

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLVII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА -- 1973

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК (заместитель ответственного редактора),
канд. физ.-матем. наук Л. С. ГАЛКИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОПРАВНИ, 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,
канд. физ.-матем. наук И. В. СТЕШЕНКО.

К ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д. Н. Рачковский

В атмосфере с однородным магнитным полем и постоянным отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре предполагается наличие только процессов истинного поглощения в линии. Получено новое, более простое, чем опубликованное ранее [1], выражение для излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы.

ON THE THEORY OF RADIATION TRANSFER IN THE PRESENCE A MAGNETIC FIELD, by *D. N. Rachkovsky*.— The formation of absorption lines in a homogeneous atmosphere with a constant magnetic field is considered. Only true absorption are taken into account. A new expression for radiation escaping from the atmosphere is obtained.

Несмотря на то, что в последнее время получила развитие теория образования линий поглощения в магнитном поле, учитывающая рассеяние в линии, до сих пор для практических расчетов рядом авторов применяются формулы, полученные с учетом только истинного поглощения. Объясняется это в первую очередь тем, что теория, учитывающая только истинное поглощение, дает формулы, значительно более простые и удобные для расчетов. Однако учет аномальной дисперсии делает эти формулы достаточно громоздкими [1].

В настоящей работе получено новое, более простое выражение для выходящего из однородной атмосферы излучения, выведенное с учетом аномальной дисперсии в предположении наличия только истинного поглощения.

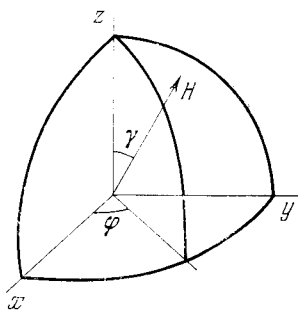
Выберем систему координат x, y, z так, чтобы ось z совпадала с направлением распространения излучения. Фигура показывает направление отсчета углов γ и φ , характеризующих направление вектора магнитной напряженности.

Дифференциальные уравнения, описывающие поглощение вектора электрической напряженности поля излучения в выбранной системе координат, имеют вид [2]

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} E_x &= aE_x + c_1 E_y, \\ \cos \theta \frac{d}{d\tau} E_y &= c_2 E_x + bE_y. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{4} [2 + s_1 + s_2 + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\ b &= \frac{1}{4} [2 + s_1 + s_2 + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \end{aligned} \quad (2)$$



Расположение вектора напряженности магнитного поля относительно направления распространения луча

$$\begin{aligned}
c_1 &= \frac{1}{4} [i(s_1 - s_2) \cos \gamma + \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\
c_2 &= \frac{1}{4} [i(s_2 - s_1) \cos \gamma + \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)]; \\
s_0(v) &= s_1(v + v_H) = s_2(v - v_H), \\
s_j(v) &= k_j(v) + im_j(v), \quad j = 0, 1, 2, \\
k_0(v) &= \eta e^{-v^2}, \quad m_0(v) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \eta e^{-v^2} \int_0^v e^{t^2} dt;
\end{aligned} \tag{3}$$

η — отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре.

Характеристические числа матрицы коэффициентов правой части уравнения (1) равны

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}(a + b) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(a - b)^2 + c_1 c_2}. \tag{4}$$

Введем преобразование систем электрических векторов:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 & -\frac{c_1}{\lambda_1 - b} \\ -\frac{c_2}{\lambda_2 - a} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 & \frac{c_1}{\lambda_1 - b} \\ \frac{c_2}{\lambda_2 - a} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{5}$$

$$M = \left[1 - \frac{c_1}{\lambda_1 - b} \frac{c_2}{\lambda_2 - a} \right]. \tag{6}$$

Здесь E_+ , E_- — компоненты электрического вектора \mathbf{E} , в общем случае эллиптически поляризованные и неортогональные. Нетрудно проверить, что в системе компонент E_+ , E_- матрица коэффициентов a , b , c_1 , c_2 в правой части уравнений (1) становится диагональной.

Перейдем теперь к выводу уравнений переноса излучения. Выберем систему параметров Стокса, характеризующих излучение в виде

$$\tilde{\mathbf{I}}_x = (\overline{E_x E_x^*}, \overline{E_x E_y^*}, \overline{E_y E_x^*}, \overline{E_y E_y^*})$$

и соответствующую систему для компонент E_+ , E_- .

Предварительно найдем правило, по которому можно перейти от отношения между компонентами вектора \mathbf{E}

$$\begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{7}$$

к соответствующему соотношению между параметрами Стокса.

Используя определение параметров Стокса, получим

$$\mathbf{I}_+ = \begin{pmatrix} \alpha\alpha^* & \alpha\beta^* & \beta\alpha^* & \beta\beta^* \\ \alpha\gamma^* & \alpha\delta^* & \beta\gamma^* & \beta\delta^* \\ \gamma\alpha^* & \gamma\beta^* & \delta\alpha^* & \delta\beta^* \\ \gamma\gamma^* & \gamma\delta^* & \delta\gamma^* & \delta\delta^* \end{pmatrix} \mathbf{I}_x. \tag{8}$$

Соотношения (7), (8) можно использовать для перехода между любыми системами параметров Стокса.

Сравнивая (5) и (7), можно получать матрицы

$$\mathbf{I}_+ = \mathbf{F} \mathbf{I}_x, \quad \mathbf{I}_x = \mathbf{F}^{-1} \mathbf{I}_+. \tag{9}$$

Выписывать их не будем, так как они в явном виде не понадобятся.

Из определения параметров Стокса ясно, что

$$dE_x E_x^* = E_x^* dE_x + E_x dE_x^*, \quad (10)$$

и аналогично для других параметров, следовательно, соотношение (1) в параметрах Стокса запишется

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_x = \mathbf{a} \mathbf{I}_x, \quad (11)$$

где

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a + a^* & c_1^* & c_1 & 0 \\ c_2^* & a + b^* & 0 & c_1^* \\ c_2 & 0 & a^* + b & c_1 \\ 0 & c_2 & c_2^* & b + b^* \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Полностью уравнение переноса запишется

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_x = \mathbf{a} \left(\mathbf{I}_x - \frac{1}{2} B(T) \mathbf{1} \right). \quad (13)$$

Здесь введены обозначения

$$\mathbf{1} = (1, 0, 0, 1). \quad (14)$$

Функцию Планка $B(T)$ будем разлагать по τ до членов порядка τ^2 :

$$B(T) = B_0 (1 + \beta_0 \tau + \beta_1 \tau^2). \quad (15)$$

Перейдем в уравнении (13) к параметрам I_+ с помощью преобразований (9):

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_+ = \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{I}_+ - \frac{1}{2} B_0 (1 + \beta_1 \tau + \beta_2 \tau^2) \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{1}. \quad (16)$$

Из предыдущего ясно, что матрица

$$\lambda = \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{F}^{-1} \quad (17)$$

диагональна и имеет вид

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 + \lambda_1^* & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_1 + \lambda_2^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2 + \lambda_1^* & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_2 + \lambda_2^* \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Решение (16) можно написать сразу

$$\mathbf{I}_+(\tau) = e^{\lambda \tau \sec \theta} \left[\frac{B_0}{2} \int_0^\tau e^{-\lambda t \sec \theta} \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{1} (1 + \beta_0 t + \beta_1 t^2) dt \sec \theta + \mathbf{C} \right].$$

При $\tau = 0$ получаем

$$\mathbf{I}_+(0) = \frac{B_0}{2} \int_0^\infty e^{-\lambda t \sec \theta} \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{1} (1 + \beta_0 t + \beta_1 t^2) dt \sec \theta. \quad (19)$$

Интегрируя, находим

$$\mathbf{I}_+(0) = \frac{B_0}{2} \left(\frac{1}{\lambda} + \cos \theta \frac{\beta_0}{\lambda^2} + 2 \cos^2 \theta \frac{\beta_1}{\lambda^3} \right) \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{1}. \quad (20)$$

Переходя к параметрам \mathbf{I}_x , в (20) получаем

$$\mathbf{I}_x(0) = \frac{B_0}{2} \mathbf{F}^{-1} \left(\frac{1}{\lambda} + \cos \theta \frac{\beta_0}{\lambda^2} + 2 \cos^2 \theta \frac{\beta_1}{\lambda^3} \right) \mathbf{F} \cdot \mathbf{a} \cdot \mathbf{1}. \quad (21)$$

Используя (17), легко получить

$$\mathbf{F}^{-1} \frac{1}{\lambda} \mathbf{F} = \mathbf{a}^{-1}, \quad \mathbf{F}^{-1} \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{F} = (\mathbf{a}^{-1})^2 \text{ и т. д.} \quad (22)$$

Подставляя (22) в (21), получаем окончательно

$$\mathbf{I}_x(0) = \frac{B_0}{2} [\mathbf{E} + \beta_0 \cos \theta \mathbf{a}^{-1} + 2 \cos^2 \theta \beta_1 (\mathbf{a}^{-1})^2] \cdot \mathbf{1}. \quad (23)$$

Здесь \mathbf{E} — единичная квадратная матрица. Выражение (23) вместе с формулами (12) и (2) дает решение поставленной задачи. Ранее нами было получено для случая $\varphi = 0$, $\beta_1 = 0$ явное выражение $\mathbf{I}_x(0)$ через коэффициенты поглощения и преломления [1]. Выражение получилось достаточно громоздкое. Нам кажется, что (23) значительно удобнее для вычислений на ЭВМ, тем более что такая запись позволяет сделать обобщение на случай представления функции Планка в виде полинома любой степени τ .

Май 1971 г.

Литература

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 259.
2. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 127.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЯРКОЙ ОБЛАСТИ В ПОЛУТЕНИ ПЯТНА. II

М. Дж. Гусейнов

По центральным частям линий поглощения H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H Ca II, а также по некоторым сильным линиям Fe I, Ca I, Na I, Mg I, Ti II и Sr II определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H в хромосфере над ярким образованием в общей полутени группы пятен. Магнитное расщепление линий $\Delta\lambda_H$ измерялось по поляризационной спектрограмме, полученной с помощью эшелльного спектрографа башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

Исследуется изменение напряженности магнитного поля H с высотой. На уровне границы фотосфера — хромосфера напряженность магнитного поля равна примерно 600 гс. С ростом высоты магнитное поле сначала усиливается (вертикальный градиент напряженности магнитного поля с высотой $\Delta H/\Delta h = +0,75$ гс/км), и на уровне образования центральной части линии H_{γ} напряженность магнитного поля достигает значения $H = 2000$ гс; затем поле ослабевает с высотой: на уровнях возникновения центральных частей линий H_{β} и H Ca II относительно быстро ($\Delta H/\Delta h = -1,10$ гс/км), а в более высоких слоях несколько медленнее ($\Delta H/\Delta h = -0,37$ гс/км). На уровне образования центральной части линии H_{α} напряженность магнитного поля $H \approx 400$ гс.

Обсуждаются возможные причины, объясняющие наблюдавшееся усиление магнитного поля над изучаемой яркой областью на уровне образования центральных частей линии H_{γ} в хромосфере.

THE VERTICAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN THE BRIGHT REGION OF THE SUNSPOT PENUMBRA. II, by *M. J. Huseynov*.— Magnetic field strength in the chromosphere above the bright formation of common penumbra of the spot group was measured in the central parts of the H_{α} , H_{β} , H_{γ} and Ca II H lines, and in some strong lines of Fe I, Ca I, Na I, Mg I, Ti II, Sr II also. Zeeman splittings were measured in the polarization spectrogram obtained with the echellette spectrograph of the Crimean Solar tower telescope.

The height behaviour of the field strength was studied. At first the field strength increases with height from the value of ≈ 600 gs at the photosphere — chromosphere boundary (the vertical gradient with height $\Delta H/\Delta h = +0,75$ gs/km), and amounts to $H = 2000$ gs at the level where the central part of H_{γ} is formed. After that the field weakens with height, relatively rapidly at the levels of the H_{β} and Ca II H lines ($\Delta H/\Delta h = -1,10$ gs/km) and somewhat slowly at higher levels ($\Delta H/\Delta h = -0,37$ gs/km). The field is about 400 gs at the level of H_{α} .

Possible reasons of the field intensification observed above the bright region in the layers associated with formation of central parts of H_{γ} are discussed.

Ранее нами [1] изучено изменение магнитного поля с глубиной в фотосфере в яркой области, находящейся внутри общей полутени группы № 251 (нумерация групп по «Солнечным данным»). Здесь исследуется распределение напряженности магнитного поля с высотой в хромосфере над той же областью. В [1] приведена фотография группы № 251, где стрелкой указана изучаемая яркая область с большим магнитным полем.

Основным материалом была та же поляризационная спектрограмма, что и в [1], которая получена 2.IX 1961 г. с помощью эшелльного спектро-

Линия		$\Delta\lambda$, Å от центра линии	h , км	$g_{\text{эфф}}$	$g_{\text{эфф}}\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см ²	Линия		h , км	$g_{\text{эфф}}$	$g_{\text{эфф}}\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см ²
Элемент	λ , Å					Элемент	λ , Å			
H	6562,8 (H _{α})	0,40	4000	1,05	45,2	Ba II	4554,0	600	1,17	24,2
		0,50	3500			Sr II	4077,7	600	1,17	19,5
		0,60	3000			Na I	5895,9	200	1,33	46,3
	4861,3 (H _{β})	0,15	2700	1,06	25,0	Na I	5889,6	300	1,17	40,7
		0,20	2500			Mg I	5172,7	200	1,75	46,8
		0,25	2300				5183,6	300	1,25	33,6
	4340,5 (H _{γ})	0,10	1800	1,07	20,1	Ca I	6102,7	0	2,00	74,4
		0,15	1400			Ti II	4501,3	100	0,93	18,8
		0,20	1000				4468,5	200	1,06	21,1
		0,25	500				4443,8	100	0,90	17,7
4395,0	200			1,07	20,6					
Ca II	3968,5 (H)	0,20	3200	1,33	21,0	Fe I	4383,5	84	1,10	20,2
		0,25	2400				4071,7	84	1,50	24,9
		0,30	2000				4045,8	128	1,25	20,4

графа [2] башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [3]. Материал и условия наблюдений подробно описаны в [1] и [4].

С целью измерения напряженности магнитного поля в более высоких слоях атмосферы Солнца и изучения ее вертикального распределения нами были отобраны сильные линии поглощения, центральные части которых образуются в хромосфере. В таблице мы приводим список линий поглощения, использованных нами для определения напряженности магнитного поля, принятые для них средние геометрические высоты h возникновения над уровнем фотосфера — хромосфера. Там же приведены значения эффективного фактора Ланде $g_{\text{эфф}}$ и величины $g_{\text{эфф}}\lambda^2$ для каждой линии поглощения. Эффективные значения фактора Ланде рассчитаны для продольного магнитного поля. Из-за сильной ограниченности выбора линий поглощения (мало линий поглощения с известными высотами образования в хромосфере, сильное блендирование) только три линии поглощения из приведенного списка показывают простой триплет Зеемана в магнитном поле, все остальные линии — сложный эффект Зеемана.

Напряженность магнитного поля H по каждой фраунгоферовой линии определялась с помощью измерений магнитного расщепления $\Delta\lambda_H$ по регистрограммам, записанным на микрофотометре МФ-4 с большим увеличением. Специальный способ записи на микрофотометре МФ-4, применяемый нами из-за трудностей выбора репера для измерения относительно смещения длинно- и коротковолновых σ -компонент, описан в [4]. Здесь только напомним, что магнитное расщепление $\Delta\lambda_H$ по каждой линии поглощения определяется с помощью измерений относительного смещения σ -компонент с право- и левокруговой поляризацией на двух соседних полосках. Напомним, что полоски с ортогональной поляризацией создаются с помощью поляризационной приставки, состоящей из пластинки в четверть волны и поляроидной мозаики. Эта поляризационная приставка и способ ее применения для измерения магнитных полей Солнца подробно описаны в [5].

Нужно отметить, что некоторые линии поглощения, используемые нами здесь, имеют бленды. Например, известно, что линии водорода H_{α} , H_{β} и H_{γ} в разных частях контура в разной степени блендируются. В таких случаях мы пользуемся результатами измерений магнитного расщепления по тем частям контура линии, где блендирование незна-

чительно. Так, для линии H_{α} мы имеем возможность провести надежные измерения в пределах $\Delta\lambda = 0,4 \div 0,6 \text{ \AA}$ от центра линии, для линии $H_{\beta} - \Delta\lambda = 0,15 \div 0,25 \text{ \AA}$, а для H_{γ} достоверны результаты измерений в пределах $\Delta\lambda = 0,10 \div 0,25 \text{ \AA}$ от центра линии.

Для исключения возможного влияния доплеровских смещений линий поглощения на результаты измерений напряженности магнитного поля были изучены относительные смещения используемых фраунгоферовых линий вследствие разницы лучевых скоростей на местах, соответствующих соседним полоскам с ортогональной поляризацией. С этой целью по обычной (без поляризационной насадки перед щелью спектрографа) эшелной спектрограмме изучаемого яркого образования на микрофотометре МФ-4 делались записи линий поглощения, по которым измеряется напряженность магнитного поля H . По этим записям определялись относительные смещения линий поглощения, связанные с различием лучевых скоростей в точках, соответствующих двум соседним полоскам поляризационной спектрограммы. Оказалось, что систематических смещений нет, а случайные смещения не превосходят точности измерений регистрограмм. Поэтому можно считать, что разница лучевых скоростей в местах, соответствующих двум соседним полоскам с длинно- и коротковолновыми σ -компонентами, незначительна, и влиянием доплеровских смещений на результаты измерений H можно пренебречь.

По просьбе автора некоторые регистрограммы во вторую руку были обработаны А. Н. Коваль, ее результаты с достаточной точностью совпали с нашими.

Изучение хода непрерывного спектра в областях линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H и $K \text{ Ca II}$ показало, что его интенсивность в пределах центральных частей первых четырех линий можно считать постоянной. Линия $K \text{ Ca II}$ расположена близко к краю пластинки в полосках эшелной спектрограммы, где яркость спектра быстро спадает к краям, поэтому мы не пользуемся ею для измерения магнитного расщепления $\Delta\lambda_H$. Дело в том, что если в пределах $\pm\Delta\lambda$ от центра линии, где проводятся измерения магнитного расщепления, интенсивность непрерывного спектра изменялась значительно, то медианы, построенные по профилю линии в почернениях (линию, проходящую через середины прямых отрезков, соединяющих равные почернения или интенсивности противоположных крыльев линии поглощения, мы называем медианой), могли показать ложные наклоны к линии темноты на регистрограммах. Правда, эти наклоны для длинно- и коротковолновых σ -компонент были бы направлены в одну и ту же сторону и, казалось, исключили бы друг друга при измерении их относительного смещения. Но из-за несколько различной интенсивности полосок с ортогональной поляризацией вопрос усложняется и учет этого эффекта становится очень трудным. Специальный способ записи на МФ-4 каждой пары регистрограмм, применяемый нами вследствие трудностей выбора общего репера для измерения относительного смещения σ -компонент, не позволяет построить профили линий в интенсивностях непрерывного спектра. Поэтому мы вынуждены измерения $\Delta\lambda_H$ проводить по тем линиям, в пределах центральных частей которых интенсивность непрерывного спектра можно принимать постоянной.

Таким образом, точность каждого измерения магнитного расщепления $\Delta\lambda_H$ в основном определяется точностью измерений линейных расстояний на регистрограммах. Как было показано в [1], эта точность равна $\pm 0,1 \div \pm 0,2 \text{ мм}$ на регистрограммах, что в зависимости от линейной дисперсии и значений $g_{\text{эфф}} \lambda^2$ для каждой линии поглощения приводит к ошибкам $\Delta H = \pm (50 \div 160) \text{ гс}$.

Рассмотрение результатов определения напряженности магнитного поля по всем линиям поглощения приводит к выводам.

1) Полученные значения относительного смещения длинно- и коротковолновых σ -компонент $\Delta\lambda_H$ во много раз превосходят ошибки измерений,

т. е. над исследуемой яркой областью на уровне хромосферы имеется большое магнитное поле, напряженность которого можно надежно измерять спектрофотографическим способом с помощью отобранных фраунгоферовых линий.

2) Значения напряженности магнитного поля, определенные по разным линиям поглощения, сильно различаются. Это говорит о том, что на уровне хромосферы над яркой областью напряженность магнитного поля H сильно меняется с высотой.

3) Если ядра многих металлических линий не имеют заметной асимметрии контура, т. е. для них медиана профиля линии перпендикулярна к линии темноты на регистрограммах, то в линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H Ca II контуры явно асимметричны и медианы длинно- и коротковолновых σ -компонент этих линий наклонены в разные стороны от перпендикуляра к линии темноты. Мы считаем, что эти наклоны связаны с градиентом напряженности магнитного поля с высотой, ибо другие причины асимметрии контуров линий не могут объяснить наклонов медиан в разные стороны от перпендикуляра к линии темноты. В самом деле, если бы асимметрии были связаны с градиентом лучевых скоростей с высотой, то для длинно- и коротковолновых σ -компонент наклоны медиан должны быть в одну и ту же сторону. Отметим, что записи на микрофотометре по обычной эшелевой спектрограмме не показывают заметных асимметрий в тех же линиях поглощения. Отклонение от триплетного расщепления тоже не объясняет наклоны медиан хотя бы из-за того, что медианы H_{γ} и линий H_{α} , H_{β} направлены в обратные стороны от перпендикуляра к линии темноты. Кроме того, линию H Ca II в продольном магнитном поле можно принимать как линию с простым триплетным расщеплением. Но и она показывает асимметрию профиля линии.

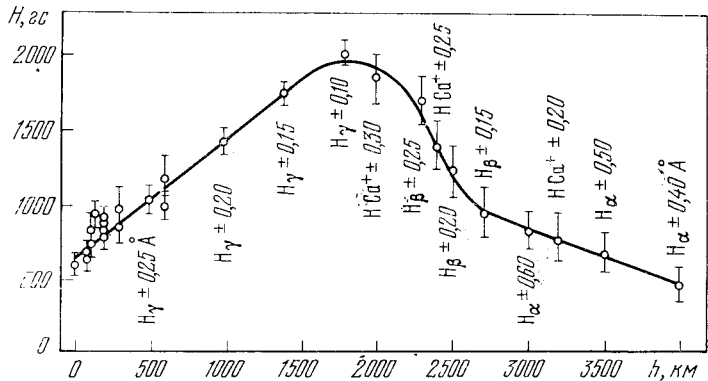
Еще одной причиной асимметрии профиля линий поглощения может быть π -компонента магнитно-расщепленной линии. Ее наличие должно было бы привести к наклонам медиан, соответствующим ложному уменьшению напряженности магнитного поля с глубиной. Но в нашем случае, если напряженность магнитного поля, измеренная по H_{γ} , уменьшается с глубиной, то по линиям H_{α} , H_{β} и H Ca II, она, наоборот, увеличивается, т. е. медианы последних трех линий наклонены в противоположную сторону, чем ожидалось при влиянии π -компоненты. Все это говорит о том, что в действительности наклоны медиан длинно- и коротковолновых σ -компонент линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H Ca II связаны с вертикальным градиентом напряженности магнитного поля яркого образования. Присутствие же π -компоненты, во-первых, уменьшает измеряемые значения напряженности магнитного поля H по линии в целом и, во-вторых, может несколько изменить наклоны медиан в нашем случае так, что измеряемые абсолютные значения вертикальных градиентов напряженности магнитного поля будут меньше, чем их истинные значения.

Нужно отметить, что такие линии поглощения, как D_1 и D_2 Na I, λ 4554,0 Å Ba II тоже обнаруживают некоторую асимметрию. Но для них асимметрия очень мала, и ее можно подробно изучать только по спектрограммам с большой линейной дисперсией.

Чтобы построить вертикальное распределение напряженности магнитного поля в хромосфере, нужно знать геометрические высоты уровней эффективного образования используемых линий поглощения над фотосферой. Учитывая большие затруднения в определении истинных высот эффективных уровней возникновения линий поглощения, примем известные высоты образования линий в невозмущенной атмосфере Солнца, пренебрегая возможным несовпадением геометрических высот эффективных уровней образования выходящего излучения в ярком образовании и невозмущенной атмосфере. Для линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} примем высоты образования по де Ягеру [6, 7]. Для линии H Ca II примем высоты образования линии K Ca II, приведенные в [6]. По-видимому, это допусти-

мо, если учесть, что линии H и K Ca II образуются на относительно близких уровнях. Здесь уместно отметить, что, согласно [8], в факеле центры линий H и K Ca II образуются в среднем на высоте 2540 км, которая очень близка к высотам образования K Ca II в невозмущенной атмосфере Солнца по [6]. Для линии λ 4554,0 Å Ba II принимаем высоту образования, рассчитанную Н. С. Шиловой и В. Н. Обридко [9]. Высота образования ядра линии λ 6102,7 Å Ca I вычислена В. Г. Буславским [10]. Высоты образования линий железа λ 4383,5, λ 4071,7 и λ 4045,8 Å определены нами для невозмущенной атмосферы Солнца по Бильдерберской модели [11] с помощью известных значений средних оптических глубин $\tau_{\text{сер}}$, найденных И. А. Аслаповым [12]. Для остальных девяти

Распределение напряженности магнитного поля H с высотой h в хромосфере над яркой областью в полутени пятна



линий поглощения, использованных нами здесь, принимаем значения высот образования центральных частей линии, опубликованные Зиркером [13]. Все эти значения средних высот уровней эффективного возникновения соответствующих линий поглощения приведены в таблице.

Теперь, зная для каждой линии поглощения (а для линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и H Ca II для разных частей контура линии) высоту h образования и средние значения напряженности магнитного поля H , можно построить распределение напряженности магнитного поля в хромосфере с высотой. Из фигуры, где вертикальными линиями отмечены максимальные ошибки отдельных измерений H по каждой линии поглощения (в случае линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и H Ca II для разных частей контура линий), видно, что те фраунгоферовы линии, у которых центральные части возникают на одинаковых или очень близких уровнях хромосферы, дают очень близкие значения напряженности магнитного поля H ; имеющиеся различия, не превышающие 200 гс, вероятно, связаны как с ошибками измерений H , так и с трудностями определения высоты эффективных уровней образования линий поглощения в хромосфере (тем более, что для яркого образования мы приняли высоты образования линий поглощения такие же, как и в невозмущенной атмосфере Солнца). Линии поглощения с различными высотами возникновения показывают большие различия в значениях напряженности магнитного поля. По-видимому, эти большие различия в значениях H связаны с сильными изменениями магнитного поля в хромосфере с высотой над исследуемой яркой областью. Фигура показывает, что напряженность магнитного поля H от границы фотосферы — хромосфера ($h = 0$) по мере роста высоты увеличивается (вертикальный градиент с высотой $\Delta H/\Delta h = + 0,75$ гс/км) и достигает максимального значения $H = 2000$ гс на высоте $h = 1800$ км; затем поле ослабевает с высотой, сначала относительно быстро с градиентом $\Delta H/\Delta h = - 1,10$ гс/км, потом от $h = 2800$ км до $h = 4000$ км медленнее ($\Delta H/\Delta h = - 0,37$ гс/км). На высоте $h = 4000$ км напряженность магнитного поля изучаемого яркого образования $H = 450$ гс.

Нужно иметь в виду, что в [1] приведены вертикальные градиенты напряженности магнитного поля с глубиной, а здесь — с высотой. Поэтому если отрицательный вертикальный градиент с глубиной означал увеличение напряженности магнитного поля H наружу, то вертикальный градиент с высотой таким же знаком указывает, наоборот, уменьшение H . Необходимо отметить, что приведенные численные значения вертикальных градиентов напряженности магнитного поля приблизительные, так как при их вычислении мы пренебрегали возможным несовпадением геометрических высот возникновения используемых нами линий поглощения в яркой области и невозмущенной хромосфере. Однако *инверсию магнитного поля в хромосфере над изучаемой яркой областью можно считать реальной*.

Таким образом, можно заключить, что вертикальный градиент магнитного поля $\Delta H/\Delta h$ над яркой областью внутри общей полутени большой группы пятен меняет знак с высотой в хромосфере на уровне $h = 1800$ км. Но если на уровне фотосферы абсолютные значения вертикального градиента напряженности магнитного поля находились в пределах $2,1 \text{ гс/км} \leq |\Delta H/\Delta h| \leq 5,0 \text{ гс/км}$, то в хромосфере его значения в несколько раз меньше.

Измерения напряженности магнитного поля яркого образования внутри общей полутени группы № 251 по фраунгоферовым линиям, образующимся в фотосфере, показали максимальное значение $H = 1150$ гс на глубине $h^* = 240$ км. На других глубинах фотосферы напряженность магнитного поля значительно меньше [1]. Здесь мы обнаружили наличие большого магнитного поля в хромосфере над той же яркой областью, напряженность которого на высоте $h = 1800$ км достигает значения $H = 2000$ гс. Следовательно, поле по высоте неоднородно и имеет тонкую структуру.

Пока трудно сказать, характерно ли найденное здесь вертикальное распределение H и для других подобных ярких образований, так как хотя ярких образований с большими магнитными полями обнаружено много [14], но до сих пор не было проведено для них ни одного специального исследования изменения напряженности магнитного поля H с высотой. Если учесть, что яркое образование, магнитное поле которого изучается, находилось внутри общей полутени в окружении многих ядер пятен среднего размера с $H \approx 2500$ гс (полярности магнитных полей яркого образования и этих ядер южные), то можно предположить, что наличие большого магнитного поля с напряженностью, достигающей $H = 2000$ гс на высоте $h = 1800$ км, связано либо с наклоном и проникновением в хромосферу магнитного поля одного из ближайших ядер пятен (или его отдельного участка с большим полем), либо с расхождением силовых линий магнитного поля окружающих ядер, которое могло привести к сжатию силовых линий над яркой областью на уровне хромосферы. Известно, что на уровне хромосферы Солнца при наличии больших магнитных полей $H^2/8\pi \gg nkT$, так что главную роль играет магнитное давление. Поэтому для одинаковости полных давлений в хромосфере над ярким образованием и ближайшими ядрами пятен необходимо наличие больших магнитных полей над последними. Известно, что над пятнами магнитное поле проникает высоко в хромосферу [15]. Предварительные результаты наших измерений магнитных полей над ядрами пятен этой же группы также говорят о наличии достаточно больших магнитных полей в хромосфере на уровне образования линий H_α , H_β и H Ca II.

Возможно, здесь стоит отметить, что во время съемки измеренной нами эмиссионной спектрограммы около изучаемой яркой области происходила вспышка балла 4. Ее ближайшая граница находилась на расстоянии около 3000 км от места, где определялась напряженность магнитного поля. Поэтому при объяснении сгущения силовых линий магнитного поля над ярким образованием на уровне возникновения центральных частей

линии H_{γ} , по-видимому, надо иметь в виду также возможное влияние процессов сближения и отталкивания ядер пятен (или холмов магнитного поля) во время хромосферных вспышек. Подобные явления неоднократно обнаруживались для многих вспышечно-активных групп пятен [16—18].

Все результаты можно суммировать следующим образом.

1. В хромосфере над ярким образованием в общей полутени группы № 251 2.IX 1961 г. имелось большое магнитное поле, напряженность которого от границы фотосферы — хромосфера росла с высотой, достигая $H = 2000$ гс в слоях возникновения центральной части линии H_{γ} (вертикальный градиент напряженности магнитного поля между уровнями $h = 0$ и $h = 1800$ км равен $\Delta H/\Delta h = +0,75$ гс/км). Затем по мере роста высоты напряженность магнитного поля уменьшалась: в слоях возникновения центральных частей линий H_{β} и H Ca II относительно быстро с $\Delta H/\Delta h = -1,10$ гс/км, в более высоких слоях — медленнее с $\Delta H/\Delta h = -0,37$ гс/км.

2. Так же как и на уровне фотосферы [1], вертикальный градиент магнитного поля яркого образования в хромосфере меняет свой знак с высотой, но его абсолютные значения на уровне хромосферы в несколько раз меньше, чем в фотосфере.

Можно предположить, что увеличение напряженности магнитного поля над ярким образованием является следствием одной из перечисленных ниже причин:

а) наклона и проникновения магнитного поля одного из ближайших ядер пятен (или его отдельного жгута с большим полем), окружающих яркую область,

б) расхождения силовых линий магнитного поля окружающих ядер пятен, которое могло привести к сжатию поля над яркой областью и сгущению силовых линий; возможные процессы сближения и отталкивания ядер пятен (или холмов магнитного поля) во время вспышки, имевшей место в данном случае, вероятно, могли усилить процесс сгущения силовых линий в хромосфере над изучаемой яркой областью.

Автор искренне благодарит С. И. Гопасюка за подробное обсуждение результатов, А. Н. Коваль, которая любезно согласилась провести обработку некоторых регистрограмм во вторую руку.

Май 1971 г.

Литература

1. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1971, 44, 70.
2. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1955, 15, 31.
4. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1969, 39, 253.
5. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1956, 16, 3.
6. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
7. С. de Jager. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1957, 13, 133.
8. G. Wechmann. Astron. Nachr., 1969, 291, N 4-5, 131.
9. Н. С. Шилова, В. Н. Обридко. Солнечные данные, 1966, № 8, 73.
10. В. Г. Булавский. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1969, 39, 317.
11. O. Gingerich, C. de Jager. Solar Phys., 1968, 3, 1, 5.
12. И. А. Асланов. Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца. Баку, Изд-во АН Азерб. ССР, 1965.
13. J. Zirker. Astrophys. J., 1958, 127, N 3, 680.
14. Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1967, 37, 21.
15. A. B. Secerly, V. Vumba. Observatory, 1958, 78, N 902, 33.
16. С. И. Гопасюк. Астрон. ж., 1961, 38, вып. 2, 209.
17. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1962, 27, 110.
18. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обз., 1963, 29, 15.

О КАЛИБРОВКЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. А. Котов

Записи магнитного поля в одном и том же солнечном пятне, полученные на магнитографах КАО и Института Фраунгофера, показали большое расхождение. Вместе с различием в калибровке это привело к расхождению результатов относительно магнитной конфигурации пятна.

В Крыму была осуществлена геометрия выходных щелей магнитографа, предложенная Семелем для измерения смещений $\Delta\lambda_H$ профиля линии при использовании анализатора круговой поляризации. Наблюдения показывают, что для сильных полей $\Delta\lambda_H$ дает существенно заниженные значения продольной компоненты H_{\parallel} . При напряжениях, меньших 250 *гс*, смещения $\Delta\lambda_H$ хорошо представляют H_{\parallel} , что позволяет использовать этот метод для удовлетворительной калибровки магнитографа при слабых полях.

ON THE CALIBRATION OF THE PHOTOELECTRIC MEASUREMENTS OF MAGNETIC FIELD, by V. A. Kotov.— Magnetic field records for the same sunspot made using Crimean and Fraunhofer Institut magnetographs were found to be in a great discrepancy. With application of two very different calibrations this resulted in the quite different data concerning the magnetic configuration of the spot.

The exit slit geometry proposed by Semel was employed at Crimea to measure the displacements $\Delta\lambda_H$ of line profile observed with a quarter-wave analyzer. The observations show that for high fields the longitudinal component H_{\parallel} determined from $\Delta\lambda_H$ is essentially diminished. But $\Delta\lambda_H$ represents well H_{\parallel} when it is less than 250 G, so this method should be used to get satisfactory calibration for weak fields.

В отличие от визуального и фотографического методов действие солнечных магнитографов основано не на измерении расщепления и интенсивностей зеемановских компонент, а на регистрации поляризации внутри спектральной линии. При этом возникает трудная проблема калибровки фотоэлектрических сигналов, заключающаяся в определении зависимости поляризации от величины и ориентации магнитного вектора \mathbf{H} . Для сильных полей в пятнах процедура калибровки значительно усложняется в связи с насыщением сигналов магнитографа и несовершенством теории обратного эффекта Зеемана. Серьезную трудность представляет также изменение контура линии в активных областях, что делает сомнительным использование фотосферных калибровочных кривых для количественной интерпретации магнитных измерений, особенно в пятнах.

На серьезное расхождение между теоретическими расчетами и эмпирическими калибровочными кривыми указал А. Б. Северный [1]: измеренные сигналы магнитографа оказываются в 2—3 раза меньше расчетных. Необходимость детального и многостороннего анализа проблемы стандартизации магнитных измерений следует также из найденного Бекерсом [2] расхождения почти в два раза между напряжениями продольного поля, измеренными одновременно магнитографами обсерваторий Маунт Вильсон и Кит Ник. Многочисленные попытки теоретически установить количественную зависимость сигналов от напряженности \mathbf{H} и угла наклона поля к лучу зрения γ не имели успеха. Как показали Б. А. Иошпа.

В. Н. Обридко [3] и Д. Н. Рачковский [4], результаты вообще слабо зависят от принятой теории и механизма образования линии. Большинство исследователей считает, что проблема может быть решена лишь при учете неоднородной структуры солнечной атмосферы и магнитного поля. По мнению Дейбнера и Лидлера [5], построение универсальной калибровочной зависимости невозможно или даже бессмысленно, поскольку неизвестна тонкая структура и природа этих неоднородностей.

Паряду с общими проблемами теории образования линий в присутствии неоднородного магнитного поля для получения удовлетворительной калибровки магнитографа серьезное внимание должно уделяться также и чисто инструментальным вопросам, в частности эффекту насыщения сигналов при больших полях и влиянию геометрии выходных щелей магнитографа.

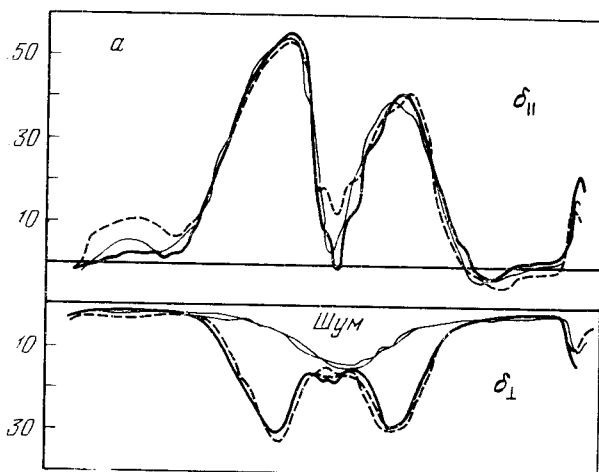
1. Насыщение сигналов магнитографа в пятне

Сильные отклонения сигналов продольного (δ_{\parallel}) и поперечного (δ_{\perp}) полей от зависимостей $\delta_{\parallel} \sim H_{\parallel}$, $\delta_{\perp} \sim H_{\perp}^2$ наступают вследствие насыщения при тех напряженностях магнитного поля, когда расщепление линии становится сравнимым с расстоянием между выходными щелями магнитографа. При еще больших полях сигналы, согласно расчетам, должны упасть до нуля. Для линии λ 5250 Fe I при щелях, обычно применяемых в Крыму, спад расчетных кривых наступает при $H > 1700$ гс. Однако эмпирические калибровочные зависимости А. Б. Северного [1] резко расходятся с этим: вместо спада наблюдается мощное увеличение δ_{\parallel} с ростом H_{\parallel} , а для δ_{\perp} — лишь небольшое уменьшение в области $H_{\perp} \approx 2000 \div 3000$ гс.

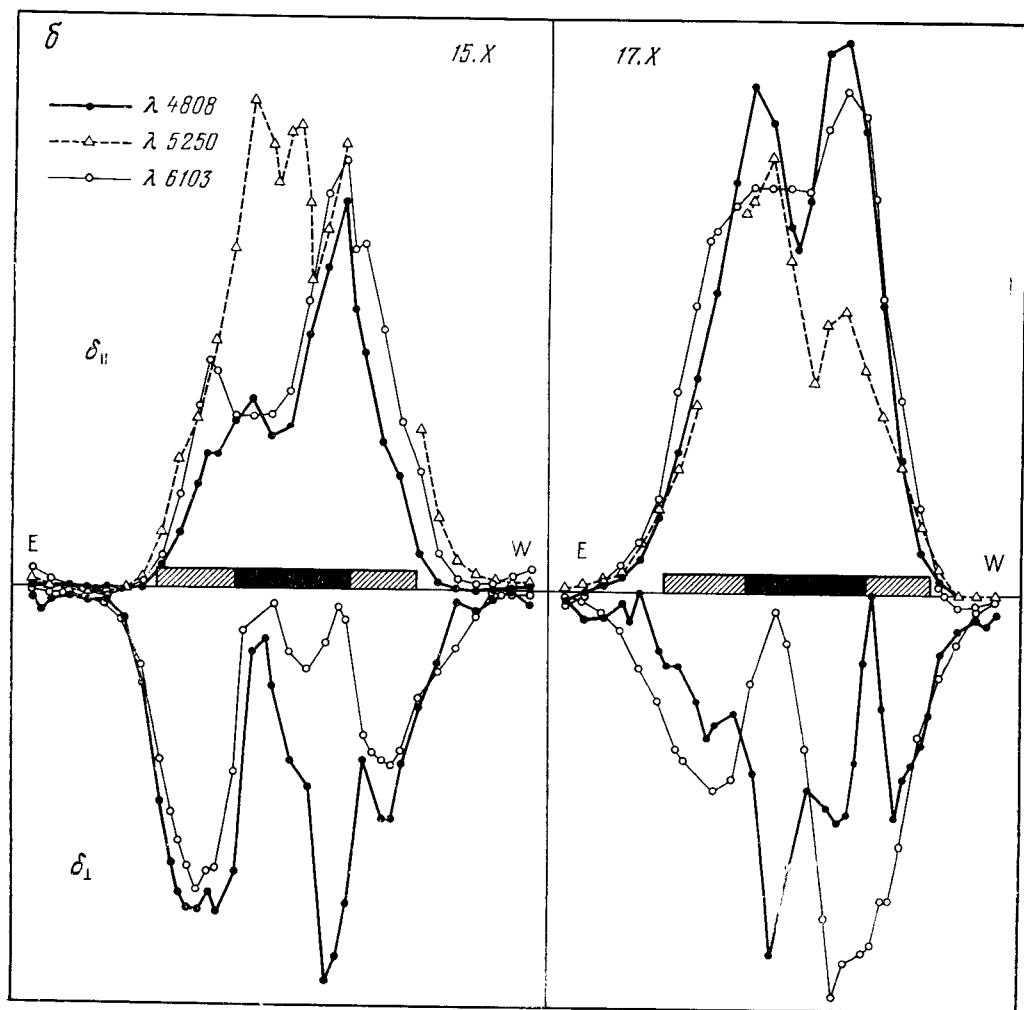
Для эмпирической калибровки магнитографа Института Фраунгофера в Анакапри для большого правильного пятна 15.X 1966 г. записи сигналов круговой и линейной зеемановской поляризации линии λ 5250 сравнивались с расщеплениями этой же линии, которые находились по спектрограммам пятна. Было найдено большое отличие эмпирических кривых от вычисленных по формулам Сирса. При $H > 3000$ гс кривая δ_{\parallel} (H_{\parallel}) резко спадает до нуля; этим авторы [5] объясняют тот факт, что для одного из траверсов в центре пятна наблюдался слабый сигнал другого знака (фиг. 1, а). Другой причиной, по их мнению, может являться присутствие слабого поля (~ 600 гс) противоположной полярности, которое сильно влияет на калибровку и способно вызвать даже смену знака δ_{\parallel} при $H > 3000$ гс.

Расхождение измерений с расчетами доказывает, прежде всего, неприменимость формул Сирса. Вместе с тем процедура этой калибровки имеет ряд существенных недостатков: 1) напряженности H_{\parallel} , H_{\perp} вычислялись по величинам расщепления линии на основе линейного изменения угла γ с расстоянием ρ от центра пятна, что по современным данным весьма далеко от действительности; 2) за нулевой отсчет для δ_{\perp} в центре пятна необоснованно принимался уровень шума, который показал в пятне отклонение, равное самому сигналу δ_{\perp} (по-видимому, вследствие неудовлетворительной работы фазового детектора и компенсатора яркости); 3) предполагалось наличие радиальной симметрии, тогда как наблюдаемый ход сигналов в пятне таковой не обладал.

То, что магнитное поле этого пятна было распределено весьма несимметрично, видно из фиг. 1, б, где приведены распределения сигналов δ_{\parallel} , δ_{\perp} в том же самом пятне, записанных 15 и 17. X 1966 г. в Крыму по линиям λ 4808 и λ 5250 Fe I и λ 6103 Ca I. Крымские записи сильно отличаются от данных, полученных на магнитографе Института Фраунгофера. Отдельные холмы поляризации свидетельствуют о больших неоднородностях в распределении магнитного поля. Обращают на себя внимание большие отличия в ходе сигналов δ_{\parallel} , δ_{\perp} , полученных по трем линиям



Фиг.1. Ход сигналов круговой и линейной поляризации в солнечном пятне по измерениям 15.X 1966 г. в Анакапри (а, фигура взята из работы [5]) и 15 и 17.X 1966 г. в Крыму (б)



разной интенсивности, что, во-первых, говорит о сильном изменении поля с глубиной и, во-вторых, делает неприемлемым объяснение спада δ_{\parallel} в центральной области пятна только эффектом насыщения. Отчетливый минимум δ_{\parallel} , наблюдавшийся в линии $\lambda 4808$, вряд ли возможно отнести за счет завала калибровочной кривой, поскольку при малом g -факторе ($4/3$) и применяемой установке выходных щелей (расстояние между центрами щелей $\Delta\lambda = 0,112 \text{ \AA}$) уменьшение δ_{\parallel} ($\lambda 4808$) может иметь место лишь при напряжениях, значительно больших 4000 гс , тогда как максимальная напряженность в этом пятне по визуальным измерениям составляла лишь 3100 гс .

Следует отметить наличие отдельных холмов в распределении поперечного поля и тот факт, что в центре пятна $\delta_{\perp} \neq 0$; запись по линии $\lambda 6103$ показала даже некоторое увеличение δ_{\perp} в тени пятна. Дейбнер и Лидлер отмечают, что в этом пятне наблюдалась сильная π -компонента, однако они склонны приписывать ее появление лишь неоднородностям, а не присутствию H_{\perp} (так как ими было принято $\delta_{\perp} = 0$ в центре пятна). Крымские же записи поля показывают, что поле в тени пятна имело сильную горизонтальную компоненту. Подробно структура поля этого пятна исследована нами в [6].

В другой работе [7] Дейбнер и Геринг приходят к выводу о применимости теории Унно [8] для калибровки магнитографа. Однако наличие разрывов в полученном ими распределении $H(\rho)$ (которые могут быть обусловлены некорректным учетом насыщения при сильных H), а также расхождения между ходом $\gamma(\rho)$, полученным при использовании результатов Унно, и $\gamma(\rho)$, найденным из расположения линии $H_{\parallel} = 0$ для различных гелиоцентрических расстояний пятна, и ненадежный учет рассеянного света делают их вывод недостаточно обоснованным. Он противоречит как более ранней работе самого Дейбнера (совместно с Лидлером) [5], так и результатам А. Б. Северного [1].

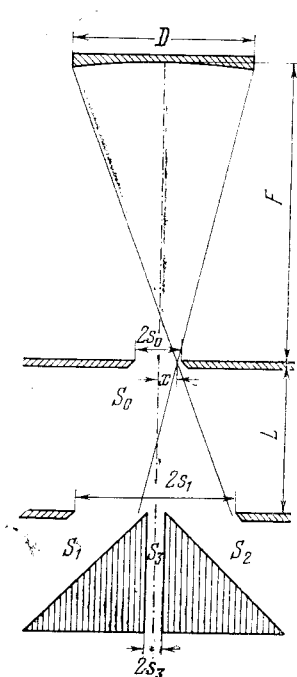
Многочисленные фотоэлектрические записи поля, полученные в Крымской и других обсерваториях, показывают, что даже для правильных пятен вблизи центра солнечного диска распределения круговой и линейной зеемановской поляризации отличаются значительной неоднородностью и отсутствием азимутальной симметрии. Кроме того, ход сигнала δ_{\parallel} часто вообще не обладает минимумом в тени пятна, что противоречит всем теоретическим расчетам, предполагающим спад δ_{\parallel} при $H > 1700 \text{ гс}$; это отражено в поведении эмпирических калибровочных кривых [1]. Поэтому использование второй, нисходящей ветви теоретических калибровочных зависимостей $\delta_{\parallel, \perp}(H)$ может приводить к ошибочным результатам при интерпретации фотоэлектрических измерений поля в пятнах.

2. Предложение М. Семеля для магнитографа

Недавно Семелем [9] была изложена идея создания в схеме магнитографа Эббкока специальной геометрии выходных щелей, чтобы сигнал был пропорционален не поляризации, а смещению центра тяжести магнитоактивной линии при наблюдении с анализатором $\pm \lambda/4$. Величина смещения определяется формулой

$$\Delta\lambda_H = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\lambda - \lambda_0) f(\lambda) d\lambda}{\int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны центра линии, наблюдаемой без поляризационной оптики; $f(\lambda)$ — контур линии в свете с круговой поляризацией. Считается, что калибровка такого магнитографа проста и почти не зависит от



Фиг. 2. Установка выходных щелей магнитографа, предложенная Семелем [9]

теории образования линии. Это основано на утверждении того же автора [10], что смещение центра тяжести профиля линии $\Delta\lambda_H$ хорошо представляет продольную компоненту поля даже для сильных напряженностей H .

Пропорциональность смещения $\Delta\lambda_H$ напряженности $H_{||}$, как показано в [10], для оптически тонкой линии следует из формул Сирса, а для слабых полей при блендировании зеемановских компонент — из решений уравнений переноса Уинно. Кроме того, для модели атмосферы Милна—Эддингтона и в случае сильных полей, когда компоненты разделены, величина $\Delta\lambda_H$ (zc) должна отклоняться от $H_{||}$ не более чем на 33% даже для очень насыщенной линии.

Фиг. 2, заимствованная почти без изменений из [9], изображает предлагаемое Семелем устройство выходных щелей магнитографа. Объектив камеры спектрографа диаметром D и с фокальным расстоянием F фокусирует спектр на плоскость дополнительной щели S_0 , имеющей ширину $2x_0$ и установленной на определенном расстоянии L перед выходными щелями S_1 и S_2 . Вследствие нефокальности изображения спектра в плоскости этих щелей и благодаря виньетированию светового потока краями щели S_0 разность интенсивностей света, проходящего через S_1 и S_2 , пропорциональна величине

$$I_2 - I_1 \sim \int_{-x_0}^{x_0} xI(x) dx, \quad (2)$$

где $I(x)$ — распределение интенсивности света на щели S_0 . Расстояние L и ширина щели S_0 , перекрывающей весь профиль линии, должны удовлетворять условию

$$2x_0 \leq \frac{LD}{F + L}. \quad (3)$$

Записи яркости в щелях S_1 и S_2 , а также в континууме позволяют определить эквивалентную ширину линии, а вместе с ней найти коэффициент пропорциональности, связывающий разность $I_2 - I_1$ с величиной смещения $\Delta\lambda_H$.

Как показывают расчеты, преимуществом этой схемы по сравнению с обычной установкой выходных щелей магнитографа является отсутствие необходимости точной компенсации доплеровской скорости и слабая чувствительность к погрешностям изготовления и юстировки анализатора круговой поляризации.

3. Измерение $\Delta\lambda_H$ с помощью магнитографа КАО

В КАО на малом башенном солнечном телескопе была осуществлена несколько видоизмененная схема Семеля применительно к принципу действия и устройству крымского магнитографа [11].

Пусть $I(x)$ — распределение интенсивности внутри спектральной линии, сфокусированной на плоскость щели S_0 в схеме Семеля (фиг. 2).

Тогда разность и сумма световых потоков через S_1 и S_2 равны [9]

$$I_2 - I_1 = 2 \left(1 + \frac{L}{F} \right) \int_{-x_0}^{x_0} x I(x) dx, \quad (4)$$

$$I_2 + I_1 = L \frac{D}{F} \int_{-x_0}^{x_0} I(x) dx.$$

В режиме регистрации продольного поля электрооптический модулятор (ЭОМ) состоит из кристалла KDP и николя. С помощью матриц Мюллера [12] легко получить выражения для амплитуды переменной (на основной частоте модуляции ω) и постоянной составляющих интенсивности света, прошедшего через ЭОМ:

$$i_{\omega}(x) = J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) V_0(x), \quad (5)$$

$$i_{\pm}(x) = \frac{1}{2} \left[I_0(x) - J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) Q_0(x) \sin 2\chi \right];$$

здесь $I_0(x)$, $Q_0(x)$, $V_0(x)$ — параметры Стокса; χ — азимут линейной поляризации; $J_{0,1}(\pi/2)$ — функции Бесселя 1-го рода. Пропускание оптики считается равным единице.

Смещение центра тяжести линии при наблюдении с анализатором круговой поляризации определяется формулой

$$\Delta\lambda_H = \frac{\int_{-x_0}^{x_0} x [\mathfrak{I} - I_0(x) + V_0(x)] dx}{\int_{-x_0}^{x_0} [\mathfrak{I} - I_0(x) + V_0(x)] dx} = \frac{1}{\mathfrak{I}W} \int_{-x_0}^{x_0} x V_0(x) dx, \quad (6)$$

где $W = \int_{-x_0}^{x_0} (1 - I_0(x)/\mathfrak{I}) dx$ — эквивалентная ширина линии; \mathfrak{I} — яркость непрерывного спектра.

Подставляя (5) в (4) и пренебрегая величиной $J_0(\pi/2) Q_0(x) \sin 2\chi$ по сравнению с \mathfrak{I} , для сигнала магнитографа в схеме Семеля после исправления за среднюю по времени яркость в щелях S_1 и S_2 получаем

$$\delta_H = 4kJ_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \frac{F \perp L}{LD} \frac{W}{2x_0 - W} \Delta\lambda_H. \quad (7)$$

Коэффициент k учитывает усиление электросхемы. Он определяется, как и в обычной схеме магнитографа [11], с помощью сигнала $(E - W)_H$, который записывается с калибровочной насадкой (поляроид + пластина $\lambda/4$) при смещении линии в красную и синюю сторону на величину

$$\Delta\lambda_c = \frac{1}{\mathfrak{I}W_0} \int_{-x_0}^{x_0} x I_0(x - \Delta\lambda_c) dx; \quad (8)$$

здесь W_0 — эквивалентная ширина линии на краю диска Солнца, где производится запись сигнала $(E - W)_H$.

Амплитуда переменной и постоянная составляющая интенсивности света, прошедшего через ЭОМ при калибровке, равны

$$i_{\omega}^c(x) = \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) I_0(x - \Delta\lambda_c), \quad (9)$$

$$i_{\pm}^c(x) = \frac{1}{4} I_0(x - \Delta\lambda_c).$$

Формулы (4) и (9) дают для сигнала калибровки с учетом коррекции за яркость

$$(E - W)_H = 8kJ_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \frac{F + L}{LD} \frac{W_0}{2x_0 - W_0} \Delta\lambda_c. \quad (10)$$

Находя отсюда коэффициент k , для смещения $\Delta\lambda_H$ окончательно получаем

$$\Delta\lambda_H = 2 \frac{W_0}{W} \frac{2x_0 - W}{2x_0 - W_0} \frac{\delta_H}{(E - W)_H} \Delta\lambda_c. \quad (11)$$

Полученное соотношение позволяет непосредственно, без привлечения какой-либо теории образования линии, определить напряженность продольного поля при условии, что смещение центра тяжести линии, определяемое формулой (6), является хорошей аппроксимацией для H_{\parallel} . Если эквивалентная ширина линии меняется существенно при переходе от невозмущенной фотосферы, где производится калибровка, к активной области, то необходимо параллельно записи сигнала δ_H измерять также W .

4. Наблюдения. Установка выходных щелей магнитографа

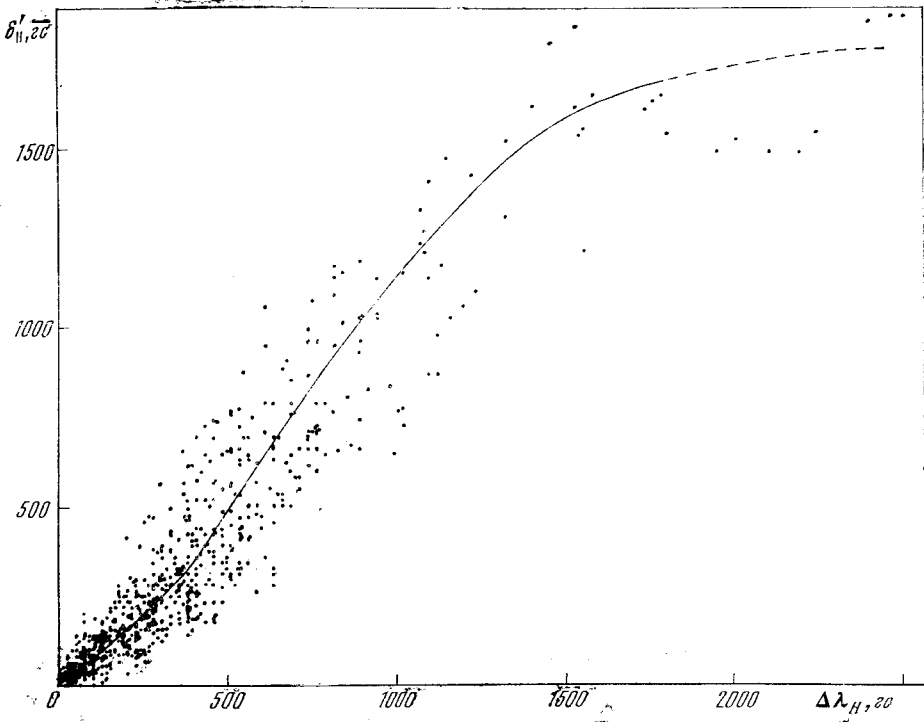
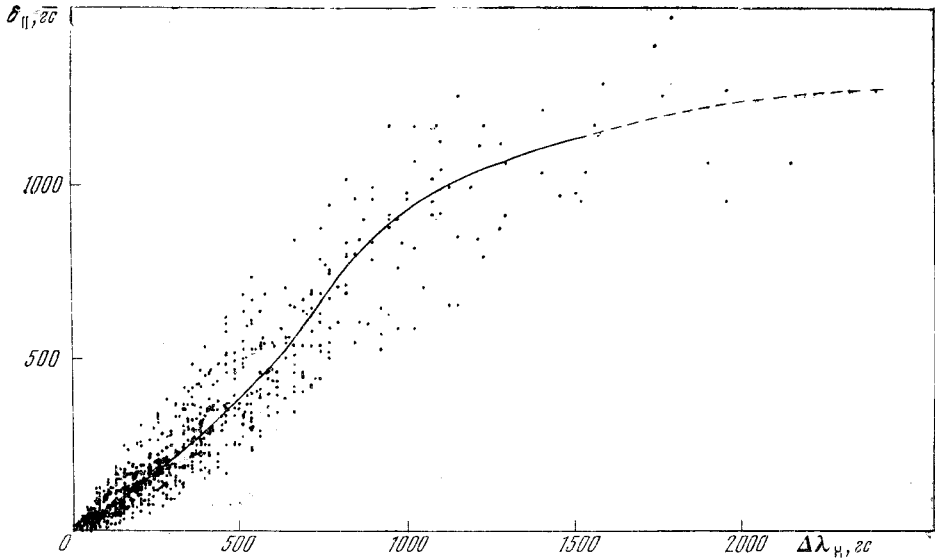
С целью проверки предложения Семеля и возможности использования измерений смещения $\Delta\lambda_H$ для калибровки обычного магнитографа продольного поля нами 13 и 15.XI 1970 г. сканировалась группа пятен № 490 по «Солнечным данным». Регистрировались по очереди сигналы продольного поля δ_{\parallel} и δ'_{\parallel} при нормальных и расширенных выходных щелях соответственно и сигнал δ_H в схеме Семеля. Предварительно были определены положения камерного зеркала ($F = 10$ м, $D = 10$ см) для фокусировки спектра на плоскости щелей $S_1 - S_2$ и S_0 . Расстояние L в соответствии с шириной щели S_0 для $\lambda 5250$ ($2x_0 = 0,40$ Å) и исходя из условия (3) было выбрано равным 8,4 см. Интервал времени между последовательными записями $\delta_{\parallel} \rightarrow \delta'_{\parallel} \rightarrow \delta_H$ составлял 0,5 — 1^h,0. Скорость сканирования 1"/сек, постоянная времени 2^s,5, разрешение 10",5 × 7" при записи δ_{\parallel} и 10",5 × 3",5 для δ'_{\parallel} и δ_H . Данные, характеризующие установку щелей в трех режимах работы магнитографа, приведены в таблице.

Сигнал	Порядок решетки	Дисперсия, Å/мм	$2x_0$, Å	$2s_1$, Å	$2s_2$, Å	Чувствительность, гс
δ_{\parallel}	V	0,214	—	0,17	0,07	~2
δ'_{\parallel}	V	0,214	—	0,40	0,01	~6
δ_H	III	0,484	0,40	0,82	0,02	~12

При записи δ_H щель S_3 , служащая для регистрации яркости в центре линии, устанавливалась достаточно узкой, чтобы ее ширина не влияла существенно на измерение $\Delta\lambda_H$. Шум при записи поля в схеме Семеля примерно в 6 раз превосходил уровень шума при обычной установке выходных щелей.

