радиоизлучения на трех длинах волн
Поляризованное излучение ($R - L$)

Рис. 10 Копия записи всплеска радиоизлучения на трех длинах волн

Полная интенсивность ($R + L$)

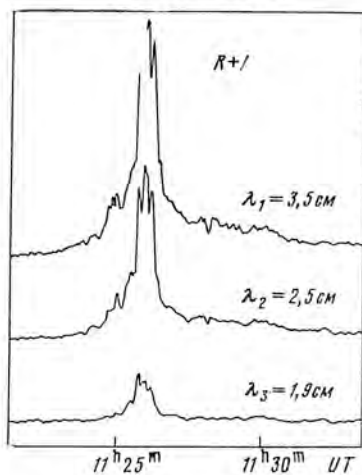


Рис. 10

Здесь же представлена зарисовка пятен на диске Солнца, где стрелкой показано направление сканирования. Заметим, что через 1,5 час после сканирования в этот же день нами зарегистрирован радиовсплеск, возникший в районе восточной группы. Записи всплеска на всех трех волнах приведены на рис. 9 (в поляризованном излучении) и на рис. 10 (в полной интенсивности). Из рис. 9 и 10 видно, что радиовсплеск обладает тонкой структурой, многие детали на разных волнах по времени совпадают, но заметно отличаются по интенсивности.

Описанный поляриметр, как показали первые наблюдения, успешно может быть использован для исследования радиоизлучения Солнца. Дальнейшее совершенствование системы облучения антенны позволит существенно улучшить параметры РТ-22 на этих волнах и практически довести до нуля уровень паразитной поляризации, что важно при изучении слабых процессов.

Автор приносит глубокую благодарность акад. А. Б. Северному за постоянный интерес к работе, а также И. Г. Моисееву и Н. Н. Ерюшеву за полезные обсуждения. Автор благодарен также А. Ф. Бачурину за оказанную помощь при выполнении работы.

12 декабря 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик и др. Изв. ГАО, 1970, № 185, 167.
2. Н. А. Есепкина. Изв. САО, 1972, № 4, 157.
3. А. М. Модель. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М., «Связь», 1967, стр. 13.
4. С. Д. Ильин, С. С. Петрусов, А. В. Чернетский. Изв. вузов. Радиофизика, 1966, 9, № 2, 287.
5. Д. Б. Канарейкин, Н. Ф. Павлов, В. А. Потехин. Поляризация радиолокационных сигналов. М., «Сов. радио», 1966, стр. 144.
6. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 141.
7. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. А. Ефанов и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1973, 16, вып. 9, 1425.
8. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх. Изв. ГАО, 1960, 21, № 164, вып. 5, 81.
9. А. Л. Микаэлян. Теория и применение ферритов на СВЧ. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963, стр. 126.
10. Н. Н. Ерюшев, М. В. Тинин, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 3.
11. Антенны эллиптической поляризации. Сб. статей. М., ИЛ, 1961, стр. 278.
12. М. Хилд, С. Уортон. Микроволновая диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1968, стр. 308.
13. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов. Справочник по элементам волноводной техники. М., «Сов. радио», 1967, стр. 124.
14. А. Д. Кузьмин, А. Е. Соломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964, стр. 83.

СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ,
ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В АСТРОНОМИИ

Г. М. Попов

Рассмотрены системы из двух зеркал с требуемой величиной комы и исправленной сферической аберрацией. Изучены специальные виды апланатических систем из двух зеркал — система «зеркальный Шмидт» и «зеркальный Райт», а также система с planoидным вторичным зеркалом. Показано, как преобразовать системы «зеркальный Шмидт» и «зеркальный Райт» в обычную систему Шмидта или Райта. Эти методы могут быть использованы также и для расчета светосильных двузеркальных систем, используемых в космических приборах.

TWO-MIRROR SYSTEMS USED IN ASTRONOMY, by G. M. Popov. — Two-mirror systems with definite coma and free from spherical aberration are examined. Special kinds of two-mirror aplanats — mirror Schmidt system, mirror Wright system and the system with quasiflat small mirror are examined. The method of turning mirror Schmidt and mirror Wright systems into ordinary Schmidt and Wright systems is shown. These methods may be also employed for calculation fast spread two-mirror systems, which are used in space explorations.

Будем рассматривать центрированную систему из двух зеркал произвольной формы; такие системы широко используются как в наземных, так и в космических астрономических приборах. В то же время методы расчета двузеркальной системы, особенно светосильной, недостаточно разработаны.

Рассмотрим методы расчета двузеркальных систем с требуемой величиной комы, а также систем с исправленной комой. Эти методы пригодны для расчета двузеркальных систем любой светосилы.

1. Системы из двух зеркал с заданным отступлением
от условия синусов

Часто система из двух зеркал (рис. 1) используется совместно с какой-либо оптической системой, имеющей неисправленную кому, но исправленную сферическую аберрацию. Таков, например, случай использования параболического зеркала — коллиматора спектрографа в фокусе телескопа системы Кассегрена. В этом случае система в целом должна иметь исправленную кому, что можно сделать, рассчитав кассегреновскую систему, имеющую кому противоположного знака по сравнению с комой параболического зеркала, а по абсолютной величине равную коме параболического зеркала. Таким образом, двузеркальная питающая оптика должна иметь заданную кому, компенсирующую кому дополнительной системы; задача сводится к нахождению формы поверхностей зеркал двузеркальной системы при заданном расстоянии d между зеркалами и заданном выносе фокуса m за вершину главного зеркала системы (рис. 1). Отступление от условия синусов также будем считать известным (что характеризует кому системы):

$$\frac{y}{\sin u'} - f' = c_1 \sin^2 u', \quad (1)$$

где c_1 — заданная постоянная; u' — последний угол системы; y — высота падения луча, идущего из бесконечности параллельно оптической оси системы, на главное зеркало; f' — параксиальное фокусное расстояние системы.

Примем $f' = 1$, тогда

$$y = \sin u' + c_1 \sin^3 u'. \quad (2)$$

Координата x положительная, если зеркало расположено слева от фокуса F (см. рисунок); m — положительно, если точка F лежит справа от главного зеркала; $d > 0$ всегда.