5. Сравнение записей поля, полученных при трех различных геометриях выходных щелей магнитографа

Карты распределений сигналов δ_{\parallel} , δ'_{\parallel} , δ_H в активной области оказались качественно подобными друг другу: все особенности — максимумы и минимумы поля, области противоположной полярности — повторяются на всех трех типах магнитограмм. На фиг. 3 приведены зависимости сигналов δ_{\parallel} и δ'_{\parallel} от величин $\Delta\lambda_H$. Сигналы δ_{\parallel} , δ'_{\parallel} выражены в гауссах

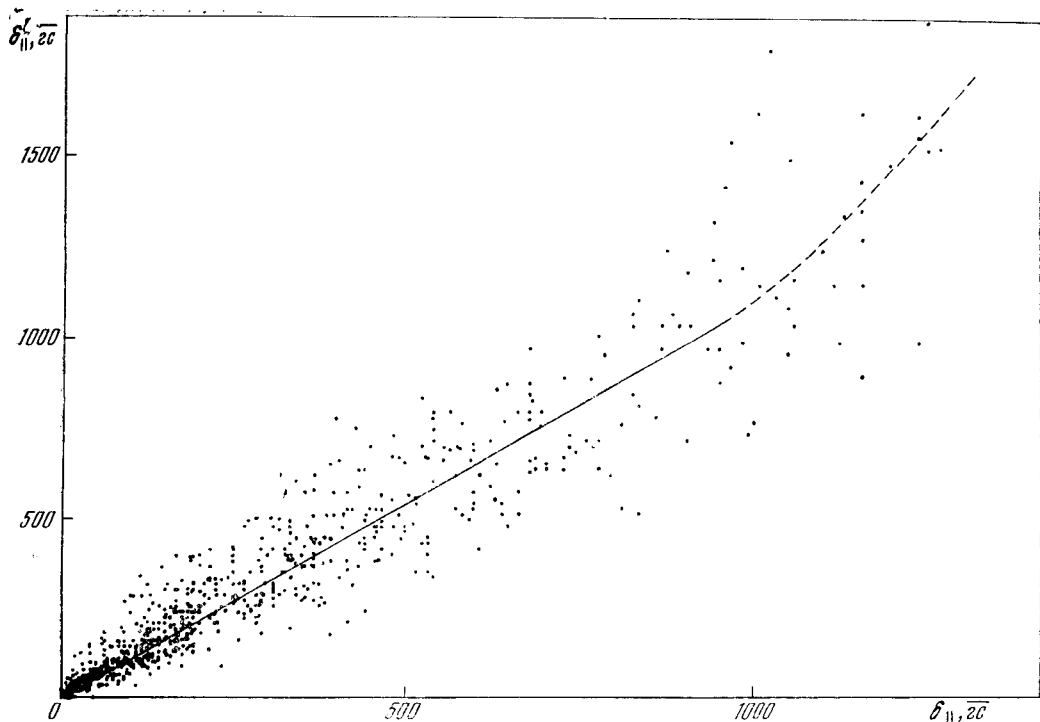


Фиг. 3. Зависимость сигналов продольного поля $\delta_{||}$ и $\delta'_{||}$ от смещения центра тяжести линии $\Delta\lambda_H$

калибровки ($\overline{гс}$) с помощью обычного соотношения для линии $\lambda 5250$: $E - W = 1600 \overline{гс}$. Смещения центра тяжести линии $\Delta\lambda_H$ переведены в напряженности продольного поля в соответствии с формулой

$$\Delta\lambda_H(гс) = 1600 \frac{\delta_H}{(E - W)_H}, \quad (12)$$

которая следует из (11) при $\Delta\lambda_c = 0,031 \text{ \AA}$, если считать неизменной эквивалентную ширину линии: $W = W_0$ (о влиянии вариаций W см. ниже).



Фиг. 4. Сопоставление сигналов, записанных при нормальных и расширенных щелях магнитографа

На фиг. 3 проведены средние кривые; разброс точек обусловлен в основном неточностями гидрирования и согласования карт, а также возможными перестройками поля в группе за время между тремя последовательными сканированиями.

Оба сигнала $\delta_{||}$ и $\delta'_{||}$ монотонно растут с увеличением $\Delta\lambda_H$. Для полей $H_{||} \lesssim \lesssim 250$ гс сигналы $\delta_{||}$ занижены примерно в 1,5 раза по сравнению с величинами $\Delta\lambda_H$. С увеличением поля $\delta_{||}$ достигает значения 0,9 от $\Delta\lambda_H$ и затем при $\Delta\lambda_H > 1000$ гс наступает область насыщения. Сигнал $\delta'_{||}$ меньше отличается от соответствующих значений $\Delta\lambda_H$; при $\Delta\lambda_H < < 400$ гс $\delta'_{||}$ составляет $\sim 0,8$ от $\Delta\lambda_H$ и при увеличении поля достигает величины $\sim 1,15 \Delta\lambda_H$. Меньшее отличие $\delta'_{||}$ от $\Delta\lambda_H$ при слабых и умеренных полях и сдвиг области насыщения в сторону больших величин $\Delta\lambda_H$ для сигнала $\delta'_{||}$ по сравнению с $\delta_{||}$ вызваны более широкой установкой выходных щелей при записи $\delta'_{||}$. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при умеренных полях зависимости $\delta_{||}$ и $\delta'_{||}$ от $\Delta\lambda_H$ обнаруживают заметные отклонения от линейности: сигналы растут быстрее, чем по линейному закону. Это расходится с теоретическими и эмпирическими калибровочными кривыми, которые показывают замедление роста $\delta_{||}$ с увеличением $H_{||}$.

Как видно из фиг. 3, при умеренных полях, когда еще не сказывается насыщение магнитографа, сигналы $\delta_{||}$ и $\delta'_{||}$ мало отличаются от $\Delta\lambda_H$ и составляют примерно $(0,7 \div 1,15) \Delta\lambda_H$. Это свидетельствует о слабой чувствительности магнитографа к геометрии выходных щелей. Здесь уместно отметить, что на сигнал $\delta_{||}$ практически не влияет и инструментальное расширение профиля линии, на что было обращено внимание Северным [1] и Рачковским [4].

Линейная зависимость между сигналами $\delta_{||}$ и $\delta'_{||}$ (фиг. 4), $\delta'_{||} = 1,1 \delta_{||}$, простирается вплоть до $\delta_{||} \approx 1000$ гс, когда начинает сказываться насы-

щение и δ_{\parallel} растет медленнее, чем δ'_{\parallel} . Небольшое отличие коэффициента пропорциональности от 1,0 находится в пределах точности проведения прямой линии и определения калибровочных сигналов $E - W$. Вместе с тем не исключено, что превышение примерно на 10% сигналов δ'_{\parallel} над δ_{\parallel} связано с тем обстоятельством, что при регистрации δ_{\parallel} центры выходных щелей находились ближе к ядру линии, где в большей степени сказываются возмущения профиля линии в активной области.

Хорошее соответствие между сигналами δ_{\parallel} и δ'_{\parallel} (выраженными в гауссах калибровки) подтверждает сделанный выше вывод о слабом влиянии геометрии выходных щелей на сигнал продольного поля (по крайней мере при не слишком малом расстоянии $\Delta\lambda$ между центрами выходных щелей). Отсюда следует, что найденное Бекерсом [2] различие почти в 2 раза между измерениями H_{\parallel} магнитографами обсерваторий Маунт Вилсон и Кит Пик нельзя объяснить различием в установке выходных щелей. Тем более что это различие ($\Delta\lambda = 80$ и 95 мÅ для Маунт Вилсон и Кит Пик соответственно)¹ было гораздо меньше, чем в нашем случае ($\Delta\lambda = 60$ мÅ для δ_{\parallel} и 102 мÅ для δ'_{\parallel}).

6. Влияние эквивалентной ширины линии

Условие постоянства эквивалентной ширины, которое считалось выполненным при переводе смещений $\Delta\lambda_H$ в напряженности продольного поля согласно (12), заведомо нарушается в активных областях, особенно в тени пятен, где, например, линия $\lambda 5250$ ($W_0 = 62$ мÅ) усиливается в 2—2,5 раза.

Для сигнала δ'_{\parallel} , пренебрегая отличием ширины щели S_3 от нуля, с помощью (5) получаем следующую зависимость от эквивалентной ширины линии:

$$\delta'_{\parallel} \sim \frac{\int_0^{x_0} V_0(x) dx}{2x_0 - W}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что с увеличением W в 2 раза при неизменной величине $V_0(x)$ сигнал δ'_{\parallel} возрастет лишь на 22%. (Вопрос о влиянии изменения $V_0(x)$ при переходе от фотосферы к условиям пятна сам по себе представляет важную часть проблемы калибровки и теории обратного эффекта Земана.)

Большее влияние W оказывает на измерение смещения $\Delta\lambda_H$. В схеме магнитографа, предложенной Семелем, эквивалентная ширина линии определяется посредством вычитания суммарного потока, проходящего через щели S_1 и S_2 , из интенсивности континуума, что позволяет исправлять δ_H за изменение W . В нашей схеме отсутствовал дополнительный фотометр, регистрирующий уровень континуума, поэтому поправка за W не вводилась. При выбранной ширине $2x_0 = 0,40$ Å неучет усиления линии $\lambda 5250$ в тени пятна в 2 раза приведет согласно (11) к фиктивному *завышению* $\Delta\lambda_H$ в 2,45 раза. Вместе с тем необходимо отметить независимость определения $\Delta\lambda_H$ от вариаций $V_0(x)$ (при неизменном магнитном поле), откуда следует вывод о нечувствительности измерения $\Delta\lambda_H$ к теории образования линии.

Изменение W значительно искажает $\Delta\lambda_H$ лишь в тени пятен, т. е. при больших напряженностях поля. Поэтому при учете усиления линии измерения нами значения $\Delta\lambda_H$ в пятнах должны быть существенно уменьшены, что приведет к лучшему, чем на фиг. 3, количественному соответ-

¹ Когда эта статья готовилась к публикации, Бекерс сообщил автору более точные значения $\Delta\lambda$ для Маунт Вилсон и Кит Пик: 93 и 85 мÅ соответственно.

ствию между δ'_{\parallel} (а также δ_{\parallel}) и $\Delta\lambda_H$ при сильных полях. В результате этого зависимости δ_{\parallel} , δ'_{\parallel} от $\Delta\lambda_H$ будут еще сильнее расходиться с эмпирической калибровочной кривой $\delta_{\parallel}(H_{\parallel})$ [1], согласно которой сигналы $\delta_{\parallel}(\overline{2c})$ значительно занижены по сравнению с истинными напряжениями продольного поля. Сопоставление записей поля в схеме магнитографа Семеля с визуальными измерениями поля для сканированной нами группы пятен также показывает, что смещения $\Delta\lambda_H$ дают существенно заниженные напряжения продольной компоненты при сильных H (если предположить, что поле в ядрах пятен почти вертикальное)¹.

Заключение

Большое расхождение между записями круговой и линейной зеемановской поляризации, полученными в Крыму и Анапаци в один и тот же день в том же самом пятне, показывает, насколько противоречивые результаты могут быть получены с помощью разных инструментов и насколько вообще затруднена интерпретация фотоэлектрических измерений. Большую роль в этом играют не только отличия в работе отдельных электроблоков магнитографов и разная геометрия выходных щелей, но также различный подход к проблеме калибровки. Авторами [5, 7], как и большинством других исследователей, при $H > 1700$ гс (для $\lambda 5250$) используется ниспадающая ветвь калибровочной кривой. При этом наблюдаемое иногда уменьшение сигнала δ_{\parallel} в центральной области пятна трактуется как следствие спада теоретической зависимости $\delta_{\parallel}(H_{\parallel})$ при сильных полях. Однако широко распространенное убеждение в справедливости такой калибровки противоречит как эмпирической кривой Северного [1], так и многочисленным наблюдениям на магнитографах, показывающим, что фотоэлектрические сигналы монотонно растут с увеличением поля. По-видимому, все особенности в распределении поляризации в пятнах следует относить за счет наличия реальных неоднородностей поля, а не за счет завала калибровочных кривых при сильных H .

Сравнение записей поля, полученных в обычном режиме работы магнитографа и в схеме, предложенной Семелем, показывает, что при слабых полях ($H_{\parallel} \lesssim 250$ гс) смещение центра тяжести линии $\Delta\lambda_H$ удовлетворительно представляет продольную компоненту поля. Однако при умеренных и сильных полях напряжения H_{\parallel} , определяемые по смещению $\Delta\lambda_H$, существенно занижены по сравнению с фактическими значениями продольного поля, что следует из сопоставления зависимости $\delta_{\parallel}(\Delta\lambda_H)$ с эмпирической кривой $\delta_{\parallel}(H_{\parallel})$, полученной в [1]. То же самое должно быть справедливо и для измерений H_{\parallel} фотографически с помощью «лямбда-диаметра» [10].

Таким образом, наблюдения доказывают некорректность теоретических расчетов, предсказывающих сохранение пропорциональности между смещением линии $\Delta\lambda_H$ и напряженностью H_{\parallel} даже при сильных расщеплениях линии. Чувствительность схемы для фотоэлектрического измерения $\Delta\lambda_H$ в несколько раз меньше, чем обычного магнитографа. Вместе с тем для слабых полей использование геометрии выходных щелей, предложенной Семелем, дает возможность получить удовлетворительную калибровку магнитографа продольного поля.

30 апреля 1971 г.

¹ Существенную роль в этом могло сыграть низкое разрешение.

Литература

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 22.
 2. J. M. Beckers. I. A. U. Comission 10, Memorandum Nr. 2, 1971.
 3. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридо. В сб. «Солнечная активность», 1965, № 2, стр. 131.
 4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 51.
 5. F.-L. Deubner, R. Liedler. Solar Phys., 1969, 7, N 1, 87.
 6. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 67.
 7. F.-L. Deubner, R. Göhrling. Solar Phys., 1970, 13, N 1, 118.
 8. W. Unno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
 9. M. Semel. Astron. and Astrophys., 1970, 5, 330.
 10. M. Semel. Ann. Astrophys., 1967, 30, N 3, 513.
 11. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 166.
 12. У. Шерклифф. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.
-

О ХАРАКТЕРЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В НЕВОЗМУЩЕННОЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. И. Голасюк, Т. Т. Цап

Изучалось крупномасштабное поле скоростей в невозмущенной атмосфере Солнца. Измерения лучевых скоростей и магнитных полей в центре диска Солнца и на полюсах выполнены на двойном магнитографе по линиям H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, D_1 Na I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

Найдено, что размеры элементов крупномасштабного поля скоростей меняются с высотой. Элементы минимальных размеров находятся вблизи уровней образования линий D_1 Na I — $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I. На этих уровнях, как и на других [14], максимальные напряженности в холмах магнитного поля статистически совпадают с нулевой линией лучевых скоростей.

На каждом из уровней распределение скоростей внутри элемента одного знака скорости (с подъемом или опусканием газа) хорошо описывается косинусоидой.

В хромосфере, как и в фотосфере, горизонтальные и вертикальные составляющие скорости близки. Горизонтальные скорости возрастают в 4—5 раз при переходе от уровня образования линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I к уровню образования линии H_{α} . Скорости крупномасштабного поля меняются с циклом солнечной активности.

Наблюдаемые особенности крупномасштабного поля скоростей можно связать с волновыми движениями в атмосфере Солнца типа гравитационных волн.

ON THE PROPERTIES OF LARGE-SCALE VELOCITY FIELDS IN THE QUIET SOLAR ATMOSPHERE, by S. I. Golasjuk, T. T. Tsap. — The large-scale velocity fields in the quiet solar atmosphere is studied. Observations of the line-of-sight velocities and magnetic fields at the center of the disk and near the poles were made with the double-magnetograph. We used the following lines: H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, D_1 Na I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

It is found that the mean dimensions of the velocity cells change with the height. The smallest mean dimension of the velocity cells is observed at the level of formation of the D_1 Na I — $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I lines. The position of the maximum longitudinal field strength within a magnetic hill coincides statistically with the zero-line of the line-of-sight velocity at the level of formation of the D_1 Na I — $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I lines as well as on the other ones.

The velocities within each cell with upward or downward motions have cosinusoidal distribution.

The horizontal and vertical motions have the same velocities in the photosphere as well as in the chromosphere. The horizontal velocities increase with the height. The ratio of the mean horizontal velocities in the H_{α} line to the horizontal velocities in the $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I line is 4 — 5. The large-scale velocities change with the cycle of the solar activity.

The observational properties of the velocity cells suggest that they could be due to the gravity wave motions in the solar atmosphere.

В настоящее время имеются две точки зрения на характер крупномасштабного поля скоростей в атмосфере Солнца. В [1] считается, что наблюдаемое крупномасштабное поле скоростей (супергранулы) представляет собой продолжение конвективных движений на уровне фотосферы. Поднимающийся в центре супергранулы газ горизонтально растекается от центра ячейки к периферии. Растекающийся газ увлекает магнитное

поле и сгущает его на границе ячеек. На границе супергранул в местах сгущения магнитного поля газ опускается.

Согласно другой точке зрения [2], крупномасштабные конвективные движения происходят под фотосферой. От расположенных в глубине супергрануляционных ячеек передача движения к вышележащим слоям осуществляется посредством магнитного поля. Силовые линии магнитного поля, увлекаемые подфотосферными конвективными движениями, смещаются к периферии ячеек. Возникающие при этом волны, аналогичные волнам Альвена, распространяются вверх и приводят к сжатию магнитного поля, а вместе с ним и газа. В верхних слоях газ, сжимаемый магнитным полем, опускается вниз по силовым линиям.

Принципиальное различие результатов [1] и [2] имеет место на уровне фотосферы, где в первом случае [1] магнитное поле пассивно увлекается потоками газа, тогда как в [2] магнитное поле приводит в движение газ. В более высоких слоях (в хромосфере) магнитное поле должно играть одинаково активную роль — вызывать движение газа. Очевидно, что в этом случае горизонтальная составляющая скорости должна определяться скоростью перемещения силовых линий магнитного поля. Общим для обеих теорий является также и то, что газ опускается в местах концентрации магнитного поля.

На опускание газа в местах сгущения магнитного поля было указано в [3—8]. Однако наряду с опусканием был найден и подъем газа в местах концентрации магнитного поля [9—12]. Кроме того, нами в [13—16] было показано, что в среднем максимальные напряженности в холмах магнитного поля располагаются на нулевых линиях лучевых скоростей. Недавние исследования [10] дали результаты, близкие к нашим.

1. Наблюдения и обработка

Измерения лучевых скоростей и магнитных полей участков поверхности невозмущенного Солнца проведены на двойном магнитографе [17]. Участки невозмущенной поверхности Солнца выбирались в центре диска и на полюсах (Северном и Южном). Размеры участков в центре диска Солнца составляли $190'' \times 160''$, а на полюсах — $230'' \times 100''$. Все наблюдения выполнены с одинаковым разрешением, равным $2'',7 \times 9''$.

Для участков в центре диска Солнца в 1969 г. проведено две серии записей по следующим спектральным линиям: H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, D_1 Na I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. В первой серии записей обычно на одном из фотометров ставилась линия $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, а на втором — последовательно каждая из перечисленных линий (кроме H_{α}). Во второй серии записей вместо линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I устанавливалась линия H_{α} и в паре с ней проводились записи во всех остальных линиях (кроме линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I).

Подробное описание материала, условий наблюдений и методики калибровки лучевых скоростей дано в [18], где уже частично по этим наблюдениям изучались изменения скоростей с высотой и связи между скоростями на разных уровнях. Кроме того, мы используем записи центра диска, полученные в 1965 г.

Для полярных областей (N- и S-полюсов) здесь взяты только наблюдения скоростей в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и H_{α} . Данные о наблюдениях собраны в табл. 1

В первом столбце указана дата, во втором — время наблюдений, в третьем — длины волн, по которым велись измерения, в четвертом — положение центра участка на диске Солнца ($\rho = \sin \theta$).

Как и в [19], по данным наблюдений лучевых скоростей измерялись линейные размеры элементов скорости и максимальные скорости в них. За размер элемента принималось расстояние на ленте записи скоростей между двумя соседними переходами скорости через нуль, либо расстоя-

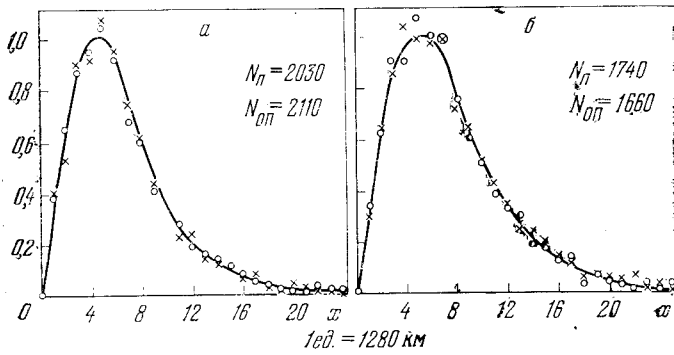
Таблица 1

Дата	Время (москв- ское)	$\lambda\lambda$	$\rho = \sin \theta$	Дата	Время (москв- ское)	$\lambda\lambda$	$\rho = \sin \theta$
8.VI 1969 г.	12 ^h 25 ^m	H _α — 5250	0,00	15.VI 1965 г.	9 ^h 55 ^m	5250	0,92
15.VI	9 15	H _α — H _β	0,00	19.VII	15 00	H _α	0,92
15.VI	12 00	H _α — H _γ	0,00	23.VII	12 50	5250	0,92
15.VI	13 20	H _α — H _δ	0,00	23.VII 1969 г.	16 00	H _α	0,92
17.VI	13 00	H _α — 5184	0,00	24.VII	10 35	5250	0,92
17.VI	14 30	H _α — D ₁	0,00	24.VII	16 15	H _α	0,92
24.VI	14 40	H _α — K ₃	0,00	29.VII 1965 г.	8 30	5250	0,92
4.VII	10 30	H _α — 4227	0,00	31.VII	16 30	5250	0,92
8.VI	12 00	6103 — H _γ	0,00	1.VIII	9 35	5250	0,92
14.VI	14 00	6103 — 5250	0,00	1.VIII	11 00	5250	0,00
17.VI	16 00	6103 — D ₁	0,00	24.VIII	8 55	5250	0,00
25.VI	11 00	6103 — 5184	0,00	5.IX	11 20	H _α	0,92
25.VI	12 50	6103 — H _γ	0,00	10.IX	10 07	5250	0,00
25.VI	14 30	6103 — H _δ	0,00	20.IX	9 40	H _α	0,92
30.VI	8 55	6103 — H _δ	0,00	27.IX	10 45	H _α	0,92
1.VII	12 20	6103 — 4227	0,00				

ние от точки со значением $v_{\parallel} = 0$ до точки с минимальным значением $|v_{\parallel}|$, либо расстояние между двумя соседними значениями минимальной скорости. В двух последних случаях значение скорости внутри данного интервала должно иметь по модулю максимальное значение. Случаи, когда размер элементов был определен по расстоянию между двумя соседними переходами скорости через нуль, составляли более 90% от общего числа. Поэтому остальные 10% случаев не могут существенным образом повлиять на результаты, если даже определение размеров здесь спорное.

2. Изменение размеров элементов с высотой

По данным измерений для каждой записи в центре диска Солнца были построены распределения элементов по размерам отдельно для областей с подъемом и опусканием газа. Сравнение между собой этих распределений, построенных по записям в одной и той же линии, показало, что они практически одинаковы. Одинаковы также усредненные по всем записям в одной линии распределения элементов по размерам для областей с подъемом и опусканием газа. Это хорошо видно на фиг. 1, где для примера приведены распределения, усредненные по всем записям в линиях $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I и H_α. На фиг. 1 по оси абсцисс отложены размеры элементов, а по оси ординат — относительное число элементов; сплошной линией проведены средние сглаженные кривые. Распределения элементов по размерам для областей с подъемом газа нанесены крестиками, а для областей с опусканием газа — кружками. Рядом с каждой кривой на фиг. 1 указано полное число элементов с подъемом (N_{\uparrow}) и опусканием (N_{\downarrow}) газа. Из рассмотрения фиг. 1 следует, что на каждом из уровней атмосферы Солнца полное число элементов с подъемом газа практически равно полному числу элементов с опусканием. Одинаковость распределений элементов говорит также о том, что на каждом из уровней средние размеры элементов с подъемом и опусканием газа одинаковы. Поэтому по записям в каждой из линий были получены суммарные распределения элементов по размерам без учета знака скорости.



Фиг. 1. Распределение элементов крупномасштабного поля скоростей по размерам a — скорости измерены по линии λ 6103 Å Ca I; б — по линии H_{α}

Наблюдаемые распределения элементов по размерам (x) хорошо описываются выражением вида

$$n(x) = A x e^{-\frac{x^2}{l_0^2}}. \quad (1)$$

Используя выражение (1) и наблюдаемые распределения элементов по размерам на каждом уровне, мы определили значения параметра l_0 . Наблюдаемый средний размер элементов одного знака скорости связан со значением параметра l_0 следующим образом

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\infty} x^2 e^{-x^2/l_0^2} dx}{\int_0^{\infty} x e^{-x^2/l_0^2} dx} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} l_0. \quad (2)$$

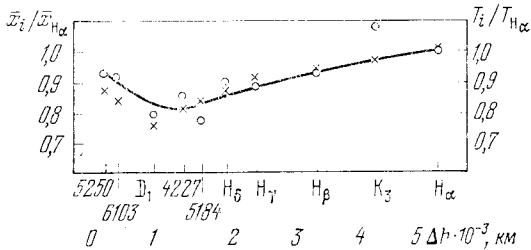
После подстановки в выражение (2) значений параметра l_0 находим средний наблюдаемый размер элементов. Однако найденные таким образом средние размеры элементов, по всей видимости, не являются истинными, так как при сканировании щель спектрографа пересекает элементы в разных местах. Если принять форму элементов круглой, то истинный средний размер элементов в $\sqrt{2}$ больше наблюдаемого [19]. Найденные таким методом истинные средние размеры элементов одного знака скорости приведены во втором столбце табл. 2.

Таблица 2

λ	$\bar{x} \cdot 10^{-3}$, км	λ	$x \cdot 10^{-3}$, км	λ	$\bar{x} \cdot 10^{-3}$, км
H_{α}	12,2	H_{δ}	11,2	D_1	9,60
K_3	13,2	5184	9,4	6103	11,2
H_{β}	11,3	4227	10,5	5250	11,4
H_{γ}	10,7				

Взяв из [20] значения высот, на которых образуются соответствующие части спектральных линий, мы по данным табл. 2 построили зависимость средних размеров элементов от высоты (фиг. 2). На фиг. 2 по оси ординат (слева) отложено отношение среднего размера элементов по измерениям

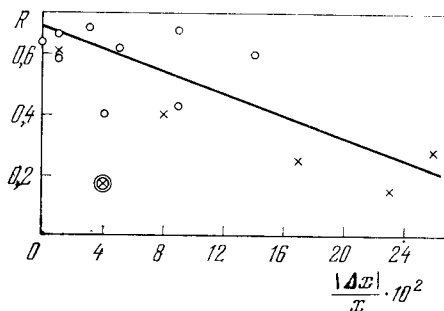
в каждой из линий к среднему размеру элементов по измерениям в линии H_α . Здесь же по данным [21] нанесен относительный ход температуры с высотой в невозмущенной атмосфере Солнца (ось ординат справа). На фиг. 2 видно, что размеры элементов уменьшаются при переходе от фотосферы к хромосфере. Они достигают минимального размера вблизи уровня образования линии $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I. Затем размеры элементов увеличиваются с ростом высоты. Размеры элементов поля скоростей на уровне образования H_α несколько больше, чем в фотосфере. Здесь следует отметить, что рост размеров элементов с высотой был также найден в [22] по измерениям яркости в линиях H_α , H_β и D_2 Na I.



Фиг. 2. Изменение средних размеров элементов крупномасштабного поля скоростей (кружки) и температуры с высотой (крестик)

Далее из фиг. 2 следует, что ход изменения размеров элементов с высотой подобен изменению температуры в атмосфере Солнца. Отсюда можно заключить, что размеры элементов скоростей, по-видимому, зависят от температуры.

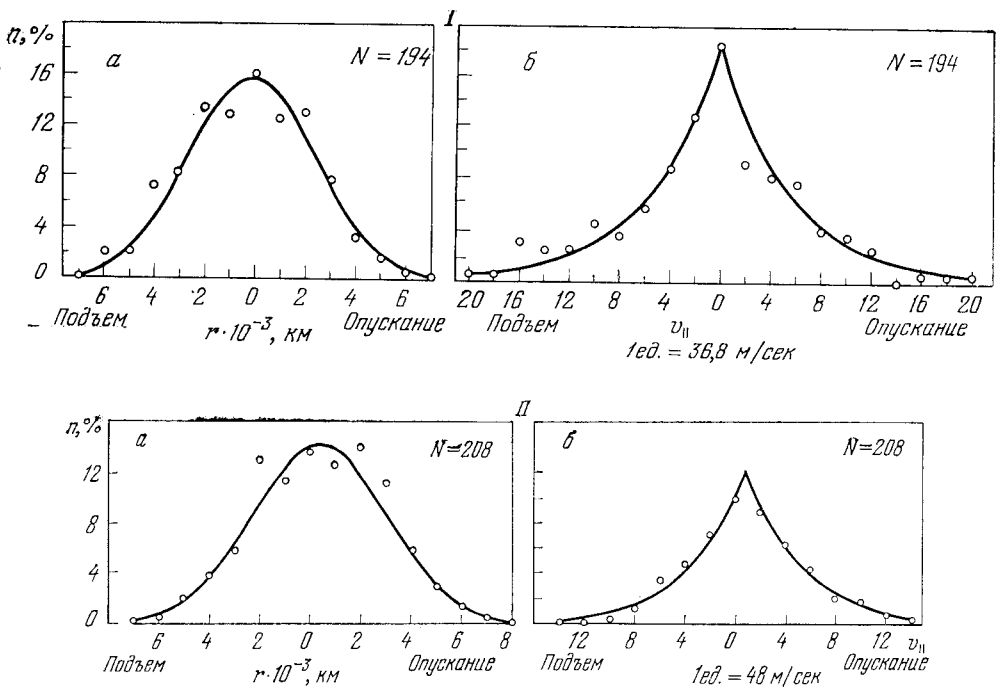
Зависимость коэффициента корреляции между скоростями на разных уровнях от относительной разности размеров элементов в соответствующих линиях приведена на фиг. 3. Значения коэффициентов корреляции между скоростями взяты из [18], где по этим же наблюдениям изучалась нами связь между скоростями. Крестик, обведенный двумя кружками на фиг. 3,



Фиг. 3. Зависимость коэффициента корреляции между скоростями на разных уровнях от относительной разности размеров элементов крупномасштабного поля скоростей

относится к одновременным записям в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и H_α . Из фиг. 3 видно, что в общем коэффициент корреляции между скоростями уменьшается по мере увеличения разности между размерами элементов. Однако это не так для уровней, на которых образуются линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и H_α , так как, хотя размеры элементов здесь мало различаются, коэффициент корреляции очень низкий. В данном случае отсутствие связи между скоростями, вероятно, определяется не разностью размеров элементов, а скорее направлением скоростей.

Поскольку размеры элементов крупномасштабного поля скоростей меняются с высотой, весьма важно было выяснить расположение холмов магнитного поля относительно нулевых линий лучевых скоростей на тех высотах, где размеры элементов минимальны. На других высотах расположение холмов магнитного поля относительно нулевых линий лучевых скоростей изучалось в [14, 16]. Для этой цели мы, как и в [13—16] использовали карты магнитного поля и лучевых скоростей, построенные



Фиг. 4. Распределения по расстояниям (а) и скоростям (б), построенные по данным измерений в линии λ 5184 Å Mg I (I) и по данным измерений в линии D₁ Na I (II)

по записям в линиях D₁ Na I и λ 5184 Å Mg I (линия λ 4227 Å Ca I слабо чувствительна к магнитному полю).

По картам магнитного поля и лучевых скоростей мы определяли

- 1) минимальное расстояние между максимальной напряженностью в холмах магнитного поля и ближайшей нулевой линией лучевых скоростей;
- 2) величину скорости в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля.

По этим измерениям были построены

1) распределения кратчайших расстояний между точкой максимальной напряженности в холмах магнитного поля и ближайшей нулевой линией лучевой скорости (распределения по расстояниям);

2) распределения лучевых скоростей в точках максимальных напряженностей в холмах магнитного поля (распределение по скоростям).

При построении распределений по расстояниям и скоростям учитывалось направление скорости. Распределения по расстояниям и скоростям приведены на фиг. 4, I по данным измерений в линии λ 5184 Å Mg I и на фиг. 4, II — по данным измерений в линии D₁ Na I. По оси ординат отложено число случаев в процентах. По оси абсцисс: фиг. 4, I, а и 4, II, а отложено кратчайшее расстояние от максимума напряженности холма магнитного поля до нулевой линии скоростей; на фиг. 4, I, б и 4, II, б — величины скоростей в местах максимальной напряженности холмов магнитного поля. Случаи, когда места максимальной напряженности холмов магнитного поля совпадали с местами опускания газа, отложены справа от нуля, а с подъемом газа — слева. Полное число случаев, по которым построены распределения, приведено на фигурах. Сплошные кривые на фиг. 4, I, а и 4, II, а соответствуют распределению Гаусса с дисперсией $\sigma = 2500$ км для распределения по λ 5184 Å Mg I и с $\sigma = 2600$ км — для распределения по D₁Na I. На фиг. 4, I, б и 4, II, б сплошными кривыми проведены экспоненты. Оба распределения на фиг. 4, I симметричны относительно нуля, т. е. нулевой линии лучевых скоростей. Приведенные на фиг. 4, II распределения сдвинуты относительно нуля в область опу-

скания газа по расстояниям на 400 км и по скоростям на 30 м/сек. Однако этот сдвиг мал. Отсюда можно заключить, что наиболее вероятное положение максимальных напряженностей в холмах магнитного поля совпадает с нулевой линией лучевых скоростей. Число случаев, лежащих в местах отличной от нуля скорости, спадает по экспоненте $\exp(-v/v_1)$ с ростом скорости. Параметр v_1 , определяющий быстроту уменьшения числа случаев с ростом скорости, равен примерно 200 м/сек.

Таким образом, с учетом результатов [13—16] мы приходим к весьма существенному выводу, а именно: несмотря на то, что размеры элементов крупномасштабного поля скоростей меняются с высотой, максимальные напряженности в холмах магнитного поля на всех уровнях лежат на нулевых линиях лучевых скоростей.

3. Распределение скоростей внутри элементов

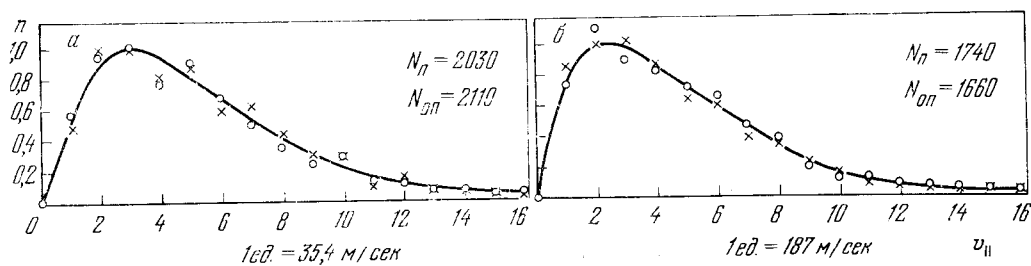
По данным измерений максимальных скоростей в элементах для каждой записи были построены распределения элементов по максимальным скоростям в них для областей с подъемом и отдельно для областей с опусканием газа. Распределения, построенные по записям в одной и той же линии для элементов с подъемом и опусканием газа, оказались одинаковыми. Примеры сравнения между собой распределений элементов по максимальным скоростям для областей с подъемом и опусканием газа показаны на фиг. 5 для записей по $\lambda 6103 \text{ \AA} \text{ Ca I}$ и по H_α . На фиг. 5 по оси абсцисс отложены максимальные скорости в элементах, а по оси ординат — относительное число элементов с опусканием газа (кружками) и с подъемом газа (крестиками). Сплошной линией проведены средние сглаженные кривые. Рядом с каждой кривой указано полное число элементов с подъемом ($N_{\text{п}}$) и с опусканием ($N_{\text{оп}}$) газа. Одинаковость распределений позволила нам по всем записям в каждой линии построить суммарные распределения элементов по скоростям без учета знака скорости. Наблюдаемые распределения элементов по скоростям (v) хорошо описываются выражением вида

$$n(v) = Bve^{-\frac{|v|}{v_0}}. \quad (3)$$

Используя функцию (3), мы определили значения параметра v_0 для каждого суммарного распределения. Значения параметра v_0 определяют среднее из максимальных значений скорости в элементах посредством соотношения $v = 2 v_0$. Однако найденное таким методом среднее занижено по сравнению с истинным. Чтобы установить количественное соотношение между найденными нами скоростями и средними из истинных максимальных скоростей в элементах, мы воспользовались картами скоростей. По картам поля скоростей бралась максимальная скорость для каждого элемента с подъемом и отдельно с опусканием газа. По этим данным были построены распределения элементов по скоростям и по ним определены средние (из истинных максимальных) значения скоростей. Оказалось, что истинные значения средних их максимальных скоростей

Таблица 3

Год	λ	\bar{v}_{max} м/сек	ρ	Год	λ	\bar{v}_{max} м/сек	ρ	Год	λ	\bar{v}_{max} м/сек	ρ
1969	H_α	1350	0,00	1969	5184	455	0,00	1969	5250	300	0,00
1969	K_3	970	0,00	1969	4227	445	0,00	1965	H_α	840	0,92
1969	H_β	710	0,00	1969	D_1	410	0,00	1965	5250	187	0,92
1969	H_γ	375	0,00	1969	6103	306	0,00	1965	5250	195	0,00
1969	H_δ	535	0,00								



Фиг. 5. Распределение элементов крупномасштабного поля скоростей по скоростям а — скорости измерены по линии $\lambda 8103 \text{ \AA}$ Ca I; б — по линии H_{α}

в элементах в 1,5 раза больше по сравнению с найденными выше. Это отношение близко к тому, которое было принято в [19]. Таким образом, истинное среднее из максимальных значений скоростей равно $v_{\max} = 3 v_0$. Эти значения приведены в третьем столбце табл. 3. В первом столбце указаны годы наблюдений, во втором — длина волны и в четвертом — положение центра участка на диске Солнца.

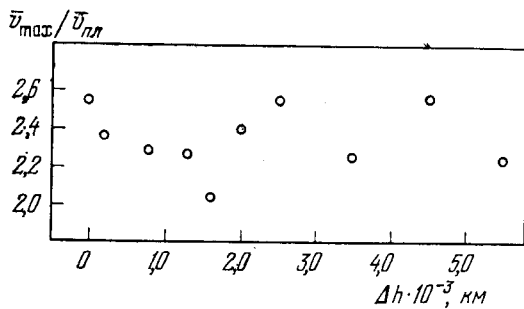
Из данных табл. 3 видно, что как в центре диска Солнца, так и на полюсах скорости крупномасштабного поля скоростей растут с высотой. В центре диска Солнца отношение скоростей, измеренных в 1969 г. по H_{α} и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, равно 4,5. По измерениям на полюсах в 1965 г. это отношение также равно 4,5. Далее по измерениям 1965 г. видно, что фотосферные скорости в центре и на краю солнечного диска примерно одинаковы. Это согласуется с результатами [19], где показано, что на уровне фотосферы скорости распределены изотропно. Поэтому на основании данных табл. 3 мы приходим к заключению, что и в хромосфере скорости имеют также изотропное распределение. Некоторое систематическое различие в величинах скоростей, наблюдаемых по одной и той же линии, но в разные годы, свидетельствует об изменении величины скорости с циклом солнечной активности, а именно в годы максимума солнечной активности скорости больше.

Далее, воспользовавшись средними по площади значениями лучевых скоростей, которые получены по тем же записям в [18], и данными табл. 3, мы нашли для всех уровней атмосферы Солнца отношение средней из максимальных скорости в элементах к средней по площади $\bar{v}_{\text{пл}}$. Это отношение, очевидно, характеризует вид распределения скоростей внутри элемента. На фиг. 6 показано изменение отношения $\bar{v}_{\max}/\bar{v}_{\text{пл}}$ в зависимости от высоты в атмосфере Солнца. На фиг. 6 видно, что распределение скоростей внутри среднего элемента меняется с высотой незначительно: на уровне образования линии H_{α} отношение $\bar{v}_{\max}/\bar{v}_{\text{пл}} \approx 2,25$ и увеличивается примерно до 2,4 в фотосфере.

Распределение скоростей внутри элемента с подъемом или опусканием газа можно в среднем представить косинусоидой с максимальным значением скорости в центре элемента. В частности, для элементов с круглым сечением радиуса r_0

$$v(r) = v_{\max} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{r}{r_0}\right). \quad (4)$$

Вычисленное на основании выражения (4) отношение максимальной скорости к средней по площади равно 2,15. Это весьма близко к наблюдаемому значению по измерениям в линии H_{α} , равному 2,25. Некоторое увеличение отношения максимальной скорости к средней по площади по мере перехода к фотосферным слоям может быть обусловлено либо изменением формы элементов, либо несколько отличным от косинусоидальным распределением скоростей.



Фиг. 6. Изменение с высотой отношения средней из максимальных скоростей в среднем элементе к средней по площади скорости в элементе

Так как элементы с подъемом и опусканием газа представляют собой последовательность чередующихся областей, в которых скорости распределены по косинусоиде, среднее поле скоростей на поверхности Солнца в первом приближении можно описать выражением

$$v(x, y) \approx v_{\text{max}} \cos mx \cos ny \quad (5)$$

или, если учесть рост скорости с высотой по экспоненте [18],

$$v(x, y, z) \approx v_{0\text{max}} e^{z/h_0} \cos mx \cos ny. \quad (6)$$

Здесь $h_0 = 3350 \text{ км}$ [18]; $v_{0\text{max}}$ — максимальная скорость внутри элемента на уровне образования линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, где принято $z = 0$; m и n — функции высоты, поскольку размеры элементов с высотой меняются. Если размеры элементов вдоль осей x и y одинаковы, то $m = n$.

4. Обсуждение результатов

Из полученных результатов, а также [18] следует, что на каждом из уровней атмосферы Солнца в среднем: 1) распределение скоростей внутри элементов с подъемом и опусканием газа одинаковое; 2) площадь элемента с подъемом газа (S_+) равна площади элемента с опусканием газа (S_-); 3) линейные размеры элементов с подъемом и опусканием газа одинаковы; 4) скорости (средние по площади и максимальные) в элементах с подъемом и опусканием газа одинаковы ($v_+ = v_-$); 5) имеется равенство потоков подъема и опускания газа ($\Phi_+ = \Phi_- = \int v dS$); 6) на каждом уровне атмосферы Солнца горизонтальные и вертикальные скорости примерно одинаковы; 7) максимальные напряженности холмов магнитного поля лежат на нулевых линиях лучевых скоростей.

Рассмотрим, в какой степени полученные нами результаты согласуются с представлениями о конвективных движениях на поверхности Солнца [1]. Для простоты возьмем элемент скорости круглого сечения, в центре которого газ поднимается, а по краям опускается [1]. В этом случае распределение скоростей внутри элемента будет описываться выражением (4), если в нем $\pi/2$ заменить на π . Тогда на границе элемента скорость опускания газа будет максимальной. Однако, как показывают вычисления, при таком распределении скоростей в элементе и такой его конфигурации не может одновременно выполняться равенство площадей, линейных размеров элементов, скоростей и потоков с подъемом и опусканием газа. Поэтому наши результаты не дают основания заключить о наличии на поверхности Солнца конвективных движений типа супергранул [1].

Далее, независимо от того, вызвано ли движение газа магнитным полем или газ перемещает магнитное поле на уровне фотосферы, передача движений в хромосферу производится посредством волн, аналогичных волнам Альвена. Если принять, что время жизни конвективных ячеек порядка суток, то длина волны, вызванная такими движениями, будет

значительно больше высоты однородной атмосферы. Волны такой длины при распространении вверх в атмосфере Солнца будут испытывать отражение. Как показано в [23], амплитуда скорости газа в прошедшей волне не может превышать амплитуду скорости в падающей волне больше, чем в 2 раза. Это означает, что горизонтальные скорости в хромосфере не могут превышать больше, чем в 2 раза, горизонтальных скоростей в фотосфере. Однако по измерениям скоростей в H_{α} и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I отношение скоростей на соответствующих им уровнях равно 4—5. Отсюда можно заключить, что наблюдаемое крупномасштабное поле скоростей в атмосфере Солнца трудно совместить с представлениями о передаче движений вверх магнитными полями.

Нам представляется, что наблюдаемые особенности крупномасштабного поля скоростей в фотосфере и хромосфере ближе соответствуют волновым движениям типа стоячих гравитационных волн в среде с переменной плотностью. Узлы волн, где движение газа горизонтальное, должны совпадать с холмами магнитного поля.

На основе представлений о стоячих волнах можно понять изотропию скоростей, рост скорости с высотой, а также совпадение максимальных напряженностей в холмах магнитного поля с нулевыми линиями лучевых скоростей. Если принять согласно наблюдениям удвоенный размер элемента скорости за длину волны ($\lambda = 22\,000 \text{ км}$), то период таких волн должен быть больше 20 мин. Волновые движения с периодом, близким к 20 мин, наблюдаются в атмосфере Солнца [4]. Скорость газа в гравитационных волнах растет с высотой по экспоненте с показателем экспоненты, равным $2\pi z/\lambda = z/h_0$. Здесь $h_0 = \lambda/2\pi = 3500 \text{ км}$. Значение h_0 очень близко к наблюдаемому, которое равно 3350 км (см. выражение (6)). Источником гравитационных волн могут быть конвективные движения в подфотосферных слоях Солнца.

Другим аналогом движений в атмосфере Солнца могут быть периодические турбулентные вихри. Однако в этом случае трудно объяснить рост скорости с высотой.

15 мая 1971 г.

Литература

1. G. W. Simon, R. B. Leighton. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1120.
2. С. В. Пикельнер. *Астрон. ж.*, 1963, **39**, 973.
3. F. L. Deubner. *Solar Phys.*, 1967, **2**, 133.
4. J. Elliott. *Solar Phys.*, 1969, **6**, 28.
5. A. S. Tanenbaum, I. M. Wilcox, E. N. Frazier, R. Howard. *Solar Phys.*, 1969, **9**, 328.
6. C. J. Connon, P. R. Wilson. *Solar Phys.*, 1970, **14**, 29.
7. E. N. Frazier. *Solar Phys.*, 1970, **14**, 89.
8. S. Musman, D. M. Rust. *Solar Phys.*, 1970, **13**, 261.
9. I. Appenzeller, E. H. Schröter. *Solar Phys.*, 1968, **4**, 131.
10. R. Howard. *Solar Phys.*, 1971, **16**, 21.
11. Э. Е. Дубов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1969, **39**, 279.
12. F. L. Deubner. *Mitt. Astron. Ges.*, 1968, N 25, 188.
13. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан. *Астрон. ж.*, 1969, **46**, № 4, 923.
14. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1971, **43**, 174.
15. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан. *Астрон. ж.*, 1970, **47**, № 5, 1012.
16. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1972, **45**, 3.
17. А. В. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, **43**, 465.
18. С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1972, **44**, 45.
19. С. И. Гонасюк, Б. Калман. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1972, **44**, 52.
20. К. де Ягер. *Строение и динамика атмосферы Солнца*. М., ИЛ, 1962, стр. 69.
21. Дж. Койнер. *Солнце*. М., ИЛ, 1957.
22. Н. М. Гольдберг-Рогозинская, В. А. Крам. *Солнечные данные*, 1968, № 12, 65.
23. С. В. Пикельнер, М. А. Лившиц. *Астрон. ж.*, 1964, **41**, 1007.

**ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
В ДВУХ ОБЛАСТЯХ КОРОНЫ
7.ИИ 1970 ГОДА**

А. Н. Бабин, Н. В. Стешенко

Спектр яркой области короны (гелиоцентрическое $P \approx 210^\circ$) был получен во время полного солнечного затмения на светосильном спектрографе ($\lambda\lambda 4800-6600 \text{ \AA}$). На щель второго светосильного спектрографа ($\lambda\lambda 3250-4250 \text{ \AA}$) проектировалась более слабая область короны (гелиоцентрическое $P \approx 225^\circ$). Для обеих областей найдены распределения электронных плотностей, а также эмиссии в линиях $\lambda 5303$, $\lambda 6374$ и $\lambda 3388$. Определены концентрации корональных ионов Fe X, Fe XIV и Fe XIII в основном состоянии, а также обилие железа по отношению к водороду. Для яркой области короны $N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 7,2 \cdot 10^{-5}$, для слабой — $N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 2,2 \cdot 10^{-4}$. Чтобы объяснить полученный избыток железа во втором случае, высказывается предположение, что корона в этой области состоит из лучей, расстояния между которыми приблизительно равны их диаметрам.

Линия $\lambda 5303$ указывает на сильные локальные движения в короне. На высоте $\sim 0,6 R_\odot$ лучевая скорость $\sim 20 \text{ км/сек}$.

PHYSICAL CONDITIONS IN TWO REGIONS OF THE SOLAR CORONA ON 7 MARCH 1970, by A. N. Babin, N. V. Steshenko. — The spectra of corona were obtained with two fast spectrographs during totality (USSR expedition near Miahuatlan, Oaxaca, Mexico). Spectrograph slits were oriented approximately in the radial direction. Spectrograph of visible spectrum ($\lambda\lambda 4800-6600 \text{ \AA}$, 42 \AA/mm , $f/1,25$) was used to observe the bright corona region ($P_{\text{heliocentr}} \approx 210^\circ$), ultraviolet spectrograph ($\lambda\lambda 3250-4250 \text{ \AA}$, 36 \AA/mm , $f/1,25$) — for observation of weak corona ($P_{\text{heliocentr}} \approx 225^\circ$). The distributions of electron density in both regions as well as number density of Fe X, Fe XIV ions in bright corona and Fe XIII in weak one were obtained. Determination of the iron abundance was made from the equivalent widths of the green coronal line $\lambda 5303 \text{ \AA}$ at distances $0,5-0,8 R_\odot$ from the solar limb, $N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 7,2 \cdot 10^{-5}$. Derived from the $\lambda 3388 \text{ \AA}$ line intensities overabundance of iron ($N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 2,2 \cdot 10^{-4}$) within weak corona may be attributed to ray structure of the corona. In this case the diameters of rays are approximately equal to interray spaces.

The $\lambda 5303 \text{ \AA}$ line shows the strong local motions in the corona. At the height of $\sim 0,6 R_\odot$ the line-of-sight velocity is $\sim 20 \text{ km/sec}$.

В феврале—марте 1970 г. в Мексике находилась экспедиция Академии наук СССР по наблюдению полного солнечного затмения 7 марта, в состав которой входили и сотрудники Крымской астрофизической обсерватории (авторы статьи, а также Л. Ф. Бежко и Е. М. Николаев). Экспедиция была организована с целью изучения физических условий в хромосфере и короне.

Полоса полного солнечного затмения проходила с юго-запада на северо-восток Мексики, а затем уходила на север вдоль восточного побережья США и Канады. Однако поскольку максимальная продолжительность полной фазы и максимальная высота Солнца приходились на район юго-западной Мексики (чрезвычайно благоприятной также с метеорологической точки зрения — сухой период в это время года), то почти все экспедиции, в том числе и советская, сконцентрировались в штате Оахака.

Экспедиция АН СССР располагалась в 6 км к югу от г. Миахуатлана

Координаты площадки: долгота $96^{\circ}36'$, широта $16^{\circ}16'$. Высота 1700 м над уровнем моря. Расстояние до центральной линии затмения ~ 18 км. Вычисленный момент второго контакта $17^{\text{h}}28^{\text{m}}53^{\text{s}}$ UT, продолжительность полной фазы $3^{\text{m}}26^{\text{s}}$. Небо во время затмения было безоблачным, отличная прозрачность атмосферы способствовала получению высококачественного материала наблюдений.

1. Наблюдения

Спектры короны были получены на двух светосильных спектрографах. Для питания спектрографов использовался целостат с двумя зеркалами и два дополнительных зеркала (фиг. 1). В случае ультрафиолетового спектрографа целостат C_3 , дополнительное зеркало C_4 и главное сферическое зеркало C_5 строили изображение Солнца диаметром 23 мм на щели спектрографа $0,15 \times 18$ мм². После коллиматора кассегреновского типа ($D = 16$ см, $f = 240$ см) свет падал на дифракционную решетку 600 штр/мм, которая работала во II порядке. Камера Максудова ($f = 17$ см, $D/f = 1 : 1,25$) строит изображение спектра $\lambda\lambda 3250-4250$ Å на пленке (применялся фильм типа Kodak 2a-O), средняя дисперсия ~ 36 Å/мм.

На щели спектрографа для видимой области спектра (В), аналогичного по конструкции, изображение Солнца строилось при помощи целостата C_1 , дополнительного зеркала C_2 и двухлинзового объектива O_1 с $f = 370$ см. В качестве диспергирующего элемента работала дифракционная решетка 1200 штр/мм (I порядок). Перекрываемая область спектра ($\lambda\lambda 4800-6600$ Å) строилась на пленке типа 103a-F, средняя дисперсия ~ 42 Å/мм.

Щели обоих спектрографов были ориентированы примерно в радиальном направлении. Положения щелей нанесены на фотографию короны, полученную Н. Б. Егоровой и П. В. Щегловым (фиг. 2). Спектрограф В использовался для наблюдения относительно яркой области короны — племовидного луча (гелиоцентрическое $P \approx 210^{\circ}$). Согласно Хансену и др. [1], основание этого плема находилось примерно на центральном меридиане невидимого полушария Солнца, ближайший флоккул № 584 по нумерации Мак Мас — на широте 11° S.

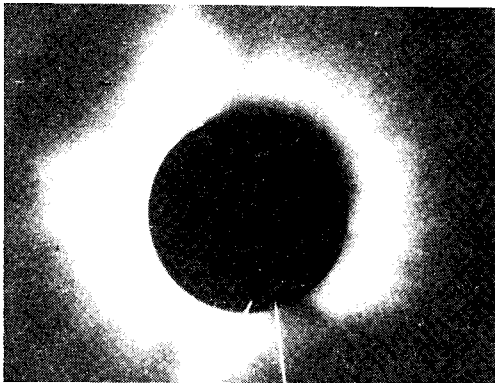
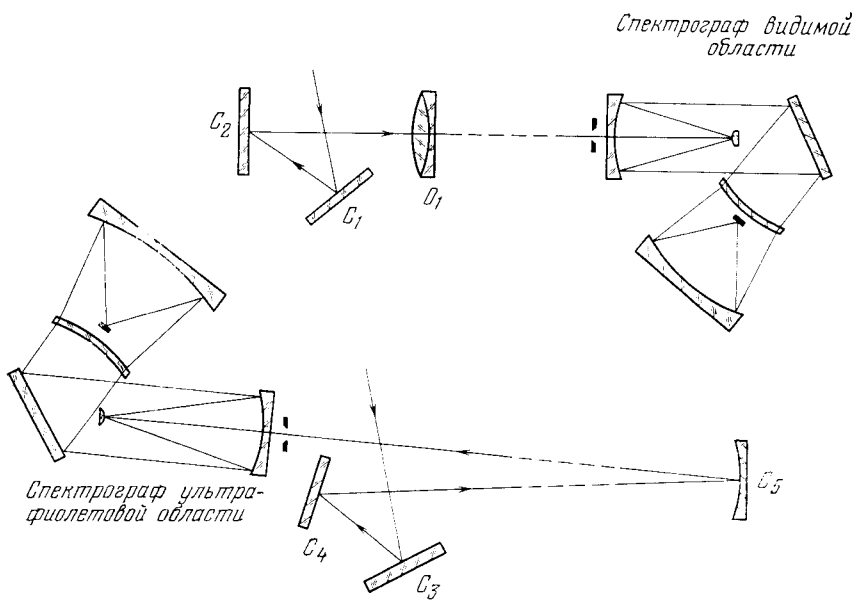
На щель ультрафиолетового спектрографа проектировалась довольно слабая область короны (гелиоцентрическое $P \approx 225^{\circ}$).

На спектрограммах видимой области спектра выделяется своей яркостью линия $\lambda 5303$ Fe XIV (фиг. 3), которая прослеживается почти по всей высоте спектра, примерно до такой же высоты простирается непрерывный спектр короны. Вторая корональная линия в этой области спектра — $\lambda 6374$ Fe X слабее первой, а яркость ее спадает гораздо быстрее.

В ультрафиолетовой области спектра виден непрерывный спектр, яркость которого сначала быстро спадает, а потом остается почти постоянной. На фоне этого довольно слабого непрерывного спектра почти постоянной яркости видны фраунгоферовы линии. Кроме непрерывного спектра, видны также четыре корональные линии, наиболее яркая из которых линия $\lambda 3388$ Fe XIII (фиг. 3), а также линии H и K ионизованного кальция.

Максимальные высоты, до которых наблюдаются корональные линии и непрерывный спектр, представлены в табл. 1.

Для стандартизации затменных спектрограмм 10.III 1970 г. на обоих спектрографах был сфотографирован центр солнечного диска при такой же высокой прозрачности атмосферы, как и в день затмения, и при том же зенитном расстоянии Солнца. При этом за щелью спектрографа помещался набор нейтральных фильтров, дополнительно сменные нейтральные фильтры устанавливались перед щелью на время экспозиций. Использовались фильтры типа НС-2, НС-3 и НС-10. Продолжительность



Фиг. 1. Оптическая схема затменной экспедиционной установки

Фиг. 2. Фотография короны и положение щелей спектрографа

Фиг. 3. Линии λ 3388 Å (слева) и λ 5303 Å в спектре короны (справа)

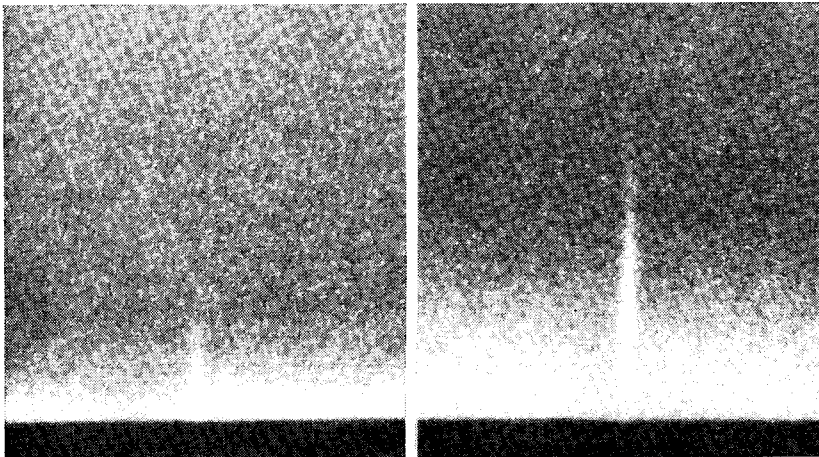


Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Переход	Класс	$h_{\max} \cdot R_{\odot}$	$\lambda, \text{Å}$	Переход	Класс	$h_{\max} \cdot R_{\odot}$
Слабая область короны				Яркая область короны			
3328 Ca XII	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	III	0,2	5303 Fe XIV	$^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	II	0,9
3388 Fe XIII	$^1D_2 - ^3P_2$	II	0,3	6374 Fe X	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	I	0,3
3454		I	0,2	К-корона			0,9
4231 Ni XII	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	II	0,3				
К-корона			0,3				
F-корона			0,3-1,4				

экспозиции регистрировалась на пишущем хронографе. Полученные спектрограммы проявлялись одновременно с затменными. Со стандартизацией для спектрографа В все обстояло благополучно. Однако в случае ультрафиолетовой области спектра плотность «нейтральных» фильтров (особенно НС-10) резко возрастает с уменьшением длины волны, и фактически нам не удалось сфотографировать спектр центра Солнца для длин волн короче $\sim 3700 \text{ Å}$.

Калибровка используемых фотоматериалов производилась на затменном спектрографе Э. А. Гуртовенко и К. Е. Скорика, за что авторы приносят им глубокую благодарность.

Фотометрическая обработка спектрограмм короны проводилась на модернизированном регистрирующем микрофотометре МФ-4, в который введено устройство для точного отсчета поперечных смещений каретки, а фотоэлемент заменен на фотоумножитель. Это значительно повышает чувствительность прибора и позволяет проводить фотометрию плотных негативов с малой рабочей щелью. При фотометрической обработке щель вырезала на негативе участок $0,015 \times 0,04 \text{ мм}^2$ для ультрафиолетовых спектрограмм и $0,015 \times 0,06 \text{ мм}^2$ для спектрограмм видимой области спектра. Таким образом, ширина щели соответствовала на негативе $\sim 0,6 \text{ Å}$, а высота — $0',8$ на Солнце ($\sim 3,5 \cdot 10^3 \text{ км}$). Разрезы вдоль дисперсии проводились через промежутки, соответствующие высоте щели, иногда вдвое чаще. Для изучения хода непрерывного спектра с расстоянием от края Солнца выполнялись разрезы поперек дисперсии с синей и красной стороны от соответствующих спектральных линий.

Полная фотометрическая обработка была осуществлена для корональных линий $\lambda 3388$, $\lambda 5303$ и $\lambda 6374$, а также для трех участков непрерывного спектра — в областях $\lambda 3388$, $\lambda 3950$ и $\lambda 5303$.

2. Определение электронной концентрации

В результате фотометрии определена поверхностная яркость короны в непрерывном спектре для разных расстояний ρ от центра солнечного диска. Полученные значения переносились за виньетирование (для видимого спектра), переводились в абсолютные единицы и наносились на график (фиг. 4) в осях $\{\lg I, \lg \rho\}$. Тангенс угла наклона прямой, проведенной через полученные точки, определяет показатель степени при ρ . Изменение интенсивности с расстоянием в таком случае

$$I(\rho) = A\rho^{-n}. \quad (2.1)$$

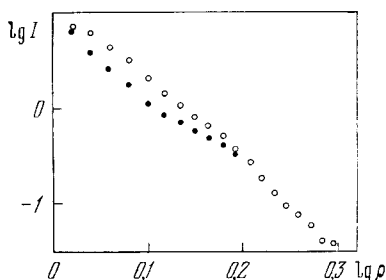
По нашим измерениям для видимой области спектра получено

$$I(\rho) = \frac{2,4 \cdot 10^{-6} I_{\odot}}{\rho^{7,4}} = \frac{9,5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}}{\rho^{7,4}}, \quad (2.2)$$

а для ультрафиолетовой части спектра ¹

$$I(\rho) = \frac{1,4 \cdot 10^{-6} J_{\odot}}{\rho^{10}} = \frac{2,54 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}}{\rho^{10}}. \quad (2.3)$$

При переходе к абсолютным единицам мы использовали данные Аллена [2] об интенсивности центра солнечного диска, приведенные для случая, когда спектральные линии «размазаны» по спектру.



Фиг. 4. Изменение яркости короны (в ед. $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$) в непрерывном спектре в области $\lambda 5303 \text{ А}$ с расстоянием (по двум спектрограммам)

Абсолютная привязка ультрафиолетовых спектрограмм проводилась для $\lambda 3950$. Переход для более коротковолновых областей совершался в предположении, что распределение энергии в непрерывном спектре короны такое же, как и в солнечном.

Следует отметить, что при стандартизации наших затменных спектрограмм мы не исследовали инструментальную поляризацию и, следовательно, не могли учесть ее эффект. Однако оценка показывает, что он не может превышать 15%.

Интересно сравнить абсолютную привязку спектрограмм с результатами фотометрии короны 7. III 1970 г., полученными Гуляевым [3] ($\lambda_{\text{эфф}} = 6300 \pm 500 \text{ А}$). Сопоставление проводилось для тех мест, где проходили щели спектрографов видимой и ультрафиолетовой области спектра. Из табл. 2 видно, что совпадение в общем удовлетворительное.

Таблица 2

Яркая область короны			Слабая область короны		
ρ	$I, 10^{-6} J_{\odot}$ [3]	$I, 10^{-6} J_{\odot}$ (авторы)	ρ	$I, 10^{-6} J_{\odot}$ [3]	$I, 10^{-6} J_{\odot}$ (авторы)
1,15	0,72	0,86	1,08	0,75	0,64
1,36	0,24	0,24	1,20	0,31	0,23

До сих пор речь шла о непрерывном спектре короны, состоящем из двух компонент: 1) собственно (или К) короны и 2) фраунгоферовой (или F) короны, которая, как известно, обусловлена рассеянием солнечного света на пылинках, находящихся между Солнцем и Землей, и, следовательно, никакого отношения к истинной короне не имеет. Чтобы определить интенсивность К-короны, мы можем на основании спектрограмм фиолетовой области спектра, где видна F-корона, оценить ее яркость и затем вычесть из наблюдаемой яркости короны. Для определения фраунгоферовой составляющей мы использовали обычную методику (см., например, [4]) измерения остаточных интенсивностей линий поглощения в спектре

¹ После того, как появилась возможность более точно измерить плотность использованных для стандартизации нейтральных фильтров, оказалось, что яркость ультрафиолетового спектра в абсолютных единицах должна быть повышена в 1,4 раза. Однако это качественно не меняет наших выводов, относящихся к слабой области короны.

короны. Предварительные измерения, проведенные по трем линиям $\lambda\lambda 4045,8; 4063,6$ и $4071,8$, дают для интенсивности F-короны величину $\sim 1,4 \cdot 10^{-8} I_{\odot}$ (на $\rho = 1,35$). При определении интенсивности фраунгоферовой короны для других расстояний мы считали, что изменения ее яркости с ρ следуют закономерности, найденной Алленом [5].

Легко оценить, что при наших измерениях в ультрафиолетовом спектре ($1,05 \leq \rho \leq 1,25$) F-коропу можно не учитывать (на $\rho = 1,25$ яркость непрерывного спектра короны равна $\sim 15 \cdot 10^{-8} I_{\odot}$, яркость F-короны $\sim 1,5 \cdot 10^{-8} I_{\odot}$). Однако для непрерывного спектра, снятого на спектрографе В ($1,1 \leq \rho \leq 1,9$), вклад F-короны на больших ρ должен быть заметным (ввиду значительно более крутого падения с расстоянием яркости K-короны). Для учета F-короны в этом случае мы использовали определенное выше значение ее яркости для $\lambda \sim 4060 \text{ \AA}$ и считали, что она не меняется с λ .

Чтобы определить электронную концентрацию $N_e(r)$, надо перейти от полученной нами после учета F-компоненты яркости собственно короны $I'(\rho)$ к объемной светимости короны в непрерывном свете $F(r)$, где r — расстояние от центра Солнца. Связь между $I'(\rho)$ и $F(r)$ выражается интегральным уравнением Абеля

$$I'(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(r) dy. \quad (2.4)$$

Если $I'(\rho)$ имеет вид $I'(\rho) = A\rho^{-n}$, то решением уравнения (2.4) будет (см. [4])

$$F(r) = \frac{An}{r^{n+1}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{2\pi\Gamma\left(\frac{n}{2}+1\right)}. \quad (2.5)$$

Значения Γ -функций вычислялись с помощью таблиц [6]. Далее можно определить $N_e(r)$:

$$N_e(r) = \frac{F(r)}{I_{\lambda\odot}\sigma_e R_{\odot} w_{\lambda}(r)}, \quad (2.6)$$

где $I_{\lambda\odot}$ — интенсивность излучения центра солнечного диска; спектральные линии «размазаны» по спектру [2]; σ_e — томсоновский коэффициент рассеяния, рассчитанный на один свободный электрон; R_{\odot} — радиус Солнца; $w_{\lambda}(r)$ — фактор дилуции, для видимой области спектра он взят из [4], для ультрафиолетовой рассчитан нами (см. ниже) по формуле из [4]:

$$w_{\lambda}(r) = \frac{1}{2} \left\{ (1-u) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} \right) + \frac{1}{2} u \left[1 - r \left(1 - \frac{1}{r^2} \right) \ln \sqrt{\frac{r+1}{r-1}} \right] \right\}, \quad (2.7)$$

$u = 0,9$ для $\lambda 3400 \text{ \AA}$ [2]:

r	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25
$w_{\lambda}(r)$	0,220	0,189	0,167	0,149	0,134

В результате вычислений мы получили распределение электронной концентрации с расстоянием от центра Солнца. По непрерывному спектру в области $\lambda 3388 \text{ \AA}$

$$N_e = \frac{1,5 \cdot 10^8}{r^{8,1}} (\text{см}^{-3}), \quad (2.8)$$

по яркости K-короны в области $\lambda 5303 \text{ \AA}$

$$N_e = \frac{2,6 \cdot 10^8}{r^{6,9}} (\text{см}^{-3}). \quad (2.9)$$

r	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$ (слаб.)	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$ (ярк.)	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$ (макс.)	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$ (мин.)	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$ (полярн.)
1,1	6,9	13,5	16	9,0	5,3
1,2	3,3	7,1	7,1	4,0	1,6
1,3	1,7	4,2	3,8	2,1	0,60
1,5		1,60	1,5	0,83	0,14
1,7		0,66	0,71	0,40	0,054
2,0		0,22	0,28	0,16	0,020

В табл. 3 приведены $N_e(r)$ для обеих областей короны, а также значения $N_e(r)$, полученные ван де Холстом [7] для «максимальной» и «минимальной» экваториальной короны и для полярной короны.

3. Распределение линейчатой эмиссии и определение концентрации корональных ионов в возбужденном состоянии

В случае оптически тонкого слоя монохроматическая поверхностная яркость короны $I_\lambda(\rho)$, т. е. энергия, излучаемая 1 см^2 в 1 стер за 1 сек в частотах спектральной линии,

$$I_\lambda(\rho) = N_2(\rho) A_{21} \frac{h\nu}{4\pi}, \quad (3.1)$$

где $N_2(\rho)$ — число возбужденных атомов на луче зрения в столбике сечением 1 см^2 ; A_{21} — вероятность перехода.

При обработке наблюдений для каждого фотометрического разреза (т. е. для соответствующего значения ρ) определялась полная интенсивность линии сначала в относительных, а затем в абсолютных единицах. Далее для видимой области спектра вводилась поправка за выцветирование в коллиматоре. По определенному таким образом для каждого разреза $I_\lambda(\rho)$ по (3.1) находились $N_2(\rho)$, которые в осях $\{\lg N_2, \lg \rho\}$ ложатся на прямую (фиг. 5), откуда мы имеем

$$N_2(\rho) = B\rho^{-k}. \quad (3.2)$$

Переход от $N_2(\rho)$ к концентрации возбужденных корональных ионов $N_2(r)$ делался так же, как и в случае исследования непрерывного спектра.

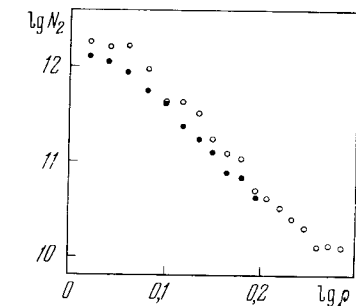
В результате мы получили для

$$\lambda 3388 \text{ \AA } N(^1D_2) = \frac{3,6}{r^{15,7}} (\text{см}^{-3}), \quad 1,05 \leq r \leq 1,25, \quad (3.3)$$

$$\lambda 5303 \text{ \AA } N(^2P_{3/2}) = \frac{90}{r^{11}} (\text{см}^{-3}), \quad 1,15 \leq r \leq 1,9, \quad (3.4)$$

$$\lambda 6374 \text{ \AA } N(^2P_{1/2}) = \frac{71}{r^{22}} (\text{см}^{-3}), \quad 1,05 \leq r \leq 1,20. \quad (3.5)$$

Рассчитанные по формулам (3.3) — (3.5) концентрации ионов, находящихся в возбужденном состоянии (в скобках указан соответствующий возбужденный уровень), приведены ниже в табл. 6.



Фиг. 5. Изменение числа атомов Fe XIV в возбужденном состоянии с расстоянием (по двум спектрограммам)

4. Определение концентрации корональных ионов Fe X, Fe XIV и Fe XIII и обилия железа в короне

Концентрацию корональных ионов ($k - 1$) раз ионизованного железа в возбужденном состоянии N_2 можно представить в виде

$$N_2 = \frac{N_2}{N[\text{Fe}(k)]} \frac{N[\text{Fe}(k)]}{N(\text{Fe})} \frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \frac{N(\text{H})}{N_e} N_e, \quad (4.1)$$

где $N[\text{Fe}(k)]$ — плотность ионов Fe в стадии ионизации ($k - 1$); $N(\text{Fe})$ — суммарная плотность ионов Fe во всех стадиях ионизации; $N(\text{H})$ — плотность протонов; N_e — электронная плотность.

Для ионизованной корональной плазмы $N(\text{H})/N_e \approx 0,8$. Отношение $N(\text{Fe})/N(\text{H})$ — это обилие железа по отношению к водороду. Доля ионов Fe, находящихся в данной стадии ионизации, $N[\text{Fe}(k)]/N(\text{Fe})$ получается из решения уравнения ионизационного равновесия, а относительное число ионов на верхнем уровне $N_2/N[\text{Fe}(k)]$ определяется из уравнения стационарности.

Перейдем к определению $N_2/N[\text{Fe}(k)]$. Для зеленой и красной корональных линий нами были составлены и решены уравнения стационарности. Оба иона имеют основной терм 2P . При низкой электронной плотности приход на верхний уровень (${}^2P_{1/2}$ в случае $\lambda 6374$ и ${}^2P_{3/2}$ для $\lambda 5303$) определяется главным образом фотовозбуждением и частично электронным ударом с нижнего уровня. В этом случае уравнение стационарности будет иметь вид

$$N_2 A_{21} = N_1 (A_{12} + C_{12}), \quad (4.2)$$

где N_2 и N_1 — населенности верхнего и нижнего уровней соответственно; A_{21} — коэффициент спонтанного перехода; A_{12} — вероятность фотовозбуждения в результате поглощения фотосферного излучения; C_{12} — вероятность перехода с уровня 1 на уровень 2 в результате столкновений с электронами.

$$A_{12} = w_\lambda(r) \frac{g_2}{g_1} A_{21} (e^{\frac{h\nu}{kT_R}} - 1)^{-1}, \quad (4.3)$$

где g_2 и g_1 — статистические веса; T_R — температура излучения фотосферы, равная 6000°K ; $w_\lambda(r)$ — фактор диллюции

$$C_{12} = 8,54 \cdot 10^{-6} N_e T_e^{-1/2} \Omega g_1^{-1} e^{-h\nu/kT_e}, \quad (4.4)$$

где Ω — параметр, определяющий эффективность столкновений с электронами ($\Omega = 0,28$ для перехода Fe XIV ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$, $\Omega = 0,35$ для перехода Fe X ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$, согласно [8]). При корональных температурах C_{12}

слабо зависит от T_e ($e^{\frac{h\nu}{kT_e}} \approx 1$, поскольку $h\nu/kT_e \ll 1$), поэтому для T_e принималось значение, при котором соответствующий ион наиболее обилен ($T_e \approx 10^6$ °K для Fe X, $T_e \approx 2 \cdot 10^6$ °K для Fe XIV [9]).

Для обоих ионов вычисления проводились для ряда значений N_e , полученных по найденному нами распределению электронной плотности в зависимости от r . Использовался коэффициент диллюции $w_\lambda(r)$, рассчитанный для тех же значений r по формуле (2.7). Результаты решения уравнения (4.2) даны в табл. 4. Чтобы оценить вклад неучтенных нами процессов, мы решили уравнение (4.2) для $N_e = 10^8, 10^9, 10^{10}$, $w = 0,5$ и сравнили полученные результаты (табл. 5) с данными Зиркера [10] для тех же ионов и таких же условий. Мы не смогли прямо воспользоваться относительными населенностями уровней, полученными Зиркером, поскольку он рассчитал их лишь для одного значения фактора диллюции $w = 0,5$ и для $N_e = 10^8, 10^9, 10^{10}$. В нашем случае w_λ изменяется с расстоянием от 0,220 до 0,065 для $\lambda 5303$, а N_e соответственно от $1,4 \cdot 10^8$

Таблица 4

r	$N_e, 10^7 \text{ см}^{-3}$	$w(r)$	C_{12}	A_{12}	$\frac{N_2}{N_1} = \frac{A_{12} + C_{12}}{A_{21}} \cdot 10^3$	$\frac{N_2}{N_1}$ (с каск.) $\cdot 10^3$
$\lambda 6374, C_{12} = 0,75 \cdot 10^{-9} N_e, A_{12} = 0,83 w_\lambda(r), A_{21} = 69$						
1,05	18,2	0,278	0,136	0,231	5,32	
1,10	13,5	0,236	0,101	0,196	4,31	
1,20	7,1	0,182	0,054	0,151	2,98	
$\lambda 5303, C_{12} = 0,875 \cdot 10^{-9} N_e, A_{12} = 1,334 w_\lambda(r), A_{21} = 60$						
1,1	13,5	0,220	0,118	0,293	6,85	10,3
1,2	7,14	0,170	0,062	0,226	4,88	6,69
1,4	2,57	0,120	0,022	0,160	3,04	3,69
1,6	1,02	0,084	0,009	0,112	2,02	2,28
1,8	0,45	0,065	0,004	0,087	1,52	1,63

до $5 \cdot 10^6$. Кроме фотовозбуждения и возбуждения столкновениями с электронами, Зиркер учитывал также каскадные переходы с более высоких уровней, которые преобладают при высокой плотности ($N_e > 10^9$). Населенность высоких уровней определяется приходами с основного уровня вследствие электронных ударов с последующим переходом вниз в результате излучения, и, следовательно, пропорциональна N_e . Столкновения с протонами не учитывались, так как, согласно Ситону [11], они будут составлять максимум 10—20% от возбуждения вследствие всех остальных столкновительных процессов, населяющих уровень ${}^2P_{3/2} \text{ Fe XIV}$.

Таблица 5

$\lambda, \text{ \AA}$	$N_e, \text{ см}^{-3}$	w	T_e	$\frac{N_2}{N_1} \cdot 10^3$ [10]	$\frac{N_2}{N_1} \cdot 10^3$ (авторы)	$\Delta \left(\frac{N_2}{N_1} \right) \cdot \frac{10^{11}}{N_e}$
6374	10^8	0,5	10^6	7,67	7,10	0,57
5303	10^8	0,5	$2 \cdot 10^3$	15,3	12,6	2,7
	10^9			53,7	25,7	2,80
	10^{10}			370	157	2,13

Среднее 2,53

Анализ табл. 5 показывает, что полученные Зиркером N_2/N_1 систематически выше наших, причем разность растет пропорционально N_e . Это объясняется увеличением относительного числа N_2 у Зиркера вследствие учета каскадных переходов. Поскольку населенность верхних уровней пропорциональна электронной плотности, то их вклад в населенность N_2 также должен быть пропорционален N_e , что мы и наблюдаем. Для $N_e = 10^8$ каскадные переходы дают малый вклад ($\sim 7\%$) в случае $\lambda 6374$, и больший ($\sim 17\%$) в случае $\lambda 5303$. Поэтому было решено определить относительную населенность уровня ${}^2P_{3/2} \text{ Fe XIV}$ с учетом каскадных переходов. Результаты расчетов приведены в седьмом столбце табл. 4.

Полученные относительные населенности N_2/N_1 для Fe X и Fe XIV (табл. 4) показывают, что подавляющее число ионов находится в нижнем состоянии 1, т. е. с большой точностью можно считать, что число ионов

в нижнем состоянии равно числу ионов данного сорта $N_1 \approx N[\text{Fe}(k)]$, тогда

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{N_2}{N[\text{Fe}(k)]}.$$

При определении N_2/N (Fe XIII) по линии $\lambda 3388$ мы воспользовались расчетами возбуждения запрещенных корональных линий Fe XIII, сделанными Шевалье и Ламбертом [12], которые по сравнению с более ранними работами учитывают процесс возбуждения уровней $3p^2 \ ^3P$ столкновениями с протонами, используют улучшенные значения параметров, определяющих эффективность столкновений с электронами, и обсуждают влияние возбужденных конфигураций. Результаты их вычислений даны в виде таблиц, содержащих для разных w (от 0,1 до 0,5), T_e ($(1,0 \div 2,5) \times 10^6$ °K), N_e ($10^6 \div 10^{10}$ см $^{-3}$), отношение интенсивностей линий $\lambda 3388$ Å и $\lambda 10747$ Å, а также отношение $N(^3P_1)/N$ (Fe XIII). Согласно (3.1)

$$\frac{I(\lambda 3388)}{I(\lambda 10747)} = \frac{N(^1D_2)}{N(^3P_1)} \frac{A_{43}}{A_{21}} \frac{10747}{3388}, \quad (4.5)$$

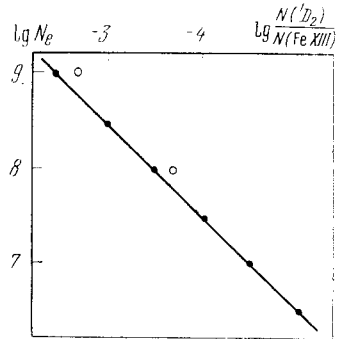
где A_{43} и A_{21} — вероятности соответствующих переходов; тогда

$$\frac{N(^1D_2)}{N(\text{Fe XIII})} = \frac{N(^3P_1)}{N(\text{Fe XIII})} \frac{I(\lambda 3388)}{I(\lambda 10747)} \frac{1}{20}. \quad (4.6)$$

Таким образом, пользуясь (4.6) и соответствующими таблицами из [12], мы вычислили отношения $N(^1D_2)/N$ (Fe XIII) для $T_e = 2 \cdot 10^6$ °K, $w = 0,1; 0,2; 0,3$ (естественно, что получился результат, не зависящий от w , так как фотовозбуждением уровня 1D_2 можно пренебречь), $N_e = 3 \cdot 10^6 \div 10^{10}$ и нанесли полученные значения на график (фиг. 6), здесь же приведены и решения Зиркера [10] для $\lambda 3388$ при $T_e = 2 \cdot 10^6$, $w = 0,5$ (точки — значения, полученные по (4.6), кружки — из [10]). Пользуясь этим графиком, мы можем для любого значения N_e (в указанных выше пределах) определить отношение $N(^1D_2)/N$ (Fe XIII), а далее по концентрации $N(^1D_2)$ найти и число N (Fe XIII).

Итак, у нас теперь есть все необходимые данные для расчета концентраций корональных ионов Fe X, Fe XIII и Fe XIV на разных расстояниях r от центра Солнца. Воспользовавшись вычислениями Аллена и Дюпре [9], решивших уравнения ионизационного равновесия с учетом процессов диэлектронной рекомбинации (прямое свидетельство диэлектронных рекомбинаций в короне — наблюдения Уокера и Ругге [13]), можно далее определить обилие железа в короне. Полученные концентрации корональных ионов Fe X и Fe XIV для яркой области короны и Fe XIII — для слабой области, а также обилие железа по отношению к водороду представлены в табл. 6—8. Для случая $\lambda 5303$ приведены два ряда значений $N(\text{Fe})/N(\text{H})$, первый из них получен без учета каскадных переходов при определении относительной населенности, второй — с учетом их.

Проведенный выше анализ показывает, что в случае $\lambda 5303$ для $r = 1,6 \div 1,8$ возбуждение уровня $^2P_{3/2}$ происходит в основном вследствие поглощения фотосферных фотонов (для этих r населенность уровня $^2P_{3/2}$ на 85% определяется фотовозбуждением). Как отмечал Шкловский [4], наблюдения внешней короны благоприятны для определения обилия железа, так как при фотовозбуждении отношение $N(\text{Fe XIV})/N(\text{H})$ не зависит от неоднородности короны по лучу зрения. В таком случае для эквивалентной ширины линии, выраженной в единицах непрерывного



Фиг. 6. Зависимость относительного числа ионов Fe XIII на уровне 1D_2 от электронной плотности

Таблица 6

r	$N(^1D_2)$	$N_e \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$	$\frac{N(^1D_2)}{N(\text{Fe XIII})} \cdot 10^4$	$N(\text{Fe XIII}) \cdot 10^{-3}$	$\frac{N(\text{Fe XIII})}{N(\text{Fe})}$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$
1,05	1,68	9,8	3,24	5,20		2,2
1,10	0,81	6,9	2,24	3,60		2,2
1,15	0,40	4,8	1,57	2,56	0,3	2,2
1,20	0,21	3,3	1,06	1,93		2,4

Среднее 2,25

Таблица 7

r	$N(^2P_{3/2})$	$N(\text{Fe XIV}) \cdot 10^{-3}$	$\frac{N(\text{Fe XIV})}{N(\text{Fe})}$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$
1,1	31,6	4,62		1,5	1,01
1,2	12,1	2,46		1,5	1,13
1,4	2,22	0,730	0,28	1,3	1,05
1,6	0,51	0,252		1,1	0,98
1,8	0,14	0,094		0,9	0,85

Среднее 1,26 1,00

Таблица 8

r	$N(^2P_{1/2})$	$N(\text{Fe X}) \cdot 10^{-3}$	$\frac{N(\text{Fe X})}{N(\text{Fe})}$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$
1,1	8,72	2,03	0,32	5,9
1,2	1,35	0,453		2,5

Таблица 9

r	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$\frac{N(\text{Fe XIV})}{N_e} \cdot 10^5$	$\frac{N(\text{Fe XIV})}{N(\text{Fe})}$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$
1,5	3,5	1,83		0,82
1,6	2,5	1,30	0,28	0,58
1,7	3,0	1,56		0,70
1,8	3,3	1,72		0,77

Среднее 0,72

спектра К-короны, имеем

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^4 A_{21}}{8\pi\sigma_e c} \frac{g_2}{g_1} \frac{N(\text{Fe XIV})}{N_e},$$

если отношение $N(\text{Fe XIV})/N_e$ постоянно вдоль луча зрения. Таким образом, для больших r мы можем прямо из отношения наблюдаемой монохроматической поверхностной яркости короны к поверхностной яркости К-короны, не производя никакого интегрирования, определить $N(\text{Fe XIV})/N_e$. Для $\lambda 5303 \text{ \AA}$

$$\frac{N(\text{Fe XIV})}{N_e} = \frac{\Delta\lambda [\text{ \AA}]}{1,92 \cdot 10^5}. \quad (4.7)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 9.

5. Обсуждение результатов

В табл. 10, 11 приводим обилие железа по отношению к водороду, полученное нами и другими авторами. В первую очередь обращает на себя внимание высокое обилие железа, найденное для слабой области короны по линии $\lambda 3388$. Полученный избыток железа может быть как реальным [17], так и связанным с наличием неоднородностей в короне вдоль луча

Т а б л и ц а 10

Область короны	$\lambda, \text{ \AA}$	$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$ (авторы)
Слабая	3388	2,2
Яркая	6374	0,59
Яркая	5303	1,0
Яркая (по $\Delta\lambda$)	5303	0,72

Т а б л и ц а 11

$\frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \cdot 10^4$	Источник
0,74	[14]
0,60	[15]
0,84	[16]
$\geq 1,1$	[12]

зрения. Так как основной механизм возбуждения уровня 1D_2 — электронный удар, то населенность этого уровня будет определяться локальной электронной плотностью (а не «размазанной», которую мы находим при решении уравнения Абеля для однородной и сферически симметричной короны.) На основании фиг. 6 ($\lg N_e \approx \lg [N(^1D_2)/N(\text{Fe XIII})] + \text{const}$) можно сделать вывод, что получаемое обилие Fe уменьшится во столько раз, во сколько N_e в «конденсациях» неоднородной короны больше «размазанного» N_e . Чтобы уменьшить обилие в области слабой короны в 2—2,5 раза, достаточно предположить, что корона в этой области состоит из лучей, расстояния между которыми равны их диаметрам (или в 1,5 раза больше).

В табл. 6 приведены концентрации ионов Fe XIV и Fe X, определенные по одним и тем же спектрограммам. Если считать, что излучение в зеленой и красной корональных линиях возникает в одних и тех же местах, то по наблюдаемому отношению $N(\text{Fe X})/N(\text{Fe XIV})$ можно определить температуру в данном месте короны. Воспользовавшись решением уравнения ионизационного равновесия [9], по отношению $N(\text{Fe X})/N(\text{Fe XIV})$ для $r = 1,1$; $r = 1,2$ находим $\lg T = 6,25 \div 6,30$, откуда $T = (1,8 \div 2,0) \cdot 10^6$ °К. Заметим, что в [9] при расчетах опущен член, зависящий от плотности. Если его учесть, как это сделано в [18], то соответствующее значение температуры несколько повысится ($T \approx 1,6 \cdot 10^6$ °К).

Обилие железа, определенное по линии $\lambda 6374 \text{ \AA}$ (в табл. 8 приведено максимальное значение), ниже значений, полученных нами по другим линиям, и очень быстро падает с высотой. Это не удивительно, потому что давно известна плохая корреляция между интенсивностями линии $\lambda 6374$ и непрерывного спектра. Очень крутой градиент яркости красной линии ($I \sim r^{-22}$) наводит на мысль о том, что большая часть излучения в линии $\lambda 6374$ возникает не в шлемовидном луче (при таком градиенте получится баснословно большая яркость $\lambda 6374$ у основания шлема, которое находится на невидимой стороне Солнца [1]), а в области перед ним. К тому же известно, что в полярных областях наблюдается красная корона.

Обилие железа для яркой области короны, найденное по эквивалентной ширине линии $\lambda 5303$, и обилие, определенное нами по концентрации электронов N_e и ионов Fe XIV в основном состоянии, довольно хорошо совпадают, хотя концентрации как электронов, так и ионов получены в предположении однородной и сферически симметричной короны. Следовательно, это предположение не вносит в данном случае существенной

ошибки, а найденная нами электронная и ионная плотности на соответствующих высотах близки к реальным.

Последнее, на что мы хотели бы обратить внимание, — это обнаруженные нами быстрые движения на большой высоте в короне. Проведенное по 15303 измерение на высоте $0,6 R_{\odot}$ показывает, что различие лучевых скоростей отдельных участков короны размером $\sim 3 \cdot 10^4$ км достигает 20 км/сек. Этот результат подтверждает реальность больших значений лучевых скоростей на значительных высотах в короне, которые нашли Делоне и Макарова [19].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л. Ф. Бежко за изготовление узлов экспедиционных установок и участие в наблюдениях, Е. М. Николаеву за участие в наблюдениях и Е. М. Лиморенко за помощь в обработке спектрограмм.

Май 1971 г.

Литература

1. R. T. Hansen, S. F. Hansen, C. J. Garcia. Solar Phys., 1970, **15**, 387.
2. К. У. Аллен. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1960.
3. Р. А. Гуляев. Сопещение по физике солнечной короны. Самарканд, апрель 1971.
4. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. М., Физматгиз, 1962.
5. C. W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1946, **106**, 22.
6. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лём. Специальные функции. М., «Наука», 1964.
7. H. C. van de Hulst. Bull. Astron. Netherland, 1950, **11**, N 410, 135.
8. M. Błaha. Ann. Astrophys., 1968, **31**, 311.
9. J. W. Allen, A. K. Dupree. Astrophys. J., 1969, **155**, 27.
10. J. B. Zirker. Solar Phys., 1970, **11**, 68.
11. M. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1964, **127**, 191.
12. R. A. Chevalier, D. L. Lambert. Solar Phys., 1969, **10**, 115.
13. A. B. C. Walker, H. R. Rugger. Astrophys. J., 1971, **164**, N 1, 181.
14. S. R. Pottasch. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1964, **128**, 73.
15. J. M. Malville. Astrophys. J., 1967, **148**, 229.
16. J. A. Eddy, J. M. Malville. Astrophys. J., 1967, **150**, 289.
17. M. J. Koomeen, J. D. Purcell, R. Tousey. Nature, 1970, **226**, N 5251, 1135.
18. C. Jordan. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, **142**, 501.
19. А. В. Делоне, Е. А. Макарова. Solar Phys., 1969, **9**, 116; Сопещение по физике солнечной короны. Самарканд, апрель 1971 г.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ НА СПЕКТРОГЕЛИОГРАММАХ,
ПОЛУЧЕННЫХ В РЯДЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛИНИЙ
СПЕКТРА СОЛНЦА**

Э. Е. Дубов, Л. Г. Карташова

Сравнивается распределение яркости в спокойных и слабо возмущенных областях Солнца на спектрогелиограммах (СГГ), снятых в линиях различных ионов, полученных с помощью спутника ОСО IV.

Ионы первой группы (N III, O IV, O VI) излучают главным образом в переходной зоне от хромосферы к короне, ионы второй группы (Mg X, Ne VIII и Si XII) в основном корональные.

Оказалось, что распределение яркости в спокойных и слабо возмущенных областях диска Солнца довольно близко для линий различных ионов в пределах каждой группы, но резко различно для линий ионов из разных групп. Статистическая достоверность этого различия соответствует уровню значимости 0,05. Корреляционный анализ подтверждает полученные выводы.

В некоторых случаях на СГГ, снятых в линии 1032 Å иона O VI (первая группа), можно отметить совпадение расположения ярких и темных элементов с расположением их на СГГ в линиях корональной группы ионов (второй тип распределения яркости). На СГГ, снятых в области 800 Å в лаймановском континууме, наблюдается очень много ярких деталей.

Результаты сравнения распределения яркостей на СГГ, снятых в различных ультрафиолетовых линиях, соответствуют предсказаниям модели хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне, предложенной ранее одним из авторов [8].

THE BRIGHTNESS DISTRIBUTION IN SPECTROHELIOGRAMMS TAKEN IN SOME SOLAR UV SPECTRUM LINES, by E. E. Dubov and L. G. Kartashova.— The brightness distributions for quiet and slightly disturbed solar disc regions in spectroheliogramms (SHG) taken by means of satellite OSO-IV in EUV lines of some ions are compared.

The so called first group ions (N III, O IV, O VI) emit mainly in chromosphere—corona transition zone, the second group ions are essentially coronal.

We found that brightness distributions for quiet and slightly disturbed regions of the solar disk are rather similar for various ions in the same group, but they are quite different for the ions from different groups. The statistical confidence of this difference corresponds to the significance level of 0.05. Correlation analysis confirms this conclusion.

For some places on SHG taken in the 1032 Å line of O VI (the first group) there are coincidences of bright and dark spots locations with that in SHG's taken in coronal type lines of second group brightness distribution. There are also an unusually great amount of bright details in SHG taken in Lyman continuum near 800 Å.

The results obtained corresponds to the predictions of the model of chromosphere and of chromosphere — corona transition zone given earlier by one of us [8].

Спектрогелиограммы (СГГ) Солнца, полученные в различных линиях и в различных частях линий, несут много информации не только об особенностях активных областей (на что уже обращалось внимание), но и о спокойных областях Солнца. Сюда относятся СГГ в уже давно исследованных линиях водорода и ионизованного кальция, СГГ в различных линиях металлов и, наконец, ставшие доступными только в последнее время СГГ в линиях ультрафиолетового спектра Солнца.

Сравнительное изучение различных СГГ, снятых в линиях водорода, кальция и ряда других элементов, было описано ранее [1—3]. Ниже приводятся результаты изучения распределения яркости в спокойных или мало возмущенных областях Солнца на СГГ в следующих ультрафиолетовых линиях: 991 Å N III, 790 Å O IV, 1032 Å O VI, 625 Å Mg X, 770 Å Ne VIII, 499 Å Si XII и в лаймановском континууме около 800 Å.

Материалы наблюдений

СГГ получены с помощью спутника ОСО IV группой ученых Гарвардской обсерватории под руководством Л. Гольдберга и любезно предоставлены нам для изучения до опубликования. Данные о СГГ приведены в табл. 1.

Таблица 1

Данные об использованных СГГ

Дата, 1967 г.	Ион	Длина волны, Å	Время получения		Дата, 1967 г.	Ион	Длина волны, Å	Время получения	
			начало	конец				начало	конец
26.XI	Ly-C	800	05 ^h 07 ^m	05 ^h 53 ^m	26.XI	Ne VIII	770	06 ^h 42 ^m	07 ^h 23 ^m
26.XI	N III	991	11 36	13 05	26.XI	Mg X	625	09 53	10 35
27.XI	O IV	790	00 15	00 56	26.XI	Si XII	499	08 18	09 04
26.XI	O VI	1032	02 27	—					

Разрешение на СГГ составляет около 1', так что некоторая, а возможно и значительная, часть деталей структуры хромосферной сетки может быть замазана, но наиболее выдающиеся детали остаются доступными для изучения. Если считать, что характерные детали хромосферной структуры (супергранулы) имеют диаметр 32 000 км [4], т. е. порядка 40—45", то измеренный контраст яркой детали уменьшается примерно вдвое. Однако это уменьшение контраста может быть и больше, если размеры супергранулы (элемента структуры) изменяются с высотой.

Спектрогелиографические данные, полученные по телеметрии, представляют собой прямоугольные матрицы, на пересечении каждой строки и столбца которой размещался отсчет фотометра для соответствующего места диска Солнца. Недавно вышел из печати атлас СГГ, полученных группой Гольдберга, в котором содержится около 400 СГГ в различных линиях, в том числе и СГГ, использованные нами здесь [5]. На фиг. 1 приведен пример такой СГГ.

Каждая СГГ, использованная нами (кроме СГГ в 1032 Å), представляет собой среднее примерно из десяти отдельных СГГ, полученных последовательно друг за другом. Все СГГ, кроме СГГ в 1032 Å и 790 Å, получены 26. XI 1967 г. в интервале от 5 до 13 час UT (8 ± 3^h). СГГ в 1032 Å сняты 26. XI в 2^h27^m, а СГГ в 790 Å — 27. XI в 0^h15^m. Мы считаем (см. ниже), что такая разница во времени не может существенно изменить результаты сравнения яркостей, так как элементы структуры по данным [6] живут в среднем более 20—25 час.

Сравнение распределения яркости

Сравнивалось распределение яркости на семи СГГ, полученных в различных линиях в сравнительно спокойных областях солнечного диска в пределах $0,6 R_{\odot}$. Точное совмещение СГГ, необходимое для сопоставления, проводилось по активным областям, а также по особо темным и особо ярким местам. Учитывалось вращение Солнца. Конечно, совмещение не могло быть проведено с точностью, превышающей одну минуту дуги. Поворачивать одну СГГ относительно другой в картинной

плоскости не требовалось, так как по данным [5] ориентация их не более чем на 1° отличается от средней.

Сравнение яркости в каждой точке на рассматриваемой части СГГ со средним значением яркости на этой СГГ выявило, что флуктуации яркости никогда не превышают 70% от среднего, а обычно меньше 50%. На каждой СГГ бросается в глаза существование больших площадей, расположенных поблизости от активных областей, характеризующихся значительным повышением яркости.

26. XI 1967 г. в рассматриваемой части диска таких площадей оказалось семь (фиг. 2). Эти области довольно четко выделяются на всех СГГ, хотя в различных линиях их контуры не вполне совпадают. При сравнении СГГ в К - линии Ca II видно, что, хотя эти области лежат вне областей солнечных пятен, кальциевая эмиссия в них тоже несколько усилена. В H_α в этих областях расположены сравнительно слабые флоккулы: в связи с повышенной активностью Солнца совершенно спокойных мест на диске было очень мало.

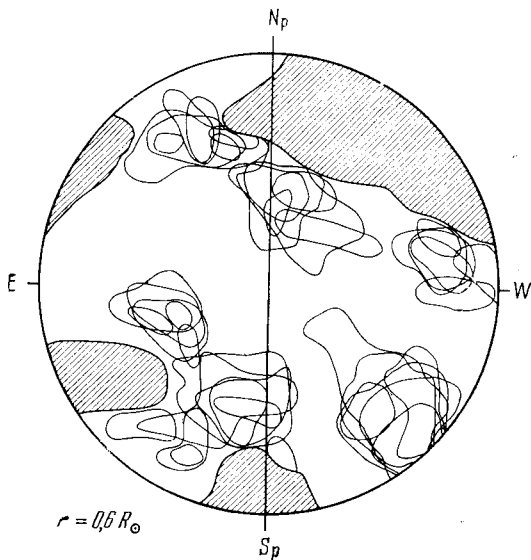
Как на более ярких, так и на более темных площадках наблюдаются флуктуации яркости, которые, как мы считаем, отражают сетчатую, супергрануляционную структуру. Для выявления и сравнения этих флуктуаций мы для каждой точки вычисляли локальную яркость по окружающим восьми точкам и к этому значению локального среднего относили яркость в данной точке. Считалось, что случайные флуктуации, связанные с методикой наблюдений, не превышают 5%. Поэтому если яркость более чем на 6% отличалась от средней, то точка считалась яркой или темной. В противном случае точка считалась серой и для сравнения с другими СГГ не употреблялась.

Для каждой СГГ были построены специальные карты, на которых отмечалось положение ярких и темных точек. Вместе с активными областями измеряемый участок солнечного диска включал около 340 точек, а на каждой отдельной СГГ было примерно 200 ярких и темных точек. СГГ попарно сравнивались между собой, и отмечалось количество совпадающих по положению ярких и отдельно темных деталей. Отдельно отмечались также случаи, когда яркой детали на одной СГГ соответствовала темная на другой. Измерялось и общее количество деталей, совпадающих по положению, число это менялось для различных пар от 151 до 252. Результаты подсчета обрабатывались статистическими методами.

Пользуясь терминологией теории вероятностей и статистики, будем называть событием A совпадение яркой (или темной) детали на изучаемой СГГ с темной (или яркой) деталью на СГГ сравнения. На всех изученных СГГ 15 деталей оказались яркими. Предполагая, что эти места могут обладать особыми свойствами, мы исключили их из дальнейшего рассмотрения.

Частотой T наступления событий A мы назвали отношение

$$T = M/N, \quad (1)$$



Фиг. 2. Расположение участков повышенного излучения на различных СГГ

где M — число событий A ; N — общее число совпадений элементов (ярких с темными, темных с темными и ярких с яркими). Для различных пар СГГ эти частоты различны.

Разумно поставить вопрос: можно ли считать это различие случайным или оно закономерно? В теории статистики показывается [7], что разность преобразованных частот

$$P_{ab} = B_a - B_b \quad (2)$$

(где a и b — номера СГГ), а

$$B = 2\sqrt{N} \arcsin \sqrt{T} \quad (3)$$

есть случайная величина с нормальным распределением, со средним, равным нулю, и дисперсией $\sigma^2 = 2$.

Так называемой нулевой гипотезой является в данном случае предположение о случайности несовпадений частот, т. е. предположение об одинаковости распределения ярких или темных мест на изучаемых СГГ с распределением их на СГГ сравнения.

Пользуясь таблицами квантилей нормального распределения, находим, что критическое значение для нулевой гипотезы при одностороннем критерии и уровне значимости $P_0 = 0,05$ составляет $u_{0,95}\sigma = 2,33$, а при двустороннем критерии 2,77.

Таблица 2

Значения преобразованных частот B

СГГ	Ly-c	N III	O IV	O VI	Ne VIII	Mg X	Si XII
Ly-c	—	13,69	17,98	12,92	12,24	14,35	12,14
N III	13,66	—	17,45	17,16	16,34	17,56	16,37
O IV	18,04	16,86	—	16,67	16,56	17,40	17,92
O VI	12,88	17,13	16,66	—	14,74	14,15	15,13
Ne VIII	12,24	16,46	16,73	14,74	—	13,52	14,53
Mg X	14,33	17,52	17,63	14,02	13,47	—	12,63
Si XII	12,13	18,42	17,92	14,87	12,42	12,61	—

Реальные подсчеты величин B приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что при различных СГГ сравнения (O VI, Ne VIII, Mg X, Si XII) значения величин B составляют две группы, внутри которых $P_{ab} < 2,33$ (2,77).

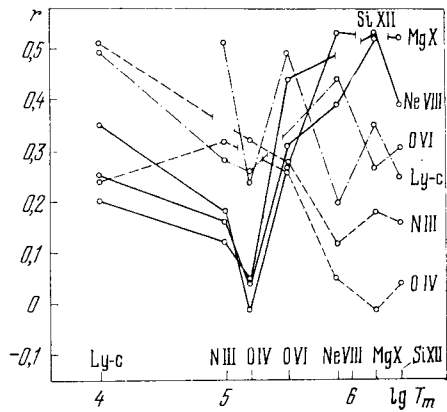
В первую группу входят СГГ в линиях Ne VIII, Mg X, Si XII, во вторую — O VI, O IV и N III. Впрочем, O VI является скорее промежуточным между этими двумя группами элементов. Несколько особняком стоит распределение яркостей на СГГ и лаймановском континууме (1-я строка и 1-й столбец в табл. 2). Мы вернемся к этому вопросу несколько позже. Если в качестве СГГ сравнения брать СГГ в Ly-c, N III, O IV, то результаты сравнения получаются менее определенными, так как в этих случаях часто и для различных групп $P_{ab} < 2,33$.

Таким образом, с точки зрения статистики можно считать, что распределение ярких и темных элементов на СГГ, снятых в линиях различных ионов, внутри первой и второй групп может быть одинаковым, но распределение их на СГГ из разных групп в ряде случаев *наверняка* различно.

Предположение о близости распределения яркостей на СГГ внутри каждой группы может быть проверено с помощью корреляционного анализа. Непосредственное вычисление коэффициентов корреляции между яркостями привело к результату, который, на наш взгляд, можно

Фиг. 3. Коэффициенты корреляции между флуктуациями яркости на различных СГГ

Значения коэффициента корреляции, соответствующие одной СГГ сравнения, соединены линией, около которой указано, в какой линии снята СГГ сравнения. T_m — температура, при которой число атомов в соответствующем состоянии ионизации максимально. Разрывы на кривых соответствуют элементу сравнения для каждой отдельной кривой



было предвидеть, — основную роль играли большие и крупномасштабные флуктуации, соответствующие большим ярким и темным площадкам на диске Солнца. А так как эти площадки одинаковы для всех СГГ, то и коэффициенты корреляции мало меняются от случая к случаю и лежат в пределах 0,3—0,6.

Для сравнения мелкомасштабных (т. е. в данном случае масштаба супергранулы) флуктуаций мы использовали величины интенсивностей, отнесенные к локальному среднему в каждой точке, — для точки с координатами i и k на СГГ j . Если соответствующие отсчеты фотометра (составляющие матрицу — спектрогелиограмму) обозначить C_{ik} , то локальное среднее равно

$$I_{ik} = \frac{1}{8} \left(\sum_{k-1}^{k+1} C_{i-1,k} + \sum_{k-1}^{k+1} C_{i+1,k} + C_{i,k-1} + C_{i,k+1} \right), \quad (4)$$

а

$$R_{ik} = \frac{C_{ik}}{I_{ik}}. \quad (5)$$

Вычисления асимметрии и эксцесса распределения R_{ik}^j на каждой СГГ показали, что величины R_{ik}^j распределены приблизительно нормально. Коэффициенты корреляции r между R_{ik}^j для различных пар СГГ (j_1 и j_2) вычислялись по формулам (6) — (8):

$$r^{j_1 j_2} = \frac{\sum_i \sum_k (R_{ik}^{j_1} - \bar{R}^{j_1}) (R_{ik}^{j_2} - \bar{R}^{j_2})}{(m+n-1) S_{j_1} S_{j_2}}, \quad (6)$$

где

$$(n+m-1) \bar{R}_{ik}^j = \sum_i \sum_k R_{ik}^j; \quad (7)$$

номер строки $i = 1, 2, \dots, n$; номер столбца $k = 1, 2, \dots, m$; всего n строчек и m столбцов,

$$S_{ji}^2 = \frac{1}{m+n-1} \sum_i \sum_k (R_{ik}^j - \bar{R}^j)^2. \quad (8)$$

На каждой СГГ бралось по 244 значений R_{ik} . Результаты приведены в табл. 3, где указаны значения r и возможной ошибки Δr .

Значения коэффициента корреляции представлены также в виде графиков на фиг. 3. Здесь по оси абсцисс нанесены наименования ионов, к которым относятся соответствующие СГГ, по оси ординат — коэффи-

Значения коэффициента корреляции СГГ сравнения

СГГ	Ly-c	N III	O IV	O VI	Ne VIII	Mg X	Si XII
Ly-c	—	+0,51	+0,24	+0,49	+0,20	+0,35	+0,25
	—	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$
N III	+0,51	—	+0,32	+0,28	+0,12	+0,18	+0,16
	$\pm 0,04$	—	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$
O IV	+0,24	+0,32	—	+0,26	+0,05	-0,01	+0,04
	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	—	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$
O VI	+0,49	+0,28	+0,26	—	+0,44	+0,27	+0,31
	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	—	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	+0,05
Ne VIII	+0,20	+0,12	+0,05	+0,44	—	+0,53	+0,39
	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	—	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$
Mg X	+0,35	+0,18	-0,01	+0,27	+0,53	—	+0,52
	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	$\pm 0,04$	—	$\pm 0,04$
Si XII	+0,25	+0,16	+0,04	+0,31	+0,39	+0,52	—
	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,04$	—

Примечание. Верхнее число — значения коэффициента корреляции, нижнее — его вероятная ошибка.

коэффициенты корреляции флуктуаций интенсивности на данной СГГ и СГГ сравнения, название которой указано около каждой кривой.

Необходимо остановиться на вопросе о правомерности сравнения, казалось бы, хаотичного распределения ярких и темных мест на СГГ в линиях различных элементов. Для экспериментальной проверки нами дополнительно использовано четыре пары СГГ, взятых из [5].

По-прежнему рассматривалось совпадение расположения ярких мест на этих СГГ и вычислялся коэффициент корреляции. Прежде всего сравнивалось распределение яркости на СГГ, полученных в одной и той же линии (625 Å Mg X) с интервалом всего лишь в полтора часа. Естественно ожидать хорошего совпадения расположения ярких и темных мест и высокого значения коэффициента корреляции. Оказалось, что коэффициент корреляции составил 0,87%, а яркие и темные детали совпали в 88% случаев.

Для пары СГГ, снятых в одной и той же линии с большим интервалом во времени (14^h20^m), коэффициент корреляции величин флуктуаций яркости спадает до 0,26, но по положению совпадают еще 56% деталей. Аналогичная картина наблюдается для другой пары СГГ — в лаймановском континууме (800 Å), снятых с интервалом в 11^h30^m. Результаты сравнения приведены в табл. 4.

Таблица 4

Дата	Линия 1	Время получения СГГ в линии 1	Линия 2	Время получения СГГ в линии 2	r	Совпадения деталей, %
29.X 1969 г.	625 Å Mg X	07 ^h 07 ^m —07 ^h 48 ^m	625 Å Mg X	08 ^h 42 ^m —09 ^h 23 ^m	+0,87	88
11.XI 1967 г.	625 Å Mg X	09 30 —10 06	625 Å Mg X	23 51 —24 32	+0,26	56
23.XI 1967 г.	Ly-c 800 Å	00 28 —01 19	Ly-c 800 Å	11 58 —13 24	+0,31	66
5.XI 1967 г.	554 Å O IV	16 38 —18 09	790 Å O IV	18 19 —19 50	+0,65	84

Особый интерес представляет сравнение распределения флуктуаций яркости на СГГ, полученных в различных линиях одного и того же иона. Мы сравнивали СГГ, снятые в линиях 554 и 790 Å О IV с интервалом в $1^{\text{h}}40^{\text{m}}$. Коэффициент корреляции оказался в данном случае высоким, $r = +0,65$, а расположение ярких и темных деталей оказалось одинаковым в 84% случаев.

Последнее подтверждает возможность трактовать распределение яркости как распределение мест, в которых условия наиболее благоприятны для существования соответствующих ионов.

Как было показано, на результаты сравнения существенно влияет интервал между моментами получения сравниваемых СГГ. По-видимому, этим и объясняется заметное уменьшение коэффициента корреляции между флуктуациями яркости на СГГ в линии О IV 790 Å и всеми остальными СГГ. В линии 790 Å СГГ была получена 27 ноября между $0^{\text{h}}15^{\text{m}}$ и $1^{\text{h}}02^{\text{m}}$, а все остальные — значительно раньше. Интервал во всех случаях больше 13 час.

Обсуждение результатов

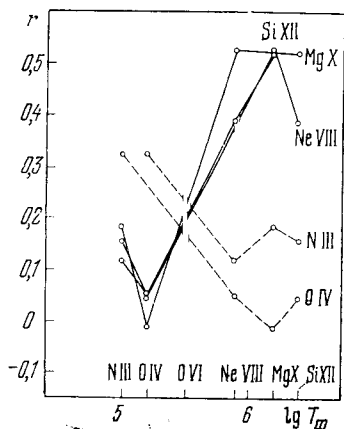
Вернемся к рассмотрению результатов, полученных при сравнении основных семи СГГ. Из графика на фиг. 3 видно, что, какую бы СГГ сравнения мы ни выбрали, кроме СГГ, полученной в лаймановском континууме, все ионы по значениям коэффициента корреляции, а главным образом по общему ходу кривых, для соответствующих СГГ можно разбить на две группы. Линии, соединяющие величины коэффициентов корреляции распределения яркости на какой-либо одной выбранной СГГ, имеют тенденцию для СГГ в линиях ионов первой группы приближаться к диагонали, идущей на фиг. 3 сверху слева — вниз направо, а для второй группы — снизу слева — направо вверх. Как видно из графика, одна группа включает N III, O IV, другая — Ne VIII, Mg X и Si XII — соответственно ионы с $\lg T_m < 5,4$ и $\lg T_m > 5,6$, где T_m — температура, при которой число атомов в соответствующем состоянии ионизации максимально.

На СГГ в O VI распределение яркости промежуточное между распределениями на СГГ, снятых в спектральных линиях ионов обеих групп ($r \sim 0,3$). В [8] обращается внимание на то, что в ряде случаев кривая зависимости ионизации от температуры для некоторых ионов такова, что один и тот же ион может существовать в большом диапазоне температур, давая таким образом на СГГ яркие места как над серединами, так и над границами супергранул. К таким ионам относятся и O VI. Однако в основном свечении O VI должно возникать в переходной зоне от хромосферы к короне.

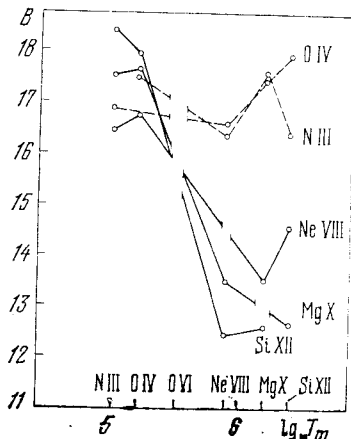
Если за СГГ сравнения принять СГГ в лаймановском континууме, то картина теряет свою определенность. Мы считаем, что это связано с очень большим количеством ярких и темных деталей на этой СГГ. Лаймановский континуум, по-видимому, дает яркое свечение в самых различных местах хромосферной сетки (при сравнении со всеми остальными СГГ всегда $r > 0,2$).

Принимая во внимание все сказанное о распределении яркости на СГГ в линии O VI и лаймановском континууме, исключим их из дальнейшего рассмотрения. На фиг. 4 приведены кривые, аналогичные тем, что изображены на фиг. 3, но лишь для ионов N III, O IV, Ne VIII, Mg X и Si XII, на фиг. 5 — кривые, построенные аналогичным образом по результатам частотного анализа, приведенным в табл. 2; они также свидетельствуют о разделении ионов на две группы.

Таким образом, результаты корреляционного анализа и результаты частотного анализа паходятся в хорошем соответствии с тем, что можно было бы ожидать согласно модели хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне, предложенной одним из авторов [8].



Фиг. 4. То же, что и на фиг. 3, без учета распределения яркости на СГГ в линиях 1032 Å O VI и лаймановском континууме

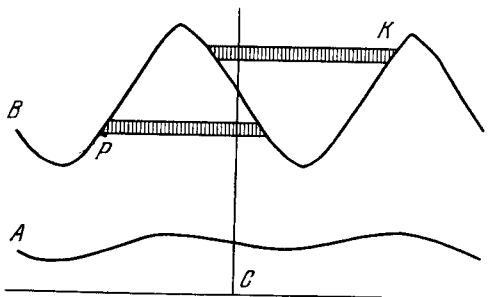


Фиг. 5. Преобразованные частоты совпадения ярких мест с темными (и наоборот) на различных парах СГГ

Значения преобразованных частот, соответствующих одной СГГ сравнения, соединены линией, около которой указано, в какой линии снята СГГ сравнения. T_m — та же, что и на фиг. 3

Согласно [8], на СГГ в линиях, образующихся в переходной зоне от хромосферы к короне, более яркие места должны наблюдаться над серединами супергранул (СГГ), а распределение яркостей на соответствующих СГГ должно быть похоже на распределение, наблюдаемое в крыльях линии H_α (первый тип распределения яркостей на СГГ).

Линии, образующиеся в основном в нижней части короны, должны давать более яркое свечение над границами супергранул. Распределение яркостей на СГГ в этих линиях должно быть сходным и похожим на распреде-



Фиг. 6. Схематическое изображение структуры хромосферы и переходной зоны

Линии A и B — нижняя и верхняя границы переходной зоны; K и P — места свечения двух рассматриваемых линий; C — место, где могут одновременно оказаться яркими обе линии

ление яркостей на СГГ в линиях Ca II (второй тип распределения яркостей СГГ). Для случая СГГ в линии 625 Å Mg X это подтверждено наблюдениями [8].

Конечно, не следует ожидать, что распределение в каждой из этих групп будет совпадать в 100% случаев, а также что в 100% случаев оно будет противоположно распределению яркостей на СГГ из другой группы. Линии образуются на разных высотах, а на разных высотах возможны различные флуктуации температуры и плотности, которые будут сказываться на распределении яркости. Кроме того, известно, что даже сами ячейки хромосферной сетки (супергранулы) на самом деле выражены не абсолютно четко. Надо также учесть, что из-за изменения размеров элементов структуры с высотой в ряде случаев возможны совпадения ярких мест на СГГ, например, если одна из них возникает в нижней части над серединой супергранулы, а другая — в верхней части границы супергранулы (фиг. 6).

Особенно сложно распределение яркостей на СГГ в лаймановском континууме, который, по-видимому, ярко светится в верхней хромосфере над границами супергранул, унося вместе с лаймановским излучением в линиях избыток энергии, приносимый из короны теплопроводностью. В этих местах переходный слой тонок, а градиент температуры велик, так что энергия, приносимая теплопроводностью из короны, не успевает излучаться в линиях, образующихся в переходном слое.

С другой стороны, условия для свечения в лаймановском континууме возникают и в нижней части переходной зоны и над серединами супергранул. Поэтому в лаймановском континууме должно наблюдаться очень много деталей. Последнее действительно имеет место.

В заключение выражаем глубокую благодарность Л. Гольдбергу и Р. Нойесу, предоставившим в наше распоряжение данные наблюдений с ИСЗ ОСО IV до их опубликования. Мы благодарны также Г. А. Козловой, составившей программу и выполнившей все вычисления на ЭВМ.

Декабрь 1970 г.

Литература

1. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 162.
 2. Э. Е. Дубов. Астрон. ж., 1967, 44, 342.
 3. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 39, 279.
 4. R. W. Noyes. Trans. Symp. IAU N 28. London, 1967, p. 293.
 5. E. M. Reeves, W. H. Parkinson. Astrophys. J. Suppl., 1970, 21, N 181.
 6. E. H. Rogers. Solar Phys., 1970, 13, 57.
 7. Е. И. Пустыльник. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М., «Наука», 1968, стр. 175.
 8. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 20; Solar Phys., 1971, 18, 43.
-

О ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПО КРУГУ ИЗЛУЧЕНИИ
НАД БИПОЛЯРНОЙ ГРУППОЙ ПЯТЕН
НА ВОЛНЕ 8 мм

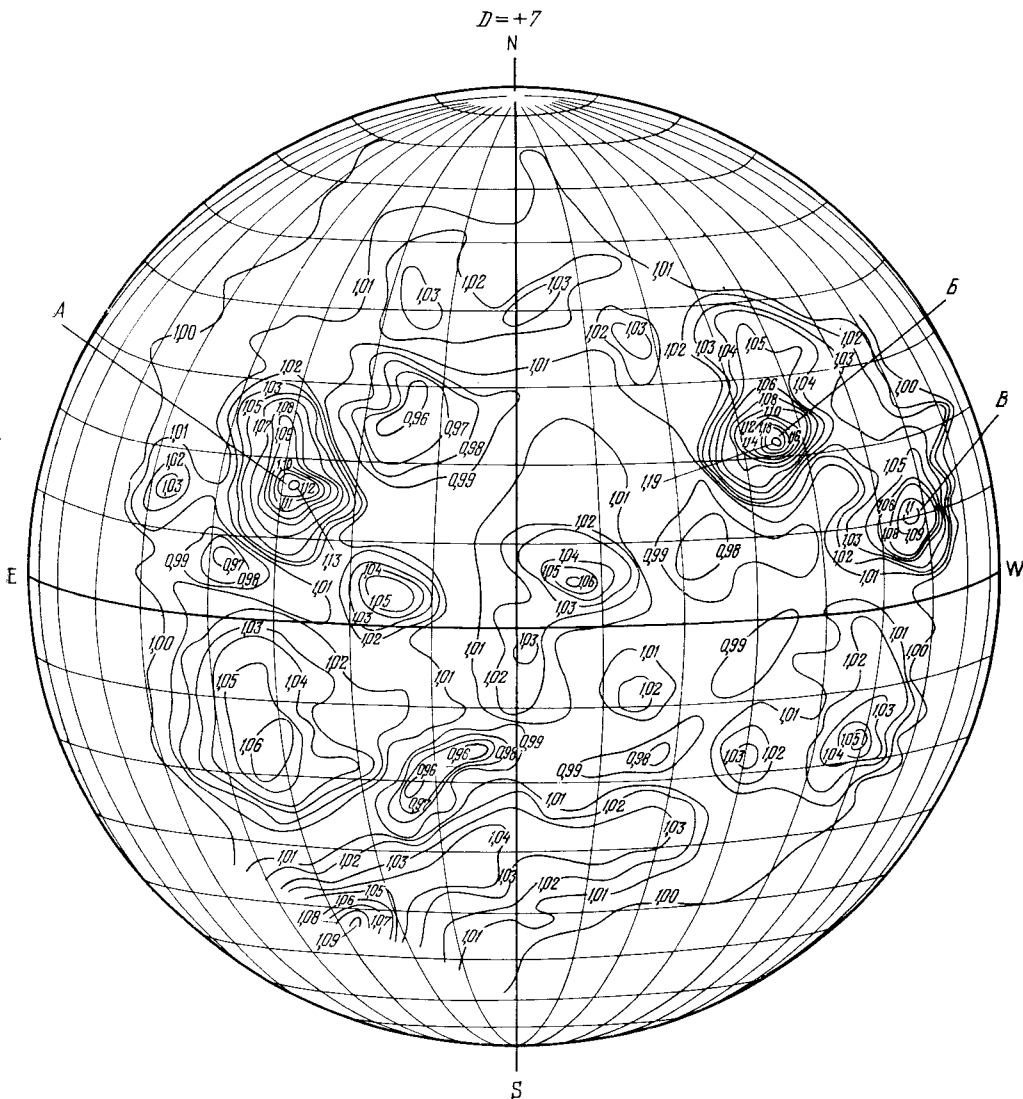
В. А. Ефанов, П. Г. Моисеев

Приведены результаты исследования поведения поляризованной по кругу компоненты излучения локального источника повышенной яркости на волне 8 мм, расположенного над биполярной группой пятен, при прохождении ее по диску Солнца. Изменение интенсивности циркулярно-поляризованной компоненты излучения характеризовалось наличием максимума над хвостовой частью группы, когда она находилась в 25—30° к востоку от центрального меридиана, и над головной — при ее положении на таком же расстоянии к западу. Это истолковывается как указание на направление магнитного поля в группе. Степень круговой поляризации в максимумах не превышала 3%.