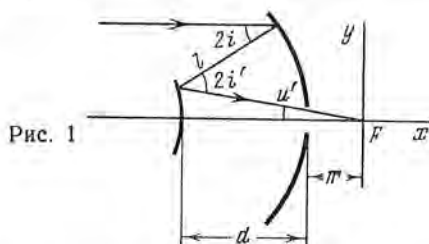


Рис. 1

Поместим начало декартовой системы координат (x, y) и полюс полярной системы (ρ, u') в фокус F системы. Принцип Ферма позволяет написать уравнение (условие стигматизма на оси)

$$x = \rho + l - 2d, \quad (3)$$

где x — абсцисса точки пересечения луча с главным зеркалом; l — расстояние между точками пересечения луча с зеркалами; ρ — расстояние от точки пересечения луча со вторичным зеркалом до фокуса F системы; d — расстояние между вершинами зеркал. Из рисунка видно, что

$$u' = 2i' - 2i, \quad (4)$$

$$x = \rho \cos u' - l \cos 2i, \quad (5)$$

$$y = \rho \sin u' + l \sin 2i, \quad (6)$$

$$x_1 = \rho \cos u', \quad (7)$$

$$y_1 = \rho \sin u', \quad (8)$$

где i и i' — углы падения луча на главное и вторичное зеркала; x, y — координаты сечения первого (главного) зеркала; x_1, y_1 — координаты вторичного зеркала. Из дифференциальной геометрии известно, что угол μ между касательной и направлением радиус-вектора определяется формулой

$$\operatorname{tg} \mu = \rho \left(\frac{d\rho}{du'} \right)^{-1},$$

или для точки пересечения луча со вторичным зеркалом

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - i' \right) = \rho \left(\frac{d\rho}{du'} \right)^{-1},$$

откуда

$$\operatorname{tg} i' = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'}. \quad (9)$$

Таким образом, мы нашли систему уравнений, связывающих параметры, характеризующие систему. Будем использовать условия (2) — (6) и (9); переменными являются $x, y, l, 2i, i', u', \rho, d\rho/du'$. Из этих шести уравнений можно исключить любые пять переменных, получив уравнение, связывающее оставшиеся переменные, например $\rho, d\rho/du', u'$.

Из (2) и (6) находим

$$\sin u' + c_1 \sin^3 u' = \rho \sin u' + l \sin 2i. \quad (10)$$

Исключаем x из (3) и (5); получим

$$2d = \rho(1 - \cos u') + l(1 + \cos 2i). \quad (11)$$

Находим l из (10), подставляем его в (11) и заменяем $2i$ через $2i' - u'$ (условие (4)); найденное уравнение решим относительно $\operatorname{tg} i'$; получим, учитывая (9),

$$\operatorname{tg} i' = \frac{d - \rho + \cos^2 \frac{u'}{2} + 4c_1 \sin^2 \frac{u'}{2} \cos^4 \frac{u'}{2}}{d - \sin^2 \frac{u'}{2} - 4c_1 \sin^4 \frac{u'}{2} \cos^2 \frac{u'}{2}} \operatorname{tg} \frac{u'}{2} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du'}.$$

Произведем замену переменной $t = \sin^2 \frac{u'}{2}$:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{[d - \rho + (1 - t) + 4c_1 t(1 - t)^2]}{(1 - t)[d - t - 4c_1 t^2(1 - t)]}.$$

Это дифференциальное уравнение для $\rho(t)$ можно переписать в виде

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\varphi(t) = \theta(t)\rho^2, \quad (12)$$

где

$$\varphi(t) = -\frac{d + (1 - t) + 4c_1 t(1 - t)^2}{(1 - t)[d - t - 4c_1 t^2(1 - t)]}, \quad \theta(t) = -\frac{1}{(1 - t)[d - t - 4c_1 t^2(1 - t)]}.$$

Очевидно, что (12) представляет собой уравнение Бернулли; оно приводится к линейному подстановкой $z = 1/\rho$:

$$\frac{dz}{dt} + P(t)z = Q(t), \quad (13)$$

где $P(t) = -\varphi(t)$, $Q(t) = -\theta(t)$.

Вид функций $P(t)$ и $\theta(t)$ позволяет предположить, что одним из решений (частным решением) этого уравнения будет многочлен от t . Действительно, поиск такого многочлена приводит к выводу, что $z_1 = t/d$ является частным решением уравнения (13), в чем легко убедиться непосредственной подстановкой z_1 в уравнение (13). Зная частное решение линейного уравнения, можно найти и общее решение по известной формуле

$$z = z_1 + ae^{-\int P dt}, \quad (14)$$

где a — постоянная. Интеграл $-\int P dt$ может быть вычислен в элементарных функциях (как интеграл от рациональной функции), но выражение его получается весьма сложным и практического значения не имеет. Поэтому для приложений лучше использовать разложение z в ряд по степеням t ; этот ряд быстро сходится, а его коэффициенты имеют простой вид. Итак, будем искать решение уравнения (13) в виде степенного ряда (это возможно, так как P и Q допускают дифференцирование бесконечное число раз, следовательно, и уравнение (13) допускает неограниченное дифференцирование) с неопределенными коэффициентами $A, B, C, D, \dots$:

$$z = A + Bt + Ct^2 + Dt^3 + \dots = \frac{1}{\rho}. \quad (15)$$

Учитывая начальное условие $z(0) = 1/\rho(0) = 1/(d + m)$, находим

$$A = \frac{1}{d + m} = \frac{1}{s'}, \quad B = \frac{m - 1}{s'd}, \quad C = \frac{1 - 4c_1}{2s'd}, \\ D = \frac{4c_1(3d - 1) + d + 1}{6s'd^2}, \quad (16)$$

где s' — параксиальное расстояние от вторичного зеркала до фокуса F системы. Можно найти $\rho(t)$ в виде ряда, но в этом случае коэффициенты получаются более громоздкими. Мы выписали четыре члена ряда для $1/\rho$, но при необходимости можно найти любое число членов; на практике обычно достаточно четырех членов, и лишь в случае светосильных систем с большими u' возникает необходимость в вычислении последующих членов ряда. Зная ρ как функцию t (следовательно, и как функцию u'), можно найти и декартовы координаты x_1, y_1 вторичного зеркала по формулам (7) и (8), причем удобно преобразовать эти формулы, введя параметр t :

$$\sin u' = 2 \sqrt{t(1-t)}, \quad \cos u' = 1 - 2t.$$

Поэтому

$$x_1 = \rho(1 - 2t), \quad y_1 = 2\rho \sqrt{t(1-t)},$$

где $\rho(t)$ определяется из ряда (15).

Найдем теперь координаты сечения x, y главного зеркала. Условие (2) дает

$$y = 2 \sqrt{t(1-t)} [1 + 4c_1 t(1-t)]. \quad (17)$$

Из (10) и (11) получим

$$t = \frac{t(1-t)[(1-\rho) + 4c_1 t(1-t)]^2 + (d - \rho t)^2}{d - \rho t}.$$

Подставляя это значение в (3), находим

$$x = -d + \rho(1 - t) + \frac{t(1-t)[1 - \rho + 4c_1 t(1-t)]^2}{d - \rho t}. \quad (18)$$

Это уравнение совместно с (17) определяет параметрически меридиональное сечение главного зеркала (величина ρ по-прежнему определяется рядом (15)).