ON THE CIRCULAR POLARIZED EMISSION OVER THE BIPOLAR GROUP OF SUNSPOTS AT 8-MM WAVELENGTH, by V. A. Ephanov, I. G. Moiseev. — The results of investigation of the circular polarized component of local source at 8-mm are presented. The source was situated over the bipolar group of sunspots and its transit through the Sun was observed. The circular polarized component intensity variation has a maximum over the following part of the group when it is situated by about 25—30 degrees to east from the central meridian and over the preceding part by equal distances to west. This fact is been thought as the indication on the magnetic field direction of the group. The percentage of maximum circular polarization is not greater then 3%.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в сентябре 1970 г. на 22-м радиотелескопе были проведены поляризационные наблюдения источников S-компоненты солнечного радиоизлучения на волне 8 мм. Для наблюдений использовался поляриметр с ферритовыми модуляторами на входе, позволяющий одновременно регистрировать два параметра Стокса I и V , определяющих полную интенсивность излучения и степень его круговой поляризации. Флуктуационный порог чувствительности поляриметра по обоим каналам I и V составлял $\sim 2^\circ$ К при постоянной времени регистрации $\tau = 1^*$. Высокочастотная часть приемника располагалась во вторичном фокусе антенны (использовалась система Кассегрена). Угловое разрешение радиотелескопа составляло $1',5 \pm 0',1$ по азимуту и $1',6 \pm 0',1$ по углу места. Тщательной настройкой высокочастотного тракта поляриметра и антенной системы эффект паразитной модуляции был сведен к минимуму и не превышал 0,1%. Калибровка поляризационного канала осуществлялась по генератору шума с преобразователем поляризации.

Наблюдения заключались в получении радиоизображения Солнца (фиг. 1) с последующим многократным сканированием радиотелескопом через максимумы интенсивности обнаруженных локальных источников. При регистрации поляризованного по кругу радиоизлучения сканирование источников осуществлялось медленнее, чем для построения радиоизображения Солнца, и соответственно с большей постоянной времени (в основном с $\tau = 16^*$).

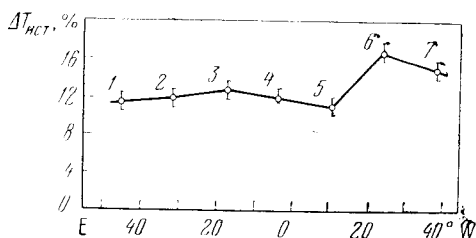


Фиг. 1. Радиоизображение Солнца на волне 8 мм 24.IX 1970 г.

А, Б и В — источники повышенного излучения, частично поляризованного по кругу  
 Цифры указывают интегральную (в единицах уровня невозмущенного Солнца)

На Солнце в период наблюдений находилось несколько активных областей с повышенной яркостью излучения на волне 8 мм, как это видно из фиг. 1. Круговая поляризация излучения обнаруживалась для нескольких из них. Так, например, 24.IX 1970 г. (фиг. 1) поляризованное по кругу радиоизлучение было зарегистрировано от областей с координатами N 18 E 29, N 22 W 36 и N 10 W 57 (А, Б, В на фиг. 1). У остальных активных областей поляризованного по кругу излучения с точностью до 0,5% не обнаруживалось. Наибольшая степень круговой поляризации излучения за период наблюдений была у источника (В на фиг. 1), связанного с группой пятен № 420 (по нумерации бюллетеня «Солнечные данные») [1]. Эта группа пятен проходила по диску Солнца в период с 16 по 27 сентября, в течение которого проводились наблюдения ежедневно по 2—3 час. Ниже изложены результаты наблюдений за этой группой. Группа пятен обладала сложной биполярной структурой. Головная

часть группы имела южную полярность, а хвостовая — северную. Напряженности магнитных полей, связанных с головной и хвостовой частями группы, были сравнимы между собой по величине и мало менялись в период наблюдений. Активная область сопровождалась источником повышенного излучения на волне 8 мм (источник Б на фиг. 1). Узкая диаграмма направленности радиотелескопа давала возможность разрешить источники, связанные с головной и хвостовой частями группы, однако по полной интенсивности источник имел один максимум, который был расположен в середине между хвостовой и головной частями группы. Положение



Фиг. 2. Изменение интенсивности интегрального излучения от локального источника в зависимости от положения его на диске Солнца

Цифрами 1—7 обозначены дни наблюдений с 19 по 25 сентября соответственно

максимума относительно группы пятен мало изменялось за период наблюдений. Полная интенсивность источника также почти не изменялась за время прохождения его по диску Солнца, как это видно из графика фиг. 2, на котором приведено изменение величины $\Delta T_{\text{ист}}$ (превышение температуры источника над уровнем невозмущенного Солнца, в %) в зависимости от положения источника на диске Солнца.

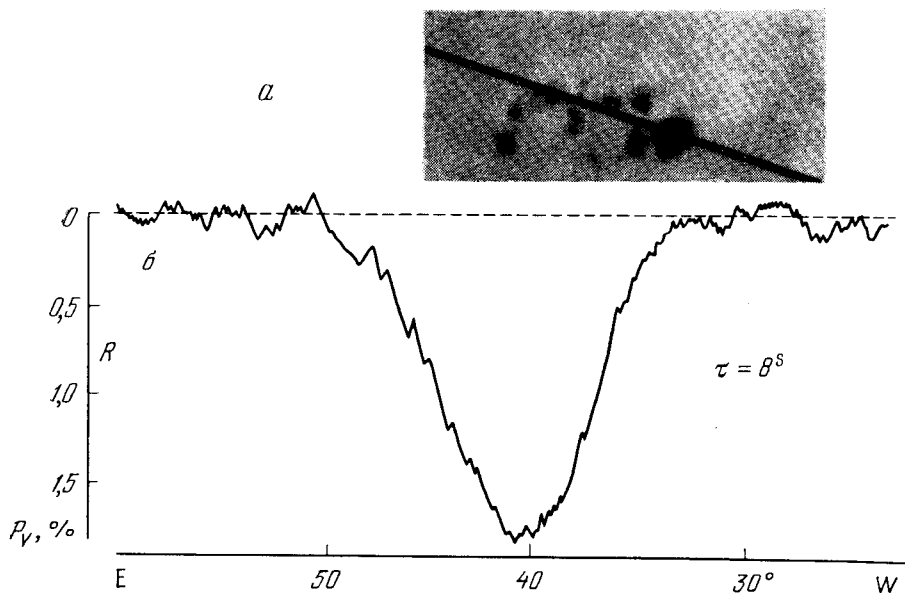
Степень круговой поляризации излучения источника определялась согласно известному выражению:

$$P_V = \frac{I_L - I_R}{I_L + I_R},$$

где I_L и I_R — интенсивность составляющих радиоизлучения источника, поляризованных по левому и правому кругу. Их разность автоматически регистрировалась поляриметром. Полная интенсивность $I_L + I_R$ определялась как превышение интенсивности излучения источника над интенсивностью излучения невозмущенного Солнца. При определении степени круговой поляризации излучения источников их угловые размеры предполагались одинаковыми в поляризованном и интегральном излучении.

При положении активной области вблизи восточного края солнечного диска обнаруживалось излучение только с правым вращением, если смотреть в направлении распространения. Это можно видеть на фиг. 3, где показано положение источника поляризованного по правому кругу излучения и степень поляризации, а также дано фотоизображение группы, полученное в обсерватории во время наблюдений на волне 8 мм. Угловой масштаб изображения группы пятен и записи источника поляризованного излучения одинаковы (черная полоса на изображении группы — суточная параллель). Из графика видно, что по своему положению источник поляризованного по кругу излучения 19.IX 1970 г. совпадал с хвостовой частью группы пятен. Направление вращения вектора поляризации соответствует выходу необыкновенной волны от хвостовой части группы, если учитывать полярность ее магнитного поля.

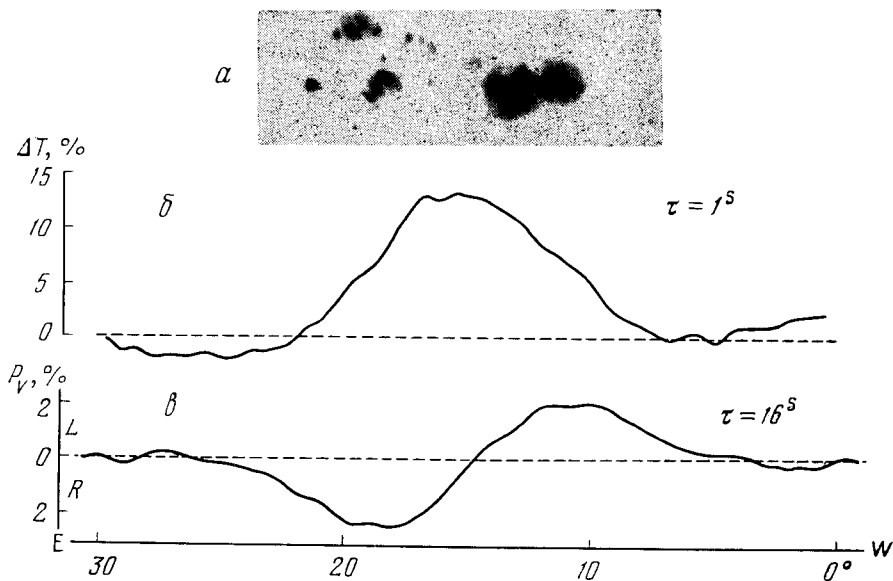
По мере приближения активной области к центральному меридиану степень поляризации источника с правым направлением вращения возрастала, достигнув максимума при положении источника на расстоянии около 30° от центрального меридиана к востоку, после чего монотонно убывала по мере перемещения источника к западу. При положении головной части группы на расстоянии около 35° к востоку от центрального меридиана стал обнаруживаться источник поляризованного излучения с



Фиг. 3. Группа пятен № 420 в белом свете (а) и положение источника, поляризованного по правому кругу, относительно хвостовой части группы (б) (19.IX 1970 г.)

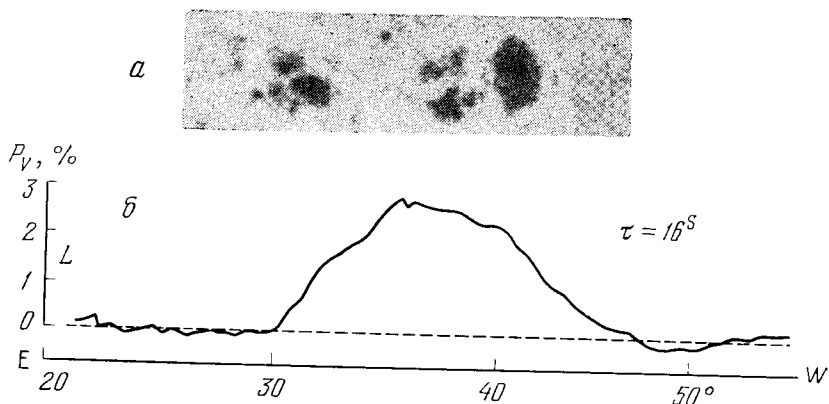
левым направлением вращения. Направление вращения соответствовало выходу необыкновенной волны от головной части группы, поле которой имело S -полярность.

На фиг. 4 приведено изображение группы пятен в момент нахождения ее на расстоянии около 15° к востоку от центрального меридиана 21.IX 1971 г. Здесь также показана запись интегрального излучения источника $I_L + I_R$ и запись источников излучения, поляризованного по кругу с



Фиг. 4. Группа пятен № 420 вблизи центрального меридиана (а), регистрограмма интегрального излучения локального источника (б) и кривые записи поляризованного по кругу излучения (в) (21.IX 1970 г.)

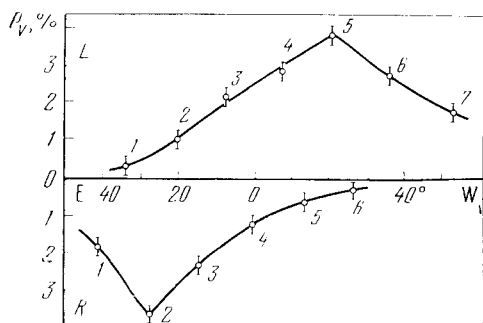
L — левополяризованное излучение, R — правополяризованное излучение



Фиг. 5. Группа пятен № 420 (а) и положение левополяризованного источника относительно головной части группы пятен (б) (24.IX 1970 г.)

правым и левым направлением вращения. Из графика видно, что максимум интегральной интенсивности излучения источника находится между хвостовой и головной частями группы пятен. Источники излучения, поляризованного по правому и левому кругу, имеют почти одинаковую степень поляризации, причем положение источника с правым направлением вращения совпадает с положением хвостовой части группы пятен, а с левым — с головной частью.

По мере перемещения группы пятен к западу степень поляризации источника, совпадающего по положению с головной частью группы, возрастает, достигая максимума при нахождении ее на расстоянии около



Фиг. 6. Изменение степени и знака поляризации источника в зависимости от его положения на диске Солнца

Цифрами 1—7 обозначены дни наблюдений с 19 по 25 сентября соответственно. L — левая поляризация, R — правая

25° к западу от центрального меридиана. После максимума степень поляризации монотонно спадает по мере приближения активной области к западному краю солнечного диска. При этом начиная с расстояния в 30° к западу от центрального меридиана обнаруживался только источник с левым вращением плоскости поляризации, совпадающий с головной частью группы, что хорошо заметно из фиг. 5, на которой показано изображение группы пятен в момент нахождения ее на расстоянии около 30° к западу от центрального меридиана 24.IX 1970 г., а также положение и степень поляризации источника с левым вращением.

Поведение циркулярно-поляризованного излучения, связанного с биполярной группой пятен, можно видеть на фиг. 6, где показано изменение максимума степени круговой поляризации источника P_V в зависимости от положения его на диске Солнца. Вниз по оси ординат отложено значение P_V по правому кругу (R), а вверх — по левому кругу (L). По оси абсцисс отложено расстояние от центрального меридиана в градусах влево к востоку, вправо — к западу.

Степень круговой поляризации излучения и соответствие ее направления вращения* выходу необыкновенной волны согласуется с результатами поляризационных наблюдений источников повышенной яркости на Солнце на волне 8 мм, изложенными в [2, 3].

Поведение циркулярно-поляризованной компоненты радиоизлучения активной области в зависимости от положения области относительно центрального меридиана на диске Солнца соответствует существующим представлениям об источнике S-компоненты солнечного радиоизлучения над биполярными группами пятен [4, 5].

На волне 8 мм появление циркулярно-поляризованной компоненты излучения локальных источников обязано, по-видимому, увеличению высоты эффективного уровня генерации излучения за счет возрастания оптической толщины вышележащих более горячих слоев солнечной атмосферы для необыкновенной волны под влиянием магнитного поля пятен.

Так как наибольшая степень круговой поляризации в излучении образуется при квазипродольном относительно магнитного поля направлении выхода излучения, то наличие максимумов в поляризованном по кругу излучении при положении источников на расстоянии 25—30° по обе стороны от центрального меридиана и соответствие этих максимумов по положению с хвостовой и головной частями группы указывает на наклон магнитного поля на уровне генерации этого излучения над хвостовой частью на 25—30° к западу, т. е. в сторону головного пятна, а над головной приблизительно на такой же угол к востоку — в направлении хвостовой части группы.

В заключение авторы приносят благодарность П. В. Матвееву за помощь в наблюдениях и обработке экспериментального материала.

12 сентября 1971 г.

Литература

1. Бюлл. «Солнечные данные», 1970, № 9.
2. У. В. Хангильдин. Астрон. ж., 1964, 51, № 2, 302.
3. У. В. Хангильдин. Бюлл. «Солнечные данные», 1965, № 12, 49.
4. J. H. Piddington, H. C. Minnett. Austr. J. Sci. Res., 1951, 44, 130.
5. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.

О ВРЕМЕННОМ ХОДЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 29.X 1968 ГОДА НА ВОЛНЕ 3,15 см

Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Рассмотрены изменения степени круговой поляризации всплесков радиоизлучения на Солнце по наблюдениям 29.X 1968 г. Наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22-м радиотелескопе на волне 3,15 см. Обнаружено, что всплески возникали тремя отдельными группами (цугами). Общий ход степени поляризации для двух цугов напоминает квазипериодические процессы: в одном случае — нарастающего, в другом — затухающего типа.

Степень поляризации радиоизлучения заметно изменяется как от всплеска к всплеску, независимо от их интенсивности, так и во время самих всплесков. Найдена связь между величиной степени поляризации радиоизлучения и жесткостью рентгеновского излучения во время солнечных вспышек.

ON THE CHANGES OF POLARIZATION DURING SOLAR RADIO BURSTS OBSERVED ON OCTOBER 29, 1968 AT 3,15 cm, by *N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov*.— Variation of the degree of circular polarization of solar radio bursts at 3,15 cm with time are considered. The observations under consideration were carried out with the 22-metre radio telescope at the Crimean observatory on the October 29, 1968.

There was found that the radio bursts were distributed in three separate groups. The general behaviour of the degree of polarization for two of these groups is similar to a quasiperiodical process; in one case — a rising type, in other one a damping type.

The degree of polarization changes markedly from burst to burst, independly from their intensity, as well as during bursts itself. A relation between the polarization degree of radio emission and the hardness of X-ray emission during solar flares were found.

С 21 октября по 4 ноября 1968 г. по диску Солнца проходила большая группа пятен № 425 [1]. Центральный меридиан она пересекала 28 октября в $11^{\text{h}}00^{\text{m}}UT$ ($\varphi = -15^\circ$) (в дальнейшем время везде мировое). За период прохождения группы по диску в ней возникало много вспышек, сопровождавшихся всплесками радиоизлучения, некоторые из них были исключительно мощными. Особенно выдающимся по активности группы был период начиная с 27 октября.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в это время проводились непрерывные наблюдения на волне 3,15 см. Регистрировалась как полная интенсивность ($R + L$), так и поляризованная по кругу составляющая радиоизлучения ($R - L$). За этот период получены также подробные данные о магнитном поле на уровне фотосферы с помощью магнитографа [2]. Изучение связи между поляризованной составляющей радиоизлучения и магнитными полями проведено ранее [3]. Здесь приводятся данные об изменении степени поляризации со временем в течение всплесков, наблюдавшихся 29.X 1968 г.

1. О временном ходе степени поляризации

29.X 1968 г. группа находилась вблизи центрального меридиана ($W 8^\circ, S 15^\circ$) и имела видимую площадь в миллионных долях диска Солнца $S_d = 1618$, истинную площадь всей группы в миллионных долях полушария $S_p = 864$ и площадь наибольшего пятна $S_{pH} = 568$ [1]. Наибольшее пятно обладало магнитным полем N-полярности. В радиоизлучении локального источника преобладало правополяризованное излучение.

На фиг. 1—3 представлены кривые изменения полной интенсивности (а) и интенсивности поляризованного излучения (б) за период наблюдений с 7^h24^m до 12^h58^m .

С 7^h24^m до 12^h19^m эти кривые представляют собой сглаженные (усредненные) записи наблюдений. Сглаживание проводилось по трем последовательным точкам с интервалами между измерениями 1 мин. На записях полной интенсивности излучение спокойного Солнца было исключено. С 12^h19^m (фиг. 3) кривые построены по отдельным точкам, выбранным на оригинальных записях так, чтобы полностью сохранить ход изменения интенсивности радиоизлучения. Начиная с 12^h19^m изменены также масштабы: по оси ординат уменьшены в 10 раз, а по оси абсцисс увеличены в шесть раз по сравнению с предшествующим периодом. Обе кривые построены в произвольных единицах.

Из фиг. 1—3 следует, что 29 октября всплески радиоизлучения возникали практически непрерывно, следуя друг за другом. В то же время по характеру изменения интенсивности самих всплесков весь рассматриваемый период уверенно можно разделить на три части, каждая из которых представляет как бы дуг (группу) всплесков. На фиг. 1—3 отдельные всплески в дугах обозначены цифрами. Моменты начала, максимума и конца всплесков приведены в табл. 1.

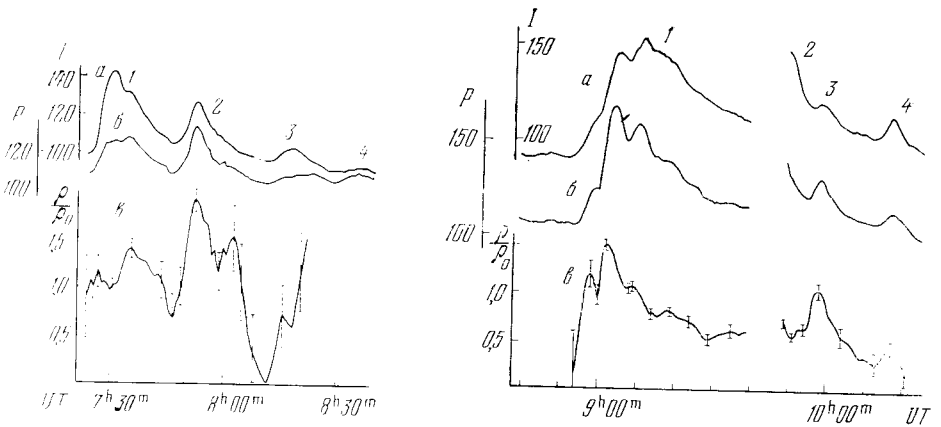
Таблица 1

Дуг	Всплески, UT			Дуг	Всплески, UT			
	начало	максимум	конец		начало	максимум	конец	
I (фиг. 1)	7^h24^m	7^h31^m	7^h47^m	III (фиг. 3)	$\sim 11^h10^m$	$\sim 11^h15^m, 11^h21^m$		11^h25^m
	7 47	7 53	$\sim 8 12$		11 36	11 47	11 54	
	$\sim 8 12$	$\sim 8 19$	$\sim 8 30$		11 54	11 58	12 01	
	$\sim 8 30$	$\sim 8 37$	$\sim 8 42$		12 09	12 16; 12 19	12 25	
II (фиг. 2)	8 53	9 04; 9 11	$\sim 9 40$		12 25	12 20; 12 22	12 25	
	$\sim 9 40$		9 56		12 25	12 26; 12 29		
	9 56	9 58	10 12			$\sim 12 34$		
	10 12	10 17	$\sim 10 24$					

Для первых двух дуг характерно постепенное уменьшение интенсивности отдельных всплесков. Профили этих всплесков относительно просты. Третий дуг по своей структуре более сложный. В него входит мощный всплеск с максимумом в 12^h26^m , который является, по-видимому, только частью дуга; об этом будет сказано ниже.

В отличие от хода интенсивности отдельных всплесков в дугах, интенсивность следующих друг за другом дуг увеличивается.

Сравнение кривых полной интенсивности и поляризованного излучения показывает полное соответствие между ними даже в деталях. Знак поляризации всех всплесков совпадает со знаком поляризации радиоизлучения локального источника.



Фиг. 1. Изменения полной интенсивности радиоизлучения (а), поляризованного по кругу излучения (б) и степени поляризации (е) со временем для дуга I

Фиг. 2. То же, что и на фиг. 1, для дуга II

Известно, что степень поляризации определяется соотношением

$$\rho = \frac{R - L}{R + L},$$

где R и L — величины, пропорциональные потокам право- и левополяризованных излучений. В случае униполярной структуры магнитного поля (источников) R и L характеризуют просто потоки необыкновенной и обыкновенной волн. При наблюдениях регистрируются непосредственно разность $R - L = P$ и сумма $R + L = I$, т. е. интенсивности поляризованной компоненты и полного излучения; тогда

$$\rho(t) = \frac{k_p \Omega_p(t) P(t)}{k_i \Omega_i(t) I(t)},$$

где k и Ω — калибровочный коэффициент и размеры источника соответственно.

В предположении, что для каждого данного момента размеры источников в поляризованном и в полном излучениях совпадают, выражение для относительного изменения степени поляризации со временем запишется в виде

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \frac{P(t)}{I(t)} \Big/ \frac{P_0}{I_0}.$$

На фиг. 1—3 нижние кривые (е) представляют изменение отношения ρ/ρ_0 со временем. Они относятся только к всплескам, излучение локального источника было исключено. Вертикальными линиями на кривых (е) отмечены пределы ошибок измерений.

Из фиг. 1—3 следует, что степень поляризации существенно изменяется не только от всплеска к всплеску, но и в течение самих всплесков.

Рассмотрим по отдельности все три дуга.

Дуга I (фиг. 1). Кривая для ρ/ρ_0 построена в долях степени поляризации в максимуме интенсивности первого всплеска (7^h31^m). На предмаксимальной стадии первого всплеска наблюдаются незначительные вариации отношения ρ/ρ_0 ; общий уровень степени поляризации близок к значению в максимуме всплеска. Начиная с момента максимума всплеска степень поляризации сначала растет (в течение 5 мин), затем она снова спадает до значения в максимуме ($\rho/\rho_0 = 1$), а в самом конце всплеска $\rho/\rho_0 < 1$. Ход кривой ρ/ρ_0 для второго всплеска в общем подобен профилю самого всплеска в полной интенсивности, их максимумы по времени совпадают. Правда, на спадающей части (после предварительного быстрого спада)

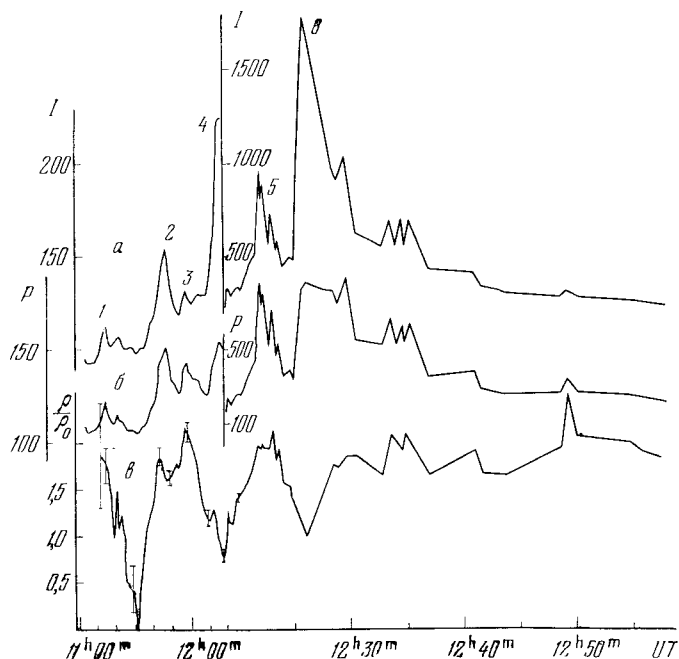
степень поляризации некоторое время, флуктуируя, остается постоянной и даже несколько увеличивается, но в конце всплеска ρ/ρ_0 продолжает резко уменьшаться. Степень поляризации второго всплеска заметно выше, чем первого, хотя по общей интенсивности он слабее первого. Интересно отметить, что общий ход изменения степени поляризации в течение дуга I имеет характер нарастающего квазипериодического процесса.

Дуг II (фиг. 2). За единицу принято значение степени поляризации в максимуме первого всплеска (9^h13^m). Этот дуг состоит из четырех всплесков, первый из них (наиболее мощный) имеет два максимума. Ход изменения степени поляризации для первого всплеска подобен временному ходу интенсивности самого всплеска. Однако значение ρ/ρ_0 во время первого максимума всплеска (9^h04^m) выше, чем в момент второго, основного максимума (9^h13^m). По времени максимум ρ/ρ_0 наступил даже несколько раньше первого максимума всплеска. Предмаксимальная фаза второго всплеска нами не зарегистрирована. Что касается его спадающей стадии, то степень поляризации сначала уменьшается со временем, а в самом конце всплеска начинает возрастать; во всем интервале $\rho/\rho_0 < 1$.

Изменения степени поляризации в течение третьего и четвертого всплесков довольно хорошо совпадают с временным ходом самих всплесков. В максимуме третьего всплеска отношение $\rho/\rho_0 \geq 1$, хотя по интенсивности он слабее второго всплеска.

Дуг III (фиг. 3). Согласно [4], на волне 1,6 см зарегистрирован мощный всплеск с максимумом в 15^h22^m , однако по интенсивности на этой же волне он слабее предшествующего всплеска с максимумом в 12^h26^m . Поэтому события, представленные на фиг. 3, действительно являются только частью дуга, который состоит по крайней мере из двух мощных всплесков и по своему характеру аналогичен двум первым дугам. Общий ход изменения степени поляризации, как и для дуга I, напоминает квазипериодический процесс. Однако, в отличие от дуга I, колебания как бы затухают со временем. Кривая для ρ/ρ_0 построена в долях степени поляризации в максимуме всплеска (12^h26^m).

На временном ходе кривых фиг. 3 можно выделить ряд отдельных максимумов (пиков).



Фиг. 3. То же, что и на фиг. 1, для дуга III

Всплеск 1. На предмаксимальной фазе всплеска ошибки измерений относительно велики, поэтому что-либо говорить о степени поляризации затруднительно. После максимума всплеска степень поляризации сильно спадает и в конце всплеска $\rho/\rho_0 < 1$. Во время второго пика на спадающей части всплеска наблюдается кратковременный рост степени поляризации.

Всплеск 2. С начала всплеска степень поляризации возрастает, достигнув максимума за 3 мин до максимума всплеска. К моменту максимума всплеска отношение ρ/ρ_0 несколько уменьшилось, а на конечной части всплеска оно снова начало расти.

Всплеск 3. В этом случае максимум степени поляризации практически совпадает с максимумом всплеска (кривые подобны). Заметим, что по интенсивности третий всплеск слабее второго, тогда как $(\rho/\rho_0)_3 > (\rho/\rho_0)_2$.

Всплеск 4. В предмаксимальной фазе всплеска степень поляризации убывает, а в максимуме она снова несколько возрастает.

Всплеск 5. В этом случае ход кривой для степени поляризации совпадает с общим ходом всплеска. Правда, максимум величины ρ/ρ_0 наступил несколько раньше максимума всплеска, причем, в отличие от всплеска, кривая для ρ/ρ_0 имеет пологий максимум, который по продолжительности своей охватывает некоторую часть послемаксимальной стадии всплеска. В самом конце всплеска отношение ρ/ρ_0 уменьшается.

Всплеск 6. Этот всплеск наиболее мощный в дуге. На нарастающей стадии полной интенсивности всплеска степень поляризации уменьшается, принимая минимальное значение в максимуме всплеска. Далее ρ/ρ_0 снова возрастает. Рост продолжается в течение 3 мин, после чего общий уровень поляризации, флуктуируя, остается практически неизменным вплоть до 12^h58^m. Особо подчеркнем, что каждый из описанных максимумов (всплесков) в дуге III является составной частью общего мощного всплеска, поэтому разделение на отдельные всплески нами проведено несколько условно, для удобства рассмотрения.

2. О связи степени поляризации с рентгеновским излучением

Известно, что между микроволновыми радиовсплесками и всплесками рентгеновского излучения во время солнечных вспышек существует тесная связь. Выявленные морфологические закономерности свидетельствуют о некоторой общности этих явлений. Как нам кажется, важные сведения для понимания рентгеновского излучения, наблюдаемого во время солнечных вспышек, можно получить, изучая его связь с поляризованной компонентой радиоизлучения. Здесь мы делаем попытку рассмотреть этот вопрос. Сведения о рентгеновском излучении взяты из [5], где приведены значения потоков излучения для трех интервалов спектра: 0—3, 0—8 и 8—20 Å. В шести случаях измерения рентгеновского излучения по времени совпадают с описанными нами выше радиовсплесками. Со-

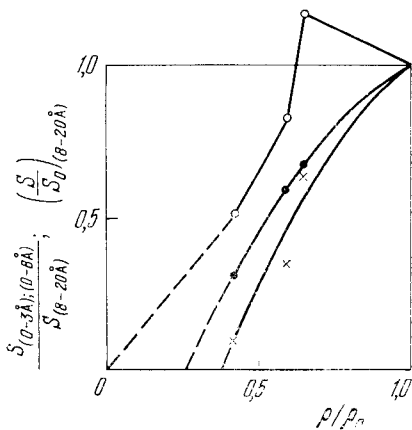
Таблица 2

Время, UT	Рентгеновское излучение			$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)_{\text{ср}}$
	8—20 Å XE-3	0—8 Å XE-4	0—3 Å XE-5	
7 ^h 47 ^m — 8 ^h 00 ^m	19	34	3,3	0,7
9 05 — 9 08	77	260	100	1,12
9 48 — 9 50	64	130	29	0,66
9 55 — 9 56	90	210	76	0,73
10 17 —10 17	40	43	4,5	0,47
12 40 —12 42	180	730	130 D	0,96

ответствующие данные приведены в табл. 2, где даны также средние значения ρ/ρ_0 за указанные интервалы времени.

Нами построены графики (фиг. 4) зависимости между значениями потоков рентгеновского излучения и степенью поляризации радиоизлучения для четырех всплесков цуга II. Остальные два случая будут обсуждены отдельно.

На фиг. 4 по оси абсцисс отложены значения ρ/ρ_0 , усредненные за интервалы наблюдений рентгеновских всплесков, по оси ординат — отношения потоков рентгеновского излучения в участках спектра 0—3 Å (крестики) и 0—8 Å (точки) к потоку в области 8—20 Å. На этой же фигуре изображена кривая для потока излучения в 8—20 Å (кружки). Все данные представлены в относительных единицах, приведенные к соответствующим значениям для всплеска 9^h05^m — 9^h08^m. Штриховые кривые — экстраполяция до пересечения с осью абсцисс. Из фиг. 4 следует, что между поляризацией радиоизлучения и рентгеновским излучением во время солнечных вспышек намечается определенная связь. С ростом степени поляризации значения отношений потоков более жесткого рентгеновского излучения к мягкому возрастают. Отсюда следует, что в тех случаях, когда радиовсплески обладают высокой степенью поляризации, не только плотность потока рентгеновского излучения может быть выше, но и сам спектр становится более жестким.



Фиг. 4. Зависимость между степенью поляризации радиоизлучения и рентгеновским излучением

Заключение

Нами рассмотрены записи радиоизлучения Солнца, связанного с группой пятен № 425 [1] по наблюдениям 29.X 1968 г.

1. Обнаружена определенная закономерность в распределении радиовсплесков во времени. Всплески возникали группами в виде отдельных цугов. 29 октября отмечены три таких цуга, следующих друг за другом. Интенсивность отдельных всплесков в цугах постепенно спадала, интенсивность же каждого последующего цуга, наоборот, возрастала. Например, третий цуг содержит в себе мощный (сложный) всплеск, который сопровождается излучением IV типа и генерацией протонов [6]. Характерна ли замеченная закономерность для всех активных областей или только для данного случая, сказать нельзя. В этом направлении необходимы дополнительные исследования.

Сравнение записей полной интенсивности и поляризованной составляющей показало хорошее соответствие между ними.

Во время цуга I общий ход изменения степени поляризации напоминает собой нарастающий, а цуга III — затухающий квазипериодические процессы. Для цуга II ход изменения степени поляризации подобен временному ходу полной интенсивности. Замеченные квазипериодические изменения во время всплесков согласуются с [7].

2. Степень поляризации претерпевает существенные изменения как от всплеска к всплеску, независимо от их интенсивности, так и в течение самих всплесков. Рассмотрение временного хода степени поляризации показало, что в одних случаях он подобен временному ходу интенсивности всплесков, их максимумы практически совпадают. В других случаях максимумы степени поляризации опережают максимумы всплесков. В максимуме самого мощного и сложного всплеска (цуг III) степень поляризации

принимает минимальное значение. В [8] сообщается, что на волне 4,3 см цик степени поляризации наблюдается в интервале между началом и максимумом всплеска, что находится в согласии с некоторыми нашими результатами. Однако, как следует из наших данных, такая закономерность не является правилом.

3. Определенный интерес представляет сравнение поляризационных характеристик радиовсплесков с соответствующими по времени рентгеновскими всплесками в различных участках спектра. Получено, что с ростом степени поляризации радиоизлучения поток рентгеновского излучения не только возрастает, но и сам спектр становится относительно более жестким. Кроме того, если принять справедливость экстраполяции кривых на фиг. 4, то можно предположить, что возникновение рентгеновских всплесков в каждом данном участке спектра связано с определенным значением степени поляризации соответствующих радиовсплесков. Эти результаты получены при рассмотрении четырех всплесков, соответствующих цугу II. Два других случая (по одному случаю в цугах I и III) качественно не противоречат обнаруженной закономерности, тем более, если учесть, что измерения рентгеновского излучения во время цуга III произведены в момент сложного всплеска, сопровождавшегося излучением IV типа. В этом случае процессы, происходящие в источнике излучения, видимо, имеют несколько иной, более сложный характер.

Поляризация радиоизлучения обусловлена локальными магнитными полями. Поэтому одной из причин изменения степени поляризации в течение всплесков может быть изменение магнитного поля в самом источнике или в окружающей его среде, где распространяется радиоволна после выхода из области генерации. Другая возможность изменения степени поляризации может быть связана с характером развития самих источников со сложной структурой магнитного поля. По-видимому, имеют место оба фактора. Однако для окончательного заключения необходимы исследования с привлечением оптических данных.

Связь между степенью поляризации радиоизлучения и рентгеновским излучением во время вспышек указывает на общность этих явлений. Рентгеновское излучение солнечных вспышек и его свойства, как и радиовсплески, определенным образом связаны с локальными магнитными полями на Солнце.

10 мая 1971 г.

Литература

1. Бюлл. «Солнечные данные», 1968, № 10.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
3. А. Н. Ержушев, А. В. Серверный, Т. Т. Тсуп. IAU Symposium 43. Paris, 1970.
4. D. L. Groom, R. I. Powell. Solar Phys., 1970, 14, N 1, 221.
5. Solar Geophysical Data, Boulder, Colorado, 1968, N 292.
6. A. Böhme, F. Fürstenberg, A. Krüger. Report UAG-8, Pt 1, WDC-A, Boulder, Colorado, 1970, p. 136.
7. Н. Н. Ерюсс, Т. И. Цветков. Бюлл. «Солнечные данные», 1969, № 12.
8. P. Kaufmann, O. T. Matsuura, P. Margues dos Santos. Solar Phys., 1970, 14, N 1, 190.

О ПРОГНОЗИРОВАНИИ
ВСПЛЕСКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Ю. Ф. Юровский, В. П. Герасимов

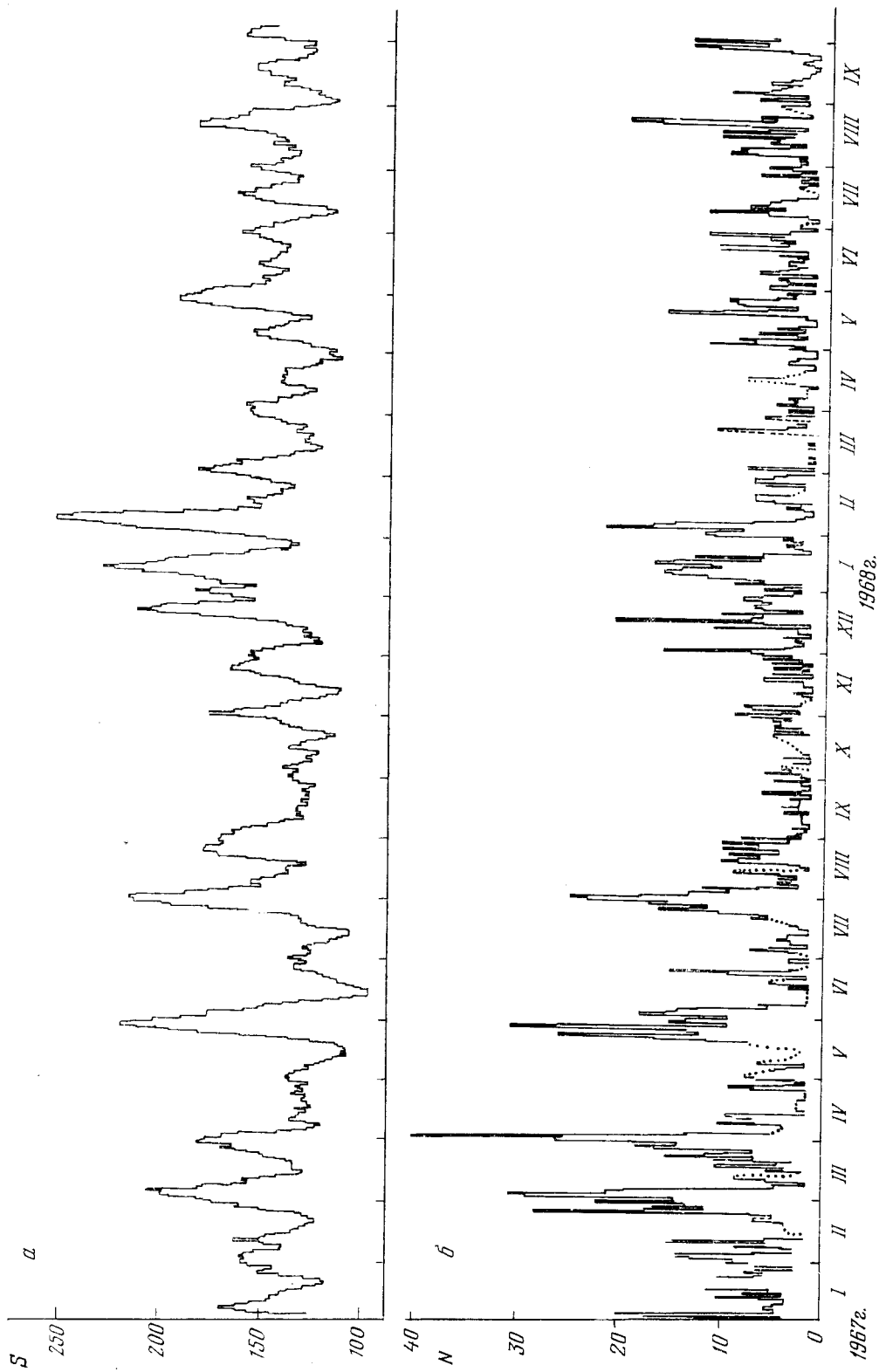
С целью определения степени связи интегральной плотности потока радиоизлучения Солнца с его всплесковой активностью проведен статистический анализ данных о характере радиоизлучения Солнца на частоте 2800 МГц за 500 дней наблюдений (январь 1967 г.— сентябрь 1968 г.). Получена статистическая закономерность, позволяющая предсказывать по известной величине плотности потока число радиовсплесков с вероятным отклонением около 30%. Исследовано распределение всплесков по интенсивности в зависимости от плотности потока. Показано, что для уверенного прогнозирования протонных событий информация только о потоке радиоизлучения Солнца на одной длине волны в сантиметровом диапазоне недостаточна.

ON THE FORECAST OF THE SOLAR RADIO BURSTS, by Yu. F. Yurovsky, V. P. Gerasimov.— The statistical analysis of the solar emission at 2800 MHz during the period of I, 1967—IX, 1968 was made. There was found a statistical law, by means of which it is possible to predict the number of radio bursts, if the value of the solar radio flux is known. The dependence between intensity of bursts and solar radio flux was studied. It was shown, that prognostication of the proton events is impossible only on the basis of the information about the solar flux at single frequency.

Обычно для целей прогнозирования хромосферных вспышек на Солнце используют сведения о градиентах магнитного поля активной области, получаемые из наблюдений в оптическом диапазоне спектра [1]. Данные о характере радиоизлучения активных областей в этом случае служат лишь качественным критерием при определении вероятности появления вспышки. Между тем хорошо известно, что существует тесная связь между появлением радиовсплесков, интенсивностью S -компоненты в сантиметровом диапазоне и возникновением вспышек [2—5]. Однако степень корреляции плотности потока радиоизлучения Солнца с возникновением всплесков изучена неполно и в литературе трудно найти численные величины, характеризующие эту связь. Так как генерация всплесков, в свою очередь, связана с появлением вспышек, то прогнозирование радиовсплесков входит как составная часть в вопрос о прогнозировании хромосферных вспышек.

Наиболее доступной и систематической информацией о состоянии солнечной активности в радиодиапазоне являются значения интегральной плотности потока и сведения о количестве и интенсивности радиовсплесков. Эти величины наблюдаются круглосуточно мировой сетью станций Службы Солнца независимо от погоды. Задача данного исследования сводилась к следующему: по известной из наблюдений в данный день величине плотности потока S определить ожидаемое количество радиовсплесков N и степень вероятности появления этого числа всплесков; оценить вероятность возникновения F_1 всплесков в некотором определенном интервале интенсивностей ΔI , т. е. предсказать наиболее вероятное значение амплитуды всплесков I ; выяснить связь плотности потока S и интенсивности всплесков I с протонными явлениями, наблюдаемыми на орбите Земли.

Для исследования был взят период вблизи максимума 11-летнего цикла солнечной активности (январь 1967 г.— сентябрь 1968 г.), когда вариации



Фиг. 1. Ежедневные значения плотности потока радиоизлучения Солнца на частоте 2800 Мгц (кривая а) и число всплесков за сутки (кривая б) 1968г.

радиоизлучения Солнца были наиболее четко выражены. Сведения о ежедневных значениях плотности потока на частоте 2800 Мгц, о количестве всплесков радиоизлучения за сутки в интервале частот 2000—4000 Мгц и об их интенсивности были взяты из [6]. Частота 2800 Мгц была выбрана потому, что в этом диапазоне наблюдается максимум в спектре S-компоненты, связанной с излучением конденсаций над группами пятен. Так как в [6] сведения об интенсивности всплесков, зарегистрированных различными станциями, имеют большой разброс, то при обработке вычислялась средняя интенсивность всплеска, наблюдавшегося в диапазоне 2000—4000 Мгц. Одновременно это приводило к усреднению частотного спектра всплесков. В тех случаях, когда интервал наблюдений всплесков был менее суток, данные из рассмотрения исключались.

На фиг. 1, а показано изменение плотности потока за исследуемый период. Фиг. 1, б позволяет судить о количестве радиовсплесков, наблюдавшихся в течение каждых суток. Из сравнения этих графиков следует, что часто дни с большим числом всплесков совпадают с максимумами плотности потока. Например, за период 22.II—5.III 1967 г., когда поток достигал величины $240 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, наблюдалось увеличение числа всплесков до 30 в сутки. Однако при более внимательном анализе можно заметить, что одинаковым значениям плотности потока соответствует различное число всплесков, т. е. связь между интегральной плотностью потока и числом радиовсплесков за сутки носит, по-видимому, статистический, а не функциональный характер.

Для получения величин, которые давали бы возможность количественно оценить эту связь, весь диапазон изменения плотности потока был разбит на восемь интервалов с шагом $20 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, начиная с $120 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Затем подсчитывалось число дней с плотностью потока, попадающего в каждый выбранный интервал, и общее число всплесков, происшедших за все эти дни. Отсюда находилось число радиовсплесков, приходящихся в среднем на один день наблюдений с заданным значением плотности потока. Полученные результаты представлены на фиг. 2. Совершенно очевидно тенденция к увеличению среднего числа всплесков за сутки при возрастании интегральной плотности потока. Однако число всплесков в различные дни с одинаковой плотностью потока значительно колеблется от случая к случаю. Для выяснения закона распределения было проведено вычисление параметра σ двумя способами:

$$\sigma_1 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2}{n-1}}, \quad \sigma_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\sum_{i=1}^n |\varepsilon_i|}{n(n-1)}},$$

где n — число дней с плотностью потока, попадающего в заданный интервал; ε_i — отклонение числа всплесков, наблюдавшихся в данный день, от среднего арифметического, вычисленного для всех дней, в течение которых плотность потока находилась в пределах заданного интервала.

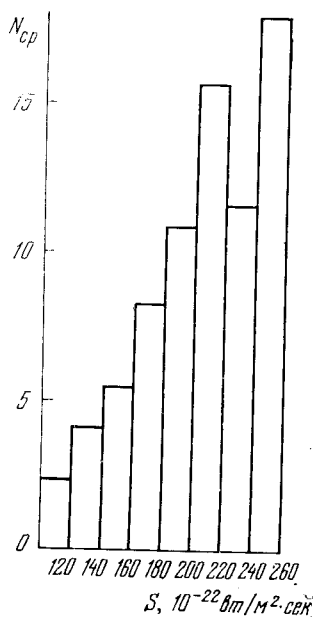
Так как оба способа дают близкие значения σ (табл. 1), то, согласно [7], можно считать, что распределение числа всплесков в каждом интервале плотности потока подчиняется нормальному закону. Таким образом, наиболее вероятное число всплесков за день равно среднему арифметическому, представленному на фиг. 2.

В табл. 1 приведено среднее число всплесков в сутки для каждого интервала плотности потока. Немопотонность возрастания $N_{\text{ср}}$ в области больших значений плотности потока (интервал $220—240 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$) связана, по-видимому, с ошибками усреднения из-за малого числа дней, в течение которых наблюдалась плотность потока, попадавшая в указанный интервал. Как вероятность наступления ожидаемого события F_n нами рассматривалось отношение числа дней, когда наблюдавшееся количество всплесков не выходило за пределы $N_{\text{ср}} + \sigma$, к полному числу дней в каж-

Поток, 10^{-22} $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$	σ_1	σ_2	$N_{\text{ср}}$	$N_{\text{ср}} \pm \sigma$	F_n	Поток, 10^{-22} $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$	σ_1	σ_2	$N_{\text{ср}}$	$N_{\text{ср}} \pm \sigma$	F_n
<120	1,5	1,4	2	1—4	0,925	180—200	4,55	4,5	11	6—15	0,655
120—140	2,76	2,76	4	1—7	0,923	200—220	5,76	5,4	15	10—21	0,600
140—160	3,8	3,8	6	2—9	0,75	220—240	3,4	3,2	12	8—15	0,710
160—180	4,5	4,4	8	4—13	0,664	240—260	4,1	3,6	18	14—22	1,000

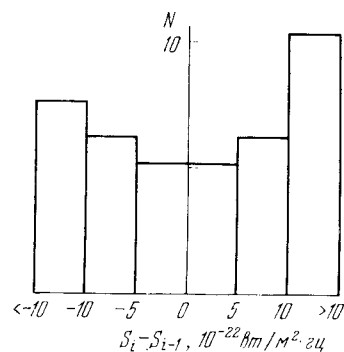
дом интервале плотности потока. Средняя вероятность оправдания прогноза равна 0,77, но при значительной величине дисперсии (до 50%). Точность прогноза может быть несколько повышена, если принять во внимание следующее. Из наблюдений в оптическом диапазоне спектра известно, что хромосферные вспышки чаще возникают в период увеличения площади группы пятен [8]. Так как плотность потока S -компоненты зависит от площади пятен, а вспышки сопровождаются всплесками радионизлучения, то, видимо, можно ожидать наличие связи между числом всплесков и скоростью изменения плотности потока. Для выяснения этого было рассмотрено соотношение между средним за сутки числом всплесков и разностью значений плотности потока за два соседних дня $S_i - S_{i-1}$, где i — дата наблюдений. Результаты представлены на фиг. 3. Разность значений плотности потока считалась положительной, если поток возрастал. Легко заметить, что по сравнению с днями со стабильным уровнем потока число всплесков увеличивалось вдвое в те дни, когда плотность потока за сутки возрастала больше, чем на $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$. Примечательно также, что число всплесков в сутки заметно увеличивается и при резком уменьшении плотности потока. Следует заметить, что подобным образом ведет себя распределение частоты появления вспышек на единицу площади группы пятен. Частота вспышек максимальна в начальной фазе роста группы, минимальна, когда площадь наибольшая, и слегка увеличивается во время разрушения [8].

С помощью гистограммы на фиг. 3 можно корректировать, в пределах величины дисперсии, среднее число ожидаемых всплесков. Например, при



Фиг. 2. Зависимость среднего числа всплесков в сутки от величины плотности потока

Фиг. 3. Зависимость числа всплесков от скорости изменения плотности потока



величине плотности потока в интервале $(180 \div 220) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ ожидаемое число всплесков в сутки $N_{\text{ср}} \pm \sigma = 11 \pm 4$. Если поток по сравнению с предыдущим днем изменялся больше, чем на $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ ($|S_i - S_{i-1}| > 10$), то следует ожидать, что число всплесков будет $N_{\text{ср}} + \sigma = 15$. Если же поток был стабильным ($|S_i - S_{i-1}| < 5$), то среднее число всплесков, вероятнее всего, будет $N_{\text{ср}} - \sigma = 7$. Таким образом, на основе проведенного анализа появляется возможность с известной определенностью предсказывать наиболее вероятное количество радиовсплесков.

Для некоторых задач прогнозирования не только важно знать число всплесков, но и оценить их возможную интенсивность. С целью выяснения связи плотности потока с интенсивностью радиовсплесков подсчитывалось общее число зарегистрированных всплесков в каждом интервале плотности потока и рассматривалось распределение их амплитуд. Весь диапазон интенсивностей всплесков был разбит на четыре интервала. Затем число всплесков, попавших в каждый интервал, было отнесено к полному количеству всплесков, наблюдавшихся при заданном значении плотности потока. Полученные числа характеризуют среднестатистическое распределение всплесков по интенсивности внутри каждого интервала плотности потока. Результаты обработки материала представлены в виде табл. 2 и изображены графически на фиг. 4.

Таблица 2

S_i , $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	I_i , $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$				N_{Σ}
	≤ 10	10—50	50—100	> 100	
< 120	1,0	—	—	—	62
120—140	0,930	0,055	0,005	0,010	641
140—160	0,872	0,104	0,009	0,015	1069
160—180	0,875	0,101	0,017	0,007	680
180—200	0,876	0,103	0,011	0,010	350
200—220	0,812	0,151	0,022	0,015	271
220—240	0,778	0,148	0,062	0,012	81
240—260	0,703	0,241	0,037	0,019	54
					3208
N_{Σ}	2817	316	41	34	3208

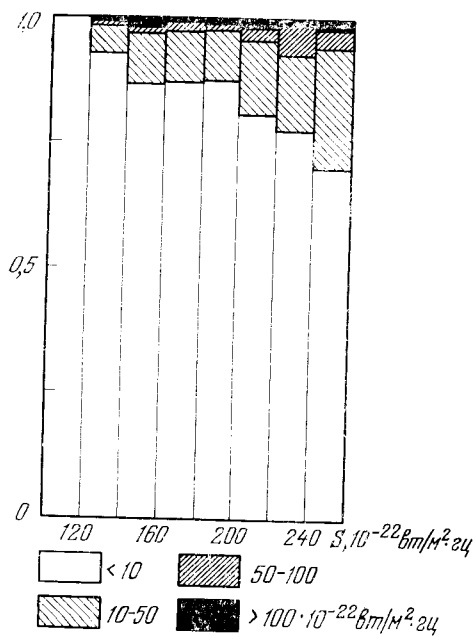
С ростом плотности потока наблюдается увеличение числа всплесков большой интенсивности и относительное уменьшение числа слабых всплесков (при этом абсолютное их число, конечно, увеличивается).

Путем суммирования средней интенсивности всплесков в течение суток и последующего усреднения за все дни, в течение которых плотность потока находилась в пределах каждого интервала плотности потока, была получена гистограмма, представленная на фиг. 5. Как следует из гистограммы, с ростом плотности потока усредненная суммарная интенсивность всплесков монотонно возрастает. Однако вычисление дисперсии показывает, что распределение средней интенсивности не подчиняется нормальному закону. В этом случае, как известно, средняя арифметическая величина не является наиболее вероятным ожидаемым значением интенсивности всплеска. Поэтому для предсказания интенсивности всплесков целесообразно пользоваться табл. 2 или гистограммой фиг. 4, где относительная частота встречаемости всплесков различных амплитуд может рассматриваться как степень вероятности появления всплеска в заданном интервале интенсивностей. Например, при плотности потока $(240 \div 260) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ в течение 5 суток ожидается возникновение 100 всплесков. Согласно табл. 2 70 из них будут иметь интенсивность $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, 24 — от 10 до 50, 4 — от 50 до 100 и 2 всплеска будут больше $100 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Важной задачей прогнозирования следует считать предсказание протонных явлений, наблюдаемых в окрестностях земной орбиты. Известно, что количество и энергия протонов вспышечного происхождения тесно связаны с интенсивностью радиовсплесков сантиметрового диапазона [9]. Для выяснения возможности прогнозирования был рассмотрен период с января 1967 г. по сентябрь 1968 г., для которого имелся наиболее полный список протонных событий [10].

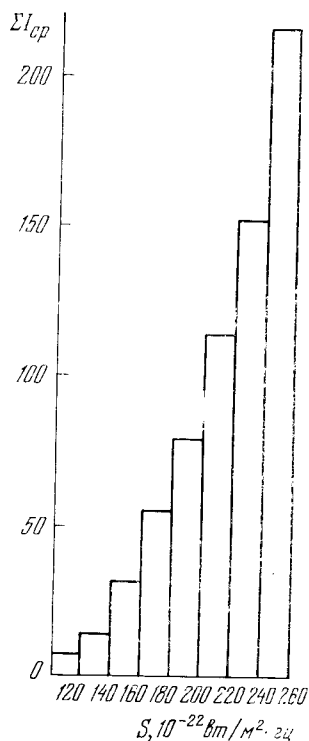
Всего за этот период было зарегистрировано около 30 протонных ливней. Чтобы улучшить результаты усреднения, интервалы, на которые разбивался весь диапазон изменений плотности потока, были несколько укрупнены по сравнению с использовавшимися выше. Было подсчитано общее число дней с плотностью потока, попадающей в каждый интервал, а также число дней с протонными явлениями. Их отношение является относительной частотой или вероятностью протонного события. Полученные результаты, показывающие распределение вероятностей протонных ливней в зависимости от значений плотности потока, представлены на фиг. 6. С ростом плотности потока вероятность протонных ливней растет, но остается весьма небольшой по абсолютной величине (порядка 0,1). Отсюда следует, что, располагая сведениями только о величине плотности потока S -компоненты на одной частоте, нельзя достаточно уверенно предсказать появление протонов вблизи Земли.

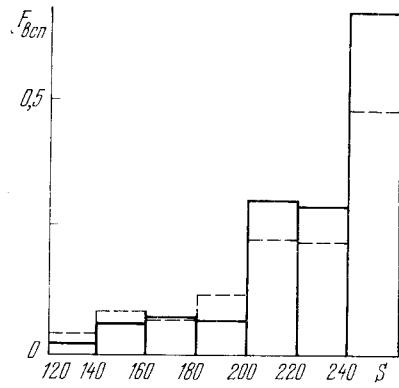
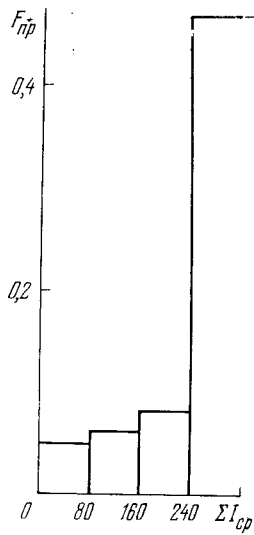
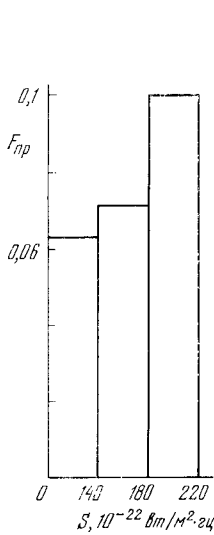
Заметно сильнее проявляется связь между протонными явлениями и интенсивностью всплесков. На фиг. 7 по оси абсцисс отложена суммарная за сутки интенсивность всплесков, по оси ординат — относительная частота протонных явлений. Из рассмотрения гистограммы следует, что вероятность протонного события очень мала ($< 0,1$), если суммарная интенсивность не превышает $200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{сут}$, и резко возрастает до 0,47, когда интенсивность превышает эту величину. Таким образом, с точки зрения прогнозирования протонных явлений целесообразно рассматривать воз-



Фиг. 4. Относительная частота появления всплесков различной интенсивности

Фиг. 5. Зависимость усредненной суммарной амплитуды всплесков за сутки от величины плотности потока





Фиг. 6. Вероятность появления протонных ливней при различной величине плотности потока

Фиг. 7. Связь между протонными явлениями и интенсивностью всплесков

Фиг. 8. Относительная частота появления всплесков с интенсивностью больше $200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$

возможность предсказания только всплесков большой интенсивности. Относительная частота появления всплесков с потоком больше $200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ в зависимости от интегральной плотности потока радиоизлучения Солнца на сантиметровых волнах представлена на фиг. 8. Интересно отметить, что эта гистограмма может быть построена на основе табл. 1 и табл. 2 (пунктирные линии на фиг. 8). Расхождение с фиг. 8 при этом не превышает 30%, что для статистических расчетов подобного рода можно считать вполне удовлетворительным.

Однако несмотря на сравнительно сильную зависимость интенсивности больших всплесков от плотности потока и ярко выраженную связь этих всплесков с протонными событиями, результирующая вероятность предсказания протонного явления получается малой (около 0,3) даже при максимальной плотности потока ($(240 \div 260) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$).

Заключение

Статистический анализ данных о характере радиоизлучения Солнца за 500 дней наблюдений, в течение которых произошло более 3000 всплесков, позволяет сделать следующие выводы.

1. Частота появления всплесков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне пропорциональна величине интегральной плотности потока. По известной величине плотности потока можно предсказать ожидаемое количество всплесков с вероятным отклонением порядка 30%.

2. Распределение всплесков по интенсивности не подчиняется нормальному закону распределения. Определена статистическая вероятность появления всплесков в каждом интервале интенсивностей в зависимости от величины плотности потока радиоизлучения.

3. Вероятность правильного предсказания протонного события по данным о характере радиоизлучения Солнца не превышает 0,3. Однако не менее важный вывод заключается в том, что при интегральной плотности потока на частоте 2800 Мгц ниже $200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ вероятность протонного события весьма мала ($< 0,01$).

Все оценки, приведенные выше, основаны на статистическом рассмотрении результатов радиоастрономических наблюдений и не учитывают некоторых физических особенностей активных областей, данные о которых можно получить в других диапазонах спектра. Например, повышение плотности потока в сантиметровом диапазоне может быть обусловлено наличием на видимой полусфере Солнца либо одной крупной активной области, либо суммарным действием многих мелких групп пятен. Вероятность появления радиовсплеска большой интенсивности в этих двух случаях будет, по-видимому, неодинакова. Однако результаты нашего исследования не дают возможности различить подобные ситуации. Для повышения точности прогнозирования, естественно, необходимо рассматривать весь комплекс наблюдательных данных об активных образованиях на Солнце.

Май 1971 г.

Литература

1. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко. Материалы Междунар. симп. по солнечно-земной физике. КАО, 12—18.X 1968 г., вып. 1, стр. 3.
2. M. R. Kundu. Ann. Astrophys., 1959, 22, 1.
3. M. Pick. Ann. Astrophys., 1961, 21, 183.
4. H. Tanaka, T. Kakinuma. Rep. Ionosph. and Space Res. in Japan, 1964, 18, N 1, 32.
5. Ю. Ф. Юровский. Материалы Междунар. симп. по солнечно-земной физике. КАО, 12—18.X 1968 г., вып. 1, стр. 15.
6. Quart. Bull. Solar Activity, 1966—1967, N 156—162.
7. Б. М. Шиголов. Математическая обработка наблюдений. Физматгиз, 1960.
8. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., «Мир», 1966.
9. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 203.
10. Л. С. Левицкий. Дисс., Крымская астрофиз. obs., 1971.

К ВОПРОСУ О ВЗАИМНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ
ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ
ИСТОЧНИКОВ ШУМОВОЙ БУРИ

Л. И. Юровская

По результатам наблюдения трех затмений Солнца на волне 1,37 м показано, что во всех рассмотренных случаях область излучения всплесков имела большие размеры и располагалась ближе к восточному краю диска Солнца, чем область повышенного излучения фона.

Отмечено хорошее соответствие между магнитным потоком головной части группы пятен и плотностью потока фонового излучения шумовой бури (ш. б.), а также между интенсивностью всплесков и магнитным потоком хвостовой части группы в одной из рассмотренных активных областей.

ON THE RELATIVE LOCATION OF REGIONS OF NOISE-STORM EMISSION, by *L. I. Yurovskaya*.— Three solar eclipses have been observed at wavelength 1,37 m. It has been possible to show, that the regions of the burst-emission were large and have been located nearer to solar east limb than regions of noise-storms.

Very good correlations between magnetic field of the leading parts of solar spot groups and fluxes of radioemission of noises have been found.

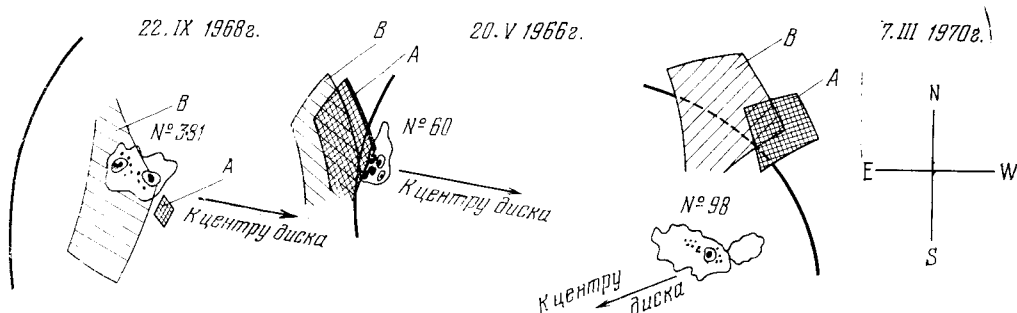
At one of considered region a good correlation between the burst-intensity and magnetic flux of the rear part of solar spot group has been found too.

Согласно наблюдениям на инструментах с большим угловым разрешением источники шумовых бурь (ш.б.) на метровых волнах имеют размеры 2—10' [1]. Определение минимальных размеров локальных источников ограничивается разрешающей способностью существующих в настоящее время антенн. Наблюдения затмений позволяют получить дополнительные сведения об источниках малых угловых размеров, а также об их структуре.

Нами были проведены наблюдения затмений Солнца на волне 1,37 м 20.V 1966 г. [2, 3], 22.IX 1968 г. [4] и 7.III 1970 г. [5]. В эти дни в короне находились источники ш.б., которые закрывались Луной. В [2—5] были определены положения этих источников в проекции на диск Солнца и выявлена их структура. В связи с этим целесообразно рассмотреть полученные результаты с целью определения общих особенностей структуры источников, а также сопоставить излучение отдельных компонент ш.б. с магнитным потоком группы пятен.

На фиг. 1 показаны положения источников ш.б. относительно соответствующих групп пятен на фотосфере. Результаты, относящиеся к 22.IX 1968 г. и 7.III 1970 г., взяты из [4, 5]. Для 20.V 1966 г. проведена дополнительная обработка первичных материалов для определения структуры источника. Наиболее четко расположение излучающих областей источника ш.б. видно 22.IX 1968 г. (а). В этот день его положение в короне оказалось таким, что в проекции на диск Солнца обе области, ответственные за излучение двух компонент ш.б., наблюдались раздельно. Из фиг. 1. а видно, что область повышенного излучения фона А занимает лидирующее положение в источнике, в то время как область всплесков В располагается ближе к восточному краю солнечного диска. 20.V 1966 г. (б) и 7.III 1970 г. (в) ис-

точники ш.б. наблюдались вблизи лимба. В этих случаях лидирующее положение в источнике также занимала область повышенного излучения фона, а область всплесков — последующее. при этом предполагалось, что, согласно [1, 6], высота областей генерации фона и всплесков одинакова. Интересная деталь структуры области повышенного излучения фона наблюдалась 20.V 1966 г. В [3, 7] показано, что в этот день яркая часть источника имела малые угловые размеры. В [7] размеры этой области получились меньше $1'$, нам в [3] удалось уточнить эту величину и получить



Фиг. 1. Положения источников шумовых бурь относительно соответствующих групп пятен, полученные во время наблюдения затмений Солнца на волне 1,37 м

размеры $\leq 12''$. Положение, которое мог бы занимать этот почти точечный источник, отмечено на фиг. 1 темной полоской.

В таблице помещены сведения о размерах излучающих областей, взятые из [2—5].

Дата	Размеры области повышенного излучения фона, мин дуги	Размеры области всплеска, мин дуги
20.V 1966 г.	6,0×3,5	8,0×4,0
22.IX 1968 г.	1,0×0,8	13,6×7,6
7.III 1970 г.	5,0×5,0	10,0×3,0
Среднее	4,0×3,0	10,5×5,0

Из таблицы видно, что размеры области повышенного излучения фона в среднем в два раза меньше размеров области всплесков.

В рассмотренных случаях ш.б. были слабыми, соответствующие им группы пятен находились в северной полусфере. Возможно, эти особенности оказали некоторое влияние на наблюдаемую структуру источников ш.б. Однако положения источников относительно центрального меридиана различны: 20.V 1966 г. — на восточном краю, 22.IX 1968 г. — на диске Солнца, 7.III 1970 г. — на западном краю. Кроме того, возраст источников и стадии развития соответствующих групп пятен были различными.

Источник 20.V 1966 г. находился в ранней стадии развития. В последующие дни после наблюдения затмения его излучение усиливалось, а также развивалась соответствующая группа пятен. Источник существовал в короне около 7 дней.

Источник, наблюдавшийся 22.IX 1968 г., был недолговечным. Согласно картам станции Пансэ на $f = 169 \text{ МГц}$ [8] он существовал всего 2—3 дня. Наши наблюдения относятся ко времени его распада.

Источник, связанный с группой пятен № 98, 7.III 1970 г. наблюдался нами также в стадии затухания. Однако, в отличие от предыдущего, он

существовал на диске в течение 8—9 дней, причем 1 и 4.III 1970 г. его излучение было очень сильным.

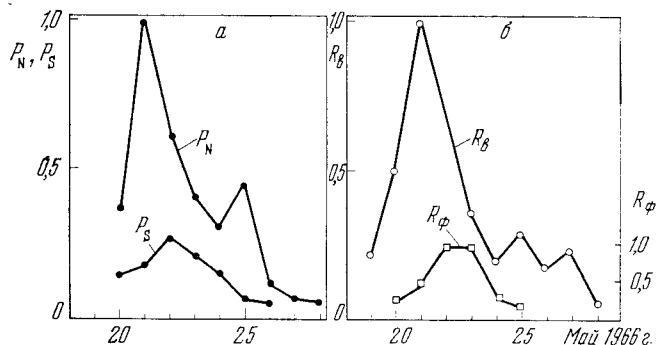
Несмотря на различие в положении на диске Солнца, а также в возрасте и характере излучения как в предыдущие, так и в последующие дни, структуры наблюдавшихся источников имеют много общего. По-видимому, лидирующее положение области повышенного излучения фона в источниках ш.б. встречается довольно часто.

Из сопоставления некоторых характеристик групп пятен с излучением источников ш.б. в короне найдено, что вероятность появления ш.б. связана с площадью группы и напряженностью магнитного поля головного пятна [9]. Кроме того, при детальном сопоставлении радиоизлучения на волне 1,5 м. в том числе и ш.б., с другими проявлениями солнечной активности в оптическом диапазоне [10, 11] между ними было найдено хорошее соответствие, несмотря на различие в высоте излучающих областей. Однако механизм генерации всплесков ш.б. до настоящего времени полностью не изучен. Не совсем ясна также связь оптических образований на уровне фотосферы с процессами излучения ш.б. Попытки корреляции между характеристиками ш.б. и оптических образований остаются актуальными.

Высокая степень поляризации ш.б. [9] указывает на присутствие магнитного поля в области генерации радиоизлучения. Известно также, что группы пятен, связанные с источниками ш.б. в короне, имеют сильные магнитные поля на уровне фотосферы [1, 9]. Нами проведено раздельное сопоставление магнитного потока головной и хвостовой частей группы пятен с изменением повышенного излучения фона ш.б. и излучением всплесков. Данные о магнитных полях взяты из [12]. Магнитный поток P_N , P_S определялся как сумма потоков отдельных пятен, причем поток от каждого пятна представлял собой произведение его площади (тень + полутень) на напряженность. Поток фоновой компоненты радиоизлучения R_Φ определялся по картам станции Хансэ [8]. Излучение всплесков R_B находилось как произведение числа всплесков на их амплитуду.

Наиболее подходящей для сопоставления оказалась группа № 60 (май 1966 г.). Максимум ее развития, как и максимум излучения источника ш.б., наблюдался на третий-четвертый день после выхода группы из-за края диска. Группа № 381 (сентябрь 1968 г.) неудобна тем, что источник ш.б. существовал всего 2—3 дня, причем надо отметить, что характер излучения ш.б. в этом случае сильно искажался вследствие эффекта направленности в связи с близостью группы к краю диска [13]. Для группы № 98 (март 1970 г.) положение осложнялось тем, что в рассматриваемый период в короне наблюдались другие локальные источники.

На фиг. 2, а показаны в одном масштабе графики изменения магнитных потоков головной P_S и хвостовой P_N частей группы пятен № 60. На фиг. 2, б изображены графики изменения повышенного излучения фона R_Φ и излучения всплесков R_B . Из графиков видно, что 21 мая наблюдался максимум потока хвостовой части группы P_N и всплесков радиоизлучения R_B . Излучение всплесков наблюдалось до 28 мая, т. е. до тех пор, пока су-



Фиг. 2. Изменение магнитных потоков головной и хвостовой частей группы пятен № 60 (а) и изменение потока повышенного излучения фона и излучения всплесков (б)

ществовала хвостовая часть группы. Изменение магнитного потока головной части группы P_s было менее резким, максимум потока наблюдался 22 мая, причем его значение в этот день было в 3 раза меньше максимального значения магнитного потока хвостовой части. Последние пятна головной части исчезли 26 мая. С изменением этого потока можно сравнить изменение повышенного излучения фона R_Φ . Источник ш.б. [8] наблюдался 20 — 25 мая, был слабым и имел максимум излучения 22—23 мая.

Одинаковый характер временного хода потоков радиоизлучения и магнитных потоков головной и хвостовой частей групп пятен подтверждает соответствие структуры источников ш.б. структуре группы пятен на фотосфере, а также указывает на возможное влияние изменения магнитного потока на уровне фотосферы на излучение источника ш.б. в короне.

Были построены графики изменения P_N , P_S , R_Φ , R_v для двух других рассмотренных групп пятен. В этих случаях максимум радиоизлучения источников наблюдался также при максимальных значениях магнитных потоков. Характер временного хода потоков, относящихся к группе № 98, таков же, как и группы № 60. Однако в этом случае в короне иногда наблюдались другие источники. Хотя их излучение чаще всего было много слабее излучения рассматриваемого источника, тем не менее разделить всплески невозможно. Кроме того, данные об излучении всплесков вообще не являются однородными: часть из них — наши наблюдения, другая — табличные, взятые из бюллетеня «Солнечные данные». Ход кривых, полученных для группы № 381, не позволяет сделать никаких выводов относительно детального сопоставления потоков из-за малого времени жизни источника ш.б. и его близкого расположения к краю диска Солнца.

Таким образом, представленные на фиг. 2 кривые отражают изменения магнитных потоков на уровне фотосферы и потоков радиоизлучения, свойственные, возможно, одной группе пятен № 60. Однако как кривые на фиг. 2, так и подобные кривые, полученные для групп № 98 и № 381, имеют одну общую особенность: максимум излучения обеих компонент ш.б. соответствует максимальным значениям магнитных потоков на уровне фотосферы. Это позволяет предполагать влияние изменения магнитного потока в фотосфере на излучение локальных источников в короне. Наблюдения трех затмений, проведенные в разное время и с различной аппаратурой, позволяют сделать вывод о том, что в рассмотренных случаях:

1) область повышенного излучения фона имела меньшие угловые размеры, чем область всплесков;

2) область повышенного излучения фона занимала лидирующее положение в источнике ш.б., а область всплесков — последующее;

3) возможно, что изменение магнитного потока, наблюдаемого на уровне фотосферы, оказывает влияние на излучение источников ш.б. в короне.

Этот вывод может быть уточнен путем изучения большого статистического материала с использованием ежедневных данных наблюдений в радио- и оптическом диапазонах.

17 мая 1971 г.

Литература

1. А.-М. Le Squeren. Ann. d'Astrophys., 1963, 26, N 2, 97.
2. Ю. Ф. Юровский. Бюлл. «Солнечные данные», 1966, № 11, 53.
3. Ю. Ф. Юровский, Л. И. Юрская. Сб. «Материалы солнечного затмения 20.1 1966 г.» (в печати).
4. Л. И. Юрская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45.
5. Л. И. Юрская, Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46.
6. A. Boishot, P. Simon. Ann. d'Astrophys., 1969, 23, N 6, 1006.
7. А. А. Гнедилов. Астрон. ж., 1970, 47, вып. 1, 76.
8. Quarterly Bull. on Solar Activity, 1968, N 163.
9. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
10. А. Б. Сесерный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 111.
11. Э. Е. Дубов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 199, 24, 277.
12. Магнитные поля солнечных пятен, 16—31 мая 1966 г., 16—30 сентября 1968 г., 1—15 марта 1970 г. Л., «Наука».
13. Л. И. Юрская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 76.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ α ДЕВЫ

Т. С. Галкина

На основании проведенного анализа спектра α Девы по 228 спектрограммам с дисперсиями 15 Å/мм (область $\lambda\lambda 4950-3650$ Å) и 37 Å/мм (область $\lambda\lambda 7000-5700$ Å) в разных фазах орбитального (4,014 дня) и короткого (4,17 часа) периодов оценены спектральные классы, светимости и радиусы компонент, построена схематическая модель системы.

Показано, что сложная структура линий поглощения в спектре α Девы, переменность их интенсивности могут быть объяснены нестабильностью главной компоненты в виде пульсаций с периодом 4,17 час (типа β Большого Пса), а также нарушением синхронности вращения и обращения эллипсоидальных компонент.

Данные наблюдений подтверждают гипотезу, предложенную О. Струве и развитую Оджерсом для объяснения процессов, происходящих в звездах типа β Большого Пса.

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE SPECTROSCOPIC-BINARY STAR α VIRGINIS, by T. S. Galkina.— The composite spectrum of α Virginis is analyzed on the basis of 228 spectrograms obtained with the dispersions of 15 Å/mm in the region $\lambda\lambda 4950-3650$ Å and of 37 Å/mm in the region $\lambda\lambda 7000-5700$ Å. The different phases of the orbital (4,014 days) and short (4,17 hours) periods were studied.

The spectral classes of the components are estimated as B1, 2 \pm 0,2 and B3.

Luminosities and radii of the components were found and a schematic model of the system α Virginis was proposed.

It is shown that the complicated structure of absorption lines in the spectrum of α Virginis, and variations of their intensities may be explained by the instability of the β Canis Majoris type of the primary of α Virginis, and by the absence of the synchronization of rotational and orbital periods also.

The observed data confirm the O. Struve — G. J. Odgers hypotheses explaining the processes in the β Canis Majoris type stars.

Звезда α Девы включена в программу исследования тесных двойных систем ранних спектральных классов [1] как система, компоненты которой находятся на главной последовательности и имеют спектральные классы B1 IV и B3 V.

Более 90 лет назад открыта переменность скорости α Девы [2], и с тех пор выполнено несколько ее спектроскопических исследований [3—9], цель которых состояла в получении надежных элементов спектроскопической орбиты. Эти исследования дали возможность определить период орбитального движения, равный 4,014, полуамплитуды лучевых скоростей $K_1 = 117$ км/сек и $K_2 = 194$ км/сек, большие полуоси орбит с точностью до множителя $\sin i$, период апсидального движения, равный 133 годам, и другие элементы орбиты.

Уже в первых своих исследованиях О. Струве и другие авторы [5—9] обратили внимание на то, что профили линий в спектрах компонент сильно различаются по форме и по интенсивности, что линии вторичной компоненты испытывают заметные периодические изменения, в том смысле, что они бывают сильнее, когда находятся с коротковолновой стороны по отношению к линиям главной компоненты. О. Струве [7, 9] обратил внимание также на сложную структуру профилей некоторых наиболее сильных ли-

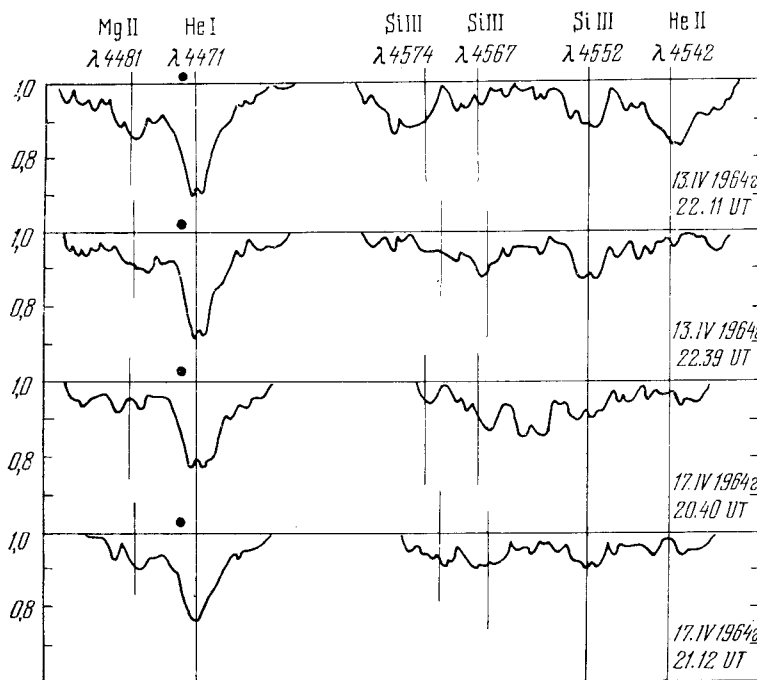
ний и на появление и быстрое исчезновение отдельных линий поглощения. Какого-либо удовлетворительного объяснения этим фактам в то время не было найдено. Высказывались гипотезы [9, 10], что ответственными за наблюдаемые в спектре α Девы эффекты могут быть быстрое вращение компонент, нарушение синхронности вращательного и орбитального движений, нестабильность атмосферы одной из компонент. Трудность объяснения состояла еще и в том, что до недавнего времени не было надежных фотометрических исследований этой звезды.

Нами была поставлена задача на основании сравнительно большого материала более детально разобраться в сложном спектре α Девы, провести надежную фотометрию спектральных линий и попытаться дать более конкретное объяснение наблюдаемым фактам.

Наблюдения и их обработка

Наблюдения α Девы выполнены в период с декабря 1963 г. по июнь 1964 г. на 50" телескопе с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 37 Å/мм в области $\lambda\lambda$ 7000—5700 Å (59 спектрограмм) и 15 Å/мм в областях: $\lambda\lambda$ 4950—4400 Å (50 сп.), $\lambda\lambda$ 4750—4100 Å (57 сп.), $\lambda\lambda$ 4200—3650 Å (66 сп.). Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Здесь первый столбец — дата, второй — фаза орбитального периода P_1 , о третьем будет сказано ниже, четвертый — спектральная область и пятый — число спектрограмм.

Для фотометрической обработки все спектрограммы были прокалиброваны при помощи сплошного спектра от лампы накаливания, полученного через ступенчатый ослабитель, на спектрографе ИСП-51. С помощью регистрирующего микрофотометра типа Молля получены регистрограммы спектров с увеличением в 25 раз. Кроме того, спектрограммы были записаны на микрофотометре в прямых интенсивностях, также с увеличением в 25 раз. По полученным регистрограммам и записям проводилась фотометрическая обработка спектра.



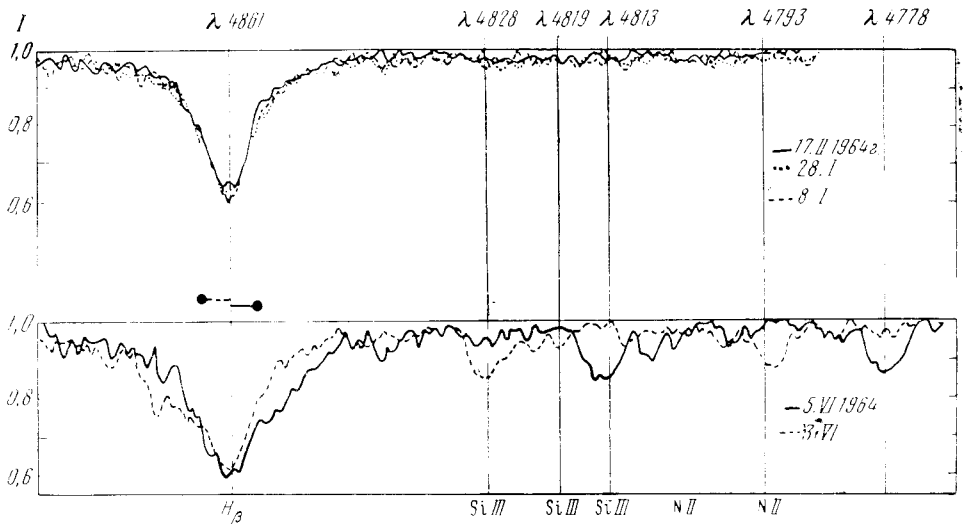
Фиг. 1. Записи контуров линий λ 4471 He I и λ 4481 Mg II и области $\lambda\lambda$ 4580—4540 Å в единицах непрерывного спектра для различных фаз орбитального периода

Таблица 1

Дата, 1964 г.	Фаза P _I	Фаза P _{II}	Спек- тральная область, Å	n	Дата, 1964 г.	Фаза P _I	Фаза P _{II}	Спек- тральная область, Å	n	
6/7.I	+0 ^d 739	-0 ^P 34	5700—7000	4	30/31.III	+0 ^d 213	+0 ^P 57	3650—4200	3	
	+0,763	-0,21	3650—4200	4		+0,230	+0,68	4100—4750	3	
	+0,782	-0,10	4100—4750	3		+0,248	+0,78	4400—4950	3	
	+0,809	+0,06	4400—4950	4		+0,272	+0,91	5700—7000	1	
8/9.I	-1,271	+0,18	5700—7000	4	3/4.IV	+0,192	+0,55	5700—7000	1	
	-1,246	+0,33	3650—4200	4		+0,223	+0,71	3650—4100	2	
	-1,227	+0,44	4100—4750	4		+0,240	+0,84	4100—4750	3	
	-1,212	+0,52	4400—4950	2	13/14.IV	+2,214	+0,34	3650—4100	4	
10/11.I	+0,731	-0,36	5700—7000	1		+2,227	+0,45	4100—4750	3	
	+0,763	-0,115	3650—4200	4	+2,247	+0,56	4400—4250	4		
	+0,783	0,00	4100—4750	4	+2,270	+0,70	5700—7000	3		
	+0,799	+0,10	4400—4950	2	17/14.IV	+2,128	-0,04	3650—4100	4	
28/29.I	+2,626	-0,03	5700—7000	4		+2,146	+0,09	4100—4750	3	
	+2,663	+0,18	3650—4200	4		+2,169	+0,23	4400—4950	4	
	+2,686	+0,32	4100—4750	4		+2,192	+0,38	5700—7000	3	
	+2,710	+0,46	4400—4950	4	20/21.IV	+1,168	+0,54	4400—4950	2	
30/31.I	+0,578	+0,29	5700—7000	1		22/23.IV	-0,915	-0,56	5700—7000	2
	17/18.II	+2,528	-0,12	5700—7000	4		-0,888	-0,20	3650—4200	2
		+2,558	+0,05	3650—4200	4	-0,875	-0,12	4100—4700	2	
		+2,579	+0,16	4100—4750	4	-0,851	+0,02	4400—4900	2	
+2,599		+0,28	4400—4950	4	21/22.V	-0,027	+0,41	3650—4200	4	
18/19.II	-0,503	-0,46	5700—7000	2		-0,003	+0,56	4100—4750	3	
	9/10.III	-0,614	+0,37	3650—4200		4	+0,009	+0,62	4400—4950	1
		-0,585	+0,53	4100—4750		4	+0,044	+0,82	5700—7000	3
		-0,569	+0,62	4400—4950	4	3/4.VI	+0,932	+0,21	3650—4200	4
-0,538		+0,78	5700—7000	3	+0,950		+0,32	4100—4750	2	
10/11.III	+0,365	-0,01	5700—7000	4	+0,973		+0,44	4400—4950	4	
	+0,395	+0,15	3650—4200	4	+0,992		+0,56	5700—7000	2	
	+0,421	+0,31	4100—4750	4	4/5.VI	+1,939	0,00	5700—7000	1	
	+0,454	+0,51	4400—4950	4		5/6.VI	-1,106	-0,43	5700—7000	1
13/14.III	-0,605	+0,50	5700—7000	4	-1,082		-0,29	3650—4200	4	
	27/18.III	+1,248	+0,45	3650—4200	4		-1,055	-0,13	4100—4700	4
		+1,270	+0,57	4100—4750	4		-1,023	+0,06	4400—4950	3
		+1,290	+0,69	4400—4950	2	8/9.VI	+1,892	-0,17	5700—7000	1

Уже первый беглый просмотр записей показал, что мы имеем дело с очень сложным спектром: линии мелкие, широки, иногда раздвоенны, сильны эффекты блендирования, присутствие вторичной компоненты проявляется нечетко, замечаются детали в виде линий поглощения, которые не повторяются в разных циклах примерно одной и той же фазы, а иногда исчезают за короткий интервал времени (в пределах 1 час).

На фиг. 1 в единицах непрерывного спектра приведены записи контуров линий $\lambda 4471$ He I, $\lambda 4481$ Mg II и области $\lambda \lambda 4580—4540$ Å в двух последующих циклах, примерно в одной и той же фазе на нисходящей ветви кривой лучевой скорости вторичной компоненты, незадолго до момента соединения. На этих записях можно видеть, что контуры линий $\lambda 4471$ He I



Фиг. 2. Сравнение участков спектра в области H_{β} — λ 4770 Å в моменты соединений (вверху) и в двух противоположных фазах вблизи элонгаций (внизу)
Записи приведены в единицах непрерывного спектра

и λ 4481 Mg II имеют сложную структуру, спектр изменяется от цикла к циклу и в коротких интервалах времени.

На фиг. 2 сравнивается область спектра λ 4900—4770 Å, снятая в три различные даты вблизи момента соединения, когда главная компонента находилась впереди вторичной (верхняя часть фигуры). Внизу на этой же фигуре приводится сравнение названной области в двух противоположных фазах, на восходящей и нисходящей ветвях кривой лучевой скорости главной компоненты. Здесь мы видим появление некоторых довольно сильных линий поглощения около λ 4830 и λ 4793 (фаза + $0^d.95$, 3.VI 1964 г.), и λ 4813 и λ 4778 (фаза — $1^d.05$, 5.VI 1964 г.).

Такая сложная структура спектра требовала тщательной обработки регистрограмм. Чтобы как можно надежнее выявить лишь вторичной компоненты, проследить, как меняется форма контуров, полуширины и эквивалентные ширины линий, и получить больше количественной информации о системе для отдельных, наиболее характерных участков спектра, а также для наиболее сильных линий, были обработаны регистрограммы, полученные с помощью микрофотометра типа Молля, по точкам через 1 мм с последующим усреднением. Усреднялись, как правило, три или четыре записи для каждой фазы, полученные за одну дату.

Характерные особенности спектра α Девы. Профили и эквивалентные ширины линий поглощения

На фиг. 3—7 показаны полученные, как описано выше, записи следующих участков спектра соответственно: в области H_{α} ; H_{β} — λ 4770 Å; λ 4580—4530 Å, λ 4471 He I и λ 4388 He I; λ 4170—4060 Å; λ 4050—3940 Å.— для различных фаз орбитального периода. Для всех записей за единицу принят непрерывный спектр.

Анализ полученных контуров позволяет заключить следующее.

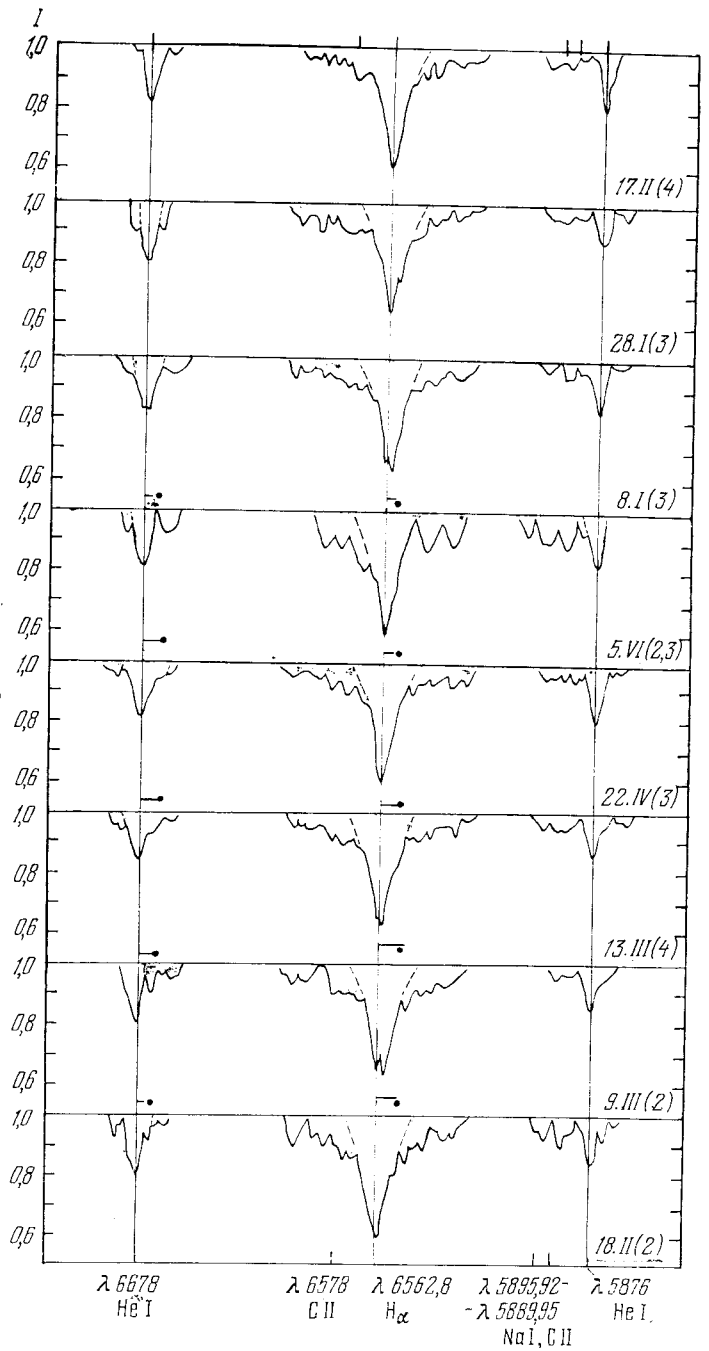
1. Линии вторичной компоненты проявляются лишь в некоторых фазах максимального разделения компонент, когда вторичная приближается (линии находятся с коротковолновой стороны) в основном у линий λ 4471 He I, λ 4388, λ 4481 Mg II, λ 4267 C II. Из водородных линий только у H_{β} в отдельных циклах можно выделить линию вторичной компоненты. Другие линии водорода оказываются просто расширенными в моменты элонгаций.

Таблица 2

Дата 1964 г.	H _α			H _β			H _γ			H _δ			λ3970 (H _γ)		
	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек
17.II	4,05	0,39	410	2,94	0,36	424	3,04	0,38	475	3,22	0,39	598	3,59	0,39	580
28.I	3,98	0,34	498	2,99	0,38	438	2,79	0,36	497	2,84	0,36	540	3,24	0,36	620
8.I	4,07	0,33— 0,37	470	3,18	0,39	410	3,50	0,39	442	3,22	0,37	560	3,02	0,38	574
5.VI	4,30	0,40	470	4,85	0,40	681	3,30	0,38	555	3,22	0,38	600	3,35	0,38	665
22.IV	4,00	0,38	410	—	—	—	3,56	0,39	596	3,85	0,43	600	4,04	0,46	664
13.III	4,35	0,37	497	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.III	4,25	0,33— 0,36	527	4,41	0,42	669	3,42	0,41	518	3,66	0,415	680	3,88	0,44	618
18.II	4,65	0,40	585	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21.V	4,12	0,32	556	4,00:	—	—	3,34	0,38	515	3,22	0,38	600	3,02	0,38	595
3.IV	—	—	—	—	—	—	3,80	0,40	655	3,52	0,39	680	3,32	0,39	595
30.III	4,80:	0,39	470:	3,78	0,42	488	3,58	0,43	518	4,25	0,49	640	4,00	0,45	665
10.III	4,18	0,36— 0,37	410	3,30	0,39	482	3,48	0,36	497	3,12	0,36	620	3,57	0,39	663
30.I	4,00	0,38	440	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10.I	4,00:	0,42:	380	3,38	0,35	624	2,75	0,35	496	2,88	0,41	505	3,36	0,41	574
6.I	4,40	0,42	380	3,2	0,37	568	2,93	0,36	455	3,30	0,42	520	3,21	0,42	550
3.VI	4,35	0,39	470	4,34	0,38	766	3,03	0,40	477	3,38	0,40	547	3,41	0,38	620
27.III	—	—	—	4,34	0,50	532	3,23	0,39	552	4,25	0,44	630	3,68	0,43	573
8.VI	4,45	0,36	525	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4.VI	4,55:	0,37:	585:	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17.IV	4,30	0,37— 0,35	410	5,00	0,48	661	3,68	0,39	580	3,25:	—	—	3,85	0,42	600
13.IV	4,68	0,37— 0,40	438	4,02	0,42	610	3,62	0,45	500	4,18	0,44	620	4,40	0,46	620

Таблица 2 (окончание)

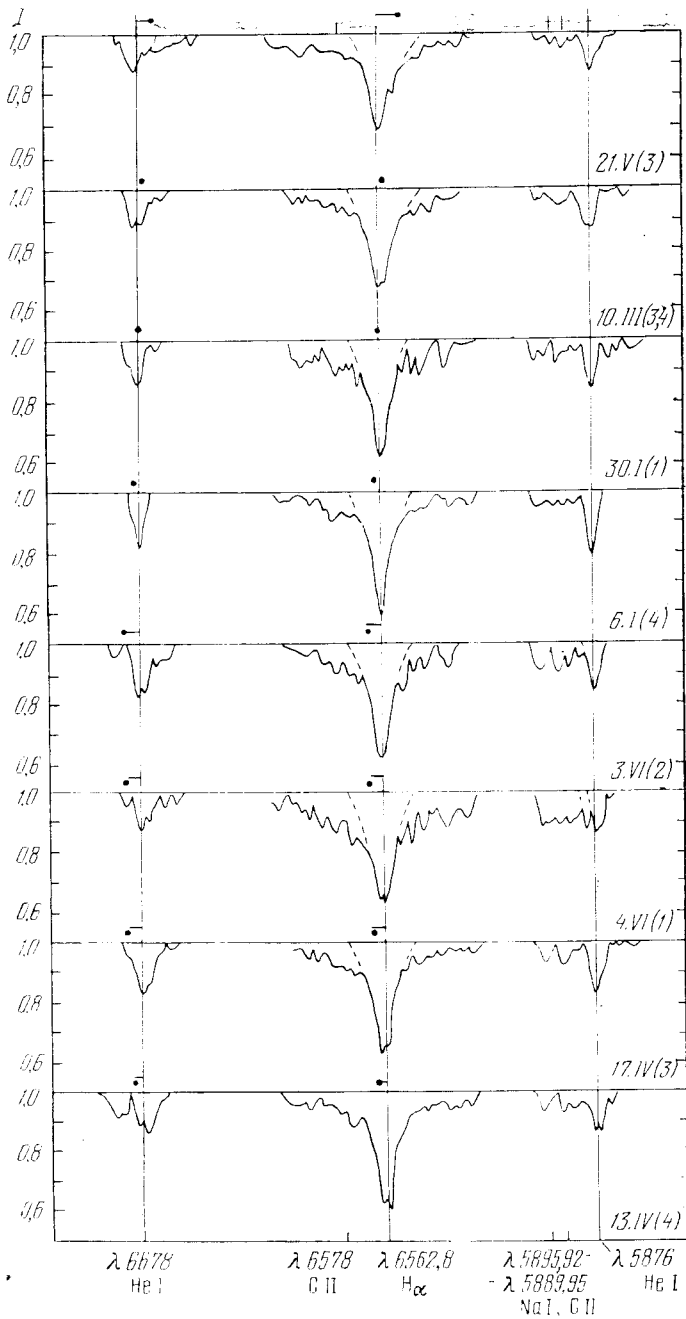
Дата, 1961 г.	H _α (λ3889)			H _β	H ₁₀	H ₁₁	H ₁₂	H ₁₃	H ₁₄	H ₁₅	H ₁₆	H ₁₇
	W _λ , Å	r ₀	Δλ, км/сек	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å	W _λ , Å
17.II	2,78	0,37	505	2,97	2,50	1,87	1,35	1,01	0,66	0,54	0,60	
28.I	3,05	0,42	472	2,88	2,56	2,58	1,32	1,00	0,84:	0,69:	0,96:	
8.I	2,65	0,36	520	2,80	2,57	2,01	1,61	1,03	0,86:	0,43:	0,69:	
5.VI	3,28	0,39	520	3,52	2,54	2,45	1,52	1,13	0,80	0,58	1,11:	0,42
22.IV	3,88	0,45	573	3,40	2,92	2,72	1,66	1,28:	0,72:	—	—	
9.III	3,35	0,40	570	2,96	3,05	2,59	2,35	1,51	1,36	1,00	0,95	0,40
21.V	3,13	0,38	620	3,28	2,70	2,21	1,68	1,12	0,78	0,57	0,74	0,48
3.IV	3,39	0,42	519	3,66	3,06	1,97	1,00	1,38	1,20	0,77	—	
30.III	4,47	0,49	545	4,52	4,15	3,98	3,80	2,62	1,97	—	—	
10.III	2,86	0,40	520	3,23	2,72	2,60	2,05	1,67	0,93	0,67	0,92	
10.I	3,08	0,39	520	2,75	2,52	2,32	1,80	1,28	0,90	0,85	0,75	0,51
6.I	2,78	0,40	495	3,02	2,69	2,23	1,96	1,37	1,01:	1,00	1,07:	0,32
3.VI	3,15	0,39	565	3,30	3,03	2,30	1,35	1,09	0,89	0,79	0,83	0,52
27.III	3,90	0,42	620	3,30	3,47	2,35	1,75	1,22	0,92	0,57	0,52	
17.IV	3,62	0,49	550	3,30	3,47	2,92	2,52	1,78	1,34	—	—	
13.IV	3,16	0,44	547	2,94	3,04	2,54	1,88	1,49	1,04	0,91	0,88	0,48



2. Линии водорода H_{α} , H_{β} , а также наиболее сильные линии He I и Mg II в отдельных фазах показывают структуру в ядре в виде раздвоения, или центрального обращения, асимметрию или дополнительные выступы, не связанные с вторичной компонентой.

3. И линии водорода и наиболее сильные линии гелия имеют разные ширины в моменты противоположных соединений.

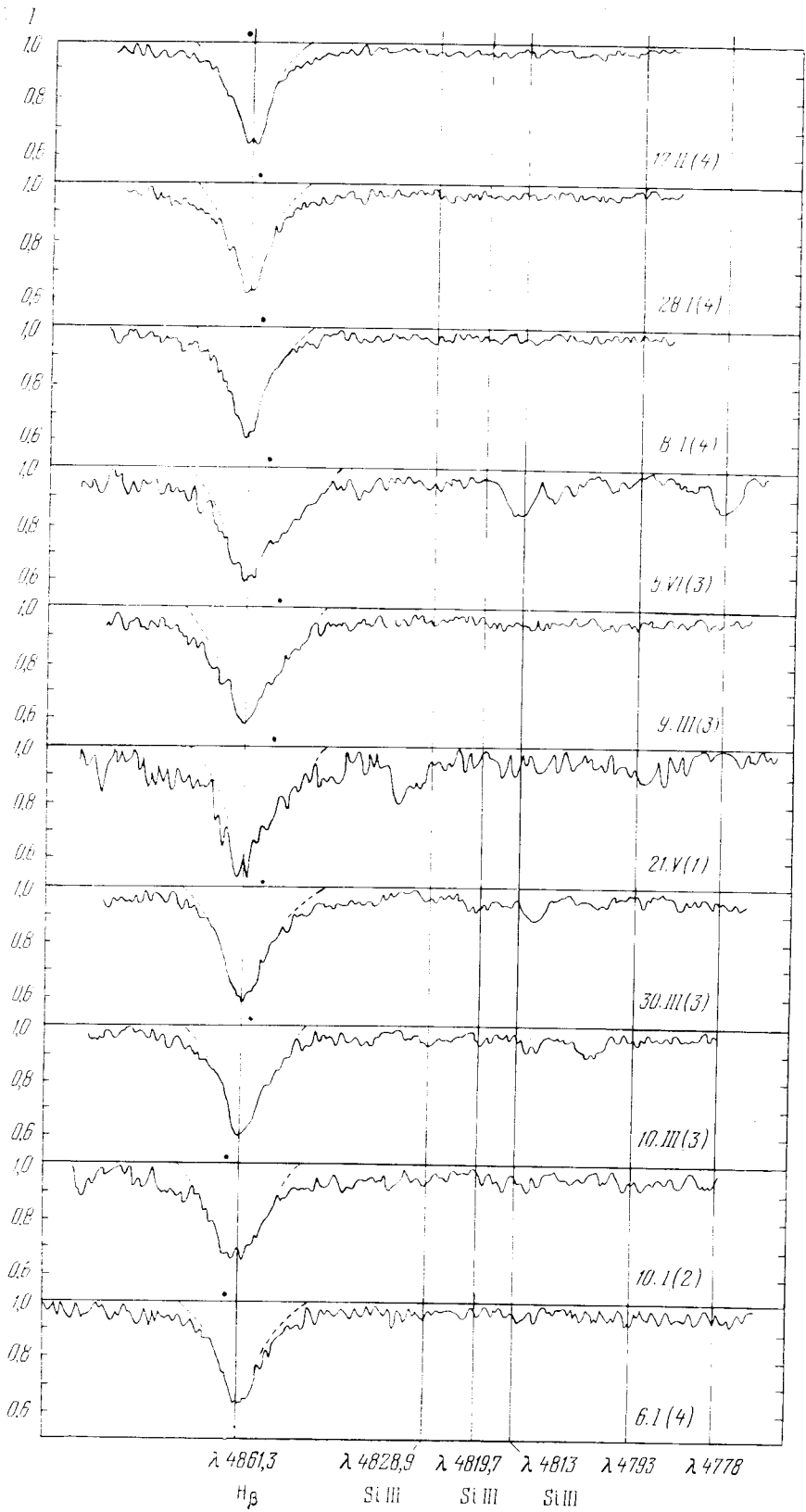
4. В отдельных фазах наблюдается усиление некоторых линий поглощения и появление линий поглощения, которые, по-видимому, не связаны с какой-либо из компонент. Эти линии не удалось пока отождествить. Некоторые из этих деталей имеют короткое время жизни (в пределах 1 мс).



Фиг. 3. Контуры линий $\lambda 6678$ He I, $\lambda 6562$ H α , $\lambda 5876$ He I в различных фазах орбитального периода

Следует особо подчеркнуть, что это anomальное усиление и появление линий поглощения характерно для фаз незадолго до и вскоре после моментов соединения.

Были оценены эквивалентные ширины всех доступных линий поглощения и полуширины наиболее сильных линий в сложном спектре компонент α Девы. Данные приведены в табл. 2 (для линий водорода) и 3 (для прочих линий). В табл. 2 в первом столбце — дата наблюдений, в последующих столбцах для линий H α , H β , H γ , H δ , H ϵ . H δ приводятся эквивалентная ширина, глубина и полуширина, а для линий H ϵ — H ϵ — только эквивалентные ширины. В табл. 3: в первом столбце — дата наблюдений,

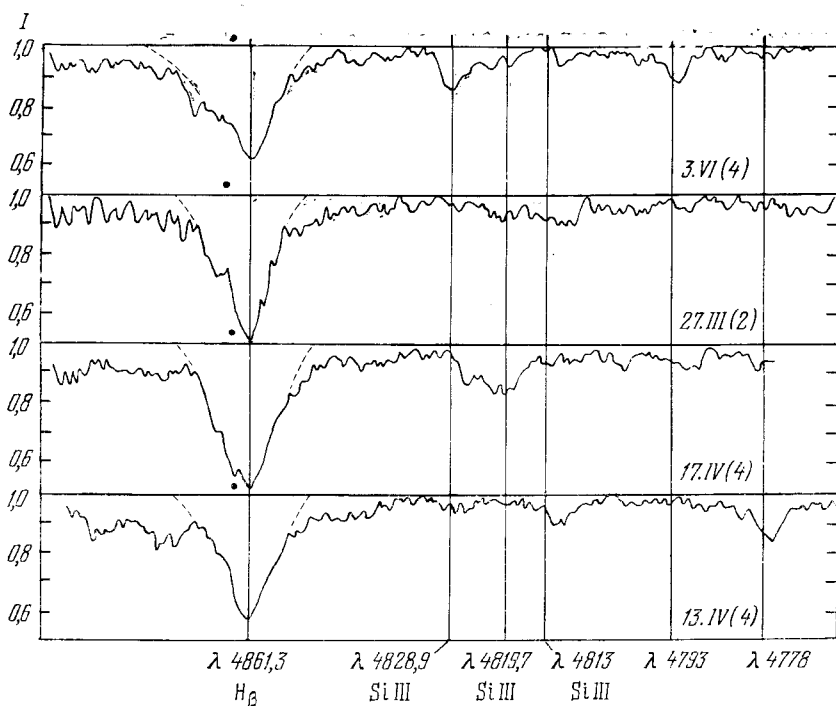


в последующих столбцах — эквивалентные ширины для линий элементов, указанных в верхней строчке. Для линий гелия $\lambda 5876$, $\lambda 4471$, $\lambda 4026$, $\lambda 3820$, $\lambda 6678$, $\lambda 4388$ и для линии $\lambda 4267$ С II во второй строчке, под эквивалентной шириной, приведены полуширины в *км/сек.* Оценивалась суммарная эквивалентная ширина, а там, где это было возможно, соответствующие величины оценивались отдельно для одной и другой компонент.

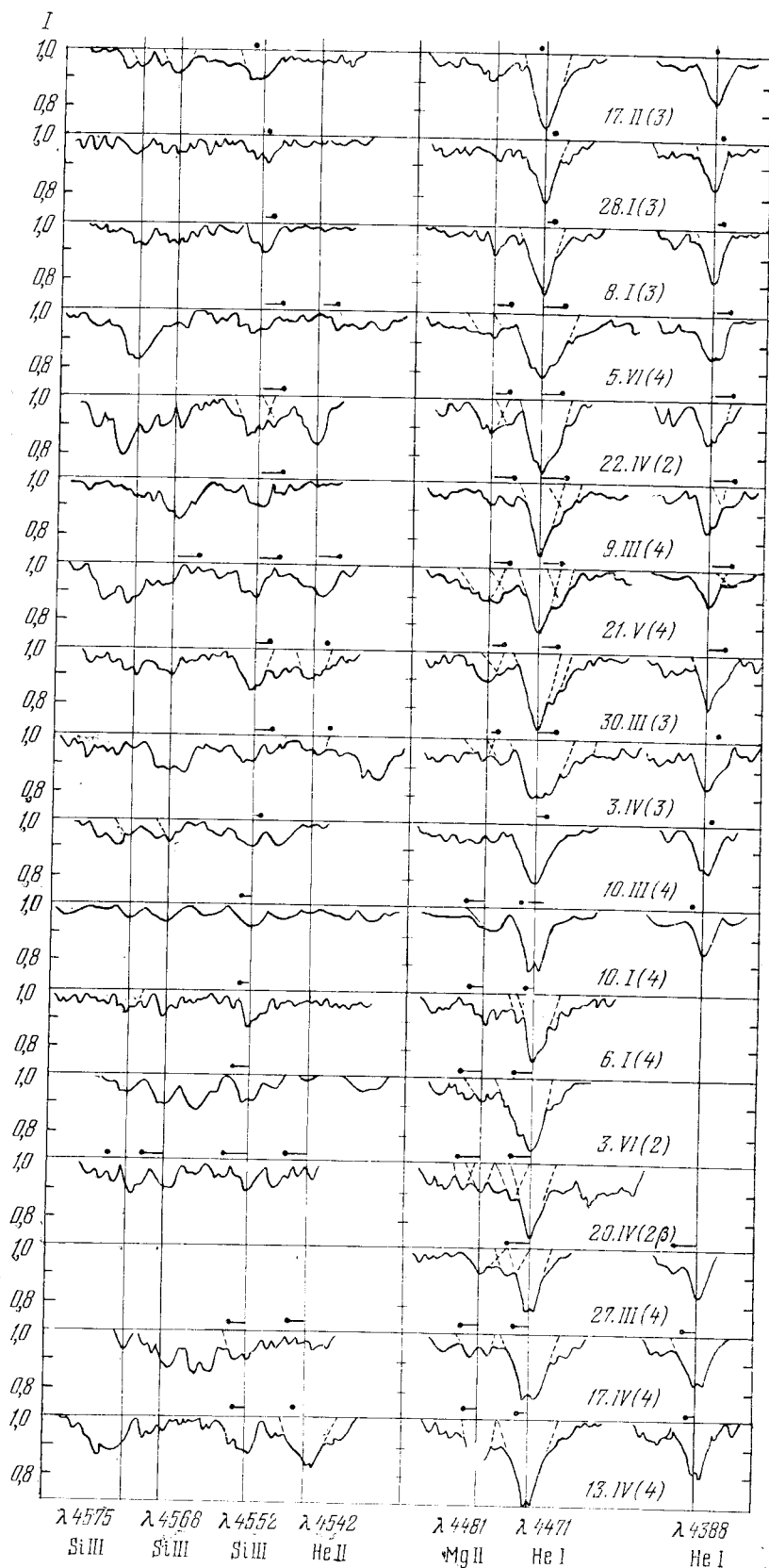
Для линий водорода H_α , H_β , H_δ , H_γ и линий гелия $\lambda 6678$, $\lambda 4471$ и $\lambda 4026$ построены зависимости их эквивалентных ширины и полуширины от фазы орбитального движения. На фиг. 8 и 9 показаны эти зависимости. На фиг. 8 внизу изображены сглаженные кривые лучевых скоростей компонент α Девы по данным, взятым из [9]. Точками отмечены моменты (внизу на оси ординат — даты) наших наблюдений. В верхней части показаны изменения эквивалентных ширины линий гелия с фазой. Хотя разброс точек на этом рисунке большой, все же можно увидеть тенденцию к увеличению W_λ вскоре после и незадолго до моментов соединений (фазы $+0^d,25 - +1^d,0$, $+2^d,25 - +3^d,0$), особенно около соединения, когда главная компонента находится впереди вторичной (фазы $+2^d,25 - +3^d,0$). Это возрастание эквивалентной ширины сопровождается увеличением полуширины линий. Такую же картину показывают и линии водорода. Соответствующие зависимости приведены на фиг. 9 (нижняя часть фигуры для H_α , H_β , на верхней половине — H_δ и $\lambda 3970$).

Согласно исследованию Г. А. Шайна [11], эквивалентные ширины линий поглощения в спектре спектрально-двойной звезды не должны меняться с фазой из-за орбитального движения (даже если линии не с идентичными профилями).

Тот факт, что в спектре α Девы полное поглощение в линиях меняется с фазой, говорит о том, что на орбитальное движение накладываются какие-то дополнительные эффекты, которые создают расширение и аномальное



Фиг. 4. Записи участка спектра в единицах непрерывного спектра в области $H_\beta - \lambda 4770$ Å для разных фаз



Фиг. 5. То же, что и на фиг. 4, для области $\lambda\lambda$ 4580—4530 Å и контуры линий λ 4471 и λ 4388 He I

поведение отдельных линий поглощения. Ответственными за наблюдаемые аномалии в спектре могут быть: быстрое осевое вращение компонент системы, различие в скоростях вращения и обращения компонент, гравитационное взаимодействие их, а также нестабильность главной компоненты, открытая совсем недавно Шоббруком и др. [12].

Для выявления действительных причин, вызывающих наблюдаемые аномалии, нами были проанализированы зависимости эквивалентных ширин и полуширин линий поглощения в спектре исследуемой системы от фазы короткого периода и оценены некоторые параметры атмосферы главной компоненты системы.

Короткопериодические изменения в спектре α Девы

Как уже отмечалось, хотя наблюдения α Девы ведутся с 1876 г., до недавнего времени не было ее надежных фотометрических исследований, которые дали бы возможность получить фотометрические элементы орбиты и размеры компонент. Наблюдения Стеббинса [13] в 1912 г. привели к заключению, что α Девы является затменной системой. Десятилетний цикл наблюдений в Абастуманской обсерватории [14] дал возможность получить кривую блеска с амплитудой $0^m,07$, эффект эллипсоидальности компонент с фактором 0,14 и отсутствие затмений в системе.

В 1969 г. Шоббрук и др. [12] сделали попытку разобраться в причинах переменности блеска α Девы, нашли короткопериодические колебания его (с периодом 4,17036 час) у главной компоненты с амплитудой $0^m,03$ и отнесли последнюю к переменным типа β Большого Пса.

Вслед за этим исследованием Смак [15], используя данные о лучевых скоростях α Девы, начиная с 1909 г., провел их анализ на предмет обнаружения изменений лучевой скорости $\langle v_r \rangle$, связанных с коротким периодом, что характерно для звезд β СМа, и нашел, что $\langle v_r \rangle$ изменяется с таким же периодом и амплитудой около 17 км/сек.

С элементами, уточненными Смаком [15],

фаза нуль (минимум v_r) = $JD2417720^d,645 + 0^d,1738246 \cdot E - 1,31 \cdot 10^{-10} E^2$

подсчитаны фазы 228 наших наблюдений и проведен анализ поведения интенсивностей наиболее сильных линий и их полуширин с этим периодом. Фазы четырехчасового периода, который мы назвали P_{II} , приведены в третьем столбце табл. 1.

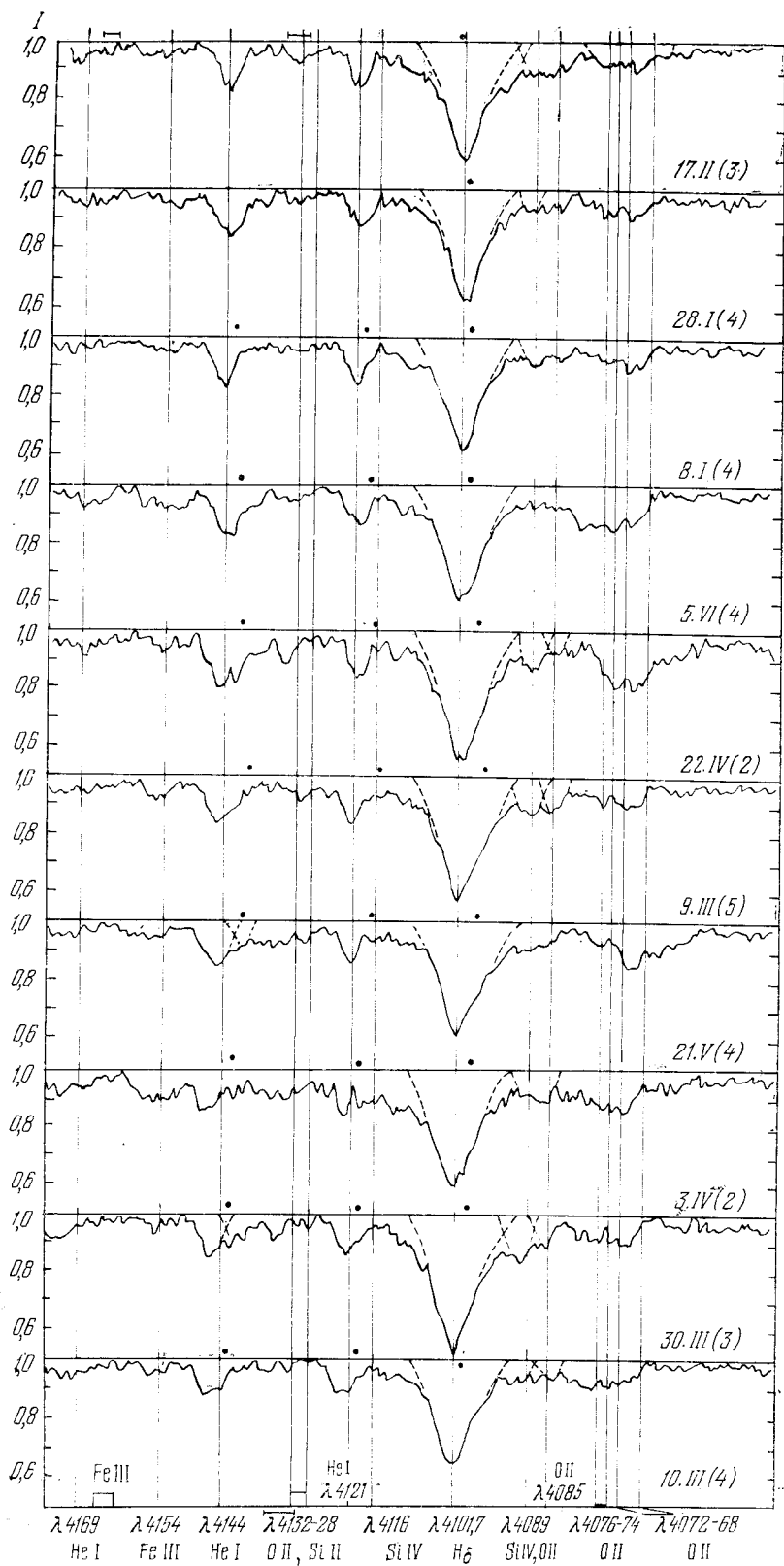
На фиг. 10 изображены кривая лучевой скорости, согласно [15], кривая блеска [12], изменения эквивалентных ширин линий $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ He I со средними квадратичными ошибками их определения, линии He I $\lambda 6678$ и линии водорода H_α , H_β , H_γ и $\lambda 3889$. На фиг. 11 показаны изменения полуширин части этих же линий в зависимости от той же фазы.

Фигуры позволяют заключить следующее.