Параметр t удается исключить только в простейших случаях. При $c_1 = 0$ получаем апланатическую систему; решение совпадает с полученным Шварцшильдом [1] и Кретьеном [2]. В этом случае меридиональное сечение главного зеркала может быть представлено (после исключения параметра t) рядом

$$x = m + \frac{(1-s')y^2}{4d} - \frac{s'y^4}{32d} - \frac{(1+4d)s'}{384d^2}y^6 - \frac{(30d^3+11d+2)s'}{6144d^3}y^8 - \dots \quad (19)$$

Или, обращая этот ряд и вводя обозначение $v = x - m$, получим

$$y^2 = \frac{4d}{1-s'}v + \frac{2s'd^2}{(1-s')^3}v^2 + \frac{\left[2s'^2 + \frac{2}{3}(1+4d)(1-s')s'\right]d^5}{(1-s')^5}v^3 + \dots \quad (20)$$

Выражение (19) удобно использовать, если кривизна поверхности при вершине мала; в остальных случаях удобнее пользоваться выражением (20), из которого следует, что в первом приближении кривая является коническим сечением. Для вторичного зеркала находим

$$x_1 = s' + \frac{1-m-2d}{4s'd}y_1^2 + \left[\frac{(1-s')^2}{d} + s' - \frac{1}{2}\right]\frac{y_1^4}{16s'^3d} + \dots \quad (21)$$

Обращая этот ряд, находим, вводя обозначение $x_1 - s' = w$,

$$y_1^2 = \frac{4s'd}{1-m-2d}w - \frac{2d}{(1-m-2d)^3}\left[2(1-s') + \frac{d}{1-m-2d}\right]w^2 + \tau w^3 + \dots, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned}\tau &= 4 \{ \alpha^2 K + 2 (\alpha^2 - 2\alpha\beta) MN + M^3 [(\beta^2 + 2\alpha\gamma) - 2\alpha\beta] \}, \\ \alpha &= s', \quad \beta = \frac{(1-m)s'}{d}, \quad \gamma = \frac{s'}{2d^2} [2(m-1)^2 - d], \\ \delta &= \frac{s'}{6d^3} [2(m-1)^2 - d] (d - 2m + 3) + \frac{(m-1)s'}{3d^3} \left[2 + \frac{(1-m)s'}{d} \right], \\ M &= \frac{1}{\beta - 2\alpha}, \quad N = \frac{\gamma - 2\beta}{(\beta - 2\alpha)^2}, \quad K = \frac{2(\gamma - 2\beta)^2 + (\beta - 2\alpha)(2\gamma - \delta)}{(\beta - 2\alpha)^3}.\end{aligned}\quad (23)$$

Очевидно, что и в этом случае сечение зеркала в первом приближении будет коническим сечением.

Заметим, что выведенные формулы описывают так называемые предфокальные системы, т. е. системы, у которых вторичное зеркало расположено перед фокусом главного зеркала (в сходящемся пучке лучей).

2. Зафокальные двузеркальные апланатические системы

Предфокальные системы были изучены Швацшильдом и Кретьеном [1, 2]. Зеркальные системы приобретают особый интерес в связи с прогрессом баллонной и космической астрономии, изучающей ультрафиолетовую

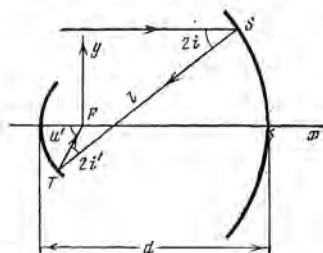


Рис. 2

и инфракрасную области спектра, где преломляющие компоненты малоприспособлены. Поэтому рассмотрим также и малоизученные зафокальные системы. В первом приближении эти системы были рассмотрены Д. Максудовым [3]. Мы получим как точное решение этой задачи, так и приближенное (в виде рядов), что позволит легко рассчитывать эти системы для любой светосилы и диаметра, не прибегая к трудоемкому расчету хода лучей. Ограничимся случаем апланатической системы, представляющим наибольший практический интерес.

Рассмотрим (рис. 2) зафокальную систему из двух зеркал; ее фокус находится в точке F, совмещенной с началом координат; будем использовать прежние обозначения и координаты (см. п. 1). Условие исправления сферической аберрации на оси для предмета, расположенного на бесконечности (из принципа Ферма), дает

$$x + l + \rho = 2d. \quad (24)$$

Полагая фокус системы $f' = 1$, запишем условие апланатизма (условие синусов) в виде

$$y = \sin u'. \quad (25)$$

Из геометрических соображений очевидно, что

$$2i = u' - 2i'; \quad (26)$$

$$x = l \cos 2i - \rho \cos u'; \quad (27)$$

$$y = l \sin 2i - \rho \sin u'. \quad (28)$$

Из дифференциальной геометрии (см. (9)) следует, что

$$\operatorname{tg} i = \frac{dp}{du'} \frac{1}{\rho}. \quad (29)$$

Правило знаков прежнее (см. п.1; заметим что $m < 0$, если F лежит слева от главного зеркала (рис. 2.) Из (25) и (28) находим, что

$$\sin u = -\rho \sin u + l \sin 2i. \quad (30)$$

Выражения (24) и (27) дают

$$2d = \rho (1 - \cos u') + l [1 + \cos 2i]. \quad (31)$$

Из (30) находим

$$l = \frac{(1 + \rho) \sin u'}{\sin 2i}. \quad (32)$$

Подставим (32) и (26) в (31) и решим полученное уравнение относительно $\operatorname{tg} i'$:

$$\operatorname{tg} i' = \frac{\operatorname{tg} \frac{u'}{2} [2d - \rho (1 - \cos u')] - (1 + \rho) \sin u'}{2d - \rho (1 - \cos u') + (1 + \rho) \sin u' \operatorname{tg} \frac{u'}{2}}.$$

Полагая $t = \sin^2 \frac{u'}{2}$ и учитывая (29), находим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{d + t - \rho - 1}{(d + t)(1 - t)},$$

или

$$\frac{d\rho}{dt} - \frac{d + t - 1}{(d + t)(1 - t)} \rho = - \frac{\rho^2}{(d + t)(1 - t)}.$$

Это уравнение приводится к линейному подстановкой $z = 1/\rho$:

$$\frac{dz}{dt} + Pz = Q,$$

где

$$P = \frac{d + t - 1}{(d + t)(1 - t)}, \quad Q = \frac{1}{(d + t)(1 - t)}.$$

Проверкой убеждаемся, что $z_1 = t/d$ является частным решением этого уравнения, а потому общее решение z можно найти одной квадратурой:

$$z = z_1 + ae^{-\int P dt}. \quad (33)$$

Найдем интеграл:

$$-\int P dt = -(d - 1) \int \frac{dt}{(d + t)(1 - t)} - \int \frac{t dt}{(d + t)(1 - t)}.$$

Разлагая подынтегральные выражения на простые дроби и интегрируя их, находим

$$\begin{aligned} -\int P dt &= -\frac{(d - 1)}{(d + 1)} \left[\int \frac{dt}{d + t} + \int \frac{dt}{1 - t} \right] + \frac{1}{d + 1} \left[\int \frac{t dt}{d + t} + \int \frac{t dt}{1 - t} \right] = \\ &= \frac{1}{1 + d} \int \frac{dt}{d + t} - \frac{d}{1 + d} \int \frac{t dt}{1 - t} = \ln [(d + t)^{\frac{1}{1+d}} (1 - t)^{\frac{d}{1+d}}] + C'. \end{aligned}$$

Подставив это в (33), получим

$$z = \frac{t}{d} + C (d + t)^{\frac{1}{1+d}} (1 - t)^{\frac{d}{1+d}} = \frac{1}{\rho}. \quad (34)$$

Постоянная C определяется из условия, что $1/\rho(0) = 1/(d + m)$:

$$C = [(d + m) d^{\frac{1}{1+d}}]^{-1}. \quad (35)$$

Таким образом, получено точное решение, выражающее меридиональное сечение вторичного зеркала через параметр t ; оно имеет сравнительно про-

стой вид и удобно для вычислений. Зная точное решение, можно представить ρ в виде ряда по степеням t :

$$\rho = s' - \frac{s'(m+1)}{d}t + \frac{s'}{2d^2}[2(m+1)^2 + d]t^2 + \dots, \quad (36)$$

где $s' = d + m$.

Аналогично предыдущему можно представить уравнение вторичного зеркала в декартовых координатах (через параметр t):

$$\begin{aligned} x_1 &= -\rho \cos u' = -\rho(1-2t); \\ y_1 &= -\rho \sin u' = -2\rho \sqrt{t(1-t)}. \end{aligned}$$

Или, исключив параметр t , получим в виде ряда

$$y_1^2 = \frac{4s'd}{1+s'+d}W - \frac{2d}{(1+s'+d)^2} \left[2(1+s') - \frac{d}{1+s'+d} \right] W^2 - \dots, \quad (37)$$

где $W = x_1 + s'$.

По-прежнему в первом приближении меридиональная кривая вторичного зеркала является коническим сечением. Для главного зеркала найдем

$$x = 2d - \rho - l.$$

Из (30) и (31) находим l ; после введения подстановки $t = \sin^2 \frac{u'}{2}$ получаем

$$l = d - \rho t + \frac{t(1-t)(1+\rho)^2}{d - \rho t}.$$

Подставив это в предыдущее уравнение, находим

$$x = d + \rho(t-1) + \frac{t(t-1)(1+\rho)^2}{d - \rho t}. \quad (38)$$

Условие апланатизма (25) после введения параметра t принимает вид

$$y = 2\sqrt{t(1-t)}. \quad (39)$$

Выражения (38) и (39) определяют параметрически форму главного зеркала; ρ находим из (34) или (36).

Найдем также выражение для главного зеркала в виде ряда; разлагая в ряд по степеням t (38) и (39), получим, исключив параметр t и обозначив $v = x + m$,

$$y^2 = \frac{-4d}{1+s'}v - \frac{2d^2s'}{(1+s')^3}v^2 - \dots \quad (40)$$

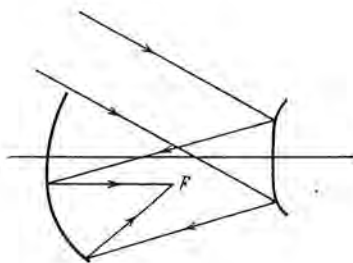
Итак, мы получили как точное, так и приближенное решение для определения формы главного и вторичного зеркал в апланатической зафокальной системе. Точное решение представляет особый интерес для светосильных систем (камеры для спектрографов), а также для радиотелескопов, использующих весьма светосильное главное зеркало; для приборов, устанавливаемых на ИСЗ и баллонах, требования габаритов и веса также вынуждают использовать систему со светосильным главным зеркалом; в этом случае расчет по приближенным формулам приводит к большим aberrациям.

3. Частный случай двузеркальных апланатических систем — системы с planoидным зеркалом

Рассмотрим важный частный случай апланатической системы, когда одно из зеркал является planoидом, т. е. его кривизна при вершине равна нулю; оптическая сила этого зеркала также обращается в нуль, а потому фокусное расстояние системы (принятое нами за единицу) равно фокусному расстоянию другого зеркала.

Система «зеркальный» Шмидт. Эта система (рис. 3) состоит из зеркальной коррекционной пластинки с плоской (или почти плоской) вершиной и сферического (или весьма близкого к сфере) вторичного зеркала, центр кривизны которого совмещен с центром коррекционной пластинки. Подобно обычной системе Шмидта, «зеркальный Шмидт» имеет большое поле зрения и допускает использование высоких относительных отверстий, а поэтому представляет большой интерес для космической астрономии. Найдем

Рис. 3



меридиональное сечение вторичного зеркала; полагая $c_1 = 0$ и $d = 2$, из (14) получаем точное выражение

$$z = \frac{1}{\rho} = \frac{t}{2} + \frac{2(1-t)^2}{2-t}, \quad (41)$$

где по-прежнему $t = \sin^2 \frac{u'}{2}$, или

$$\rho = \frac{2(2-t)}{3t^2 - 6t + 4}, \quad (42)$$

или в декартовых координатах:

$$x_1 = \rho \cos u' = \rho(1-2t), \quad y_1 = \rho \sin u' = 2\rho \sqrt{t(1-t)}, \quad (43)$$

где ρ определяется (42).

Анализ показывает, что вторичное зеркало не является точной сферой, а несколько отступает от нее в отличие от классического Шмидта, где условие апланатизма выполнено только в первом приближении. Из (17) и (18), учитывая (42), находим ($c_1 = 0$)

$$x = \frac{2(t-2)^2 - 3t^3}{8(t-1)}, \quad y = 2\sqrt{t(1-t)}. \quad (44)$$

Эти параметрические уравнения определяют меридиональное сечение главного зеркала. Интересно, что точное выражение для коррекционной поверхности системы Шмидта имеет столь простой вид. Можно исключить из двух последних уравнений параметр t и получить x как функцию y , но эта точная формула имеет сложный вид, поэтому лучше использовать разложение x по степеням y^2 (его можно получить, разлагая в степенные ряды x и y и исключая t):

$$x + 1 = -\frac{y^4}{64} - \frac{3}{512}y^8 - \frac{3}{1024}y^8 \dots = v. \quad (45)$$

Найденные формулы позволяют рассчитать «зеркальный Шмидт», не прибегая к трудоемкому расчету хода лучей. На практике обычно вводят небольшую кривизну при вершине коррекционной поверхности; в этом случае для расчета ее формы следует использовать формулу (19). В [4, стр. 96] мы вывели формулу, позволяющую находить коррекционные поверхности для произвольной концентрической системы. В случае, когда концентрическая система вырождается в одиночное сферическое зеркало, абберации которого исправляются коррекционной пластинкой (система Шмидта),

получаем форму поверхности этой пластинки в виде (в наших обозначениях)

$$x + 1 = v = \frac{1}{n-1} \left(\frac{y^4}{32} + \frac{3y^6}{256} + \frac{45y^8}{8192} + \dots \right), \quad (46)$$

где n — показатель преломления стекла пластинки; v — отступление поверхности пластинки от плоскости, касательной при вершине (абсцисса).