1. Эквивалентные ширины и полуширины линий водорода и линий гелия меняются вместе с изменением блеска и лучевой скорости, что характерно для звезд β Большого Пса. Минимум интенсивности линий гелия и водорода совпадает с минимумом лучевой скорости. Наиболее четко зависимость интенсивности от фазы выражена у линий гелия $\lambda 4026$ и $\lambda 6678$. Интересно отметить, что минимум интенсивности у $\lambda 6678$ смещен относительно такового для линии $\lambda 4026$. Вероятно, это есть характерное для некоторых звезд β Большого Пса смещение фазы по длине волны.

2. Около максимума блеска, на нисходящей ветви кривой скорости, полуширины линий водорода и гелия достигают наибольшей величины, а вблизи минимума блеска, на восходящей ветви кривой скорости, — наименьшей.

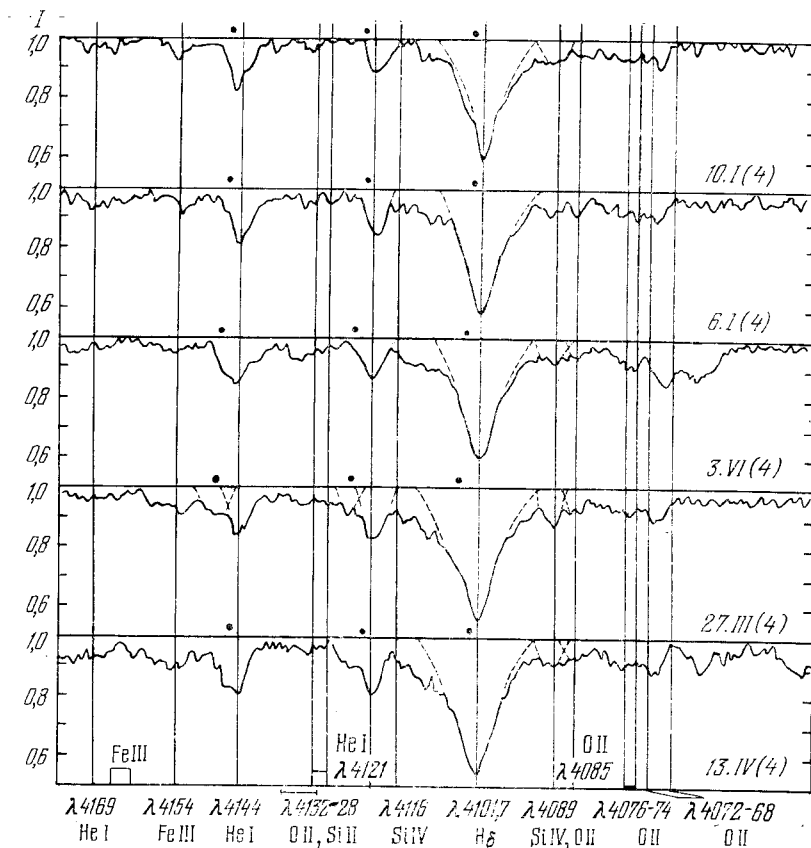
3. Наблюдаемое раздвоение, или центральные обращения, у сильных линий, а иногда асимметрия, видимо, обусловлены физическими явлениями типа пульсаций, происходящими в атмосфере главной компоненты.



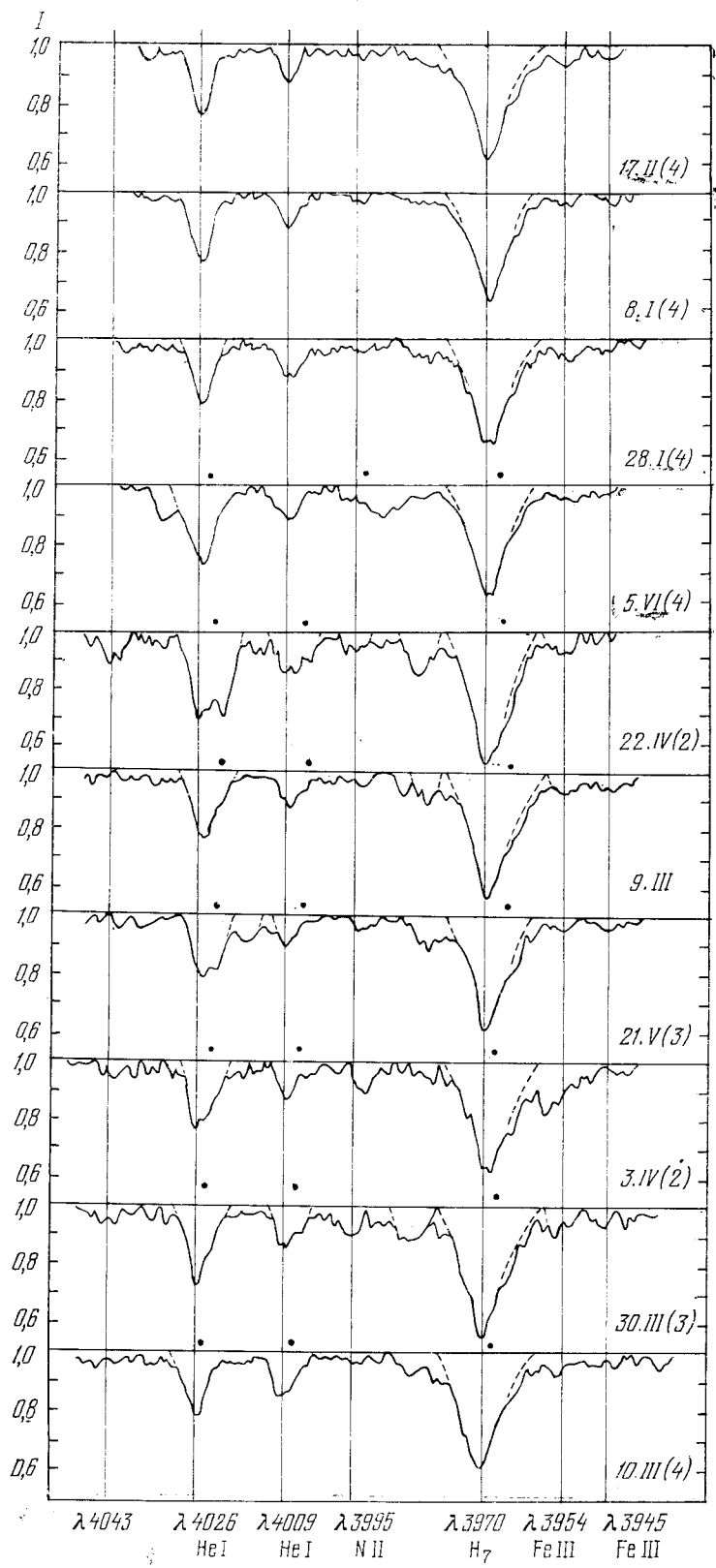
При сопоставлении зависимости интенсивностей линий гелия $\lambda 4026$ и $\lambda 6678$ и некоторых линий водорода с фазой короткого и орбитального периодов обращает на себя внимание тот факт, что соответствующие зависимости выражены более четко от фазы четырехчасового периода, чем от фазы орбитального периода. Поскольку изменения в эквивалентных ширинах и полуширинах линий поглощения с фазой орбитального периода включают в себя короткопериодические изменения последних, была сделана попытка исключить короткопериодические изменения из орбитальных. На фиг. 12 (над кривыми лучевых скоростей) приведена зависимость эквивалентных ширинок линий гелия $\lambda 4026$ и $\lambda 6678$ от фазы орбитального движения за вычетом короткопериодических изменений. Фигура показывает, за некоторым исключением, что эквивалентные ширины рассматриваемых линий по всем фазам орбитального периода имеют разброс вокруг некоторого среднего значения эквивалентной ширины в пределах ошибок наблюдения. Примерно такая же картина наблюдается и для линий водорода (верхняя часть фиг. 12). Исключение составляют фазы орбитального периода около -1 дня и $+2,2$ дня на восходящих ветвях кривой скорости главной компоненты незадолго до и вскоре после соединения, когда главная компонента впереди вторичной.

Интересно отметить, что и линии водорода и линии гелия не показали существенных отличий в эквивалентных ширинах, после исправления их за короткопериодические колебания, в моменты соединений.

Таким образом, изменения эквивалентных ширинок линий поглощения в спектре α Девы с фазой орбитального периода в основном отражают их

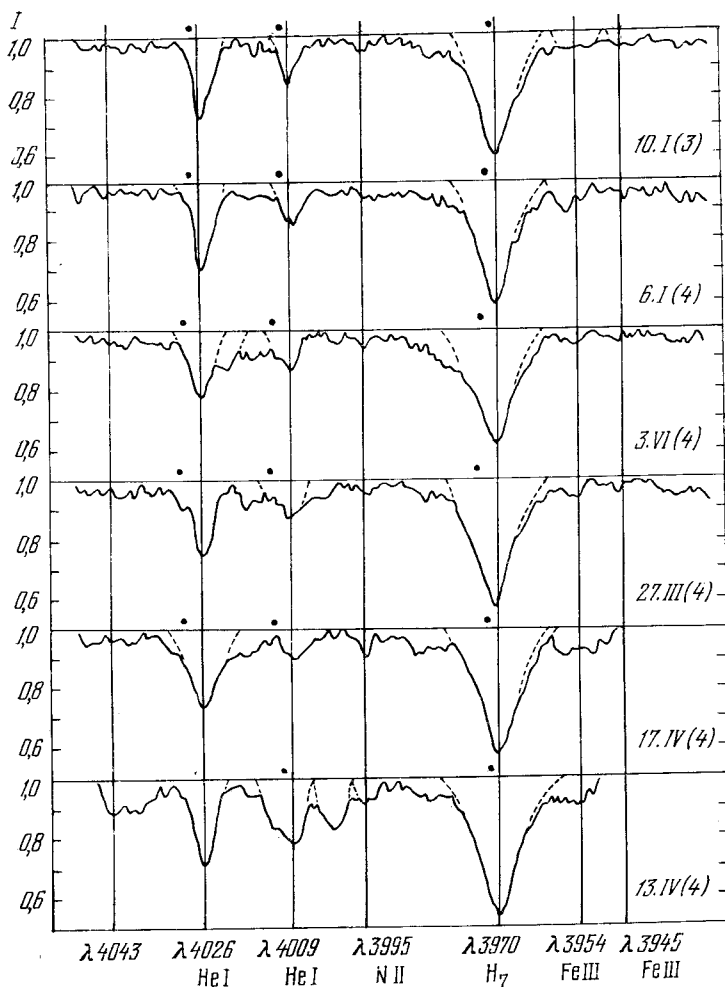


Фиг. 6. То же, что и на фиг. 4, для области $\lambda\lambda 4170-4060 \text{ \AA}$



изменения, вызванные короткопериодическими пульсациями в атмосфере главной компоненты.

Изменения эквивалентных ширин линий гелия с амплитудой в $0,5 \text{ \AA}$ и больше, если бы они происходили за счет изменения светимости звезды, требовали бы колебаний последней с амплитудой не меньше $0^m,5$. Фотоэлектрические наблюдения показывают колебания в яркости с амплитудой не более $0^m,1$. Поскольку изменение эквивалентных ширин линий поглощения сопровождается изменением их полуширин, то наши наблюдения подтверждают гипотезу О. Струве и Оджерса [16], высказанную ими для объяснения процессов, происходящих в звездах типа β Большого Пса. Суть этой гипотезы состоит в том, что звезды типа β Большого Пса регулярно как бы отгоняют атмосферу, которая поднимается на определенную высоту, а затем возвращается обратно на звезду. При этом одна компонента каждой раздуваемой, или расширенной, спектральной линии образуется в поднимающейся или падающей оболочке, а другая — в спокойной атмосфере.



Фиг. 7. То же, что и на фиг. 4, для области $\lambda\lambda$ 4050—3940 \AA

Таблица 3

Дата, 1961 г.	He I															
	λ5876 Å	4471	4026	3820	6678	4922	4388	4144	4009	3926	4713	4121	3965	4478	4169	3936
17.II	0,89 255	1,18 288	0,96 312	0,70 272	0,94 219	0,99	0,70 305	0,63	0,46	0,34	0,36	0,52	0,11	0,28	0,16	0,06
28.I	0,77 364	0,95 295	1,06 334	0,90 297	1,10 273	0,78	0,66 300	0,83	0,70	0,43	0,42	0,52	0,10	0,13	0,15	0,05:
8.I	0,93 255	0,92 270	1,09 354	0,74 270	1,34 300	0,64	0,62 235	0,65	0,54	0,34	0,20	0,53	0,09	0,12	0,23	0,06
5.VI	0,99 330	1,44 506	1,56 440	0,73 372	1,08 273	—	0,72 374	0,91	0,65	—	0,38	0,53	0,10	0,08	0,15	0,04
22.IV	1,07 300	1,40 432	2,46 665!	0,89 342	1,47 370	—	0,62 346	1,26	0,98	0,60	0,27	0,55	0,10	0,13	0,28	0,14
13.III	0,84 290	—	—	—	1,27 326	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.III	1,00 330	1,30 395	1,42 440	0,90 300	1,01: 218:	0,93 (1) 0,27 (11)	0,57 (1) 0,25 (11)	0,84 (1) 0,12 (11)	0,60	0,43	0,33	0,58	0,13	0,28	0,18	0,12
18.II	0,83 255	—	—	—	1,13 273	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21.V	0,96 364	1,21 435	1,36 458	0,96 345	0,84 328	—	0,48	0,97	0,46	0,61	0,48	0,62	0,11	0,10	0,16	0,16
3.IV	1,00 255	1,39 510	1,33 416	0,96 468	—	—	0,82 410	0,80	0,46	0,23:	0,47	0,64	0,14	0,17	0,20	0,12
30.III	1,33: 364:	1,43 398	1,34 380	1,50 368	1,11:	—	0,76 290	0,89	0,73	0,52	—	0,62	0,11	0,15	0,14	0,13
10.III	1,03 400	1,14 398	1,08 374	0,93 370	0,99 382	1,00	0,74 312	0,66	0,80	0,43	0,45	0,51	0,16	0,19	0,18	0,06
30.I	0,82 290	—	—	—	0,89 326	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10.I	0,90 313	1,01 320	1,03 290	0,84 247	1,27:	—	0,61 274	0,66	0,52	0,54	0,29	0,44	0,09	0,14	0,14	0,12
6.I	0,93 270	1,05 288	1,17 290	0,82 247	0,99	—	0,50:	0,86	0,66	0,48	0,36	0,60	0,12	0,11	0,11	0,08
3.VI	0,89 290	1,40 398	1,04 374	0,80 396	1,27 326	1,27	0,63 274	0,91	0,59	0,37	0,45	0,58	0,13	0,15	0,08	0,04
27.III	—	1,14 288	1,19 300	1,10 312	—	—	0,60 272	1,01	0,68	0,35	—	0,97	0,09	0,08	0,10	0,12:
4.VI	0,74	—	—	—	0,86 300	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17.IV	1,07 364	1,45 435	1,85! 520	1,00 330	1,44 355	2,22	0,98 425	0,79	0,50	0,55	0,49	0,44	0,07	0,23	0,19	0,04:
13.IV	0,80 364	1,78 382	1,32 332	1,05 346	1,05 355	—	0,58 310	0,91	1,49!	0,50	0,40	0,97	0,07	0,07	0,15	0,19

Таблица 3 (продолжен)

Дата, 1964 г.	He II				Si IV			Si III							
	4486 ^A	4542	4200	3858	4212	4116	4089 ^A	4575	4568	4553	3806 ^B	3791	4828	4819	4813
17.II	—	0,10	—		0,08	0,20	0,45	0,14	0,28	0,51	0,27	0,13	0,07	0,06	0,06
28.I	0,09	0,09	0,08	Эмис.	0,06	0,08	0,28	0,23	0,20	0,39	0,27	0,08	0,10	0,08	0,06
8.I	0,12	0,03	0,13	Эмис.	0,14	0,10	0,28	0,25	0,26	0,35	0,33	0,14	0,10	0,07	0,07
5.VI	0,07	—	—	—	0,06	0,07	0,22	1,00!	0,22	0,37	0,35	0,10	0,22	0,10	0,79!
22.IV	:	0,66!	0,14	0,40!	—	0,14	0,57	0,39!	0,20	0,53	0,23	0,24	—	—	—
9.III	0,10	—	0,14		0,07	0,19	0,49	0,20	0,77!	0,36	0,30	0,13	0,13	0,10	0,09
21.V	0,20	0,46	0,10		0,07	0,17	0,32	0,49!	0,28	0,47	0,30	0,18	0,11	—	0,14
3.IV		0,20	0,15	Эмис.	0,14	0,32	0,28	0,21	0,87!	0,36	0,33	0,30	—	—	—
30.III		0,39!	0,14	0,23	0,05	0,13	0,59	0,31	0,31	0,57	0,86	0,58	0,10	0,27!	
10.III			0,12		0,09	0,10	0,20	0,15	0,19	0,37	0,41	0,24	0,17!	0,09	
10.I		0,05:	0,19		0,08	0,03	0,33	0,14	0,24	0,32	0,31	0,15	0,16:		
6.I					0,11	0,16	0,32	0,18	0,22	0,35	0,32	0,17	0,11	0,05	0,07
3.VI	0,11			0,28	—	0,12	0,23	0,20	0,42!	0,39	0,44	0,18	0,68!	0,18	0,03
27.III	0,12	0,07	0,16	Эмис.	0,09	0,21	0,38	0,15	0,27	0,48			0,14:	0,16	0,27!
17.IV	0,13	0,08	0,10	Эмис.	—	—	—	0,13	0,42	0,47	0,25		!	!	!
13.IV	—	0,99!	0,13		—	0,15	0,28	0,88!	0,10	0,55	0,39	0,14	0,17	0,09	!

Таблица 3 (продолжение)

Дата, 1964 г.	Si II	Mg II			O II										
	4132— 28 ^A	4481	4434	4428	4670—73	4662	4650	4641—38	4596	4591	4417—15	4452	4446 ^B	4367	4361—57
17.II	0,34	0,37	0,14	0,11	0,23	0,22	0,52	0,40	0,21	0,22	0,39	0,11	0,19	—	—
28.I	0,20	0,22	0,12	0,05	0,19	0,19	0,52	0,46	0,17	0,14	0,19	0,19	0,13	0,20	0,18
8.I	0,19	0,23	0,10	0,08	0,25	0,24	0,60	0,39	0,21	0,10	0,49	0,16	0,19	0,38	0,20
5.VI	0,18	0,31	0,09	0,07	0,34	0,46	1,38!	0,58		0,31	0,20	0,44	0,17	0,15	
22.IV	0,45	0,44 (I)	0,18	0,14	0,27		0,51	0,66	0,20	0,09	0,57	0,24	0,42	0,18	0,13
		0,24 (II)													
9.III	0,38	0,19 (I)	0,13	0,07	0,34	0,31	0,59	0,46	—	0,22	0,44	0,23	0,12	0,24	0,17
		0,17 (II)													
21.V	0,33	0,57 (I)	0,08	0,08	0,50	0,21	0,60	0,68	0,28	0,35	0,44	0,24	0,13	0,15	0,11
		0,29 (II)													
3.IV	0,46	0,45	0,08	0,04	0,24	0,19	0,60	0,76	0,17	0,25	0,77	0,15	0,17	0,33	0,18
30.III	0,20	0,37 (I)	0,24	0,12	0,31	0,23	1,28!	0,96!	0,26	0,15	0,47	0,10	0,19	0,30	0,32
		0,21 (II)													
10.III	0,12	0,37	0,10	0,08	0,44	0,19	0,65	0,69	0,19	0,21	0,35	0,31	0,25	0,30	
10.I	0,11	0,35	0,08	0,07	0,17	0,19	0,46	0,32	0,12	0,14	0,34	0,16	0,12	0,44	0,17
6.I	0,26	0,42	0,10	0,10	0,15	0,15	0,50	0,29	0,15	0,19	0,20	0,15	0,21	0,18	
3.IV	0,38	0,23 (I)			0,45	0,25	0,66	1,39!		0,28	0,23	0,12	0,02	0,17	—
		0,16 (II)													
27.III	0,39	0,17 (I)	0,07	0,06	0,46	0,26	0,65	0,39	0,14:	0,13:	0,43	0,10	0,10	—	—
		0,09 (II)													
17.IV		0,36	0,14	0,14	0,31	1,19!	0,72	0,72	0,28	0,16	0,70	0,13	0,15	0,15	0,12
13.IV	0,19	0,57	0,13	0,09	0,64	0,28	1,10	1,16	—	—	0,41	0,10	0,14	—	0,08

Таблица 3 (продолжение)

Дата, 1964 г.	О II														
	44353-49А	438А-32	4:27-25	4319-17	4304	4276	4189	4185	4170-73	4112-4105	4093	4080Г	4085	4079-76	4072-68
17.II	0,58	0,36	0,32	0,18	0,28	—	—	—	0,61	0,20	0,45	0,35	0,42	0,39	
28.I	0,66	0,22	0,18	0,29	0,10	0,16	0,08	0,17	0,14	0,36	0,16	0,28	0,24	0,37	0,42
8.I	0,74	0,20	0,29	0,51	0,12	0,25	0,18	0,14	0,28	0,36	0,14	0,28	0,22	0,35	0,44
5.VI	0,50	0,55	0,40	0,09	0,17	—	—	—	0,38	0,13	0,22	0,22	0,74!	0,72	
22.IV	0,51	0,13	0,14	0,21	0,17	0,17	0,20	0,18	—	0,56	0,17	0,57	0,20	1,84!	
9.III	0,77	0,21	0,20	0,40	0,14	0,39	0,25	0,14	0,14	0,39	0,16	0,49	0,37	0,38	0,45
21.V	0,47	0,20	0,19	0,31	0,14	0,15	0,27	0,13	—	0,29	0,16	0,32	0,21	0,21	0,69
3.IV	0,59	0,21	0,16	0,39	—	0,26	0,17	0,15	0,28	0,84	0,24	0,28	0,32	0,69	0,64
30.III	0,99	0,16	0,28	0,40	0,10	0,33	0,17	0,22	0,14	0,54	0,29	0,59!	0,34	0,51	0,56
10.III	0,42	0,10	0,26	0,36	0,17	0,27	0,13	0,06	0,10	0,33	0,08	0,20	0,16	0,53	0,46
10.I	0,48	0,22	0,17	0,25	0,11	0,20	0,12	0,15	0,15	0,28	0,16	0,33	0,21	0,39	0,33
6.I	0,69	0,13	0,22	0,27	0,13	0,16	0,07	0,09	—	0,56	0,06	0,32	0,26	0,55	0,43
3.VI	0,47	0,16	0,13	0,23	—	0,17	0,24	0,11	0,11	0,52	0,12	0,23	0,18	0,46	0,65
27.III	0,96	0,21	0,12	0,30	0,16	—	0,12	0,09	0,12	0,32	0,14	0,38	0,26	0,44	0,45
17.IV	0,43	0,17	0,11	0,36	0,08	0,17	0,17	0,18	0,24	—	—	—	—	—	—
13.IV	0,52	0,25	0,22	0,31	0,21	0,13	0,09	0,14	0,06	0,53	0,17	0,28	0,22	0,42	0,43

Таблица 3 (продолжение)

Дата, 1964 г.	N II															
	4664А	4614	4607	4601	4567А	4595	4810	4803	478А	4788	4780	4774	40:5	4084	45:0	41:4
17.II	0,30	—	0,27	0,15	0,33	0,22	0,05	0,10	—	—	—	—	0,14	—	0,10	0,07
28.I	0,96	0,18	0,13	0,18	0,29	0,20	0,14	0,10	0,03	0,11	—	—	0,10	—	0,19	—
8.I	0,15	0,20	0,29	0,10	0,14	0,13	0,18	0,14	0,08	0,08	—	—	0,10	—	0,23	0,09
5.VI	0,10	—	0,89!	0,46!	0,38	0,34	0,27!	0,17	0,07	0,04	0,65!	—	0,45	—	0,17	0,07
22.IV	0,18	0,43	0,28	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,20	0,49	0,19	—
9.III	0,23	—	—	—	0,39	0,25	0,10	0,08	0,11	0,08	0,08	0,07	0,14	0,16	0,25	0,08
21.V	0,13	1,17!	0,25	0,20	0,16	0,20	0,21	0,12	0,50!	0,16	—	—	—	—	0,25	0,14
3.IV	0,29	0,26	0,11	0,15	1,03!	0,45	—	—	—	—	—	—	0,13	0,27	0,80!	0,17
30.III	0,18	0,16	0,10	0,20	0,40	0,51	0,43!	0,07	0,07	0,11	0,07	—	0,10	0,26	0,17	0,19
10.III	0,12	0,35	0,13	0,37	0,17	0,23!	0,08	0,13	0,08	—	—	—	0,14	0,22	—	0,13
10.I	0,18	0,11	0,11	0,15	0,39	0,20	—	0,15	0,17	—	0,17	—	—	0,13	0,16	0,10
6.I	0,14	0,09	0,18	0,11	0,60	0,23	0,07	—	0,11	0,08	—	0,10	0,10	0,15	0,12	0,08
3.VI	—	—	—	—	0,24	0,16	0,20	0,07	0,46!	0,08	0,06	0,02	0,11	0,09	0,20	Бленд
27.III	0,33	—	0,24	0,10	0,26	0,21	0,44!	0,13	0,18	—	0,06	0,12	0,17	0,20	0,41	Бленд
17.IV	0,23	0,10	0,61!	0,33!	0,79	0,23	0,18	0,07	0,49	?	?	?	?	?	0,77!	—
13.IV	0,19	0,14	0,35	—	0,50	0,33	0,61!	—	0,07	0,18	0,24	0,77!	0,08	0,43	0,99	0,07

Таблица 3 (окончание)

Дата, 1964 г.	C II		Fe III					
	$\lambda 4267 \text{ \AA}$	3920^a	4003—01	4154	4166—64	3955 ^e	3947—45	4140—38
17.II	0,26 310	0,22	0,11	0,30	0,15	0,33	0,26	0,10
28.I	0,12 186	0,21	0,17	0,33	0,17	0,29	0,21	0,18
8.I	0,24 230	0,11	—	0,24	0,08	0,14	0,15	0,15
5.VI	0,14	?	0,11	0,63!	0,17:	0,38	0,15	0,12
22.IV	0,09 (I) 0,06 (II)	0,29	0,10	0,25 (I) 0,15 (II)	0,17	0,38	0,13:	0,23
9.III	0,26 (I) 0,16 (II) (292) (228)	0,25	0,14	0,37	0,13	0,39	0,30	0,13
21.V	0,09 166	0,31	—	0,25	0,12	0,16	0,19	0,18
3.IV	0,28 246	0,19:	0,17	0,28	0,13	1,03!	?	0,28
30.III	0,15	0,44	0,14	0,31	0,14	0,40	0,26	0,21
10.III	0,21 (206)	0,21	0,08	0,24	0,17	0,37	0,14	0,12
10.I	0,13 166	0,36	—	0,23	0,13	0,39	0,18	0,03
6.I	0,10	0,33	0,21	0,39	0,18	0,60	0,20	0,14
3.VI	0,26	0,13	0,12	0,26	0,09	0,24	0,23	?
27.III	0,15 240	0,13	0,21	0,56!	0,10	0,26	0,17	?
17.IV	0,16	0,10	—	0,18	0,14	0,79	0,13	—
13.IV	0,16	0,24	0,85!	0,67	0,18	0,50	0,11	0,05

а — бленда с O II; б — бленда с He I; в — бленда $\lambda 4447$ N II; г — бленда с Si IV; д — бленда с Fe III; е — бленда с N II.

Примечание. (!) — аномальное усиление линии; (:) — неуверенная оценка.

Классификация спектров, светимости и радиусы компонент системы α Девы

На основании полученных оценок эквивалентных ширин линий поглощения (после исправления их за короткопериодические колебания) проведена спектральная классификация суммарного спектра системы и высказаны суждения относительно спектральных классов компонент.

Для спектральной классификации использовались критерии из работ И. М. Копылова [17] и А. А. Боярчука [18]:

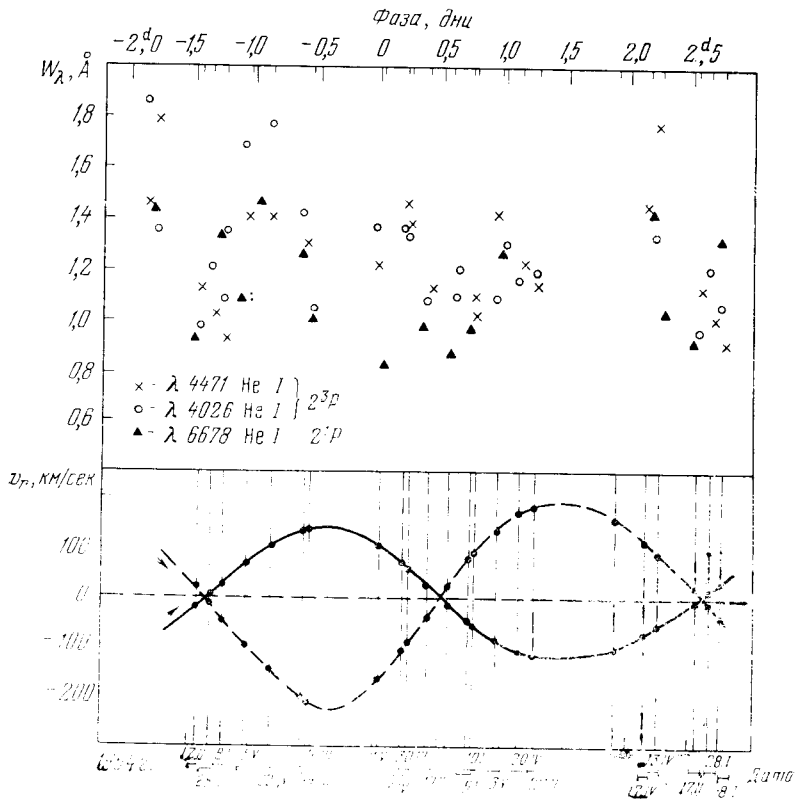
$$\frac{\text{Mg II } \lambda 4481}{\text{O II}(\lambda 4415 + 17) + (\lambda 4317 - 20)},$$

$$\frac{\text{Mg II } \lambda 4481}{\text{Si III}(\lambda 4575 + \lambda 4568 + \lambda 4552)},$$

$$\frac{\text{Mg II } \lambda 4481}{\text{N II}(\lambda 3995 + \lambda 4631)},$$

$$\frac{\text{He I } \lambda 3820}{\text{C III } \lambda 4649},$$

$$\frac{\text{N II } \lambda 3995}{\text{Si III } \lambda 4553}.$$



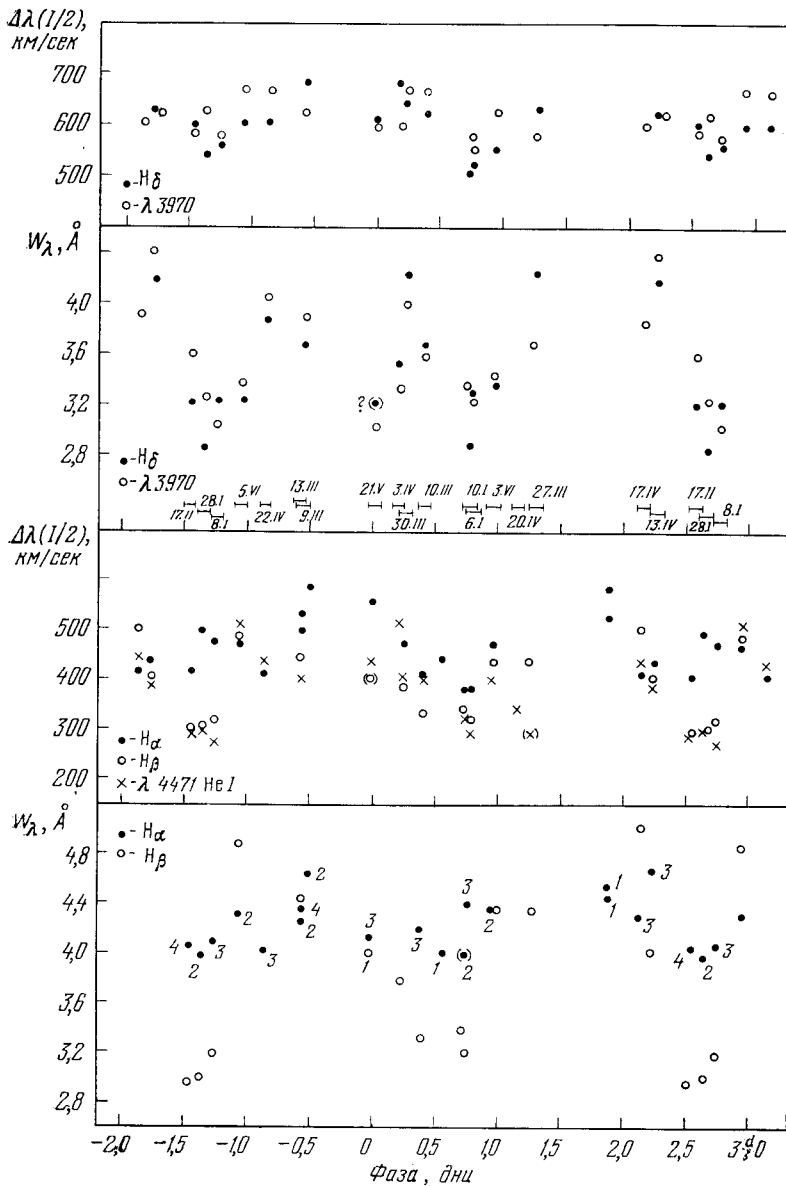
Фиг. 8. Изменение эквивалентных шири линий гелия λ 6678, λ 4471, λ 4026 в зависимости от фазы орбитального периода (вверху) и кривые лучевых скоростей компонент α Девы по данным работы [9] (внизу)

Точками отмечены моменты наших наблюдений

Полученные оценки спектрального класса (со средней квадратичной ошибкой их определения) приведены в табл. 4. На основании этих критериев спектральный класс системы нами оценен, как $B1,2 \pm 0,2$. Если исходить из оценки разности звездных величин компонент, найденной нами и другими авторами, вклад вторичной в суммарный спектр системы будет незначительным, так что эту оценку спектра $B1,2$ мы можем принять для спектрального класса главной компоненты α Девы. Интересно сравнить нашу оценку с оценками других авторов. И. М. Копылов [17] получил для

Таблица 4

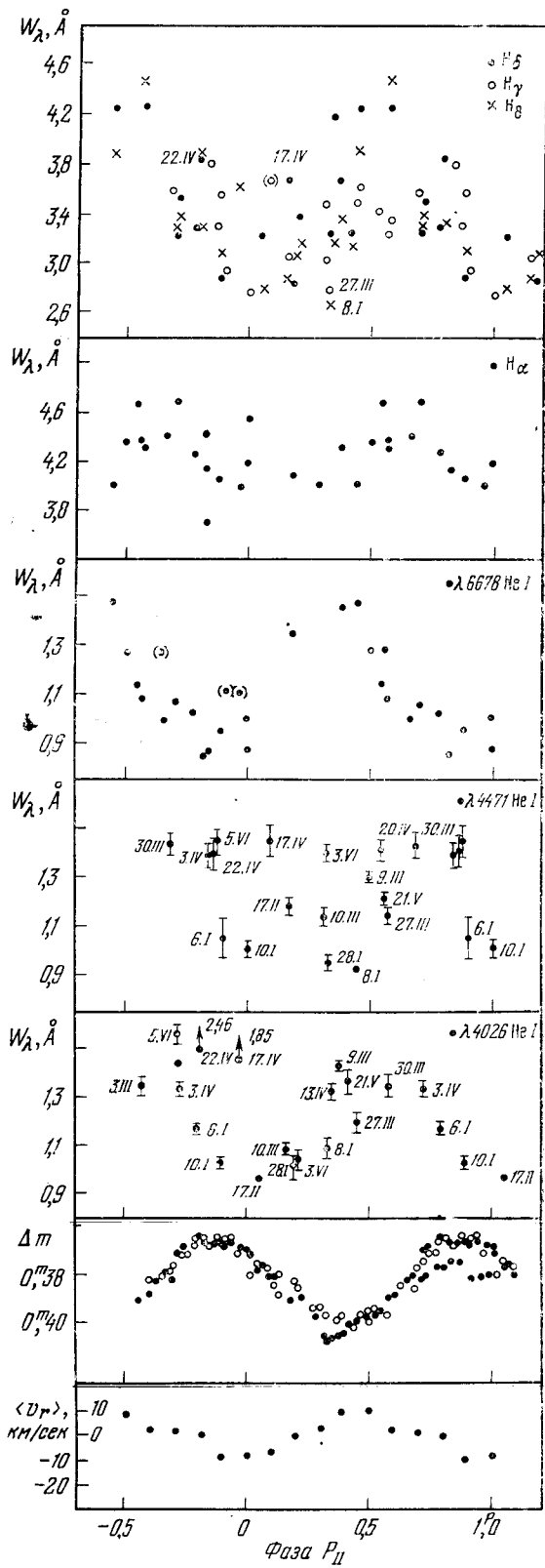
Дата, 1964 г.	Фаза P_1 , дни	Спектральный класс	n	Дата, 1964 г.	Фаза P_1 , дни	Спектральный класс	n
17.II	+2,579	$B1,2 \pm 0,17$	5	30.III	+0,230	$B1,5 \pm 0,20$	3
28.I	+2,686	$B1,0 \pm 0,10$	5	10.III	+0,421	$B1,6 \pm 0,17$	4
8.I	+2,787	$B0,9 \pm 0,20$	4	10.I	+0,783	$B1,7 \pm 0,14$	5
5.VI	-1,055	$B1,5$	2	6.I	+0,782	$B1,4 \pm 0,14$	4
22.IV	-0,875	$B1,45 \pm 0,05$	3	3.VI	+0,950	$B0,9 \pm 0,26$	4
9.III	-0,585	$B0,6 \pm 0,20$	7	27.III	+1,270	$B0,9 \pm 0,2$	4
21.V	-0,003	$B1,3 \pm 0,35$	7	17.IV	+2,146	$B0,9 \pm 0,14$	4
3.IV	+0,240	$B0,65 \pm 0,15$	4	13.IV	+2,227	$B1,7 \pm 0,35$	3



Фиг. 9. Изменение эквивалентных ширин и полуширин линий водорода H_{α} , H_{β} , H_{γ} и $\lambda 3970$

спектра системы значение $B0,75 \pm 0,10$. В недавнем исследовании α Девы с помощью интенсивного интерферометра [19] получен ряд важных характеристик компонент и системы в целом, которые не удавалось найти спектроскопическими и фотометрическими методами, как, например расстояние до системы, равное 84 ± 4 пс, угол $i = 65^\circ$, $9 \pm 1,8$, радиус главной компоненты, равный $8,1 \pm 0,5 R_{\odot}$, и др. Авторы [19] рассматривают вопрос относительно спектральных классов компонент и приходят к заключению, что главная компонента имеет спектральный класс $B1,5$ и класс светимости IV—V. Наша оценка близка к последней.

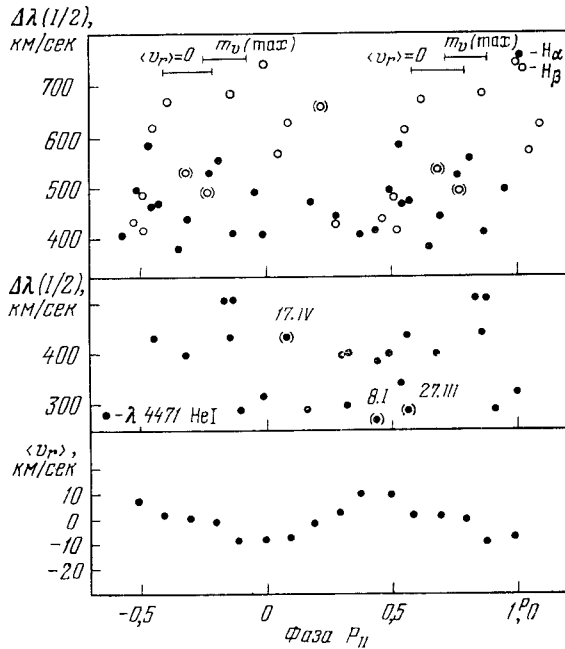
Прямых оценок спектрального класса вторичной компоненты в литературе нет. О. Струве и др. [9] заметили, что последний, вероятно, $B3 V$, а может быть, и позже, $B7$. Авторы [19], основываясь на значении массы



Фиг. 10. Изменения эквивалентных ширин линий гелия $\lambda 4026$, $\lambda 4471$, $\lambda 6678$ и линий водорода H_{α} , H_{γ} , H_{δ} и $\lambda 3889$ с фазой четырехчасового периода, кривая лучевой скорости главной компоненты α Девы, согласно [15], и кривая блеска [12]]

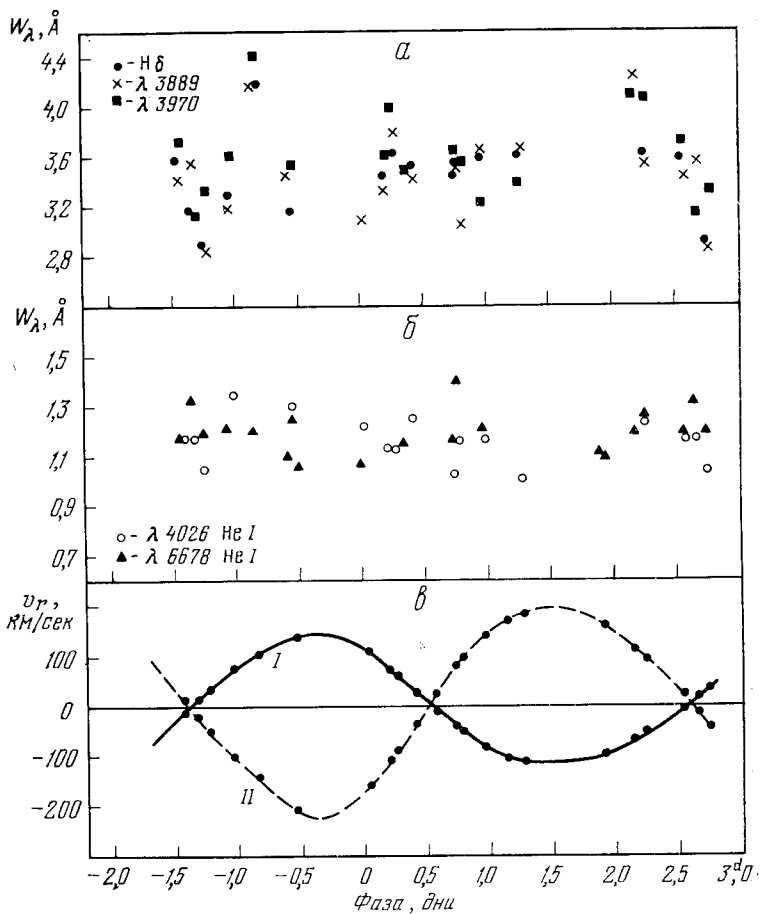
Фиг. 11. Изменения полуширин линий H_α , H_β и λ 4471 He I с фазой четырехчасового периода

Внизу для сопоставления приведена кривая лучевой скорости



Фиг. 12. Изменение эквивалентных ширин линий водорода H_δ , λ 3889, λ 3970 с фазой орбитального периода за вычетом короткопериодических колебаний (а) и для линий гелия λ 4026 и λ 6678 (б)

Внизу кривые лучевых скоростей компонент



вторичной, равной $6,8 \pm 0,7^m$ и абсолютной величине $M_V (2) = -1^m,5 \pm 0,2$, классифицируют его, как ВЗ V.

При оценке спектрального класса вторичной компоненты мы исходим из следующих соображений. В моменты элонгаций, когда видны линии вторичной компоненты, можно оценить разность звездных величин Δm компонент по уже применявшейся нами ранее методике [1]. Разность звездных величин, определенная по линиям гелия, оказалась равной $1^m,2$. Следует заметить, что Δm определялась и другими авторами по той же самой методике ранее. Для нее были получены следующие значения:

О. Струве	1930 г.	$2^m,44$	Ж. Смак	1970 г.	$2^m,06$
Р. Петри	1960 г.	$1,49$	Д. Хербисон-	1970 г.	$2,00$
О. Струве	1958 г.	$1,69$	Ивнс и др.		

Как видно из приведенных данных, в оценках Δm имеются большие различия, которые, по-видимому, следует объяснить переменностью интенсивностей линий с фазой и от цикла к циклу.

При разности звездных величин компонент, равной $1^m,2$, спектральный класс вторичной компоненты согласно диаграмме спектр — абсолютная величина должен быть заключен в диапазоне между В1 и В5. Поскольку в некоторые моменты во время элонгации мы наблюдаем в спектре вторичной компоненты линию $\lambda 4267$ С II, спектр последней не может быть раньше, чем В2. Не может он быть и позже, чем В5, как видно из диаграммы H — R. Примем в согласии с приведенной выше оценкой из [19] для спектрального класса вторичной компоненты значение В3.

Для оценки светимости системы использовались критерии А. А. Боярчука [18], которые определяют класс светимости, и критерии И. М. Копылова [17], которые дают абсолютную величину по зависимостям эквивалентных ширин линий водорода в различных комбинациях от абсолютной величины. Оценки по критериям А. А. Боярчука приводят к классу светимости III. Использование критериев $H_7 + H_8$, $H_9 + H_{10} + H_{11}$, $1/2(H_8 + H_9)$ И. М. Копылова привело к значению средней абсолютной величины системы, равной $-4^m,25$. И. М. Копылов [17] получил для суммарной абсолютной величины системы значение $-3^m,97$ (по линиям водорода) и $-3^m,94$ (по линиям прочих элементов).

Суммарная величина системы, определяемая по параллаксу, полученному Хербисоном-Ивнсом и др. [19], получается равной $-3^m,65$. Оценка по критериям светимости оказывается несколько выше.

В дальнейшем анализе при определении радиусов компонент мы исходили из $M_V (I)$, найденной по параллаксу, полученному методом интерферометрии независимо от межзвездной экстинкции и критериев светимости.

Зная суммарную абсолютную величину системы и разность Δm звездных величин компонент, можно найти абсолютную величину каждой компоненты в отдельности. Исходя из значения $\Delta m = 1^m,2$, определенного нами, и расстояния 84 пс, согласно [19], для значений абсолютных величин главной и вторичной компонент системы α Девы получены следующие величины: $M_V (I) = -3^m,37$, $M_V (II) = -2^m,17$. При разности $\Delta m = 2^m,0$ для $M_V (I)$ и $M_V (II)$ получаются величины соответственно $-3^m,5$ и $-1^m,5$. Как видно, величины $M_V (I)$, найденные нами и в [19], находятся в хорошем согласии. Окончательно можем принять для $M_V (I)$ значение $-3^m,45$, как среднее из двух. Для $\Delta m = 1^m,2$ $M_V (II)$ будет равно $-2^m,25$. Полученное таким образом значение $M_V (I)$ оказывается на одну звездную величину выше найденного ранее значения $M_V (I)$ по тригонометрическому параллаксу.

Имея оценки спектральных классов и абсолютных величин компонент и привлекая теоретические рассуждения, можно определить радиусы ком-

Таблица 5

Характеристика	Дата (1964 г.) и Δv_r			Характеристика	Дата (1964 г.) и Δv_r		
	9. III, 340 км/сек	21. V, 265 км/сек	30. III, 150 км/сек		9. III, 340 км/сек	21. V, 265 км/сек	30. III, 150 км/сек
	λ 4471 He I			λ 4388 He I			
W_λ (I), Å	1,01	0,92	1,08	W_λ (I), Å	0,57	} 0,48	} 0,62
W_λ (II), Å	0,32	0,32	0,37	W_λ (II), Å	0,17		
$\frac{W_\lambda}{\overline{W}_\lambda}$ (II)				$\frac{W_\lambda}{\overline{W}_\lambda}$ (II)	0,30		
$\frac{\overline{W}_\lambda}{W_\lambda}$ (I)	0,32	0,35	0,34	$\frac{\overline{W}_\lambda}{W_\lambda}$ (I)	0,30		
Δm	1 ^m 23	1 ^m 14	1 ^m 05	Δm	1 ^m 31		
$2v_1 \sin i$, км/сек	308	288	288	$2v_1 \sin i$, км/сек	270	274	308
$2v_2 \sin i$, км/сек	288	217	?	$2v_2 \sin i$, км/сек	195	?	?
$\frac{v_2}{v_1}$	0,94	0,75		$\frac{v_2}{v_1}$	0,73		

полюс. Что касается радиуса главной компоненты, то для нее есть оценка, полученная методом интерферометрии [19], $R_1 = 8,1 \pm 0,5 R_\odot$, или $5,65 \times 10^6$ км/сек. Радиус вторичной можно оценить из отношения радиусов компонент R_2/R_1 , которое может быть определено по Δm и спектральным классам согласно соотношению

$$\lg \frac{R_2}{R_1} = -0,2\Delta m + 5900 \left[\frac{1}{T_{2\text{эфф}}} - \frac{1}{T_{1\text{эфф}}} \right].$$

Подставляя в эту формулу величины $\Delta m = 1^m,23$, $T_{1\text{эфф}}$ и $T_{2\text{эфф}}$, соответствующие спектральным классам В1,2 и В3, а именно $26\,580^\circ$ и $20\,200^\circ$, согласно [20], получим $R_2/R_1 = 0,68$. Тогда R_2 будет равно $3,85 \cdot 10^6$ км, или $5,5 R_\odot$. Из соотношения скоростей вращения компонент (табл. 5) R_2/R_1 получается равным 0,8, и тогда $R_2 = 4,52 \cdot 10^6$ км, или $6,45 R_\odot$.

О синхронности вращения и обращения компонент α Девы

С найденными значениями радиусов компонент были подсчитаны скорости синхронного вращения. Они оказались равными 102 ± 6 и 70 ± 12 км/сек соответственно для главной и вторичной компонент.

Из оценок полуширин линий He I в спектре компонент получаются значения $v \sin i$, равные 148 ± 5 и 116 ± 14 км/сек. С $i = 65^\circ,9$ получим для v_1 и v_2 соответственно 165 ± 6 и 126 ± 15 км/сек.

Таким образом, в системе α Девы имеет место нарушение синхронности вращения и обращения компонент. Нарушение синхронности вращения и обращения эллипсоидальных компонент, если их главные оси лежат вдоль линии, соединяющей центры, может вызвать смещение главных осей, а это, в свою очередь, может привести (из-за различия эффекта отражения в обеих элонгациях) к тому, что интенсивности линий должны иметь максимум и минимум в промежутке между элонгацией и соединением, что мы как будто и наблюдаем (фиг. 12).

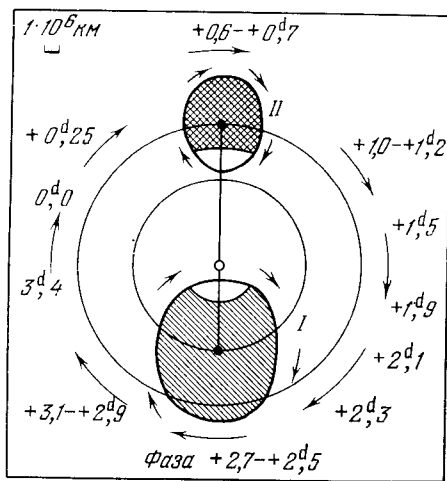
Схематическая модель системы и положение компонент α Девы на диаграмме Н — R

Комбинируя полученные нами характеристики атмосферы компонент и результаты спектроскопического [9] и интерферометрического [19] исследований системы α Девы, мы попытались представить модель системы схематически, сопоставить размеры орбит с размерами компонент.

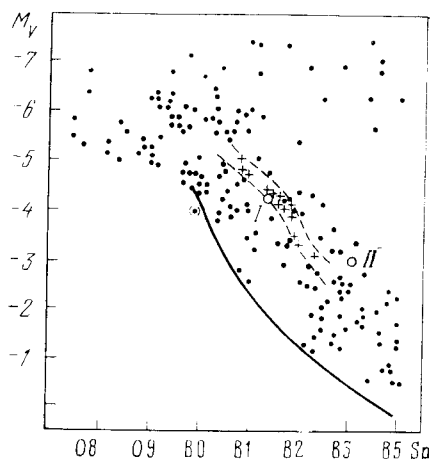
Спектральные наблюдения, согласно [9], дают величины больших полуосей спектроскопических орбит компонент с точностью до множителя $\sin i$: $a_1 \sin i = 6,39 \cdot 10^6$ км, $a_2 \sin i = 10,56 \cdot 10^6$ км.

Подставляя значение $i = 65^\circ,9$, найденное методом интерферометрии, получим $a_1 = 7,01 \cdot 10^6$ км, $a_2 = 11,6 \cdot 10^6$ км. С полученными величинами a_1 , a_2 и R_1 , R_2 модель системы α Девы может быть изображена, как показано на фиг. 13. На этой фигуре в масштабе, указанном в левом верхнем углу, главная (I) и вторичная (II) компоненты α Девы изображены эллипсоидальными фигурами, спектроскопические орбиты компонент — окружностями. На линии, соединяющей центры масс компонент, кружком отмечен центр масс системы. Стрелками указаны направления вращения и обращения компонент. Вокруг фигуры отмечены фазы орбитального движения.

Далее, согласно полученным оценкам спектральных классов и светимостей компонент, определено их положение на диаграмме спектр — абсолютная величина для ранних звезд, построенной И. М. Копыловым [21]. Хотя при определении радиусов компонент мы исходили из значений M_V (I) и M_V (II), найденных по параллаксу, на диаграмму спектр — абсолютная величина (фиг. 14) нанесены значения M_V (I) и M_V (II), полученные по критериям светимости, поскольку диаграмма построена по M_V , полученным таким же образом. Как видно из фигуры, главная компонента располагается у границы нестабильных звезд названного типа.



Фиг. 13. Схематическая модель системы α Девы



Фиг. 14. Диаграмма спектр — абсолютная величина для ранних звезд

Сплошная линия — «линия нулевого возраста», две штриховые линии выделяют полосу нестабильных звезд типа β Большого Пса. Двумя кружками обозначены главная (I) и вторичная (II) компоненты системы α Девы

Таблица 6

$\lambda, \text{Å}$	Дата, 1964 г.								
	5.VI	22.IV	21.V	3.IV	30.III	10.III	3.VI	17.IV	13.IV
4841	0,35		0,63					0,49	0,34
4834			0,30+0,11						
4829	0,22				0,10	0,17	0,68	} 1,54	0,17
4819	0,10		0,13		0,27	0,09	0,18		0,09
4814	0,79		0,21		0,15		0,02	0,19	} 0,61
4810	0,27		0,16		0,43	0,23	0,20	0,18	
4800	--		0,50		0,18	0,47	0,17	0,22	0,11
4792					0,07	0,13	0,46	0,49	
4785	0,18		0,16		0,11	0,12	0,13		
4778—76	0,65							0,18	1,01
4665			0,49					1,19	0,28
4577	1,00	0,39	0,12	0,21	0,31	0,15	0,20	0,13	0,88
4560			0,46	0,17		0,14	0,57	0,68	
4540		0,66	0,25		0,39			0,08	0,99
4530	0,17	0,19	0,42	0,80	0,17	--	0,20	0,77	
4063—60		0,56					0,77		0,42
4043		0,49							0,43
4040									0,48
4033	0,45								
4020							0,42		
4017							0,35	0,42	
4000							0,85		
3991	0,69								

Заключение

Линии в спектре α Девы имеют сложную структуру, которая является следствием нестабильности главной компоненты, нарушения синхронности вращения и обращения компонент системы, возможно, наличием потока вещества в системе.

1. Нестабильность главной компоненты в виде пульсаций с периодом 4,17 час приводит к расширению или даже раздвоению линий поглощения и как следствие — к изменению их эквивалентных ширины. Данные наблюдений подтверждают гипотезу, предложенную О. Струве и развитую Оджерсом [16] для объяснения процессов, происходящих в звездах типа β Большого Пса, о чем говорилось выше.

2. Из-за нарушения синхронности вращения эллипсоидальных компонент и их обращения в спектре α Девы наблюдается дополнительное (к короткопериодическим изменениям) расширение и усиление линий поглощения в моменты между элонгацией и соединением.

3. Наблюдаемые в фазах незадолго до и вскоре после моментов соединения некоторые (пока неотожествленные) линии поглощения (табл. 6), возможно, возникают в потоке вещества, идущего от главной компоненты ко вторичной, которая, вероятно, может образоваться в результате неустойчивости атмосферы главной компоненты.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить А. А. Боярчука за обсуждение результатов работы и ценные советы.

15 мая 1971 г.

Литература

1. *T. C. Галкина*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 175.
2. *H. C. Vogel*. Sitz. Akad. Wissensch. zu Berlin, 1890; *Astron. Nachr.*, 1890, **125**, 305.
3. *R. H. Baker*. Publ. Allegheny obs., 1910, **1**, 65.
4. *W. J. Luyten, E. Ebbighausen*. *Astrophys. J.*, 1935, **81**, 305.
5. *O. Struve*. *Astrophys. J.*, 1930, **72**, 1.
6. *O. Struve*. *Astrophys. J.*, 1937, **86**, 198.
7. *O. Struve*. *Astrophys. J.*, 1948, **108**, 154.
8. *O. Struve, E. Ebbighausen*. *Astrophys. J.*, 1934, **80**, 365.
9. *O. Struve, J. Salade, S.-S. Huang, V. Zebergs*. *Astrophys. J.*, 1958, **128**, 310.
10. *S.-S. Huang*. *Ann. Astrophys.*, 1959, **22**, N 5.
11. *G. A. Шайн*. *Pulk. Circ.*, 1937, **22**, 3.
12. *R. R. Shobbrook, D. Herbison-Evans, J. D. Johnston, N. R. Lomb*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1969, **145**, 131.
13. *J. Stebbins*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1914, **39**, 459.
14. *Н. Л. Магалашевили, Я. И. Кумсишеили*. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 1961, № 26.
15. *J. Smak*. *Acta astronomica*, 1970, **20**, N 2.
16. *G. J. Odgers*. *Publ. Dominion Astrophys. Obs.*, 1955, **10**, 215.
17. *И. М. Копылов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 123.
18. *А. А. Боярчук*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, 89.
19. *D. Herbison-Evans, Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1971, **151**, N 2.
20. *И. М. Копылов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 69.
21. *И. М. Копылов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 71.

**ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ
КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД
СИСТЕМЫ BD + 43°44AB**

Н. И. Шаховская

При фотоэлектрическом патрулировании блеска в фотометрической системе, близкой к *B*, обнаружена вспышечная активность типа UV Cet у звезд BD +43° 44 A и BD +43°44 B.

По положению компонент системы на диаграмме H — R и по кинематическим характеристикам возраст системы ~ 10⁹ лет. Это указывает, что вспышечной активности подвержены не только звезды молодых систем.

Эмиссионные линии H и Ca II, которые обычно присутствуют в спектрах звезд типа UV Cet в спокойном состоянии, в спектре BD +43°44 A и BD +43°44 B отсутствуют или очень слабы, их эквивалентные ширины меньше 0,5—1,0 Å. Таким образом хромосферы исследуемых звезд, если они существуют, дают излучение в линиях H и Ca II, которое на фоне непрерывного спектра фотосферы по крайней мере в 5—10 раз слабее, чем у исследованных ранее вспышечных звезд.

THE FLARE ACTIVITY OF THE RED DWARF SYSTEM BD + 43°44 AB, by N. I. Shakhovskaya.— By photoelectric monitoring of the red dwarf stars BD + 43°44 A and BD + 43°44 B (in a photometric system close to *B*) a flare activity of UV Cet type has been discovered.

Position of these stars in H — R diagramm and their kinematic characteristics shows that the age of the system under consideration is about 10⁹ years. These facts supports the suspicion, that the flare activity is common to old stars also.

The emission lines Ca II and H, usually found in the quiet state spectra of UV Cet type stars, are absent or very weak in the system BD + 43°44 AB; their equivalent widths are less than 0,5—1,0 Å. For the stars investigated the ratio of emission in the Ca II and H lines to the photospheric background in the chromospheres (if these are really existing) is at least 5—10 times lower when compared to that of the other UV Cet stars studied before.

В течение 1969—1970 гг. в Крымской обсерватории проводились спектральные наблюдения и фотоэлектрический патруль блеска каждой из компонент визуально-двойной системы BD + 43°44 AB.

Согласно [1, 2], компоненты этой системы имеют следующие основные характеристики (табл. 1).

Таблица 1

Номер по [1]	Sp	<i>V</i>	<i>B</i> — <i>V</i>	<i>U</i> — <i>B</i>	π_t	<i>M_V</i>	<i>U</i>	<i>W</i>	<i>V</i>	<i>M_☉</i>
15A	M1 V	8 ^m 07	1 ^m 56	1 ^m 22	0 ^{''} 282 ± 0 ^{''} 007	10 ^m 32	+49	—11	—4	0,31
15B	M6 V	11,04	1,80	1,38		13,29	+52	—5	—6	0,13

Здесь *V*, *B* — *V*, *U* — *B* — величина и цвета звезд в системе *UBV*; π_t — тригонометрический параллакс; *M_V* — абсолютная величина; *U*, *W*, *V* (*км/сек*) — компоненты вектора пространственной скорости в галактиче-

кой системе; M_{\odot} — массы компонент. Элементы орбиты BD + 43°44 AB определялись Хопманном [2]: $P = 3020$ лет, $a = 43''.94$. Кроме того, Джой [3] нашел, что BD + 43°44 A — спектрально-двойная звезда с амплитудой изменения лучевых скоростей около 26 км/сек.