При $n = -1$ получаем формулу, первые два члена которой совпадают с (45), коэффициенты третьего члена отличаются, но не существенно (на $\sim 6\%$). Это различие объясняется тем, что выражение (46) выведено в предположении, что поверхность вторичного зеркала — точная сфера, в то время как в случае (45) вторичное зеркало несколько отличается от сферы. Для вторичного зеркала получаем выражение в декартовых координатах (разлагаем (43) в ряды и исключаем t):

$$y_1^2 = -4\omega - \omega^2 - \dots \quad (47)$$

где $\omega = x_1 - m - d$.

Система Шмидта с коррекционным зеркалом обладает ценным свойством — планоидное зеркало можно наклонять на угол до $1-2^\circ$ (в зависимости от требований к качеству изображения и от относительного отверстия) и таким образом выполнять гидирование (слежение) за объектом. Это имеет большое значение для приборов, устанавливаемых на баллонах и ИСЗ, точность стабилизации которых недостаточная. Тогда точное слежение за объектом (в небольших пределах) может выполняться путем поворота планоидного зеркала.

Система Райта (зеркальная). Система «зеркальный Райт» может рассматриваться как обобщение системы «зеркальный Шмидт», она также состоит из планоидного зеркала (главное зеркало) и вторичного вогнутого зеркала, но расстояние между зеркалами может быть произвольным. Система Райта, вообще говоря, обладает астигматизмом, и поле ее меньше, нежели поле системы Шмидта. Сферическая аберрация и кома в системе Райта полностью устранены. Формула (19) в этом случае имеет нулевой коэффициент при y^2 , т. е.

$$\frac{1-d-m}{4d} = 0,$$

откуда

$$1-d-m=0.$$

Формула (19) принимает вид

$$x = m - \frac{y^4}{32d} - \frac{(1+4d)y^6}{384d^2} - \frac{(30d^2+11d+2)y^8}{6144d^3} - \dots \quad (48)$$

Для вторичного зеркала из (22) находим

$$y_1^2 = -4\omega - \frac{2}{d}\omega^2 - \dots, \quad (49)$$

где $\omega = x_1 - m - d$.

Эксцентриситет вторичного зеркала (в первом приближении, очевидно, зеркало является коническим сечением) определяется выражением

$$e^2 = 1 - \frac{2}{d}. \quad (50)$$

При $d = 2$ получаем $e^2 = 0$ (уже изученный «зеркальный Шмидт»), при $d < 2$ получаем $e^2 < 0$ (сплюснутый сфероид); при $d > 2$ имеем $1 > e^2 > 0$ (эллипсоид).

Обычно система Райта используется при умеренных относительных отверстиях, когда формулы (48) и (49) дают достаточную точность. При необходимости можно найти и точные формулы для поверхностей зеркал, подобно тому как это было выполнено в предыдущем разделе для системы Шмидта. Зная поверхность планоидного зеркала, можно найти и форму

поверхности преломляющей пластинки для классического Райта:

$$v = \left[\frac{y^4}{16d} + \frac{(1+4d)y^6}{192d^3} + \dots \right] \frac{1}{n-1}, \quad (51)$$

где $v = x - m$; n — показатель преломления стекла пластинки. Форма поверхности вторичного зеркала для классического Райта по-прежнему дается формулой (49).

«Зеркальный Райт», как и «зеркальный Шмидт», позволяет производить гидирование путем наклона planoидного зеркала, но допустимые углы наклона здесь меньше и не превышают нескольких десятков минут дуги.

«Кольцевой» телескоп. Рассмотрим апланатическую систему с planoидным вторичным зеркалом, расположенным в сходящемся пучке (главное зеркало — вогнутое, рис. 4). Систему этого типа Д. Максудов [3] назвал

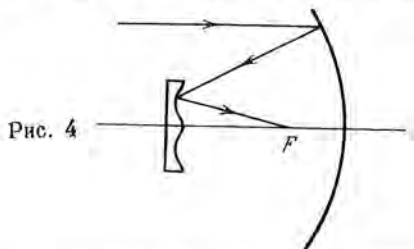


Рис. 4

«кольцевым» телескопом и показал, что эксцентриситет planoидного зеркала $e^2 = \infty$. Кольцевой телескоп представляет большой интерес, так как planoидное зеркало можно наклонять на углы порядка $\pm 5'$, осуществляя тем самым гидирование, а малые размеры вторичного зеркала облегчают его изготовление. Для вторичного зеркала из (14) при $c_1 = 0$ находим

$$\frac{1}{\rho} = \frac{t}{d} + \frac{2}{1+m} \frac{\left(1 - \frac{t}{d}\right)^{\frac{2}{1+m}}}{(1-t)^{\frac{1-m}{1+m}}}. \quad (52)$$

В частном случае, когда $m = 0$ (фокус совпадает с главным зеркалом)

$$\frac{1}{\rho} = \frac{6t^2 - 6t + 2}{1-t},$$

или

$$\rho = \frac{1-t}{6t^2 - 6t + 2}. \quad (53)$$

Зная ρ , находим декартовы координаты из параметрических выражений

$$x_1 = \rho(1-2t), \quad y_1 = 2\rho\sqrt{t(1-t)}. \quad (54)$$

Для главного зеркала из (20), учитывая, что кривизна planoида равна нулю и, следовательно, $1 - m - 2d = 0$, находим

$$y^2 = 4v + \frac{2s'}{d}v^2 + \left[2s'^2 + \frac{2}{3}(1+4d)s'd\right]v^3 + \dots, \quad (55)$$

где $s' = d + m$, $v = x - m$.

Если пренебречь последним членом этого выражения, то зеркало окажется коническим сечением (гиперболой), эксцентриситет которого будет равен

$$e^2 = \frac{2s'}{d} + 1. \quad (56)$$

Зная форму зеркального planoида, можно найти и форму тонкой преломляющей пластинки, заменяющей зеркальный planoид, т. е. создать зеркально-линзовую систему, аналогичную кольцевому телескопу.