В системе МК BD + 43°44 В классифицируется как M6 V [4]. Однако Джой [3] классифицирует эту звезду как субкарлик sdM4e, на построенной им диаграмме спектр — абсолютная величина звезда лежит ниже главной последовательности на $\Delta M_V = 1^m,8$. Эгген [5] отмечает, что по результатам его широкополосной и узкополосной фотометрии звезда BD + 43°44 В отклоняется от главной последовательности ($\Delta M_V = 1^m,3$) и располагается на H — R диаграмме в области звезд, определено принадлежащих населению гало (например, звезда Барнарда). Звезда BD + 43°44 A на этой же диаграмме [5] тоже лежит ниже главной последовательности ($\Delta M_V = -0^m,4$); это значение ΔM_V еще увеличится, если учесть двойственность звезды. Итак, положение компонент системы на диаграмме H — R говорит о том, что система стара. Кроме того, пространственные скорости системы (см. табл. 4) характерны для звезд старого населения диска. Такие звезды, по мнению Эггена [5], имеют возраст 10^9 лет.

Переменность блеска звезд системы BD + 43°44 AB никем ранее не отмечалась и специально не исследовалась. Принадлежность BD + 43°44 В к переменным типа UV Cet была заподозрена Джоем [6] по спектральным наблюдениям.

Спектральные наблюдения

В спектрах звезд системы BD + 43°44 AB нет постоянных сильных эмиссионных линий, характерных для типичных вспыхивающих звезд. В спектре компоненты А эмиссия водорода вообще никем не отмечалась. В спектре компоненты В Джой только на одной спектрограмме обнаружил эмиссионные линии водорода [6, 7] и решил, что эта спектрограмма получена во время вспышки.

У Джоя и Вилсона [8] есть глазомерные оценки интенсивности эмиссионных линий Ca II в спектрах некоторых красных карликов. По этим оценкам эмиссия Ca II в спектре компоненты BD + 43°44 A в 5—10 раз менее интенсивна, чем у известных вспыхивающих звезд (AD Leo, EV Lac и др.). В спектре BD + 43°44 В по глазомерным оценкам [8] эмиссия Ca II еще в 3 раза слабее, чем у компоненты BD + 43°44 A, и переменна.

Мы получили несколько спектрограмм исследуемых звезд на спектрографе СИ-72, установленном в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа им. акад. Шайна. В табл. 2 приводятся даты и время (UT) получения спектрограмм, дисперсия и пригодный для исследования интервал длин волн.

На наших спектрограммах мы не обнаружили ни одной эмиссионной линии. Причиной отсутствия линий Ca II у BD + 43°44 A может быть или

Таблица 2

Дата	Время, UT	Дисперсия, Å/мм	λ , Å
BD + 43°44 A			
13.VIII 1970 г.	21 ^h 35 ^m —21 ^h 45 ^m	150	3850—7000
8.IX	20 41 —21 45	150	3850—7000
26.IX	21 04 —21 49	150	3850—7000
BD + 43°44 B			
4.XI 1969 г.	17 10 —18 20	150	4000—7000
1.XII	18 13 —22 40	75	6000—7000
13.VIII 1970 г.	21 54 —22 14	150	6000—7000

более низкая, чем в [8], дисперсия на наших спектрограммах (дисперсия в [8] 75 \AA/мм), или переменность эмиссии Ca II в спектре этой звезды. Линии Ca II у BD + 43°44 В не входили в пригодный для исследования интервал длин волн.

Предельная эквивалентная ширина эмиссионной линии, которую мы могли обнаружить, колеблется от 0,5 до 1,0 \AA в зависимости от качества спектрограммы. Эквивалентные ширины эмиссионных линий всех исследованных ранее вспыхающих звезд [9, 10] в 5—10 раз превышают этот предел. Учитывая факт отсутствия эмиссионных линий на наших спектрограммах, а также слабость эмиссии Ca II [8], можно заключить, что хромосферы исследуемых звезд, если они существуют, дают линейчатое излучение, которое на фоне непрерывного фотосферного излучения по крайней мере в 5—10 раз слабее, чем у ранее исследованных вспыхающих звезд [9, 10].

Фотометрические наблюдения

Фотоэлектрическое патрулирование блеска звезд системы проводилось на 64-см менниковом телескопе Крымской астрофизической обсерватории в фотометрической системе, близкой к В. Даты и время патрулирования звезд указаны на графиках (фиг. 1, 2), значки соответствуют моментам вспышек. За 40,3 час патрулирования BD + 43°44 А наблюдалось три вспышки, по две из них неуверенные. Время патрулирования BD + 43°44 В — 46,1 час, наблюдалось 16 вспышек, из них лишь одна неуверенная.

В табл. 3, согласно рекомендациям [11, 12], даны следующие характеристики вспышек:

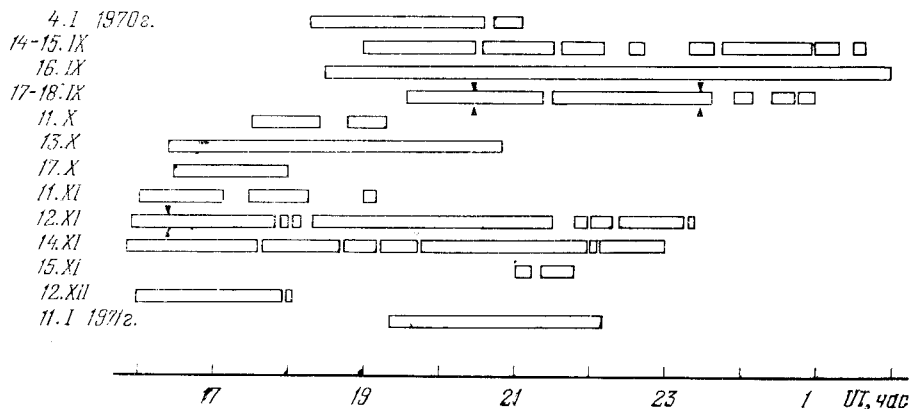
1) дата и мировое время в момент максимума; 2) $(I_{0+t} - I_0)/I_0$ относительная интенсивность в максимуме блеска, где I_{0+t} — измеренная интенсивность звезды во время вспышки, I_0 — средняя измеренная интенсивность звезды в спокойном состоянии; 3) σ/I_0 , где σ — стандартное отклонение I_0 ; 4) P — интегральная интенсивность вспышки (в минутах), определенная по формуле

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

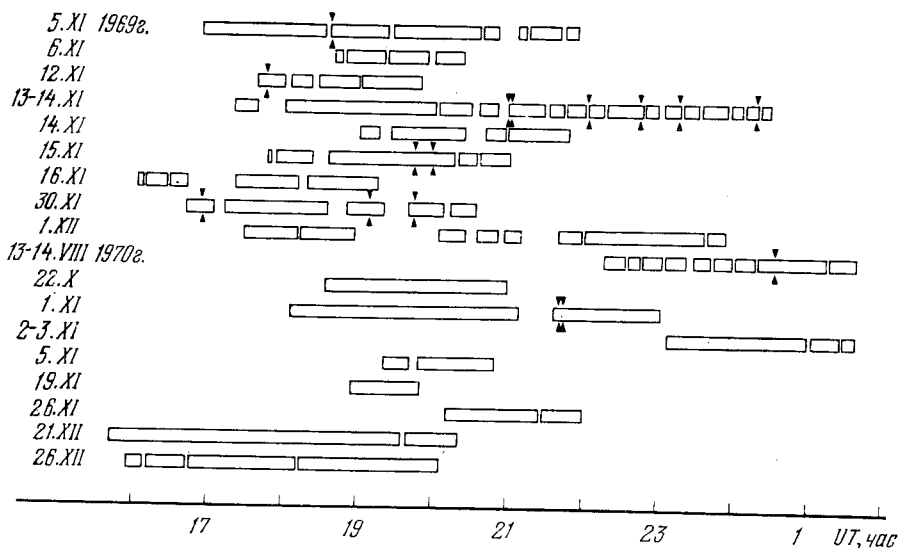
где t_1 и t_2 — моменты начала и конца вспышки; 5) M_{BF} — абсолютная величина вспышки в максимуме блеска или амплитуда вспышки в системе В, определенная по формуле

$$M_{BF} = M_B - 2,5 \lg \frac{I_{0+t} - I_0}{I_0}, \quad (2)$$

где M_B — абсолютная величина звезды в системе В.



Фиг. 1. Дата и время патрулирования BD + 43°44 А
Значками отмечены моменты вспышек



Фиг. 2. Дата и время патрулирования BD + 43°44 B
Значками отмечены моменты вспышек

Предельная минимальная амплитуда $M_{B\Gamma}$ вспышки, которая доступна нашим наблюдениям, согласно [13], определяется как

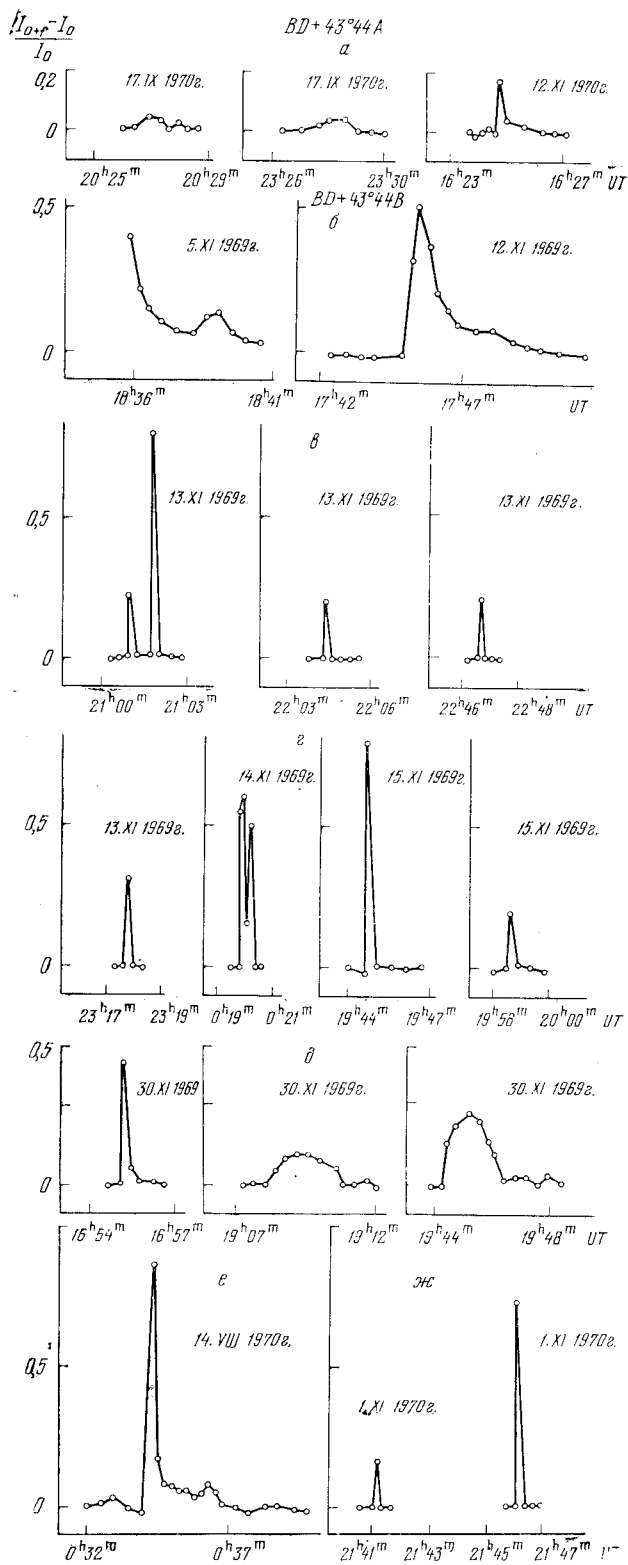
$$M_{B\Gamma \text{ min}} = M_B - 2,5 \lg \frac{55}{I_0} \quad (3)$$

и равна для А и В компонент соответственно $15^m,40$ и $17^m,50$, что близко к минимальным значениям $M_{B\Gamma}$ из табл. 3. В данном случае причиной

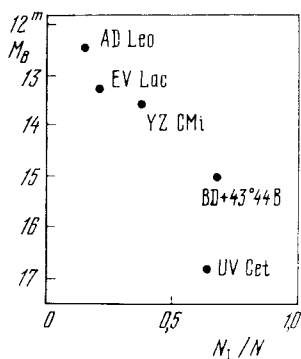
Таблица 3

Дата	Время максимума, UT	$\frac{I_{0+\Gamma} - I_0}{I_0}$	σI_0	$P, \text{ мин}$	$M_{B\Gamma}$
BD + 43°44 A					
17.IX 1970 г. *	20 ^h 27 ^m ,0	0,04	0,0061	0,04	15 ^m 38
17.IX *	23 28,3	0,05	0,0070	0,05	15,13
12.XI	16 24,8	0,18	0,0065	0,06	13,76
BD + 43°44 B					
5.XI 1969 г. **	18 36:	0,40	0,033	0,60	16,04
12.XI	17 45,4	0,51	0,018	0,80	15,66
13.XI	21 01,0	0,22	0,020	0,03	16,82
13.XI	21 01,8	0,79	0,020	0,10	15,37
13.XI	22 04,3	0,19	0,020	0,02	16,89
13.XI	22 46,6	0,21	0,020	0,02	16,79
13.XI	23 17,9	0,30	0,020	0,05	16,21
14.XI	00 20,0	0,60	0,020	0,20	15,64
15.XI	19 44,8	0,80	0,018	0,20	15,34
30.XI	19 58,7	0,20	0,018	0,05	16,82
30.XI	16 55,3	0,44	0,017	0,11	15,99
30.XI	19 09,4	0,41	0,017	0,22	17,49
30.XI	19 44,3	0,20	0,017	0,30	16,82
14.VIII 1970 г.	0 34,3	0,85	0,018	0,36	15,26
1.XI *	21 44,2	0,16	0,033	0,02	17,09
1.XI	21 46,1	0,72	0,033	0,10	15,44

* Измерения неуверенные. ** Пропущено начало.



Фиг. 3. Кривые блеска вспышек



Фиг. 4. Зависимость относительного числа вспышек I типа от абсолютной величины звезды

различий величин предельных амплитуд вспышек наблюдаемых у компонент А и В является только наблюдательная селекция: слабые вспышки недоступны наблюдениям на фоне более яркой звезды.

Кривые блеска всех вспышек изображены на фиг. 3.

Рассмотрение фиг. 2 и кривых блеска обнаруживает две характерные особенности вспышек BD + 43°44 В: их групповой характер распределения во времени и преобладание быстрых вспышек. Особенно велика частота вспышек была 13—14.XI 1969 г., когда за 3,5 час произошло шесть вспышек, причем формы кривых блеска всех вспышек в эту ночь были подобны: их характерной особенностью является почти симметричный вид и отсутствии медленной затухания в конце нисходящей ветви кривой блеска. Такие вспышки по классификации Осканяна [14] — I типа. Группы из двух подобных быстрых вспышек отмечались 5.XI 1969 г. с интервалом между ними 11 мин и 4.XII 1970 г. с интервалом 5 мин. Две вспышки с интервалом между ними в 35 мин, которые наблюдались 30.XI 1969 г., тоже имеют сходство, но это медленные вспышки по классификации [14] IV типа. Вспышки 12.XI 1969 г. и 14.VIII 1970 г. имеют кривую блеска, типичную для звезд типа UV Cet, II тип по классификации [14].

Доля зарегистрированных вспышек I типа среди общего числа зарегистрированных вспышек N_I/N равна 0,68 для BD + 43°44 В. Осканян и Террейж [13], изучив большой материал наблюдений по вспыхивающим звездам UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo, обнаружили, что отношение N_I/N растет с уменьшением светимости звезды. На фиг. 4 изображена зависимость между абсолютной величиной звезды M_B в системе В и относительным числом вспышек I типа. Значения N_I/N для UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo взяты из [13], для BD + 43°44 В определено нами. На фиг. 4 видно, что наблюдаемое относительное число вспышек I типа у компонента В не нарушает закономерности, отмеченной в [13].

Согласно модели, предложенной Кункелем [15, 16], медленно затухающая часть кривой блеска появляется при высвечивании горячего фотосферного пятна, причем средняя скорость падения блеска в этой фазе вспышки связана с характерной плотностью фотосферы и увеличивается с уменьшением светимости звезды. Это обстоятельство может повысить вероятность наблюдения вспышки I типа у звезды с меньшей светимостью и тем самым стать причиной увеличения наблюдаемого относительного числа вспышек I типа с уменьшением светимости звезды.

Вспышечная активность компонент системы BD+43°44AB

Средняя вспышечная активность звезды в спокойном состоянии, определенная как $\Sigma P/T$, где T — суммарное время патрулирования, для BD + 43°44 А равна $6 \cdot 10^{-6}$ и для BD + 43°44 В — $1 \cdot 10^{-3}$. Сопоставляя эти величины с средней вспышечной активностью других вспыхивающих звезд, Чугайнов [17] отмечает, что BD + 43°44 В необычайно активна среди ста-

рых карликовых звезд. Однако это не единичный факт, когда заметная вспышечная активность наблюдается у членов старых систем. Известным примером является вспыхивающая звезда Wolf 630 = V1054 Oph — член движущейся группы звезд Wolf 630 [5, 18]. Диаграмма цвет — светимость этой группы подобна диаграмме старого рассеянного скопления М 67, и пространственная скорость характерна для старого населения диска. Кункель [16, 19] наблюдал вспышки звезды 40 Eri C, входящей в систему, более яркая компонента которой — белый карлик с пространственной скоростью, характерной для населения гало. Ван де Камп [20] сообщает о вспышках, наблюдавшихся фотографически, у слабой компоненты типичного субкарлика BD + 38°2285 = Groumbridge 1830, возраст BD + 38°2285 ~ 10⁹ лет. Эти примеры говорят о том, что вспышечной активности подвержены не только члены молодых систем.

Заключение

1. При фотоэлектрическом патрулировании блеска обнаружена вспышечная активность типа UV Cet у обеих компонент системы BD + 43 44 АВ.

2. Эмиссионные линии H и Ca II на наших спектрограммах не наблюдались, так что хромосферы этих звезд, если они существуют, дают излучение в линиях, которое на фоне непрерывного фотосферного излучения по крайней мере в 5—10 раз слабее, чем у других вспыхивающих звезд. Наблюдение заметной вспышечной активности у звезд, эмиссионные линии в спектре которых обычно не наблюдаются, позволяет предположить, что и другие красные карлики без постоянной заметной эмиссии в спектре могут оказаться вспышечно-активными.

3. Кипематические характеристики системы BD + 43 44 АВ и положение ее компонент на диаграмме H — R позволяют заключить, что возраст системы ~ 10⁹ лет. Наблюдение вспышек у компонент показывает, что вспышечной активности типа UV Cet подвержены карликовые звезды разных возрастов и разных классов светимости.

Автор благодарен Р. Е. Гершбергу и П. Ф. Чугайнову за постоянное внимание к работе, К. Л. Масленникову и Г. Н. Алексею за помощь в патрульных наблюдениях.

Май 1971 г.

Литература

1. W. Gliese. Veröff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg, 1969, N 22.
2. J. Hoppman. Mitt. Univ.-Stw. Wien, 1957, 9, 153.
3. A. H. Joy. Astrophys. J., 1947, 105, 96.
4. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
5. O. J. Eggen. Astrophys. J., Suppl. series, 1968, N 142, 77.
6. А. Джой. Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Л. Гринштейна. М., ИЛ, 1963, стр.659.
7. W. P. Bidelman. Astrophys. J., Suppl. series, 1954, N 7, 213.
8. A. H. Joy, R. E. Wilson. Astrophys. J., 1949, 109, 231.
9. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 192.
10. Н. И. Шаховская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 124.
11. A. D. Andrews, P. F. Chugainov, R. E. Gershberg, V. S. Oskanjan. IBVS, 1969, N 326.
12. V. S. Oskanjan, IBVS, N 488.
13. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиж. Астрофизика, 1970, 7, 291.
14. V. S. Oskanjan. Non-periodic phenomena in Variable stars. IAU Colloquim. Budapest, 1969, p. 131.
15. W. E. Kunkel. An optical study of stellar flares. Austin, 1967, p. 44.
16. W. E. Kunkel. Low-Luminosity stars, ed. by S. S. Kumar. Gordon and Breach science publishers, 1969, p. 195.
17. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 14.
18. O. J. Eggen. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, 81, N 482, 533.
19. W. E. Kunkel. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1970, 82, N 490, 1341.
20. Van de Kamp. Low-Luminosity stars, ed. by S. S. Kumar. Gordon and Breach science publishers, 1969, p. 199.

НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНИИ Li I 6708 Å В СПЕКТРАХ
НЕКОТОРЫХ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н. С. Полосухина

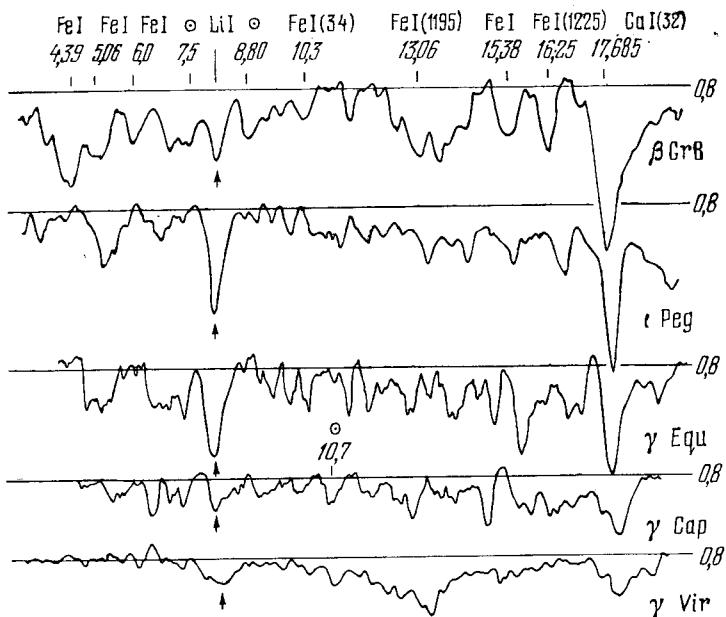
Измерены положения центра тяжести линии Li I 6708 Å в спектрах магнитно-переменных звезд β CrB, γ Eri, γ Vir и пекулярной γ Car. Отмечено смещение в красную сторону линии Li I в спектрах магнитно-переменных звезд по отношению к ее положению в спектрах нормальных звезд (табл. 5). Высказаны предположения о возможных причинах этого смещения.

OBSERVATIONS OF THE Li I 6708 LINE IN THE SPECTRA OF SOME MAGNETIC VARIABLE STARS, by N. S. Polosukhina.— Positions of the center of gravity of the line Li I 6708 have been measured at the spectra of magnetic variable stars. A red shift of this line as compared to spectra of normal stars were noted (Table 5). Some possible reasons for this shift is advanced.

В течение последних двух лет было измерено относительное содержание лития (Li/Ca, Li/Fe) для значительного числа звезд различных типов [1—4]. Это, несомненно, дает ценную информацию об эволюции звездного вещества. Наличие лития в атмосфере звезд может указывать на реакции расщепления более тяжелых элементов C, N, O, Ne на поверхности звезды, а также на то, что нарушена, заторможена циркуляция вещества между центральными частями звезды и ее атмосферой. Одной из причин, вызывающих подобное нарушение, может быть магнитное поле звезды. Естественно, возникает вопрос о наличии лития в магнитных звездах.

Попытки обнаружить линию Li I (6708 Å) в спектрах магнитно-переменных γ Eri, β CrB были удачными и позволили оценить относительное содержание лития в этих звездах [5, 6]. Обычно в спектрах звезд наблюдается лишь дублетная линия Li I 6708 Å, которая не разрешается на компоненты. Литий представлен двумя изотопами: Li⁶ и Li⁷. Длины волн центров тяжести дублетов этих изотопов равны соответственно Li⁷ — 6707,81 Å, Li⁶ — 6707,97 Å. По положению центра тяжести наблюдаемой линии Li I 6708 Å можно приблизительно судить об отношении изотопов $R' = \text{Li}^6/\text{Li}^7$ [3]. Оказалось, что для нормальных звезд от F 5 до G 8 отношение, определенное таким образом, меняется от 0 до 0,5, и в любом случае Li⁷ является доминирующим изотопом [3, 7]. Для Солнца отношение $\text{Li}^6/\text{Li}^7 = 0,04 \pm \pm 0,02$ [8], для Земли $\text{Li}^6/\text{Li}^7 = 0,081$ [8]. Однако для магнитно-переменных звезд было обнаружено более высокое отношение Li^6/Li^7 [7]. Так, для магнитных звезд HR 7575 и γ Eri значения R' равны 1,9 и 0,9 соответственно, что намного превосходит значение R' для нормальных звезд того же спектрального класса.

С помощью куде-спектрографа телескопа ЗТШ были получены в области линии Li I 6708 Å с дисперсией 6 Å/мм спектрограммы магнитно-переменных звезд β CrB (F0), γ Eri (F0), γ Vir (F0) и пекулярной γ Car (F0) (не имеет измерений магнитного поля). В программу наших наблюдений была также включена звезда ϵ Peg (F5) с аномально высоким содержанием лития [4]. Затем были измерены положения линии Li I в спектрах указанных



Фиг. 1. Участок спектра $\lambda\lambda$ 6704,0—6717,7 Å вблизи Li I (6708 Å) для звезд β CrB, ϵ Peg, γ Equ, γ Cap, γ Vir
 Линия лития отмечена стрелкой

звезд. Измерения положения линии лития $\lambda'_{\text{изм}}$ производились следующим образом: на микрофотометре (МФ-2) с шагом 0,01 мм измерялся в почерпнениях участок спектра $\lambda\lambda$ 6704,0—6717,7 Å вблизи линии Li I 6708 Å (фиг. 1).

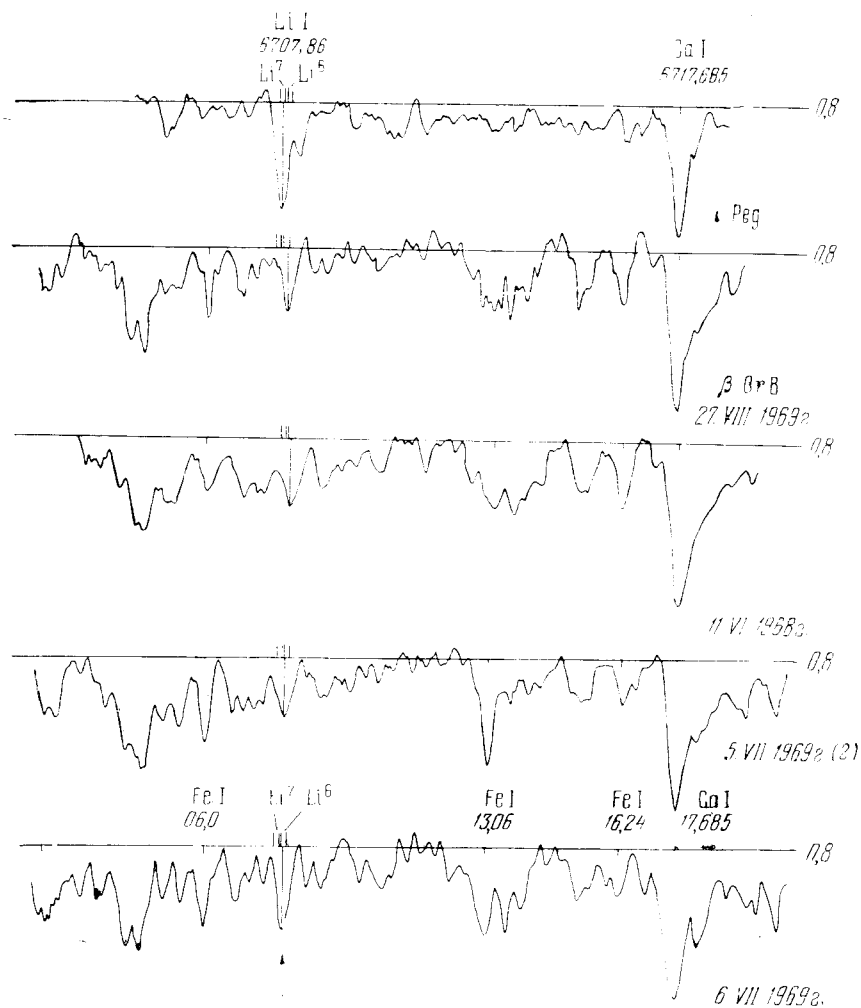
Положение линии лития в спектре определялось относительно линий других элементов (находящихся в указанном спектральном интервале) по формуле

$$\lambda'_{\text{изм}}(\text{Li I}) = \lambda_{\text{эл}} + xd,$$

где $\lambda_{\text{эл}}$ — лабораторное значение длины волны линии, относительно которой определяется $\lambda'_{\text{изм}}(\text{Li I})$; x — расстояние линии Li I от этой линии; d — дисперсионный множитель, определенный из атласа спектра сравнения [9]. Точность определения положения линии зависит главным образом от точности определения расстояния x . На измеряемую величину x могут влиять сдвиги вследствие дифференциальных движений в атмосфере звезды, различие глубин образования линий, интенсивность линий, их блендирование и асимметрия. Чтобы устранить по возможности эти источники искажения расстояний, были выбраны линии, удовлетворяющие следующим условиям:

- 1) интенсивности линий сравнимы с интенсивностью линии Li I;
- 2) линии принадлежат нейтральным атомам;
- 3) потенциал возбуждения отличается не более чем на 3—4 эв от потенциала возбуждения линии лития;
- 4) для линий имеются точные лабораторные значения длин волн (таблицы Мур) [10, 11]. При этом предполагается, что для всех рассматриваемых линий сдвиг, обусловленный различием лабораторной и астрофизической систем длин волн, одинаков.

Наиболее уверенно можно было измерить положение линии лития в спектре β CrB, для которой получено наибольшее количество наблюдений. Регистрограммы спектров β CrB для различных дат представлены на фиг. 2. Их дисперсия $0,0624 \pm 0,0004$ Å/мм.



Фиг. 2. Регистрограммы области спектра вблизи линии Li I (6708 Å) в β CrB для различных дат

Отмечены линии, относительно которых измерялись положения линии Li I. Черточками отмечены положения изотопов Li^6 и Li^7 относительно линии Ca I (6717,685 Å). Приведен для сравнения спектр ϵ Peg

Для сравнения приведен спектр звезды ϵ Peg, для которой измерения положения линии лития были выполнены другими авторами [3, 7]. На фиг. 2 отмечены линии, относительно которых для β CrB производились измерения положения линии Li I. Этими линиями, удовлетворяющими указанным выше условиям, были линии группы A: 6706,00 Fe I, 6713,06 Fe I, 6716,24 Fe I. Кроме того, была выбрана сильная линия Ca I (6717,685 Å), удовлетворяющая условиям 2) — 4) отбора линий и уверенно отождествляемая на всех спектрах β CrB. Линия Ca I бледнеет линией Fe I (6717,55), которая во много раз слабее данной линии, что позволяет считать вклад Fe I в эту бленду незначительным. Имеет место также асимметрия линии 6717,685 Å, вызванная, по-видимому, наличием в правом крыле этой линии линий редких земель Gd II 6718,14 Å, La II 6718,68 Å, очень слабых по сравнению с линией 6717,685 Å, но могущих влиять на крылья этой линии. Возможно, линии 6718,14 и 6718,68 Å изменяют свою интенсивность со временем, слегка изменяя асимметрию линии Ca I, меняя при этом положение центра тяжести линии. На спектрах ϵ Peg и

β CrV (фиг. 2) отмечены также положения линий изотопов Li^7 и Li^6 относительно линии Ca I.

Результаты наших измерений положения линии Li I для β CrV приведены в табл. 1, где даются средние значения $\lambda'_{\text{изм}}$ для каждой выбранной линии и общее среднее $\bar{\lambda}'_{\text{изм}}$ с соответствующей средней квадратичной ошибкой $\bar{\sigma}$ одного измерения. Следует обратить внимание на хорошую сходимость результатов измерений $\lambda'_{\text{изм}}$ (Li I) относительно и линий группы A и линии Ca I. Это говорит о том, что, по-видимому, сдвиги вследствие дифференциальных движений в атмосфере звезды малы, ибо в противном случае можно ожидать различий между $\lambda'_{\text{изм}}$ по линиям группы A и $\lambda'_{\text{изм}}$ по линии Ca I и, возможно, других различий.

Наибольшую ошибку $\sigma = \pm 0,06$ показали измерения $\lambda'_{\text{изм}}$ (Li I) по линии 6713,06 Fe I, возможно, из-за бледнения этой линии другими элементами, наименьшую ошибку $\sigma = \pm 0,025$ — измерения $\lambda'_{\text{изм}}$ (Li I) по линии Ca I.

Выясним, насколько характерна ошибка определения $\lambda'_{\text{изм}}$ по линии Ca I для магнитной звезды β CrV. Было сделано следующее: для звезды без магнитного поля, но того же спектрального класса α CMi (F0) было определено положение ряда линий (по интенсивности сравнимых с линией Li I) аналогично тому, как это делалось для линии лития в спектре β CrV. Результаты измерений для линии приведены в табл. 2.

Таблица 1

Дата	$\lambda_{\text{изм}}, \text{ \AA}$				
	6717,685	6716,24	6713,06	6706,0	
11.VI 1968 г.	6708,03	6708,01	6708,06	6708,03	—800
5.VII 1969 г. (I)	6707,99	6708,03	6708,10	—	—500
	(II)	6707,98	6707,91	6708,04	6707,95
6.VII 1969 г.	6707,98	6707,97	6707,07	6707,99	—200
27.VIII 1969 г.	6707,03	6707,95	6707,95	6707,94	—700
$\lambda'_{\text{изм}}$	6708,00	6707,97	6708,04	6707,98	
σ	$\pm 0,025$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,04$	

$$\bar{\lambda}'_{\text{изм}}(\text{Li I}) = 6708,00, \quad \bar{\sigma} = \pm 0,04$$

Таблица 2

Дата, 1971 г.	$\lambda_{\text{изм}}, \text{ \AA}$		
	6677,99	6716,24	6717,685
15.I	6705,09	6705,00	6705,05
15.I	6705,09	6705,04	6705,06
17.I	6705,06	6705,02	6705,06
17.I	6705,09	6705,01	6705,08
$\lambda'_{\text{изм}}$	6705,08	6705,02	6705,06
σ	$\pm 0,020$	$\pm 0,02$	$\pm 0,01$

$$\bar{\lambda}'_{\text{изм}}(\text{Fe I}) = 6705,06, \quad \bar{\sigma} = \pm 0,020$$

Спектральный интервал $\lambda\lambda 6678,0-6717,685$ Å несколько шире, чем при измерениях β CrV. Полученные ошибки оказались в пределах $\sigma \approx 0,02 \div \pm 0,03$ Å, т. е. очень близки к значениям σ для β CrV. Таким образом, можно считать, что найденные нами ошибки в определении длины волны линии Li I 6708 Å в спектре β CrV характерны для звезд данного спектрального класса и не превосходят $\sigma = \pm 0,03 \div 0,04$ Å. Остается далее невыясненным вопрос: имеют ли место какие-либо смещения линий в спектре β CrV в зависимости от изменений магнитного поля? Для этого были измерены расстояния линии Ca I, как наиболее уверенно отождествляемой на всех спектрах β CrV, до ближайшей линии Ne 6717,04 Å в спектре источника сравнения. Измерения проводились на приборе ИЗА-2, точность измерений на котором составляет 0,01 Å. В табл. 3 приведены результаты этих измерений для некоторых дат (эти даты несколько отличаются от тех, которые имеются в табл. 1, из-за отсутствия спектра сравнения, а также из-за плохой воспроизводимости отдельных линий группы A на некоторых спектрах β CrV). Одновременно с измерениями расстояний λ (Ca) — λ (Ne) были измерены также расстояния λ (Ca) — λ (Li). Оказалось, что отклонения от среднего значения полученных расстояний около $\pm 0,03$ Å в обоих случаях, т. е. в пределах ошибок.

Таблица 3

Дата	Фаза	$\lambda_{(Ca)} - \lambda_{(Ne)}$, Å	$\lambda_{(Ca)} - \lambda_{(Li)}$, Å
11.VI 1968 г.	0,83	0,44	9,65
5.VII 1969 г.	0,87	0,37	9,70
6.VII	0,93	0,44	9,70
30.VII	0,22	0,37	9,70
3.VIII	0,44	0,38	9,65
24.IV 1970 г.	0,72	0,38	9,65
Среднее		0,40 $\pm 0,03$	9,68 $\pm 0,025$

Данные табл. 3 еще не говорят, однако, что нет смещений линий Ca I и Li в зависимости от магнитного поля. Необходимо большее количество наблюдений, соответствующих различным фазам изменения магнитного поля и блеска звезды.

В то же время данные табл. 3 показывают, что линия Ca I, несмотря на некоторую асимметрию, является достаточно надежной опорной линией при всех измерениях. Линия Ca I 6717,685 Å хорошо видна на спектрах двух других магнитных звезд — γ Equ, γ Vir и в спектре пекулярной γ Cap (см. фиг. 1), поэтому она использовалась в качестве одной из опорных линий в спектрах этих звезд. Результаты измерений $\lambda'_{изм}$ (Li I) приведены в табл. 4, где также даны измерения $\lambda'_{изм}$ (Li I) и для звезды сравнения ι Peg, для которой с большей точностью известно положение линии лития из других работ.

В сводной табл. 5 представлены результаты измерения положения $\lambda'_{изм}$ линии лития для всех исследуемых звезд. В этой таблице даются также измерения, выполненные другими авторами для ι Peg и γ Equ [3, 7]. Эти данные в таблице отмечены звездочкой.

Следует отметить очень хорошее согласие наших измерений с измерениями других авторов для ι Peg и γ Equ. Таким образом, данные табл. 5, а также фиг. 1 и 2 свидетельствуют о том, что, за исключением γ Cap, линия лития в спектре магнитных звезд, в особенности в спектре β CrV,

Таблица 4

Звезда	Дата	$\lambda_{\text{изм.}}, \text{ \AA}$			
		6717,685	6677,99	6710,7	6715,35
γ Equ	17.VIII 1970 г. (I)	6707,89	6677,88		
	(II)	6707,84	6677,89		
	18.VIII 1970 г. (I)	6707,89			
	(II)	6707,93			
	$\lambda'_{\text{изм.}}$	6707,89	6677,89	$\bar{\lambda}'_{\text{изм.}} = 6707,89$	
	σ	$\pm 0,03$	$\pm 0,01$	$\bar{\sigma} = \pm 0,02$	
γ Vir	24.IV 1970 г. (I)	6707,89			
	(II)	6707,90	6707,84		
		$\lambda'_{\text{изм.}}$	6707,88	6707,86	$\bar{\lambda}'_{\text{изм.}} = 6707,87$
	σ	$\pm 0,02$	$\pm 0,03$	$\bar{\sigma} = \pm 0,03$	
γ Cap	17.VIII 1970 г. (I)	6707,84		6707,86	
	(II)	6707,79		—	
		$\lambda'_{\text{изм.}}$	6707,82		6707,86
	σ	$\pm 0,035$			$\bar{\sigma} = \pm 0,04$
ι Peg	30.XI 1969 г. (I)	6707,86			6707,85
	(II)	6707,88			6707,84
	17.VIII 1970 г. (I)	6707,84			6707,86
	(II)	6707,88			—
		$\lambda'_{\text{изм.}}$	6707,86		
	σ	$\pm 0,02$			$\pm 0,010$
		$\bar{\lambda}'_{\text{изм.}} = 6707,86$			$\bar{\sigma} = -0,02$

Таблица 5

Звезда	Sp	$\bar{\lambda}'_{\text{изм.}}, \text{ \AA}$	n	σ	R'	$H_e, \text{ \AA}$
ζ CrB	F0	6708,00	5	0,04	$> 2,0$	-800 +1020
γ Equ	F0	6707,89	4	0,03	0,90	+180+880
γ Vir	F0	6707,87	2	0,03	0,70	— -390
γ Cap	F0	6707,82	2	0,04	0,10	Нет изм.
HR 7575*	F0	6707,93	—	—	1,90	-230+1470
γ Equ*	F0	6707,89	—	—	0,90	+180-390
ι Peg	F5	6707,86	4	0,02	0,46	—
ι Peg*	F5	6707,86	—	—	0,46	—

* Данные Хербига и Валлерстейна.

смещена по отношению к положению линии лития в нормальной звезде типа 5F (т Рег), причем это смещение в случае β CrB больше 3 σ .

Имеется несколько возможностей для объяснения смещения линии Li I в спектрах магнитных звезд.

1. Наблюдаемое смещение линии Li I представляет собой изотопический сдвиг. Положение центра тяжести линии лития $\lambda'_{\text{изм}}$ связано с отношением обилия изотопов R' следующим образом [3]:

$$\frac{\text{Li}^6}{\text{Li}^7} \approx R', \quad R' = \frac{\lambda'_{\text{изм}} - \lambda_{\text{Li}^7}}{\lambda_{\text{Li}^6} - \lambda'_{\text{изм}}}.$$

В случае магнитных звезд отношение Li^6/Li^7 значительно выше, чем в нормальных звездах (табл. 5).

2. Наблюдаемое смещение вызвано блендированием линии лития с неотожествленными линиями (вероятно, редких земель), которые появляются только в магнитных звездах и, возможно, меняют свою интенсивность.

3. Наблюдаемое смещение линии Li I вызвано влиянием магнитного поля на атомы Li I. Следует отметить, что известные механизмы (Зееман-эффект, Паули — Бак-эффект) в чистом виде приводят лишь к расширению линии, а не к ее смещению [12, 13]. Возможно, однако, что эти эффекты в сочетании с инструментальной поляризацией телескопа и спектрографа могут исказить картину расширения линии, но вряд ли могут сместить центр тяжести линии лития.

Может быть, последующие исследования позволят нам сделать выбор среди возможных перечисленных выше причин сдвига линии лития.

В заключение приношу глубокую благодарность А. Б. Северному за интерес к работе и советы при ее выполнении, и Г. П. Шарановой за помощь в обработке наблюдений.

Май 1971 г.

Литература

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 702.
2. G. H. Herbig, *Wolff. Ann. d'Astrophys.*, 1966, **29**, 593.
3. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 588.
4. Danziger, Conti, *Astrophys. J.*, 1966, **146**, 392.
5. M. Hack, *Mem. Soc. astr. ital.*, 1965, **36**, 63.
6. Н. С. Полоцкая, *Астрон. цирк.*, 1970, № 549.
7. Wallerstein, *Astrophys. J.*, **141**, 311.
8. W. Traub, F. L. Roesler, *Astrophys. J.*, 1971, **163**, 3.
9. Э. А. Вурвиченко, Н. С. Полоцкая, *Наст. том*, стр. 153.
10. Ch. Moore, A multiplet table of astrophysical interest.
11. Ch. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast, *The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å*, 1966.
12. P. Maltby, O. Engvald, *Solar Phys.*, 1970.
13. P. Maltby, *IAU Symp. N 43: Solar magnetic field*, 1970.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 15 Vul

А. А. Боярчук, А. Х. Маматказина

Определены эквивалентные ширины 871 линии (табл. 1). Построены кривые роста и определены параметры атмосферы (табл. 4) и ее химический состав (табл. 5). Обнаружен избыток серы, никеля и более тяжелых элементов.

THE SPECTROPHOTOMETRICAL STUDY 15 Vul, by A. A. Boyarchuk, A. H. Mamatkasina.— The equivalent widths of 871 lines were determined (Table 1). Curves of growth were constructed and parameters of the atmosphere (Table 4) and chemical composition (Table 5) were determined. Sulfur, nickel and more heavy elements were overabundanced.

Среди звезд спектральных классов А и F существует довольно большая группа звезд типа Am, т. е. «звезд с металлическими линиями». Звезды Am отличаются от других тем, что их спектральные классы, определенные по линии К Ca II, по бальмеровскому скачку и по другим линиям металлов, не совпадают один с другим. Это свидетельствует о существовании аномалий химического состава их атмосфер. Причины, вызывающие аномалии, до сих пор остаются невыясненными. Поэтому данные о строении и химическом составе этих звезд представляют большой интерес.

Для исследования мы выбрали звезду 15 Vul, поскольку рабочая группа по стандартам интенсивностей линий комиссии 29 МАС под председательством д-ра Г. Кайрел де Стробель рекомендовала изучать эту звезду на всех телескопах, имеющих спектрографы с достаточно большой дисперсией.

Наблюдения. В 1969—1970 гг. на камере III куде-спектрографа ЗТШ было получено 10 спектрограмм 15 Vul, покрывающих спектральную область от 3700 до 6850 Å. Для спектральной области $\lambda < 4700$ Å использовался третий порядок с дисперсией 8 Å/мм, а для наблюдения области $\lambda > 4700$ Å — в основном второй порядок с дисперсией 12 Å/мм. На фиг. 1 показано распределение спектрограмм по спектральным областям.

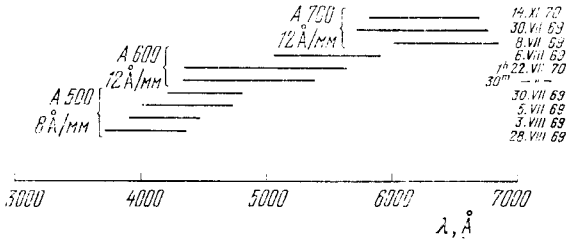
Все спектрограммы имеют на той же пленке калибровочный снимок спектра девятиступенчатого ослабителя с экспозициями от 1^м для района H₂ и до 10^м для района бальмеровского скачка. Источником излучения для калибровки служила обычная лампа накаливания. Для получения спектрограмм использовались астрономические пленки Казанского завода. Пленки проявлялись обычным путем в проявителе D-19.

При наблюдениях производилось расширение спектрограмм до 0,5 мм путем покачивания плоской кварцевой пластины, расположенной за щелью спектрографа. Ширина щели спектрографа соответствовала 0,025 мм на фотопластинке.

Все спектрограммы были измерены на микрофотометре, регистрирующем интенсивности, с увеличением в 50 раз.

Отождествление линий и определение их эквивалентных ширины. Линии отождествлялись в два этапа. На первом этапе с помощью таблиц мультиплетов, составленных Мур [1], а также предыдущих исследований 15 Vul [2, 3] было проведено предварительное отождествление линий. На

втором этапе, при построении кривых роста, это отождествление проверялось. Если рассматриваемая линия ложилась выше кривой роста, проведенной по большинству линий этого же элемента, то отождествление считалось ошибочным и велись поиски того элемента, на кривую роста которого эта линия ложится хорошо. Предполагалось, что длина волны линии может быть определена на регистрограмме с точностью до $0,3 \text{ \AA}$, и рассматривались только те элементы, линии которых попадают в этот участок. Если линия не ложится ни на одну из кривых роста, то считалось, что она представляет собой бленду нескольких линий.

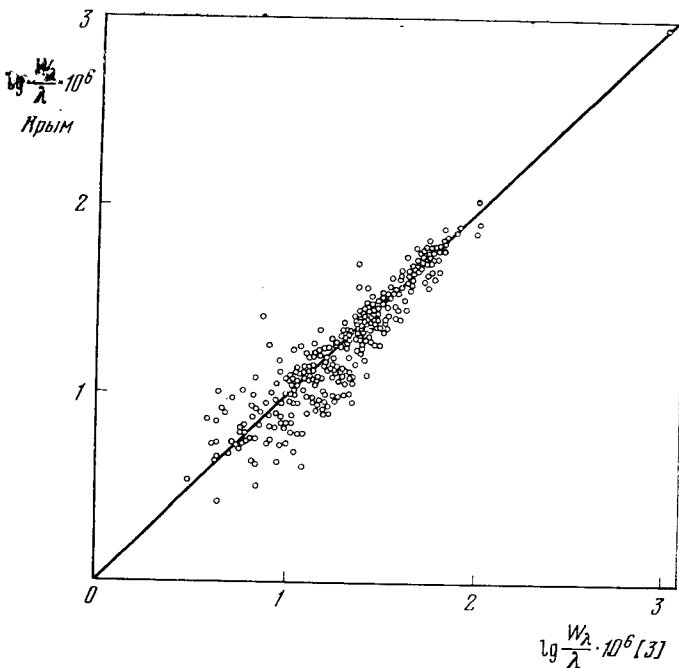


Фиг. 1. Распределение спектрограмм по диапазону длин волн

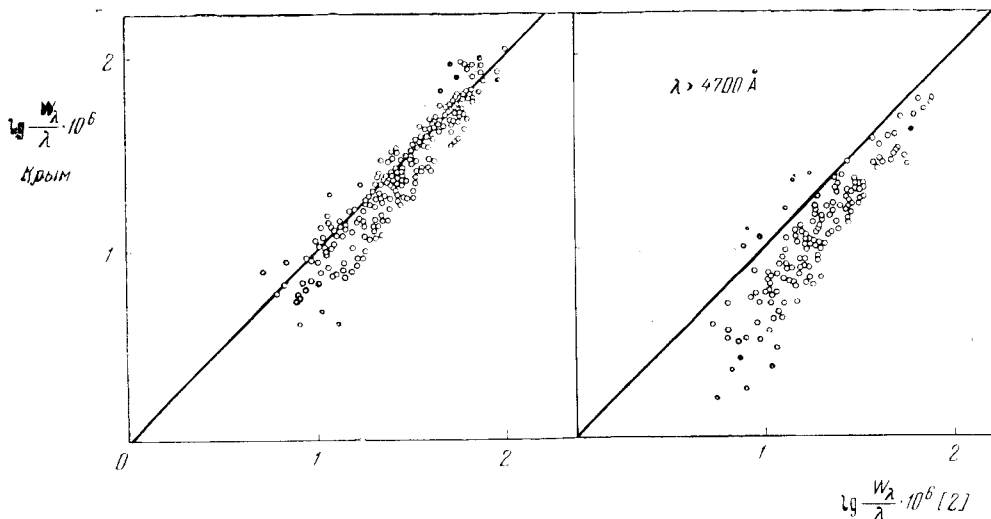
Эквивалентные ширины определялись обычным способом. Предполагалось, что контур большинства не очень сильных линий можно представить в виде треугольника. Тогда по глубине и ширине линии определялась ее площадь. Для сильных линий площадь вычислялась непосредственно планиметрированием. Эквивалентные ширины тех линий, крылья которых искажены блендированием, были определены по глубине R линии на основании зависимости $W = f(R)$, построенной по неблендированным линиям.

Результаты приведены в табл. 1. В первом столбце даны длины волн линий из [1], во втором и третьем — элемент и номер мультиплета, которому принадлежит линия, в четвертом — эквивалентные ширины линий в виде $\lg(W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$. Табл. 2 содержит эквивалентные ширины водородных линий.

На фиг. 2 и 3 представлено сравнение значений эквивалентных ширины линий, приведенных в табл. 1, с опубликованными ранее [2, 3]. Из рас-



Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширины линий, полученных в Крыму и в [3]



Фиг. 3. Сравнение эквивалентных ширин линий, полученных в Крыму и в [2], для линий с $\lambda < 4700 \text{ \AA}$ и $\lambda > 4700 \text{ \AA}$

смотрения фиг. 2 и 3 видно, что согласие для большинства линий хорошее. Наши эквивалентные ширины не имеют систематического отклонения от эквивалентных ширин [3] для $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6 > 1,2$. Наши эквивалентные ширины более слабых линий становятся систематически меньше, чем в [3]. При $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6 = 0,90$ различие достигает 0,10. Похожая картина наблюдается и на фиг. 3 (для $\lambda < 4700 \text{ \AA}$). Вероятно, это вызвано различиями в проведении непрерывного спектра. Но для линий с $\lambda > 4700 \text{ \AA}$ (фиг. 3) согласие наших эквивалентных ширин с эквивалентными ширинами из [2] заметно хуже. Наши эквивалентные ширины почти в два раза меньше, чем опубликованные в [2]. После обнаружения этого факта в 1970 г. мы получили дополнительные спектрограммы. Несколько линий разной интенсивности было измерено на микрофотометре МФ-2 с обычным последующим переводом почерпений в интенсивности. Однако различие между нашими эквивалентными ширинами и эквивалентными ширинами из [2] сохранилось. Возможны по крайней мере два объяснения этому факту: во-первых, это различие может быть вызвано переменностью интенсивностей линий в спектре 15 Vul со временем; во-вторых, следствием каких-либо неизвестных факторов, влияющих на определение эквивалентных ширин в красной области.

Построение кривой роста. Эквивалентные ширины линий были использованы для анализа химического состава и физических условий в атмосфере 15 Vul методом кривых роста. В качестве теоретической кривой мы взяли кривые роста, рассчитанные Врубелем [4] при $B_0/B_1 = 1/3$ для области $\lambda < 4700 \text{ \AA}$ и $B_0/B_1 = 2/3$ для области $\lambda > 4700 \text{ \AA}$. По оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{N_r}{U_r} + \lg X_\kappa - \lg \kappa_{5000} - \lg V_0 + \lg \frac{\sqrt{\pi} \epsilon^2}{mc}, \quad (1)$$

где

$$\lg X_\kappa = \lg gf\lambda - 0,2 - \lg \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{5000}} \quad (2)$$

и

$$V_0 = \sqrt{V_{\text{тепл}}^2 + V_{\text{турб}}^2}. \quad (3)$$

Коэффициент непрерывного поглощения κ_λ был взят из таблиц Боде [5].