Описанные методы могут быть использованы для расчета весьма светосильных систем (вплоть до $A = 1 : 0,8$); при этом следует взять большое количество членов рядов (обычно 4—6 членов), определяющих сечения зеркал.

В самое последнее время нам стало известно, что светосильные двузеркальные системы намечается использовать и для прямого фотографирования неба в далеком ультрафиолете (программа «Фауст») с помощью ракет и ИСЗ [5]. Расчет систем, описанных в [5], также может быть выполнен по описанной методике.

Автор признателен проф. В. К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные указания.

22 декабря 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Schwarzschild. Untersuch. z. geometr. Optik., 1905, 11.
2. H. Chretien. Le telescope de Newton et le telescope aplanetique — Rev. opt., 1922, 1, p. 13.
3. Д. Максудов. Астрономическая оптика. ОГИЗ, 1946.
4. Г. М. Попов. Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М., «Наука», 1969.
5. Le programme Faust, May 1972, Paris.

УДК. 523.841

Фотоэлектрические исследования слабых магнитных полей звезд. Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 3.

На основе сканирующего спектрофотометра 2,6-м рефлектора КАО и модулятора круговой поляризации, работающего в электронной схеме синхронно-фазового детектора, разбит фотоэлектрический метод регистрации звездных продольных полей. Метод был проверен по магнитно-переменной звезде β CrB. Найдено удовлетворительное согласие между нашими фотоэлектрическими и спектроскопическими измерениями Престона.

Были обнаружены слабые продольные поля, не превосходящие, как правило, 200 μ с для сверхгиганта γ Sgr, а также спорадическое появление слабых полей $\sim 50 \div 150 \mu$ с и меньше для α Sma, α Lyr, β Gem, α CMi, β Ori, α Tau и для некоторых Am-звезд.

Наиболее важными являются быстрые изменения, за несколько дней, знака и напряженности поля или характера кроссовер-эффекта, наблюдаемые для некоторых звезд, таких, как γ Sgr, β Ori и α Sma. Эти изменения, как показано авторами, не могут быть приписаны модели наклонного магнитного ротора или конвекции и, вероятно, связаны с некоторыми специфическими колебаниями на поверхности звезды.

Табл. 13, илл. 26, библи. 44 назв.

УДК 523.841

О влиянии инструментальной поляризации на измерения продольных магнитных полей звезд с магнитографом. Кувшинов В. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 52.

Рассмотрено влияние инструментальной поляризации, возникающей при отражении света от плоского зеркала системы прямого куде 2,6-м рефлектора КАО, на измерения продольных магнитных полей звезд фотоэлектрическим методом. Расчеты проводились с использованием теории Уинно на примере линий Cr I $\lambda 4254,35$ в спектре γ Sgr и Fe II $\lambda 4233,17 - \alpha^2$ CVn.

В случае максимального влияния инструментальной поляризации и сильной поперечности поля ($\psi = 80^\circ$) при $v_H = \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D \leq 0,1 \div 0,2$ амплитуда сигнала лишь уменьшена на множитель $k \approx 0,65$ из-за трансформации круговой поляризации в линейную. При больших v_H происходит перераспределение сигнала внутри контура линии, что может привести к ошибочной его интерпретации (например, может появиться ложный кроссовер-эффект).

Библи. 9 назв., илл. 2.

УДК 523.842

О смещении линии Li I $\lambda 6708$ в спектрах магнитных звезд. Полосухина Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 57.

Рассмотрен вопрос о возможных причинах сдвига в красную сторону линии лития Li I $\lambda 6708$ в спектрах магнитных звезд. Вероятнее всего, что действуют две причины — изотопический сдвиг и блендирование линии лития линиями неотожествленных элементов (возможно, это линии RE или линии молекул CN и TiO).

Табл. 3, илл. 5, библи. 9 назв.

УДК 523.82

Трехцветные электрофотометрические наблюдения α^2 CVn и β CrB. Метик Л. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 63.

Трехцветные фотоэлектрические наблюдения магнитных переменных α^2 CVn и β CrB проводились на 20-см рефлекторе КАО в фотометрической системе, близкой к UVV, в отдельные периоды с 3.VII по 10.IX 1971 г. Обе переменные наблюдались с двумя звездами сравнения. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения в каждом фильтре $\sim 0^m,014$.

Колебания блеска α^2 CVn и β CrB соответствуют периоду изменения магнитного поля. Кривые блеска переменных сходны по форме во всех трех фильтрах. Амплитуды изменений блеска в желтых, синих и фиолетовых лучах порядка $0^m,05$; $0^m,03$ и $0^m,03$ для α^2 CVn и $0^m,04$; $0^m,05$ и $0^m,05$ — для β CrB.

Табл. 2, илл. 2, библи. 17 назв.

УДК 523.84

Наблюдения линейной поляризации излучения белых карликов. Ефимов Ю. С., Шаховский Н. М., Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 68.

Приводятся результаты многоцветных (U, B, V, R) наблюдений линейной поляризации излучения 14 белых карликов и горячих субкарликов, выполненных в 1969–1971 гг. Найдено, что у некоторых белых карликов различных спектральных классов наблюдается заметная линейная поляризация их излучения. Величины поляризации обычно не превосходят 1% (кроме Grw + 70°8247, у которого уже известна большая линейная и круговая поляризация). У многих объектов поляризация, по-видимому, переменна. Зависимость параметров поляризации от длины волны имеет сложный характер и переменна во времени. Изменения поляризации в разных цветах обычно происходят независимо.

У восьми объектов обнаружен систематический ход позиционного угла плоскости поляризации с длиной волны, который может объясняться фарадеевским вращением в магнито-активной плазме. Если линейная поляризация возникает в фотосфере белых карликов, то полученные меры вращения ($1,5 - 25 \text{ рад/мкм}^2$) соответствуют магнитным полям $10^3 - 10^4 \text{ гс}$. При полях свыше 10^5 гс наблюдаемая линейная поляризация может возникать только во внешних слоях атмосферы (или в магнитосфере). Величины и знак меры вращения и соответствующих компонентов магнитного поля могут быть переменными.

Табл. 4, илл. 6, библи. 35 назв.

УДК 523.84

Статистические зависимости между параметрами нисходящей ветви всплесков звезд типа UV Cet. Шаховская Н. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 84.

Обнаружены статистические зависимости между скоростными изменениями светимости на разных фазах затухания всплесков звезд типа UV Cet и светимостью всплески в максимум блеска. Показано, что эти зависимости одинаковы для звезд различных светимостей. Это об-

стоятельство означает, что процесс затухания вспышки не зависит от светимости звезды. Однако частота вспышек большой светимости увеличивается с возрастанием светимости звезд. Совокупность этих факторов приводит к наблюдаемым зависимостям Аро — Чавира и Кункеля: вспышки меньшей продолжительности чаще наблюдаются у звезд меньшей светимости.

Табл. 2, илл. 6, библиограф. 37 назв.

УДК 523.841

Проверка применимости характеристик вспышечной активности звезд типа UV Cet и их уточнение. Чугаев П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 93.

Исследованы фотоэлектрические кривые блеска в фильтре В вспышек пяти вспыхивающих звезд (YZ CMi, UV Cet, EV Lac, AD Leo и V1216 Sgr). Материал (получен на разных обсерваториях в результате наблюдений, проведенных по программе Рабочей группы по вспыхивающим звездам Комиссии 27 МАС. Для каждой из звезд обнаружено уменьшение средней продолжительности вспышек с уменьшением их амплитуды. Полученные данные об изменении частоты появления вспышек и их средней продолжительности с амплитудой представлены степенными зависимостями, и с их помощью для четырех звезд, исключая UV Cet, определен вклад, вносимый слабыми вспышками в суммарную энергию вспышечной активности. Показано, что этот вклад сравнительно невелик. Тем самым подтверждена применимость величины ΣP (получаемой интегрированием кривых блеска всех зарегистрированных вспышек и последующим суммированием результатов интегрирования) в качестве характеристики суммарной энергии вспышечной активности звезды. Однако для UV Cet продолжение полученных зависимостей частоты появления вспышек и средней продолжительности от амплитуды на слабые вспышки оказалось невозможным, так как оно приводит к выводу о том, что суммарная энергия вспышек бесконечно велика. Нами пересмотрена зависимость продолжительности вспышек от светимости звезд. После того как мы приняли во внимание существование для каждой звезды зависимости продолжительности вспышек от амплитуды, был вновь подтвержден вывод, полученный Аро и Чавира и позднее Кункелем, о том, что продолжительность вспышек больше у звезд большей светимости.

Табл. 7, библиограф. 82 назв.

УДК 523.841

Некоторые фотометрические особенности симбиотических звезд. Белякина Т. С. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 103.

Рассмотрены результаты фотоэлектрических наблюдений 12 симбиотических звезд, полученных в системе UVV. Эти звезды имеют разнообразные формы кривых блеска (неправильные, периодические типа Миры Кита). На двухцветной диаграмме ($B - V$) — ($U - B$) они располагаются значительно правее звезд главной последовательности. Показано, что эти фотометрические особенности симбиотических звезд можно объяснить в рамках модели двойной звезды.

Илл. 1, библиограф. 12 назв.

УДК 523.842

Спектрофотометрическое исследование затменно-переменных систем CC Cas и RZ Cas. Раковская Т. М. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 106.

Излагаются результаты изучения спектров затменно-переменных систем CC Cas и RZ Cas. Спектрограммы были получены с дисперсией 15 и 36 Å/мм на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в интервале длин волн $\lambda\lambda 3600 - 4900$ Å. Наблюдения показали, что в системах CC Cas и RZ Cas наблюдаются спектры только главных компонентов.

Результаты исследования показали, что 1) главные компоненты CC Cas (Sp O9.4 V) и RZ Cas (Sp A2.8 V) являются звездами главной последовательности и обладают синхронностью осевого и орбитального вращений; 2) полученное из кривой роста содержание железа в атмосфере RZ Cas, по-видимому, несколько меньше, чем в атмосфере Солнца, а содержание титана близко к солнечному.

Табл. 7, илл. 3, библиограф. 15 назв.

УДК 523.855

Исследование центральной области галактики NGC 3077. Артамонов Б. П., Назаров А. С. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 115.

Получено распределение энергии в центральной области галактики NGC 3077 на разных расстояниях от ядра. Непрерывный спектр ядра галактики плоский и отличается от более «позднего» непрерывного спектра периферийных областей. Замечено раздвоение ядра в NGC 3077. Вычислен поток излучения в $H\alpha$ и $H\beta$ для ядра галактики. Показано, что непрерывный спектр NGC 3077 похож на непрерывный спектр сейфертовской галактики NGC 1068. Обсуждается возможность объяснения ионизации газа и ИК-излучения галактики NGC 3077 присутствием в ее ядре планетарных туманностей и их центральных звезд.

Илл. 7, библиограф. 25 назв.

УДК 523.035

Бальмеровский декремент в спектрах движущихся сред. Случай ударной ионизации и ударного возбуждения. Гершберг Р. Е., Шноль Э. Э. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1974, 50, 122.

На основании теории движущихся оболочек выполнен расчет бальмеровского декремента в спектре излучения водородной плазмы, стационарное состояние которой поддерживается нерадийным нагревом и ионизацией. Найдены решения уравнений стационарности для населенностей первых 30 уровней водородного атома. Вычисления выполнены для электронной температуры от 10 000 до 25 000° К, электронной плотности от 10^8 до 10^{14} см $^{-3}$ и диапазона величин β_{2l}^0 — вероятности выхода L_{α} -кванта из среды — от единицы до столь малых значений, когда этот параметр перестает быть существенным в задаче. Рассмотрены зависимости населенностей уровней (b_l), вероятностей выхода бальмеровских квантов из среды (β_{2l}), вероятностей выхода квантов в частотах первых линий 30 первых серий ($\beta_{l,i-1}$) и относительных интенсивностей бальмеровских линий от величин T_e , n_e и β_{21}^0 . Для каждой T_e отношения

$I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ представляются характерной поверхностью над плоскостью (n_e , β_{21}^0), и на «хребте» этой поверхности меняется характер всего бальмеровского декремента. При больших электронных плотностях ($\gg 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и заметной непрозрачности среды ($\beta_{21}^0 < 10^{-3}$) интенсивность $I_{H\alpha}$ оказывается меньше $I_{H\beta}$, и по мере дальнейшего уменьшения β_{21}^0 неравенства типа $I_{H\alpha} < I_{H\beta} < I_{H\gamma}$ оказываются справедливы для все более высоких членов бальмеровской серии. Табл. 4, илл. 1, библи. 18 назв.

УДК 523.75

Развитие и тонкая структура вспышки 14 июня 1970 года. Б а б и н А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 152.

Описываются монохроматические (в линии $H\alpha$) наблюдения вспышки балла 3В на диске Солнца с реальным разрешением до $1''.5$. В начальный период разгорания вспышки идет путем уярчения крошечных флоккульных узелков (размеры 2—3"), т. е. распространением возбуждения, а не движением яркого вещества. В предмаксимальной фазе из вспышки наблюдается выброс яркого сгустка, движущегося со скоростью $\sim 700 \text{ км/сек}$. После максимума вспышка имеет двухленточную структуру, каждая из лент образовалась самостоятельно. Наблюдается раздвоение западной ленты во время быстрого роста вспышки, в максимуме расстояние между компонентами примерно 5".

Обнаружена тонкая структура вспыхивающих лент (в крыле $H\alpha$) в виде перепутанных волоконцев и узелков, имеющих диаметры около 2—3". Реальные размеры могут быть заметно меньше. На основании сопоставления размеров структурных элементов в начале и в максимуме вспышки и изучения начального этапа ее развития делается вывод о том, что в процессе вспышки размеры узелков не увеличиваются, а растут лишь их яркость и появляется менее яркая диффузная материя, заполняющая пространство между ними.

Илл. 3, библи. 9 назв.

УДК 523.74/75

Магнитные поля и яркости на разных глубинах в невозмущенных областях на Солнце. Ц а п Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 159.

Изучается связь между яркостями, а также между яркостями и магнитными полями на разных уровнях вне активных областей на Солнце. Яркости записывались на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории в центральных частях следующих линий: $H\alpha$, K, Ca II, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, D, Na I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

Найдено, что особенности структуры вне активных областей определяются главным образом структурой магнитного поля. Автокорреляционные функции яркостей линии в 30% показывают наличие вторичного максимума в области размером $\sim 40''$, характерного для супергранул.

Табл. 2, илл. 5, библи. 29 назв.

УДК 523.745, 523, 746

Изучение магнитных полей в тени солнечных пятен по фраунгоферовым линиям с различной чувствительностью к температуре. Г у с е й н о в М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 168.

По поляризационным спектрограммам измерены напряженности магнитного поля H в различных пятнах четырех групп пятен, наблюдавшихся в 1972 г. Сравниваются значения H , определенные по линиям Fe I $\lambda 6137,0$, $\lambda 6173,3$, $\lambda 6420,0 \text{ \AA}$, Zr I $\lambda 6127,5$, $\lambda 6143,2$ и Y I $\lambda 6435,0 \text{ \AA}$. Сделан вывод о том, что напряженность магнитного поля H в более темных узелках тени пятен в среднем на 300 га больше, чем в его сплошном темном фоне.

Табл. 1, илл. 2, библи. 27 назв.

УДК 523. 76/77

Оценка потоков радиоизлучения локальных источников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Б а ч у р и н А. Ф., Е р ю ш е в Н. Н., Ц в е т к о в Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 175.

Приводятся данные о плотностях потоков для четырех локальных радиоисточников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см по наблюдениям на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Обнаружено, что величина потока и значение спектрального индекса меняются от источника к источнику. С уменьшением мощности источника спектр его становится более пологим.

Табл. 1, илл. 3, библи. 11 назв.

УДК 523.755 + 523.78

О яркостной температуре «спокойного» Солнца в диапазоне 1,9—3,5 см. Б а ч у р и н А. Ф., Е р ю ш е в Н. Н., Ц в е т к о в Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 180.

Приведены данные о яркостной температуре «спокойного» Солнца в диапазоне волн 1,9—3,5 см. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Яркостная температура Солнца определялась путем сравнения с яркостной температурой Луны, которая принималась равной 205, 213, 221 и 223°K на волнах 1,9; 2,5; 3,15 и 3,5 см соответственно. Яркостные температуры «спокойного» Солнца составили $9700 \pm 500^\circ \text{ K}$ на волне 1,9 см, $10\,800 \pm 500^\circ \text{ K}$ на 2,5 см, $12\,300 \pm 600^\circ \text{ K}$ на 3,15 см и $13\,000 \pm 700^\circ \text{ K}$ на 3,5 см.

Табл. 1, библи. 5 назв.

Радиометр 8-мм диапазона волн. Ефанов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 183.

Приводится описание поляризационного приемника на волну 8 мм, работающего совместно с квантовым парамагнитным усилителем бегущей волны (КПУ). Радиометр позволяет наблюдать как слабые космические радиисточники, так и Солнце с регистрацией двух параметров Стокса — I и V . Полоса пропускания радиометра с КПУ составляет 30 МГц, без КПУ — 40 МГц. Чувствительность радиометра с КПУ, установленного на антенне 22-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, составляет $(0,05 \div 0,06)^\circ \text{К}$ при $t = 1^\circ$. В радиометре предусмотрены устройства, позволяющие быстро, в процессе наблюдений, снимать основные характеристики КПУ — коэффициент усиления и полосу пропускания, а также контролировать шумовую температуру приемника совместно с антенной. В радиометре используется система непрерывного контроля стабильности коэффициента усиления. Регистрация результатов измерений проводится как в аналоговом, так и в цифровом виде.

Илл. 6, библи. 6 назв.

Поляриметр для исследования радиоизлучения Солнца на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 189.

Описывается поляриметр для исследования радиоизлучения Солнца, позволяющий регистрировать полную интенсивность ($R + L$) и поляризованный по кругу компонент ($R - L$) радиоизлучения на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см одновременно. Конструкция поляриметра предусматривает применение единого облучателя, что дает возможность осуществить совмещение приема радиоизлучений по направлению и во времени.

Принцип действия поляриметра основан на последовательном разделении каналов по частоте и применении метода фазовой модуляции. Приводятся конструктивные особенности, основные параметры СВЧ-элементов и методика калибровки.

Поляриметр успешно используется для наблюдений радиоизлучения Солнца на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. В качестве примера приводятся записи сканирования диска Солнца и радиовсплеска.

Табл. 1, илл. 10, библи. 14 назв.

Системы из двух зеркал, используемые в астрономии. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 200.

Разработана методика расчета двухзеркальных систем с заданной величиной комы и исправленной сферической абберацией. Рассмотрены специальные виды апланатических систем из двух зеркал — зафокальные системы и системы с planoидным зеркалом, в том числе системы типа «зеркальный Шмидт» и «зеркальный Райт». Указан способ преобразования систем типа «зеркальный Шмидт» и «зеркальный Райт» в обычную систему Шмидта и Райта.

Выведенные формулы могут быть использованы также и для расчета светосильных двухзеркальных систем, применяемых в космических приборах и светосильных спектрографах.

Илл. 4, библи. 5 назв.

Известия Крымской астрофизической обсерватории Том L

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

Редактор Ю. И. Ефремов

Художественный редактор Н. Н. Власик. Технический редактор Л. Н. Золотухина.

Сдано в набор 23/XII 1973 г. Подписано к печати 24/IV 1974 г. Формат 70×103¹/₁₆.
Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 19,6. Уч.-изд. л. 19,5. Тираж 1300. Т-06936. Тип. зак. 34.

Цена 1 р. 37 к.

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ
в Известиях Крымской астрофизической обсерватории
Том 49

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
34	Рис. 3		На верхней гистограмме по оси абсцисс знаки у чисел заменить на обратные
51	15 св.	электродах	электронах
99	2 сл. (сноска)	$K = (B_{\max} - B_{\min}) / B_{\max}$	$K = (B_{\max} - B_{\min}) / B_{\min}$
113	14 сл.	$d_1 = 2 \text{ мм} (Q)$	$d_1 = 2 \text{ мм}$