Выбор значений сил осцилляторов всегда представлял собой большую проблему. В последнее время появилось много статей, в которых критику-

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплетта	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплетта	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплетта	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$
3804,01	Fe I	702	1,59	3863,74	Fe I	280	1,17	3929,11	Fe I	280	1,35
05,35	Fe I	608	1,42	65,53	Fe I	20	1,60	29,15	Ti II	97	
06,70	Fe I	607	1,78	66,74	V II	11	1,01	29,73	V II	10	0,74
07,14	Ni I	33	1,57	67,22	Fe I	488	1,26	30,30	Fe I	4	1,77
07,53	Fe I	73	1,50	69,59	Fe I	284	0,85	32,01	Ti II	34	1,41
08,73	Fe I	222	0,92	71,75	Fe I	429	1,48	33,66	Ca II	1	2,97
10,76	Fe I	665	0,96	72,50	Fe I	20	1,67	35,94	Fe II	173	1,57
11,89	Fe I	287	0,72	73,76	Fe I	175	1,48	38,29	Fe II	3	1,58
12,96	Fe I	22	1,77	75,67	V II	20	0,94	38,97	Fe II	190	1,04
13,39	Ti II	12	1,63	76,04	Fe I	22	0,91	40,88	Fe I	29	0,89
14,53	Fe I	22	1,90	78,02	Fe I	20	1,89	41,28	Fe I	562	0,61
14,58	Ti II	12		78,58	Fe I	4	1,92	42,44	Fe I	364	1,06
15,84	Fe I	45	1,94	86,28	Fe I	4	1,81	44,01	Al I	1	1,79
18,34	Y II	7	1,26	95,66	Fe I	4	2,00	47,00	Fe I	560	0,88
19,62	Fe I	122	1,40	98,01	Fe I	20	1,56	47,53	Fe I	361,426	1,21
20,43	Fe I	20	1,98	99,14	V II	33	1,19	48,11	Fe I	562	1,28
21,18	Fe I	608	1,46	99,71	Fe I	4	1,63	48,78	Fe I	604	1,54
21,92	Fe II	14	1,34	3900,55	Ti II	34	1,88	48,90	Ca I	6	
24,44	Fe I	4	1,95	02,95	Fe I	45	1,74	50,35	Y II	6	1,64
25,88	Fe I	20	1,95	03,90	Fe I	429	1,36	51,16	Fe I,	661	1,08
27,83	Fe I	45	1,93	05,53	Si I	3	1,77	51,97	V II	10	1,37
29,35	Mg I	3	1,97	06,48	Fe i	4	1,67	52,57	Fe I,	278,	1,44
32,30	Mg I	3	1,56	07,10	Eu II	5	1,11		Ce II	113	
34,22	Fe I	20	1,73	07,94	Fe I	280	0,95	53,16	Fe I	430	0,93
38,29	Mg I	3	1,92	08,76	Cr I	23	1,00	55,35	Fe I	562	1,13
39,26	Fe I	529	1,37	09,66	Fe I	565	1,08	56,68	Fe I	278	1,70
40,44	Fe I	20	1,81	09,83	Fe I	364	1,15	58,24	Zr II	16	1,48
41,05	Fe I	45	1,95	10,84	Fe I	284	0,81	61,52	Al I	1	1,72
42,90	Fe I	222	1,75	12,31	Ni I	151	1,17	76,62	Fe I	729	1,12
43,00	Sc II	1		12,32	Ti I	97		77,73	Fe I	72	1,01
45,17	Fe I	124	1,33	13,46	Ti II	34	1,85	82,00	Ti II	11	1,41
46,52	Y II	83	1,31	14,33	V II	33	1,62	82,59	Y III	6	1,56
46,80	Fe I	664	1,38	15,94	Zr II	17	1,41	83,96	Fe I	277	1,42
48,19	Y II	72	0,92	16,05	La II	42		85,18	Fe I	655	1,32
48,24	Mg II	5		16,42	V II	19	1,47	86,75	Mg I	17	1,95
48,29	Fe I	224	17,18	Fe I	20	1,15	87,43	Sm II	28	0,63	
49,58	Ni II	11	1,74	18,27	Ce II	12	1,19	87,63	Ti II	11	1,96
49,97	Fe I	20	1,64	18,32	Fe I	124		88,51	La II	40	1,26
50,82	Fe I	22	1,63	18,51	Fe II	191	1,58	89,76	Ti I	12	1,10
52,57	Fe I	73	1,30	18,54	Cr I	136		89,80	V II	32	
53,66	Si II	1	1,19	19,16	Cr I	23	1,11	91,14	Zr II	30	1,30
54,32	Ce II	61	1,15	20,26	Fe I	4	1,66	93,82	Ce II	12	1,91
54,38	Fe I	567		21,02	Cr I	23	1,00	95,31	Co I	31	1,06
56,02	Si II	1	1,96	21,54	La II	40	0,77	96,00	Fe I	279	1,25
56,37	Fe I	4		22,91	Fe I	4	1,70	97,13	V II	9	1,12
58,30	Ni I	32	1,72	24,53	Ti I	13	0,74	97,39	Fe I	278	1,42
59,21	Fe I	175	1,43	25,46	Pr II	11	0,92	98,05	Fe I	276	1,26
59,91	Fe I	4	1,80	25,65	Fe I	364	1,07	98,98	Zr II	16	1,46
61,34	Fe I	283	0,91	26,00	Fe I	562	1,40	400,47	Fe I	426	1,26
62,59	Si II	1	1,56	27,92	Fe I	4	1,72	01,67	Fe I	72	1,10
63,41	Fe II	152	1,16					02,07	Fe II	29	1,08

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$
4002,55	Fe II	190	0,84	4048,68	Zr II	43	1,05	4132,06	Fe I	43	1,73
02,94	V II	9	1,01	48,76	Mn I	5	1,52	32,90	Fe I	357	1,28
05,25	Fe I	43	1,58	48,83	Fe II	172	1,43	33,80	Ce II	4	1,09
05,71	V II	32	1,50	49,14	Cr II	193	0,72	34,68	Fe I	357	1,32
06,31	Fe I	663	0,99	50,02	Cr I	36	0,88	37,00	Fe I	726	1,13
07,28	Fe I	277	0,97	50,08	La II	85		37,65	Ce II	2	0,91
08,91	Cd II	—	0,63	50,32	Zr II	43	1,02	38,40	Fe II	39	0,82
08,93	Ti I	12		51,97	Cr II	19	1,11	41,73	La II	40	0,63
09,71	Fe I	72	1,37	53,81	Ti II	87	1,51	42,40	Ce II	10	1,18
12,37	Ti II	11	1,73	53,85	Fe I	485		42,47	Cr I	179	
12,39	Ce II	206		54,41	Cr II	19	0,97	43,42	Fe I	523	1,55
12,47	Fe II	126	1,68	54,83	Fe I	698	1,38	43,87	Fe I	43	1,74
12,49	Cr I	268		55,54	Mn I	5	1,11	45,77	Cr II	162	0,79
13,82	Fe I	486	1,07	56,21	Ti II	11	0,73	47,67	Fe I	42	1,12
14,53	Fe I	802	1,29	57,51	Mg I	16	1,42	49,14	Zr II	41	1,65
15,50	Ni II	12	1,45	57,95	Mn I	29	0,87	50,97	Zr II	42	1,01
17,16	Fe I	527	1,25	58,23	Fe I	558	0,99	52,17	Fe I	18	1,24
17,56	Ni I	171	0,88	58,93	Mn I	5	1,10	53,91	Fe I	695	1,34
18,10	Mn I	5	1,23	59,73	Fe I	767	0,75	54,60	Fe I	355	1,37
21,87	Fe I	278	1,39	61,09	Nd II	10	1,14	54,81	Fe I	694	1,33
23,39	V II	32	1,45	62,45	Fe I	359	1,44	56,24	Zr II	29	1,41
24,45	Zr	54	1,38	63,60	Fe I	43	1,87	56,80	Fe I	354	1,27
24,55	Fe II	127	1,50	64,35	Ti II	106	0,89	57,79	Fe I	695	1,29
25,14	Ti II	11	1,45	65,07	V II	215	0,73	58,80	Fe I	695	1,07
28,33	Ti II	87	1,53	66,60	Fe I	424	0,67	59,03	Ce II	246	1,09
29,64	Ti II	87	1,44	67,05	V II	11	1,78	61,20	Zr II	42	1,30
29,68	Zr	41		67,98	Fe I	559	1,33	61,49	Fe I	422	1,38
30,19	Fe I	72	1,19	70,03	Fe II	22	1,01	61,80	Sr II	3	1,30
30,50	Fe I	560	1,46	70,77	Fe I	558	1,27	63,63	Ti II	105	1,60
30,76	Mn I	2	1,67	71,74	Fe I	43	1,72	65,61	Ce II	10	1,12
31,68	La II	40	1,14	72,52	Fe I	698	0,72	67,27	Mg I	15	1,35
31,97	Fe I	655	1,10	73,48	Ce II	4	0,91	67,80	Ce II	29	0,61
32,64	Fe I	44	1,04	73,76	Fe I	558	0,96	70,86	Cr II	18	1,44
33,07	Mn I	2	1,67	74,79	Fe I	524	1,08	70,91	Fe I	482	
34,10	Zr II	42	0,78	75,63	Cr II	19	1,20	71,90	Ti II	105	1,70
34,49	Mn I	2	1,39	75,66	V II	14		72,75	Fe I	19	0,98
35,63	V II	32	1,42	76,64	Fe I	558	1,43	73,45	Fe II	27	1,75
35,73	Mn I	5		76,87	Cr II	19		75,64	Fe I	354	1,28
36,78	V II	9	0,75	77,71	Sr II	1	2,03	76,57	Fe I	695	1,23
37,53	Cd II	49	0,63	4118,55	Fe I	801	1,54	77,54	Y II	14	1,79
38,03	Cr II	194	0,87	21,32	Co I	28	1,14	78,86	Fe II	28	1,71
40,24	Zr II	54	0,50	22,64	Fe II	28	1,49	79,43	Cr II	26	1,38
40,65	Fe I	655	0,99	23,23	La II	41	1,11	81,76	Fe I	354	1,40
41,29	Fe I	603	1,33	23,96	Sm II	46	0,87	82,38	Fe I	476 _a	0,84
41,36	Mn I	5		24,79	Fe II	22	1,24	83,44	V II	37	0,98
42,58	Ce II	140	0,69	24,91	Y II	14		84,00	Ce II	—	1,13
42,91	La II	66	1,01	26,19	Fe I	695	0,96	84,09	Fe III	21	
43,90	Fe I	276	0,99	27,61	Fe I	357	1,31	84,33	Ti II	22	1,24
44,61	Fe I	359	1,15	28,05	Si II	3	1,39	84,90	Fe I	355	1,23
45,14	Fe I	425	0,89	28,74	Fe II	27	1,34	86,60	Ce II	1	1,20
45,82	Fe I	43	1,91	30,88	Si II	3	1,48	87,04	Fe I	152	1,54

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$
4187,80	Fe I	152	1,68	4238,82	Fe I	693	1,36	4295,75	Ti I	44	0,97
88,72	Fe I	—	1,42	39,85	Fe I	273	1,24	96,05	Gd II	46	1,01
91,44	Fe I	152	1,54	42,34	Mn II	—		96,57	Fe II	28	1,62
92,07	Ni II	10	0,94	42,38	Cr II	31	1,46	98,04	Fe I	520	0,73
95,34	Fe I	693		44,80	Ni II	9	0,83	98,21	Fe I	476a	0,85
95,62	Fe I	478	1,35	45,26	Fe I	352	1,07	99,24	Fe I	152	1,67
96,22	Fe I	693	1,17	46,02	Fe I	649		4300,05	Ti II	41	1,78
96,53	Fe I	418	0,91	46,09	Fe I	906	0,83	00,83	Fe I	976	0,77
98,31	Fe I	152	1,66	46,83	Sc II	7	1,72	01,93	Ti II	41	1,64
98,64	Fe I	693	1,19	47,43	Fe I	693	1,40	02,53	Ca I	5	1,52
99,10	Fe I	522	1,57	48,23	Fe I	482	0,87	03,17	Fe II	27	1,66
4200,93	Fe I	689	0,94	50,12	Fe I	152	1,53	05,45	Sr II	3	1,48
02,03	Fe I	42	1,71	50,79	Fe I	42	1,69	05,72	Sc II	15	1,05
02,76	Fe I	476a, 521	0,98	51,74	Mn II	—		06,72	Ce II	1	0,53
		850		52,62	Cr II	31	0,87	07,90	Ti II	41	
03,95	Fe I	355	1,33	54,35	C I	1	1,64	07,91	Fe I	42	1,89
03,99	Fe I	1		56,24	Zr II	29	0,71	09,01	Sm ² II	15	0,96
05,05	Eu II	37	1,45	56,79	Fe I	1102	0,67	09,62	Y II	5	1,62
05,08	V II	22		58,16	Fe II	28	1,46	12,86	Ti II	41	1,65
05,48	Fe II	689	1,00	59,99	Fe I	689	1,24	14,08	Sc II	15	1,59
05,55	Fe I	7	0,85	60,48	Fe I	152	1,74	14,98	Ti II	41	1,71
06,38	Mn II	352	0,93	61,92	Cr II	31	1,37	16,81	Ti II	94	1,11
07,13	Fe I	689	1,06	64,19	Cr II	17		18,65	Ca I	5	1,29
08,61	Fe I	41	1,26	64,21	Fe I	692	0,73	20,74	Sc II	15	1,64
08,99	Zr II	152	1,46	65,08	Sm II	15	0,75	25,01	Sc II	15	1,37
10,35	Fe I	21	1,22	66,23	Ti I	252		25,76	Fe I	42	1,79
11,80	Fe II	15			Cr I	37	0,71	30,26	Ti II	94	1,08
11,88	Zr II	355	1,42	66,97	Fe I	273	0,73	30,71	Ti II	41	1,21
13,65	Fe I	1	1,90	67,83	Fe I	482	0,99	33,76	La II	24	1,12
15,52	Sr II	3	1,43	71,16	Fe I	152	1,57	50,83	Ti II	94	1,02
16,19	Fe I	40	0,86	71,76	Fe I	42	1,78	51,76	Fe II	27	1,83
17,32	Zr II	96	1,30	73,32	Fe I	27	1,38	52,68	Cr II, Fe I	3,71	1,17
17,34	Ti II	693	1,50	74,80	Cr II	1	1,48				
17,55	Fe I	800	0,92	75,57	Cr II	31	1,15	58,73	Y II	5	1,00
19,36	Fe I	944	0,78	78,13	Fe II	32	0,99	59,74	Zr II	79	0,98
20,05	Fe I	482	1,34	80,33	Cr II	17	0,86	62,10	Ni II	9	1,06
20,35	Fe I	152	1,39	82,41	Fe I	71	1,57	67,66	Ti II	104	1,39
22,22	Fe I	689, 31	0,99	83,01	Ca I	5	1,34	68,20	Cr II	37	
24,18	Fe I, Cr II	162	1,36	84,21	Cr II	31	1,07	68,23	Ce II	227	0,81
		693	1,81	85,44	Fe I	597	1,04	69,40	Fe II	28	1,15
24,85	Cr II	693	1,65	86,98	Fe I	976		69,77	Fe I	518	1,20
25,46	Fe I	2	1,77		La II	75	1,09	70,96	Zr II	79	0,95
26,73	Ca II	693	1,48	87,89	Ti II	20	1,47	71,28	Cr I	33	
27,43	Fe I	27	1,30	89,36	Ca I	5	1,22	71,33	Cr I	14	0,89
33,17	Fe II	152	0,78	89,72	Cr I	1	1,52	74,46	Sc II	14	1,26
33,61	Fe I	23	0,82	90,22	Ti II	41	1,54	74,61	Cr II	179	1,40
35,14	Mn I	152	1,69	90,38	Fe I	416	1,82	74,94	Y II	13	1,71
35,29	Mn I	23	0,86	92,25	Mn II	6	0,65	75,93	Fe I	2	1,08
35,94	Fe I	689	0,86	93,14	Zr II	110	0,41	79,24	V I	22	1,05
38,03	Fe I	41	0,94	94,13	Fe I	41	1,76	79,78	Zr II	88	1,05
38,38	La II			94,77	Sc II	15	0,82	83,44	La II	76	1,21

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$
4383,55	Fe I	41	1,73	4451,55	Fe II	—		4549,47	Fe II	38	
84,33	Fe II	32	1,13	51,59	Mn I	22	0,91	49,62	Ti II	82	2,00
85,38	Fe II	27	1,59	54,38	Fe I	350	0,99	54,03	Ba II	1	1,69
86,86	Ti II	104	1,04	54,63	Sm II	49		55,02	Cr II	44	1,20
87,90	Fe I	476	0,94	54,66	Fe I	902	1,34	55,89	Fe II	37	1,65
89,97	V I	22	0,74	54,78	Ca I	4	1,40	58,66	Cr II	44	1,53
90,46	Fe I	413		55,85	Fe II	140		60,28	Ce II	8	0,25
90,58	Mg II	10	0,88	55,89	Ca I	4	1,00	62,36	Ce II	1	0,40
90,86	Sm II	5		56,65	Ti II	115	0,71	63,76	Ti II	50	1,57
90,98	Ti II	61	1,08	59,12	Fe I	68	1,35	64,72	Fe I	823	1,28
94,06	Ti II	51	1,37	60,49	Ti I	204	0,92	65,73	Mn I	52	
95,03	Ti II	19	1,62	64,46	Ti II	40	1,35	65,78	Cr II	39	1,07
95,85	Ti II	61	0,99	66,55	Fe I	350	1,38	68,31	Ti II	60	0,60
98,02	Y II	5	1,35	68,49	Ti II	31	1,75	71,97	Ti II	82	1,70
99,77	Ti II	51	1,55	69,16	Ti II	18	1,17	76,33	Fe II	38	1,44
4400,36	Sc II	14	1,24	70,48	Ni I	86	1,13	80,06	Fe II	26	0,95
01,35	Zr II	68	1,22	70,86	Ti II	40	0,95	81,40	Ca I	23	0,87
01,55	Ni I	86	1,31	72,92	Fe II	37	1,11	82,84	Fe II	37	1,34
03,35	Zr II	79		76,02	Fe I	350	1,35	83,83	Fe II	38	1,80
	Sm II	22	0,72	81,13	Mg II	4		85,92	Ca I	23	0,95
04,75	Fe I	41	1,71	81,33	Mg II	4	1,87	88,22	Cr II	44	1,53
07,71	Fe I	68	0,98	82,26	Fe I	68	1,10	91,99	V I	95	
08,42	Fe I	68	0,93	84,23	Fe I	828	0,94	92,09	Cr II	44	1,38
09,52	Ti II	61	0,94	85,44	Zr II	79		92,53	Ni I	98	1,03
11,08	Ti II	115	1,14	85,68	Fe I	830	0,88	93,92	Ce II	6	0,90
13,60	Fe II	32	0,68	88,32	Ti II	115	1,28	96,97	Cd II	44	
14,88	Mn I	22	1,07	89,19	Fe II	37	1,40	97,01	Nd II	51	0,80
15,12	Fe I	41	1,60	91,40	Fe II	37	1,45	4600,19	V II	56	0,90
15,56	Sc II	14	1,20	94,57	Fe I	68	1,26	02,94	Fe I	39	1,15
16,82	Fe II	27	1,64	96,96	Zr II	40		04,99	Ni I	98	0,86
17,72	Ti II	40	1,45	96,99	Mn II	17	1,18	07,66	Fe I	554	0,83
18,34	Ti II	51	1,19	4501,27	Ti II	31	1,66	11,29	Fe I	826	1,00
18,78	Ce II	2	0,71	08,28	Fe II	38	1,68	16,64	Cr II	44	1,15
21,95	Ti II	93	0,94	15,34	Fe II	37	1,61	18,83	Cr II	44	1,30
22,59	Y II	5	1,26	18,30	Ti II	18	1,00	20,51	Fe II	38	1,33
25,44	Ca I	4	1,05	20,22	Fe II	37	1,61	24,86	Zr II	116	
27,31	Fe I	2	1,09	22,63	Fe II	38	1,65	24,90	Ce II	27	1,11
29,90	La II	38	0,95	24,93	Ba II	3		29,34	Fe II	37	1,62
30,62	Fe I	68	0,88		Fe I	826	1,16	34,11	Cr II	44	1,30
34,96	Ca I	4	1,25	26,58	Fe II	171	0,71	35,33	Fe II	186	1,20
35,69	Ca I	4	1,15	28,62	Fe I	68	1,53	37,51	Fe I	554	0,73
40,45	Zr II	79	1,00	29,47	Ti II	82	1,28	45,97	V I	4	0,79
41,73	Ti II	40	0,96	31,15	Fe I	39	0,86	48,66	Ni I	98	1,12
42,34	Fe I	68	1,25	33,97	Ti II	50	1,76	52,16	Cr I	21	1,39
43,20	Fe I	350	1,33	39,62	Cr II	39	1,04	54,63	Fe I	554	0,88
43,70	Cr I	234	1,43	39,79	Cr I	33	1,10	56,97	Fe II	43	1,18
43,80	Ti II	19	1,64	41,52	Fe II	38	1,40	63,70	Fe II	44	1,06
44,56	Ti II	31	1,08	46,47	Fe I	1047	1,29	66,75	Fe II	37	1,24
47,72	Fe I	68	1,06	46,93	Ni I	261	0,65	67,46	Fe I	822	1,05
50,49	Ti II	19	1,40	47,85	Fe I	755	1,00	69,17	Fe I	821	0,65

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$
4678,85	Fe I	821	0,78	4966,10	Fe I	687	1,08	5107,45	Fe I	16	0,91
82,12	La II	37	0,85	67,30	Ti I	5	0,97	07,64	Fe I	36	
91,41	Fe I	409	0,68	67,55	Ni I	141		0,80	10,41	Fe I	1
4702,98	Mg I	11	1,34	70,39	La II	37	0,44	15,40	Ni I	177	0,75
07,28	Fe I	554	1,05	71,35	Ni I	274	0,88	20,34	Fe II	35	0,50
14,42	Ni I	98	1,20	73,90	Cd II	64	0,84	21,65	Fe I	1095	0,55
15,78	Ni I	98	0,62	78,54	Na I	9	1,00	23,21	Y II	21	0,95
18,33	Sm II	53	1,18	80,16	Ni I	112	1,20	24,98	Zr II	87	1,12
18,46	Cr I	186		83,86	Fe I	1066	0,97	25,13	Fe I	1090	
22,16	Zn I	2	1,07	85,46	Cr II	36	0,16:	27,36	Fe I	16	0,65
27,40	Fe I	821	0,38	89,14	Ti I	173	0,93	29,14	Ti II	86	1,34
28,55	Fe I	822	0,41	91,11	Fe II	25	0,83	33,69	Fe I	1092	1,08
31,44	Fe II	43	1,37	93,36	Fe II	36	0,44	39,47	Fe I	383	1,45
36,78	Fe I	554	1,26	99,50	Ti I	38	1,22	39,26	Fe I	383	
47,00	Cr I	168	1,41	5001,87	Fe I	965	1,18	42,54	Fe I	1092	1,49
48,73	La II	65	0,29	06,13	Fe I	318	1,02	46,12	Ni I	161	
60,15	Fe II	169	0,25	07,21	Ti I	38	0,94	48,06	Fe II	35	1,02
60,23	Ni I	114		12,07	Fe I	16	0,67	48,23	Fe I	1090	0,96
62,38	Mn I	21	1,02	14,03	S II	15	0,76	50,84	Fe I	1095	
63,84	Ti II	48	0,77	14,95	Fe I	965	1,77	54,06	Fe I	16	0,58
64,54	Ti II	48	0,62	18,43	Fe II	42	0,88:	55,76	Ti II	70	1,20
66,62	C I	6	0,56	19,86	V II	232	0,49	61,18	Ni I	210	0,75
70,00	C I	11	0,40	20,03	Ti I	38	0,70	62,29	Fe II	35	-0,01
71,72	C I	6	0,99	22,24	Fe I	965	0,70	65,42	Fe I	1089	1,23
79,99	Ti II	92	0,95	27,22	Fe I	1065	0,70	66,28	Fe I	1089	0,65
83,42	Mn I	16	0,50	31,02	Sc II	23	1,24	67,32	Fe I	1	0,50
86,58	Ni I	98	1,18	41,06	Si II	5	1,23	67,32	Mg I	2	1,74
4805,10	Ti II	92	1,25	40,90	Fe I	1092	0,55	69,03	Fe II	42	1,74
10,53	Zn I	2	1,07	41,62	Ca I	34	1,00	71,60	Fe I	36	1,03
23,52	Mn I	16	1,12	41,66	C I	4	1,20	72,68	Mg I	2	1,60
24,13	Cr II	30	1,36	44,01	Ce II	16	0,96	83,60	Mg I	2	1,76
29,03	Ni I	131	0,75	44,22	Fe I	318	1,00	85,90	Ti II	86	1,20
31,18	Ni I	111	0,76	49,82	Fe I	114	1,20	88,70	Ti II	70	1,54
48,24	Cr II	30	1,30	52,12	C I	12	0,96	91,46	Fe I	383	1,33
76,41	Cr II	30	1,34	56,02	Si II	5	1,00	92,35	Fe I	383	1,24
76,48	Cr II	30		65,02	Fe I	1094	1,00	94,94	Fe I	36	1,02
89,11	Fe I	985	0,65!	68,77	Fe I	383	0,91	97,57	Fe II	49	1,53
90,76	Fe I	318	1,35	72,30	Ti II	113	1,00	5200,42	Y II	20	1,16
91,50	Fe I	318	1,42	74,76	Fe I	1094	1,01	02,34	Fe I	66	0,96
93,78	Fe II	36	0,19	79,00	Fe I	1092	1,00	04,52	Cr I	7	0,89
4900,13	Y II	22	1,49	79,23	Fe I	66	1,12	05,73	Cr I	7	1,49
03,32	Fe I	318	1,12	80,53	Ni I	143	0,92	06,04	Cr I	7	1,42
04,28	Ti I	218, 219	0,80	81,11	Ni I	194	0,60	08,44	Cr I	7	1,56
11,20	Ti II	114	1,05	83,34	Fe I	16	1,04	10,38	Ti I	4	0,66
19,00	Fe I	318	1,38	84,08	Ni I	162	1,32	11,54	Ti II	103	0,85
20,51	Fe I	318	1,50	87,42	Y II	20	0,65	15,18	Fe I	553	1,01
23,92	Fe II	42	1,67	90,79	Fe I	1090	0,83	16,28	Fe I	36	0,79
32,00	C I	13	0,92	97,00	Fe I	1092	0,80	17,40	Fe I	553	0,71
34,08	Ba II	1	1,67	98,70	Fe I	66	0,84	20,11	Pr II	35	0,63
54,81	Cr I	166	0,34	99,95	Ni I	161	1,03	26,53	Ti II	70	1,56
57,60	Fe I	318	1,62	5100,84	Fe II	185		27,19	Fe I	31	1,53

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульты-плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульты-плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульты-плета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$
5229,86	Fe I	553	0,98	5362,86	Fe II	48	1,44	5682,63	Na I	6	0,90
32,50	Cr II	43	1,45	64,87	Fe I	1146	1,15	88,20	Na I	6	1,14
34,62	Fe II	49	1,48	67,47	Fe I	1146	1,06	5705,99	Fe I	1183	0,90
35,39	Fe I	210, 1031	0,81	69,97	Fe I	1146	1,16:	09,39	Fe I	686	0,85
				71,49	Fe I	15	1,43	17,84	Fe I	1107	0,78
37,34	Cr II	43	1,28	80,24	C I	11	1,12	53,14	Fe I	1107	0,88
39,82	Sc II	26	0,64	81,02	Ti II	69	0,88	62,99	Fe I	1107	0,89
42,50	Fe I	843	0,71	83,37	Fe I	1146	1,22	90,59	Cr I	17	0,70
43,80	Fe I	1089	0,30	89,46	Fe I	1145	0,56	5853,68	Ba II	2	1,13
53,50	Fe I	553	0,60	93,17	Fe I	553	0,97	89,95	Na I	1	1,76
54,92	Fe II	49	1,00	97,13	Fe I	15	1,30	95,92	Na I	1	1,70
56,89	Fe II	41	0,69	5400,51	Fe I	1145	0,93	5914,15	Fe I	1180, 1181	0,80
59,74	Pr II	35	0,40:	04,12	Fe I	1165	1,29				
60,38	Ca I	22	0,69	05,78	Fe I	15	1,33	30,17	Fe I	1180	0,88:
62,10	Ti II	70	1,09	10,91	Fe I	1165	1,06	52,55	Fe II	182	0,71:
63,31	Fe I	553	0,84	15,20	Fe I	1165	1,36	83,70	Fe I	1175	0,35:
64,14	Mg II	17	0,92	18,80	Ti II	69	0,85	84,80	Fe I	1260	0,65
64,80	Fe II	48	1,12	24,07	Fe I	1146	1,30	87,06	Fe I	1260	0,35:
66,56	Fe I	383	1,24	25,27	Fe II	49	1,16	91,38	Fe II	46	0,90
68,62	Ti II	103	0,52:	29,70	Fe I	15	1,40	6003,03	Fe I	959	0,38:
69,54	Fe I	15	1,43	34,53	Fe I	15	1,20	08,58	Fe I	982	0,46
70,36	Fe I	37	1,37	45,04	Fe I	1163	1,01	13,50	Mn I	27	0,68:
73,18	Fe I	553	0,86	46,92	Fe I	15	1,32	06,64	Mn I	27	0,18:
74,99	Cr II	43	1,02	55,61	Fe I	15	1,46	20,17	Fe I	1178	0,46:
75,99	Fe II	49	1,46	76,91	Ni I	59	1,34	21,80	Mn I	27	0,20:
80,08	Cr II	43	0,88	78,35	Cr II	50	0,98	24,07	Fe I	1178	0,83:
81,80	Fe I	383	0,98	87,75	Fe I	1026	0,70	52,89	Mn II	16	0,52
83,63	Fe I	553	1,22	97,52	Fe I	15	1,01	55,99	Fe I	1259	0,50:
84,09	Fe II	41	1,28	5501,47	Fe I	15	0,68	65,49	Fe I	207	0,62:
98,27	Cr I	18	0,50:	06,78	Fe I	15	0,80	78,50	Fe I	1259	0,51:
5302,31	Fe I	553	0,90	26,81	Sc II	31	1,03	84,11	Fe II	46	0,51:
05,85	Cr II	24	0,80:	28,39	Mg I	9	1,25	6116,04	Fe II	46	0,43:
07,36	Fe I	36	0,37:	34,86	Fe II	55	1,15	22,22	Ca I	3	1,05
08,44	Cr II	43	0,40	65,71	Fe I	1183	0,56	36,62	Fe I	169	0,83
10,70	Cr II	43	0,48	69,62	Fe I	686	1,10	37,70	Fe I	207	0,93
13,59	Cr II	43	0,90	72,85	Fe I	686	1,18	41,72	Ba II	2	1,57
16,61	Fe II	49	1,70	76,10	Fe I	686	0,88	47,74	Fe II	74	1,06
24,19	Fe I	553	1,32	81,97	Ca I	21	0,70	49,29	Fe II	74	0,89
25,56	Fe II	49	1,21	86,76	Fe I	686	1,28	56,78	O I	10	0,75
28,01	Fe I	15	1,56	88,76	Ca I	21	1,13	58,19	O I	10	0,87
32,95	Fe I	36	0,45	90,12	Ca I	21	0,60	62,17	Ca I	3	1,14
34,88	Cr II	43	0,89	94,47	Ca I	21	1,19	69,06	Ca I	20	0,31:
36,81	Ti II	69	1,17	98,49	Ca I	21	1,11	69,56	Ca I	20	0,52
37,71	Fe II	48	1,08	5601,29	Ca I	21	0,94	91,56	Fe I	169	0,97
37,79	Cr II	43		02,96	Fe I	686	1,05	6230,73	Fe I	207	1,02
39,29	Ca II	20	0,90	15,65	Fe I	686	1,20	32,66	Fe I	816	0,40:
39,94	Fe I	553	1,15	24,60	Fe I	686	0,98	38,38	Fe II	74	1,18
41,03	Fe I	37	1,17	26,60	Cr II	22	1,00	39,95	Fe II	74	0,53:
45,81	Cr I	18	0,85	53,68	Ba II	2	1,13	46,33	Fe I	816	0,81
46,10	Cr II	24		58,54	Fe I	686	1,09	47,56	Fe II	74	1,30
53,53	Ce II	15	0,85	69,03	Sc II	29	0,76	52,56	Fe I	169	0,87

Таблица 1 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$
6254,26	Fe I	111	0,60	6416,91	Fe II	74	1,00	6491,61	Ti II	91	1,05
6318,03	Ti I	163	0,85	19,98	Fe I	1258	0,60	93,78	Ca I	18	1,04
18,11	Ca I	53		21,36	Fe I	111	0,72	94,99	Fe I	168	1,05
31,97	Fe II	199	0,50:	30,85	Fe I	62	0,80	96,90	Ba II	2	1,58
36,83	Fe I	816	0,70	32,65	Fe II	40	1,03	6516,05	Fe II	40	1,10
47,09	Si II	2	1,45	39,07	Ca I	18	1,18	92,92	Fe I	268	0,72:
69,45	Fe II	40	0,35	49,81	Ca I	19	0,56	6613,74	Y II	26	0,70
71,36	Si II	2	1,29	56,38	Fe II	74	1,47	13,83	Fe I	13	
80,75	Fe I	1015	0,36	56,91	Ca II	19	1,10	63,40	Fe I	111	0,26
93,61	Fe I	168	0,82	62,57	Ca I	18	1,03	78,00	Fe I	268	0,90
6400,01	Fe I	816	1,06	64,70	Ca I	19	0,61:	6743,58	S I	8	0,78
08,03	Fe I	816	0,59	69,21	Fe I	1258	0,23	48,79	S I	8	0,90
11,66	Fe I	816	0,84	71,66	Ca I	18	0,60	57,16	S I	8	1,04

Таблица 2

Линия	$\lambda, \text{Å}$	$W_{\lambda}, \text{Å}$	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$W_{\lambda}, \text{Å}$	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$W_{\lambda}, \text{Å}$
H _z	6562,82	10,4	H ₈	3889,05	13,4	H ₁₃	3734,37	4,6
H _β	4861,33	12,8	H ₉	3835,39	11,5	H ₁₄	3721,94	3,2
H _γ	4340,47	19,1	H ₁₀	3797,90	9,0	H ₁₅	3711,97	3,2
H _δ	4101,74	18,7	H ₁₁	3770,63	6,5	H ₁₆	3703,86	3,1
H _ε	3970,07	14,1	H ₁₂	3750,15	5,2			

ется наиболее обширное исследование сил осцилляторов, выполненное Корлиссом и Бозманом [6]. Эта критика в основном сводится к двум моментам: а) величины $f_{\text{св}}$ имеют ошибку, связанную с потенциалом возбуждения верхнего уровня; б) величина $f_{\text{св}}$ имеет ошибку в нормировке шкалы. Мы сравнивали величины $f_{\text{св}}$ с более современными определениями сил осцилляторов и нашли редуцированную кривую для определения поправки, зависящей от потенциала возбуждения. Оказалось, что она имеет примерно одинаковую форму для всех элементов. При помощи этой кривой мы исправляли величины $f_{\text{св}}$, а затем дополнительно — нуль-пункт всей шкалы для рассматриваемого элемента. Более подробно получение редуцированной кривой и процедура исправления $f_{\text{св}}$ будут описаны в отдельной статье [7]. В табл. 3 приведены ссылки на статьи, где были взяты относительные значения сил осцилляторов (второй столбец) и поправка нуль-пункта (третий столбец).

Построение кривой роста осуществлялось следующим образом. Сначала на основании спектрального типа звезды мы задали предварительное значение $\Theta_{\text{возб}} = 0,63$ и построили кривую роста в координатах $\lg (W_{\lambda}/\lambda) \cdot 10^6$ и $\lg X_{\lambda}$. Затем, используя линии элементов Fe I, Fe II, Ti II, определили окончательное значение температуры возбуждения $\Theta_{\text{возб}} = 0,70 \pm 0,03$. С этим значением температуры возбуждения были построены кривые роста для всех элементов. На фиг. 4 и 5 в качестве примера показаны кривые роста для Cr II и Fe I ($\lambda < 4700 \text{ Å}$).

Из сравнения экспериментальных кривых роста с теоретической были определены доплеровский параметр V_0 и величина a . Следует отметить, что последняя величина определяется не очень уверенно, поскольку в спектре 15 Vul нет очень сильных линий.

Таблица 3

Элемент	Литература		Элемент	Литература	
	по относительным силам осцилляторов	по абсолютным силам осцилляторов		по относительным силам осцилляторов	по абсолютным силам осцилляторов
6 C I	[8]	[8]	26 Fe I	[24] *	[25—27]
8 O I	[8]	[8]	26 Fe II	[11, 28]	[29, 30]
11 Na I	[9]	[9]	27 Co I	[6] *	[17]
12 Mg I	[9]	[9]	27 Co II	[31] *	[32, 17, 33]
13 Al I	[9]	[9]	28 Ni I	[11]	[33]
14 Si I	[10]	[10]	30 Zn I	[6] *	[35—40]
14 Si II	[10]	[10]	38 Sr II	[41]	[41]
16 S I	[9]	[9]	39 Y II	[6] *	[42]
20 Ca I	[9]	[9]	40 Zr II	[6]	[6]
20 Ca II	[9]	[9]	56 Ba II	[6] *	[43, 44]
21 Sc II	[11] *	[11]	57 La II	[6]	[6]
22 Ti I	[6] *	[12]	58 Ce II	[6]	[6]
22 Ti II	[11] *	[13, 34]	59 Pr II	[6]	[6]
23 V I	[6] *	[14]	60 Nd II	[6]	[6]
23 V II	[11] *	[11, 15]	62 Sm II	[6]	[6]
24 Cr I	[6] *	[16, 17, 19—21]	63 Eu II	[6]	[6]
24 Cr II	[11] *	[22, 18—20]	64 Gd II	[6]	[6]
25 Mn I	[6] *	[23]			
25 Mn II	[22] *	[23]			

* Использовались редуцированные величины.

Таблица 4

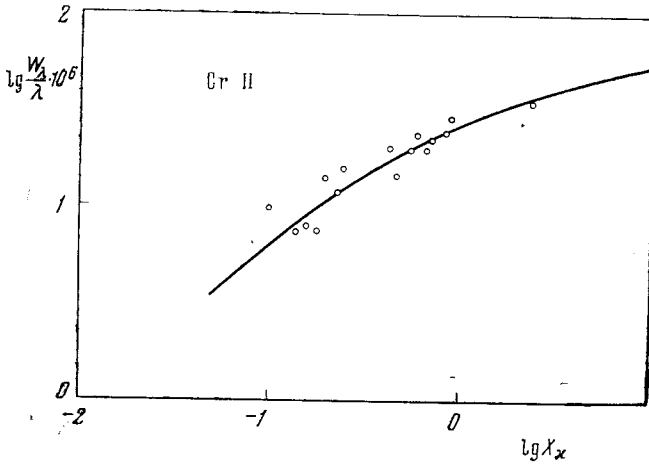
Параметр	Крым			Параметр	Крым		
	Крым	[2]	[45]		Крым	[2]	[45]
V_0 , км/сек	4,8	4,1	4,5	$\lg P_e$	2,10	+1,12	
$\lg a$	-2,2	-1,8		$\lg \kappa_{5000}$	-23,44		
$\Theta_{\text{возб}}$	0,70	0,83					

В табл. 4 приведены найденные значения V_0 , a , $\Theta_{\text{возб}}$ вместе с определениями других авторов [2, 45].

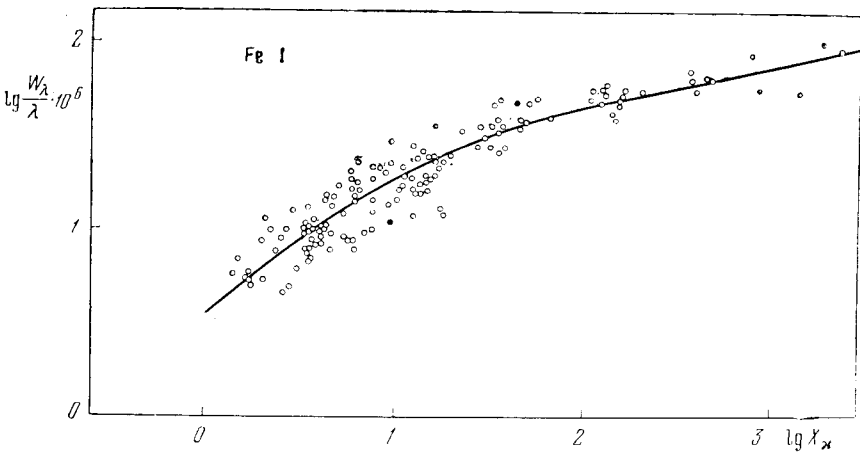
Анализ химического состава атмосферы 15 Vul. Построенные кривые роста были использованы для определения содержания ионов различных элементов. Эти данные приведены во втором столбце табл. 5. В третьем столбце дана формальная ошибка совмещения наблюдаемой и теоретической кривых роста для рассматриваемого элемента. В скобках дано число линий, использованных для построения кривой роста. Чтобы получить содержание какого-либо элемента в целом, необходимо учесть также атомы, находящиеся в состоянии, недоступном наблюдению. Для этой цели нам необходимо определить электронное давление P_e . Мы предположили, что имеет место соотношение $\Theta_{\text{ион}} = \Theta_{\text{возб}} 0,92$, и нашли P_e по формуле Саха:

Элемент	Si	Ti	Cr	Mn	Fe	Ni	Среднее
$\lg P_e$	2,17	2,53	2,23	1,67	1,86	2,36	2,10

Используя найденные значения $\lg P_e$ и $\Theta_{\text{ион}}$, мы рассчитали полное содержание элементов. Эти данные помещены в четвертом столбце табл. 5. В некоторых случаях величины $\lg N$, определенные по линиям нейтраль-



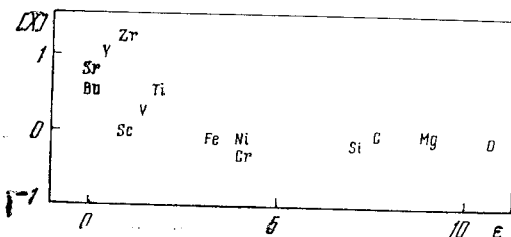
Фиг. 4. Кривая роста, построенная по линиям Cr II



Фиг. 5. Кривая роста, построенная по линиям Fe I, $\lambda < 4700 \text{ \AA}$

ных и ионизованных атомов, заметно отличаются одна от другой. В этом случае бралось средневзвешенное значение с учетом числа линий, их разброса на кривой роста, надежности сил осцилляторов и чувствительности к температуре. Окончательные данные представлены в пятом столбце табл. 5. В шестом столбце дан химический состав атмосферы Солнца [46—49], приведенный к используемой нами системе сил осцилляторов. Там же даны ссылки на используемые работы. В седьмом столбце помещена величина $[X] = \lg(N_{\text{эл}}/N_{\text{Fe}})_{15 \text{ Vul}} - \lg(N_{\text{эл}}/N_{\text{Fe}})_{\odot}$.

На фиг. 6 представлена величина $[X]$ в зависимости от потенциала возбуждения наблюдаемых линий для тех элементов, большинство атомов которых находятся в наблюдаемом состоянии ионизации. Мы видим, что не существует систематического хода, и поэтому можем надеяться, что возможные ошибки в температуре не повлияют на относительные содержания элементов. В последних столбцах табл. 5 приведены величины $[X]$ из [2, 45].



Фиг. 6. Зависимость аномалий химического состава 15 Vul $[X]$ от потенциала возбуждения нижнего уровня наблюдаемых линий

Таблица 5

Элемент	$\lg N_r$	$\Delta \lg N_r$	$\lg N$	$\lg N_{\text{оконч}}$	$\lg N_{\odot}$ [46]	[X]		
						Крым	[2]	[45]
H	12,00	0,15	12,00	12,00	12,00	0,00	-0,02	-0,00
C I	8,38	0,15 (5)	8,61	8,61	8,55 *	+0,06	-0,37	
O I	8,89	0,10 (2)	8,89	8,89	8,93 *	-0,04		
Na I	1,74	0,05 (2)	6,23	6,23	6,21	+0,02	+0,47	
Mg I	4,54	0,15 (5)	7,39	7,54	7,35	+0,07	-0,22	
Mg II	8,04	0,20 (2)	8,04		7,59			
Al I	3,82	0,30 (2)	6,57	6,57	6,42	+0,15	-0,14	
Si I	5,63	— (1)	7,49	7,51	7,59	-0,08	+0,16	
Si II	7,52	0,06 (4)	7,52		7,57			
S I	7,29	0,05 (3)	7,84	7,84	7,09	+0,75		
Ca I	2,67	0,05 (25)	6,28	6,25	6,23	-0,03	-0,29	-0,25
Ca II	5,86	— (1)	5,94		6,33			
Sc II	3,19	0,10 (12)	3,20	3,20	3,04	+0,16	-0,55	-0,33
Ti I	2,32	0,15 (8)	5,47		4,68	+0,64	-0,01	+0,11
Ti II	5,12	0,20 (48)	5,12	5,25	4,53			
V I	1,93	0,15 (4)	4,88		3,85	+0,31	-0,10	
V II	4,21	0,08 (11)	4,21	4,21	3,94			
Cr I	3,02	0,07 (10)	5,87		5,35	+0,37	-0,10	
Cr II	5,83	0,06 (16)	5,83	5,85	5,60			
Mn I	3,08	0,20 (13)	5,92		5,39	+0,57	-0,02	
Mn II	6,42	0,20 (3)	6,42	6,00	5,48			
Fe I	5,04	0,05 (144)	7,39		7,56 **	0,00	0,00	
Fe II	7,81	0,07 (66)	7,81	7,58	7,62 **			
Co I	2,67	0,10 (2)	5,00	5,00	4,80	+0,20	-0,09	
Ni I	4,28	0,15 (21)	6,39		6,25 ***	+0,05	+0,47	
Ni II	6,21	0,10 (7)	6,21	6,30	5,28			
Zn I	5,52	0,10 (2)	5,52	5,52	5,04	+0,48	+0,57	
Sr II	3,55	0,10 (2)	3,83	3,83	2,92 ****	+0,91	+0,09	+0,65
Y II	2,68	0,20 (9)	2,71	2,71	1,58	+1,13	+0,25	
Zr II	3,57	0,10 (12)	3,57	3,57	2,20	+1,37	-0,14	+0,67
Ba II	2,42	0,10 (6)	2,91	2,91	2,22	+0,69	+0,33	
La II	2,68	0,10 (11)	2,96	2,96	1,81	+1,15		+0,68
Ce II	2,36	0,10 (12)	2,54	2,54	1,88	+0,66		+0,56
Pr II	3,11	0,20 (2)	3,40	3,40	1,63	+1,77		
Nd II	2,81	— (1)	3,25	3,25	1,82	+1,43		
Sm II	3,16	0,20 (3)	3,16	3,16	1,66	+1,50		
Eu II	2,08	0,20 (2)	2,89	2,89	0,49	+2,40		
Gd II	2,84	0,10 (2)	2,84	2,84	1,12	+1,62		

* [47]. ** [48]. *** [49]. **** [41].

Из данных табл. 5 видно, что относительные содержания многих элементов заметно отличаются от солнечных. Так, отмечается большой избыток серы, титана, марганца, никеля, цинка и других элементов тяжелее стронция. Подобные аномалии наблюдались в спектрах других звезд типа Am [50]. Мы не обнаружили дефицита скандия, который отмечали другие авторы [2, 45].

В заключение мы приносим глубокую благодарность Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм и М. Ю. Скульскому за помощь в редукации сил осцилляторов.

Литература

1. *Ch. E. Moore*. N. B. S. Monograph. N 20, 1945.
2. *G. R. Micaika, F. A. Franklin, A. J. Deutsch, J. L. Greenstein*. *Astrophys. J.*, 1956, **124**, 134.
3. *K. O. Wright, E. K. Lee, T. V. Jacobson, J. L. Greenstein*. *Publ. Dom. Astrophys. Obs.*, 1964, **12**, N 7, 173, 291.
4. *M. Wrubel*. *Astrophys. J.*, 1949, **109**, 66.
5. *G. Bode*. Die Kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten. Kiel, 1965.
6. *C. H. Corliss, W. R. Vozman*. NBS Monograph, N 53, 1962.
7. *A. A. Боярчук, А. X. Маматказина, М. Ю. Скульский* (в печати).
8. *W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon*. *Atomic Transition Probabilities*, NS RDS-NBS 4, v. I, 1966.
9. *W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles*. *Atomic Transition Probabilities*, NS RDS-NBS 22, v. II, 1969.
10. *E. Schulz-Gulde*. *J. Q. S. R. T.*, 1969, **9**, N 1, 13.
11. *B. Warner*. *Memoirs Roy. Astron. Soc.*, 1967, **70**, P. 5.
12. *P. Reinke*. *Z. Astrophys.*, 1967, **66**, 234.
13. *H. Memdlowitz*. *Astrophys. J.*, 1968, **154**, N 3, P. 1, 1099.
14. *J. C. Stewart, M. Rotenberg*. *Phys. Rev.*, 1965, **140**, N 5A, A 1508-A, 1517.
15. *H. G. Groth*. *L. Astrophys.*, 1961, **51**, 231.
16. *S. J. Wolnik, R. O. Berthel, E. H. Carnevale, G. W. Wares*. *Astrophys. J.*, 1969, **157**, N 2, P. 1, 983.
17. *G. M. Lawrence, J. K. Link, R. B. King*. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 293.
18. *M. Huber, Jr. L. Tobey*. *Astrophys. J.*, 1968, **152**, 609.
19. *P. L. Byard*. *J. Q.S.R.T.*, 1968, **8**, 1543.
20. *S. J. Wolnik, R. O. Berthel, G. S. Lorson, E. H. Carnevale, G. W. Wares*. *Phys. Fluids*, 1968, **11**, 1002.
21. *S. J. Wolnik, R. O. Berthel, E. H. Carnevale, G. W. Wares*. *Astrophys. J.*, 1969, **157**, N 2, Pt 1, 983.
22. *W. L. Shackelford*. *J.Q.S.R.T.*, 1965, **5**, 303.
23. *B. Woodgate*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1966, **134**, N 3, 287.
24. *C. H. Corliss, B. Warner*. *Astrophys. J.*, Suppl. Ser., 1964, **8**, N 83, 395.
25. *J. M. Bridges, W. L. Wiese*. *Astrophys. J.*, 1970, **161**, N 1, Pt 2, 71.
26. *T. Garz, M. Hock*. *Astron. and Astrophys.*, 1969, **2**, N 3, 274.
27. *D. Bell, F. Tubbs*. *Astrophys. J.*, 1970, **159**, N 3, Pt 1, 1093.
28. *М. Е. Боярчук, Н. Ф. Войжанская*. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1970, **41-42**, 342.
29. *B. Bashek, T. Garz, H. Holweger, J. Richter*. *Astron. and Astrophys.*, 1970, **26**, 229.
30. *G. L. Grasdalen, M. Huber, W. H. Parlinson*. *Astrophys. J.*, 1969, **156**, N 3, Pt 1, 1153.
31. *C. H. Corliss*. *Physics and Chemistry*, 1965, **69 A**, N 2, 87.
32. *T. Garz, H. Heise, J. Richter*. *Astron. and Astrophys.*, 1970, **9**, N 2, 296.
33. *G. D. Bell, D. R. Paquette, W. L. Wiese*. *Astrophys. J.*, 1966, **143**, N 2, 559.
34. *A. A. Boni*. *J. Q. S. R. T.*, 1968, **8**, N 7, 1385.
35. *В. С. Львов*. *Оптика и спектроскопия*, 1965, **19**, вып. 4, 507.
36. *С. Э. Фриш*. *Оптические спектры атомов*, Л.—М., 1963.
37. *N. L. Moise*. *Astrophys. J.*, 1966, **144**, N 2, 763.
38. *N. L. Moise*. *Astrophys. J.*, 1966, **144**, N 2, 782.
39. *В. А. Зилитис*. *Оптика и спектроскопия*, 1968, **25**, вып. 5, 641.
40. *П. Ф. Груздев*. *Оптика и спектроскопия*, 1967, **22**, вып. 2, 169.
41. *B. Warner*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **139**, N 1, 115, 1968.
42. *T. K. Krueger, L. H. Aller, J. Ross, S. J. Czyzak*. *Astrophys. J.*, 1968, **152**, 765.
43. *A. Gallagher*. *Phys. Rev.*, 1967, **157**, 24.
44. *H. Bucka, J. Eichler, G. v. Oppen*. *Z. Naturforsch.*, 1966, **21a**, H5, 654.
45. *R. Farragiana, C. van't Veer-Mennoert*. *Comptes Rendus*, 1970, **270**, ser. A et B, N 11, 765.
46. *O. Engvold, O. Hauge*. *Nuclear Instruments and methods*, 1970, **90**, 351.
47. *N. Grevesse, G. Blanquet, A. Boury*. *Origin and distribution of the elements* (ed. L. H. Ahrens). Pergamon Press, 1968, p. 177.
48. *T. Garz*. *Astron. and Astrophys.*, 1971, **10**, N 2, 175.
49. *D. L. Lambert, B. Warner*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1968, **140**, 197.
50. *M. A. Smith*. *Astron. and Astrophys.*, 1971, **11**, 325.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАРСА
ВО ВРЕМЯ ПРОТИВОСТОЯНИЯ В 1969 ГОДУ

В. В. Прокофьева, Н. А. Ушакова, А. Н. Абраменко, А. К. Дабахов

Летом 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории на 50-см менисковом телескопе в фокусе куда было получено около 5000 телевизионных снимков Марса в ультрафиолетовой, синей, зеленой и красной областях спектра. Наиболее яркие облака, имеющие максимум яркости в коротковолновой области спектра в период с 26 мая по 6 июня, встречались почти на всех широтах планеты. В течение следующего периода, с 10 июня по 1 июля, марсианская атмосфера в синих и ультрафиолетовых лучах выглядела более чистой. В это время зарегистрировано три синих прояснения (blue clearing), одно из которых глобальное. Начиная с 20 июня в течение почти двух недель на восточном краю диска в районе экваториальных и средних южных широт наблюдалось мощное белое облако. Два раза отмечено присутствие желтых облаков. В период с 6 июля по 5 августа синие и ультрафиолетовые облака и туманы наблюдались над полярными областями. Экваториальный район и район средних широт в этот период чистые.

Фотометрия снимков облачных образований Марса показала, что максимум их яркости может приходиться на любую длину волны в используемом нами спектральном диапазоне.

Во время фотографирования Марса с борта «Маринера-6» и «Маринера-7» в районе северных и южных полярных областей наблюдались облачные образования, имеющие максимальную яркость в ультрафиолетовой области спектра и хорошо заметные также на снимках в синем и зеленом фильтрах.

T. V. OBSERVATIONS OF MARS DURING THE 1969 OPPOSITION, by V. V. Prokofjeva, N. A. Ushakova, A. N. Abramenko, A. K. Dabachov.— About 5000 T. V. photographs of Mars have been taken in ultraviolet, blue, green and red light at the Crimean astrophysical observatory in the summer of 1969 at the coude focus of the 50-cm telescope. During the period of May 26—June 6 many clouds appeared in the blue and ultraviolet photographs at any latitude of the planet. During the second period of June 10 — July 1 the Martian atmosphere was much clearer in these spectral region. Three blue clearings on June 10, 20 and 30 were recorded. Heavy cloud formation appeared on June 20 and two weeks after over the eastern part of the disk. Two yellow markings were revealed on June 13 and 30. During the last period of July 6 — August 5 there were cloud canopies over the both poles and no cloud at low latitudes.

Photometry of the T. V. negatives showed that the cloud formations may have maximal brightness at any wave length in the spectral region observed.

At the time when «Mariner-6» and «Mariner-7» examined Mars our photographs made in ultraviolet, blue and green light showed the existance of clouds over both polar regio is having maximal brightness in the ultraviolet region of the spectrum.

Телевизионный метод наблюдений планет в некоторых случаях имеет определенные преимущества перед другими методами. Недаром первыми астрономическими наблюдениями, выполненными с телевизионной аппаратурой, были пробные снимки планет в 1952 г. [1] и наблюдения Марса в 1954 г. [2]. С тех пор телевизионная аппаратура существенно усовершенствована, с ее помощью получены фотографии Луны и Марса с близкого расстояния, а также велись и ведутся наблюдения различных астрономических и искусственных космических объектов. Исследования возможности фотометрии телевизионных снимков показали, что определение блеска звезд осуществляется с такой же точностью, как и при использовании фотографического метода [3].

Однако по сравнению с последним телевизионный метод обладает рядом преимуществ. Его обобщенный квантовый выход в несколько десятков раз превосходит квантовый выход высокочувствительных фотоматериалов [3]. Это позволяет проводить наблюдения планет в узких спектральных областях на телескопах среднего размера. Благодаря возможности визуального контроля за качеством изображения непосредственно во время наблюдений фотографирование можно производить в моменты кратковременного успокоения земной атмосферы по лучу зрения. Это преимущество особенно заметно при малой высоте планеты над горизонтом, как, например, во время противостояния Марса 1969 г. в условиях Крымской астрофизической обсерватории. Широкая область спектральной чувствительности современных фотокатодов допускает применение фильтров, далеко отстоящих друг от друга по эффективным длинам волн, и проведение всех наблюдений в диапазоне от 350 до 800 нм с одним и тем же приемником света. Возможность плавной регулировки контрастности изображения и величины усиления телевизионного тракта позволяет во время наблюдений быстро подбирать нужную фотометрическую широту и регистрировать изображения деталей, имеющих контраст в несколько процентов.

1. Аппаратура

Наблюдения Марса проводились на менисковом телескопе МТМ-500 ($D = 0,5 \text{ м}$, $F = 6,5 \text{ м}$) с помощью высокочувствительной телевизионной системы. Увеличение эквивалентного фокусного расстояния до 40—50 м осуществлялось с помощью стандартного объектива, скорректированного для визуальной области спектра. Большое число оптических поверхностей (10) увеличивало рассеянный свет и несколько ухудшало контраст изображения планеты. Однако применение телевизионного метода позволило даже в этих неблагоприятных условиях достаточно четко регистрировать некоторые детали диска планеты.

В качестве приемника света использовалась передающая телевизионная трубка, представляющая собой сочленение в одной колбе каскада ЭОП и высокочувствительного суперортикона [4]. Входной фотокатод трубки мультищелочной. Камера с трубкой устанавливалась в фокусе куде телескопа, а визуальные наблюдения и фотографирование планеты велись в лабораторном помещении. Телевизионная система имела стандарт разрешения 1200 строк при частоте кадров 12,5 гц (построчная развертка). Разрешающая способность, приведенная к масштабу входного фотокатода, составляла 15 *штр/мм*. Телевизионное изображение планеты фотографировалось с экрана кинескопа на мелкозернистую фотопленку Микрат-200. Для этого применялась кинокамера КС-50б с объективом «Мир-1». Масштаб на пленке в два раза меньше, чем на фотокатоде.

Для усреднения шумов тока считывающего пучка суперортикона экспозиция выбиралась достаточно большой — от 1 до 4 сек. За это время интегрировалось 12—50 телевизионных кадров, благодаря чему отношение сигнал/шум на снимках существенно лучше, чем при визуальных наблюдениях на телевизионном экране.

Слежение за телевизионным изображением планеты осуществлялось по экрану другого кинескопа, значительно большего диаметра. Фотографирование проводилось в моменты, когда изображение планеты было наиболее четким и контрастным.

За 27 ночей, в период с 26 мая по 5 августа, было получено около 5000 снимков. Наблюдения велись в ультрафиолетовой, синей, зеленой и красной областях спектра. Данные используемых фильтров представлены в табл. 1.

В третьем и четвертом столбцах приведены эффективные длины волн $\lambda_{\text{эфф}}$ и полуширины кривых реакции $\Delta\lambda$, рассчитанные для источника спектрального типа G2 (Солнце) с учетом пропускания земной атмосферы и те-

Таблица 1

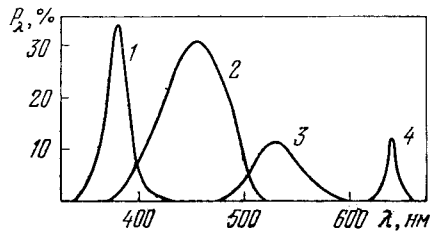
Фильтр	Толщина фильтров, мм	$\lambda_{эфф}$, нм	$\Delta\lambda$, нм	Фильтр	Толщина фильтров, мм	$\lambda_{эфф}$, нм	$\Delta\lambda$, нм
UG-2	1	378	22	ЗС-2	3	532	54
СЗС-21	3			Интерференционный	—	641	12
СС-5	3	450	78				
СЗС-9	2						

лескопа, а также спектральной чувствительности фотокатода. Кривые реакции всей системы показаны на фиг. 1. До 5 июня использовались только синий и красный фильтры, начиная с 6 июня — все четыре.

В течение ночи проводилась одна, реже — две или три серии наблюдений. Серия заключала в себя ряды снимков, по 20 штук в каждом из четырех фильтров. Так как количество поступающего на фотокатод света при смене фильтров существенно менялось, наблюдения в разных фильтрах

Фиг. 1. Кривые реакции аппаратуры с фильтрами

1 — UG-2 + СЗС-21; 2 — СС-5 + СЗС-9; 3 — ЗС-2; 4 — интерференционный



велись при разных режимах работы телевизионной аппаратуры. Для учета этого после наблюдений в данном фильтре в том же режиме фотографировалось изображение ступенчатого ослабителя и ряда равномерно освещенных кружков различного диаметра, имитирующих изображение планеты в разном масштабе. Изображения ступенчатого ослабителя и имитатора Марса проектировались на фотокатод телевизионной трубки с помощью специального проектора.

Для определения направления север — юг на полученных снимках после фотографирования Марса в каждом фильтре делался один снимок «следа» планеты при движении телескопа на север. Для оценки качества изображений и определения масштаба снимков в течение нескольких ночей фотографировались двойные звезды.

Поскольку применение телевизионной техники для наблюдений планет пока еще не нашло широкого применения, мы считаем необходимым подробно остановиться на методике обработки полученных снимков, а также на оценке и на обсуждении возможных ошибок, обусловленных применением телевидения.

2. Оценка качества изображений

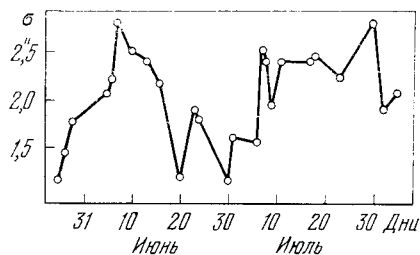
Для каждого дня наблюдений Марса было оценено качество изображений. Обычно такая оценка производится по фотографиям звезд, расположенных на том же зенитном расстоянии, что и планета. Фотометрические разрезы их изображений обладают распределением яркости, аналогичным гауссовскому распределению $\exp(-x^2/2\sigma^2)$ [5]. Параметр σ определяет угловое разрешение и характеризует состояние земной атмосферы.

Качество изображений нами определялось главным образом по фотометрическим разрезам края планеты, так как двойные звезды фотографировались не систематически, а только для четырех дней наблюдений в синем и ультрафиолетовом фильтрах. Фотометрические разрезы края диска Марса были сделаны во всех четырех спектральных участках, а также для

серий снимков с разными экспозициями. Измерения производились на микрофотометре МФ-2 с диафрагмой, составляющей 0,1 диаметра изображения Марса, а шаг был равен 0,04 этого диаметра.

Сравнение фотометрических разрезов звезд и края диска Марса (для четырех дней совместных наблюдений) показало, что распределение яркости по краю планеты повторяет распределение яркости по изображению звезды и описывается формулой Гаусса с тем же значением параметра σ . В дальнейшем параметр σ находился по кривым «размытия» края диска Марса по уровню относительной интенсивности 0,6 (при этом в формуле Гаусса $x = \sigma$).

Для определения величины σ в единицах дуги небесной сферы необходимо было знать масштаб каждого снимка Марса. В те дни, когда фотогра-



Фиг. 2. Величина параметра σ для разных дат наблюдений

фировались двойные звезды, масштаб легко определялся по угловому расстоянию между ними. Сопоставляя линейное и угловое расстояние между двойными звездами с измеренным по снимку и эфемеридным диаметром планеты, мы получили, что эфемеридному значению диаметра планеты соответствует размер Марса в синем фильтре. Поэтому во всех других случаях масштаб снимка определялся из сравнения эфемеридного и измеренного в синих лучах диаметра планеты.

Качество изображений было оценено для всех четырех спектральных участков наблюдений, а также для снимков с разными экспозициями. С уменьшением длины волны влияние турбулентции атмосферы увеличивается и изображения становятся хуже. С увеличением времени экспозиции величина параметра σ также возрастает: для 4 сек он в среднем на 11% хуже, чем для 1 сек.

Для общей характеристики состояния атмосферы за каждый день наблюдений параметр σ был усреднен для всех четырех спектральных областей и для всего диапазона экспозиций. На фиг. 2 приведены значения σ для всех дней наблюдений. Из рисунка видно, что наилучшие снимки (по угловому разрешению) были получены 20 июня ($\sigma = 1'',3$) и 30 июня ($\sigma = 1'',25$). Изображения Марса на снимках 7 июня и 30 июля были очень плохими ($\sigma = 2'',9$), поэтому эти снимки не обрабатывались.

3. Методика фотометрирования и оценка ошибок измерений

Целью фотометрии снимков Марса было определение спектральной зависимости контраста для отдельных областей поверхности планеты и ее облачных образований. Контраст исследуемого объекта измерялся по отношению к «морю» достаточно большого размера:

$$K = \frac{V_{\text{обл}} - V_{\text{м}}}{V_{\text{м}}},$$

где $V_{\text{обл}}$ — яркость исследуемого объекта; $V_{\text{м}}$ — яркость моря.

Фотометрирование исследуемых областей проводилось на микрофотометре МФ-2. Размер диафрагм обычно был в два-три раза меньше исследуемого образования и составлял 5% от размера изображения планеты. На

исследуемую область диафрагма микрофотометра наводилась по прямоугольным координатам, отсчитываемым от центра планеты. Из-за большой контрастности снимков и малой фотометрической широты всей системы изображение планеты имело неправильную форму, и поэтому центр планеты находился методом сравнения ее изображения с изображением окружающих различного диаметра. Точность наведения диафрагмы на исследуемую область составляла 3% от размера изображения Марса.

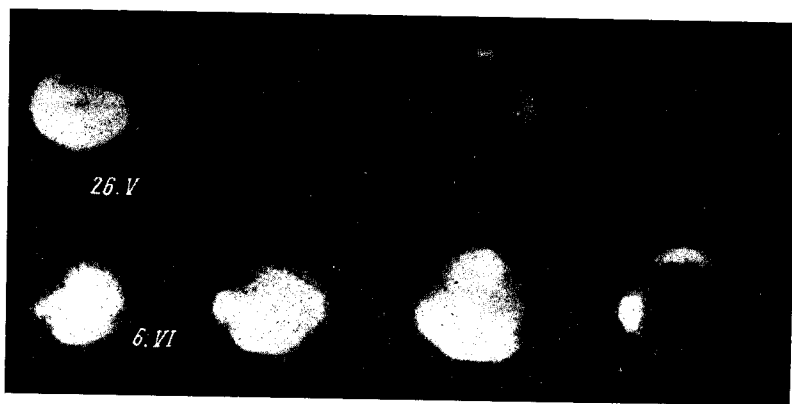
Для калибровки измеряемых негативов использовались снимки специального ступенчатого ослабителя, имеющего 24 градации прозрачности. Пропускание каждой ступеньки отличалось от пропускания соседней на 5—10%. Характеристические кривые строились отдельно для каждого спектрального участка, при этом среднее квадратичное отклонение отдельных точек составляло $\pm 5\%$. Величина контраста деталей в каждом фильтре определялась как среднее значение из измерений, проведенных по четырем снимкам лучшего качества. Среднеквадратичное отклонение одного измерения от наиболее вероятного значения было определено для нескольких дат и составляло в среднем $\pm 10\%$. Эта величина превосходит среднее квадратичное отклонение отдельных точек от характеристической кривой как за счет неточного наведения на исследуемую деталь, так и за счет изменения качества изображения от снимка к снимку. Приведенные ниже (см. § 5) значения контрастов облаков на Марсе получены усреднением измерений четырех снимков и имеют ошибку $\pm 5\%$.

Фотометрия снимков имитатора Марса показала, что искажения в передаче яркости, вносимые телевизионной системой, незначительны и в данном случае ими можно пренебречь.

4. Описание полученных снимков Марса

На фиг. 3—5 показаны наиболее интересные из полученных нами снимков Марса. Даты наблюдений приведены слева напротив каждого ряда. Для получения публикуемых отпечатков применялся метод составления снимков [6]. В зависимости от качества изображения Марса для составления отбиралось 5—10 лучших негативов.

При рассмотрении фиг. 3—5 надо иметь в виду, что, как указывалось ранее (см. § 1), при переходе от одного спектрального участка к другому режим работы телевизионной системы изменялся. Контрастность снимков различна, поэтому по ним нельзя сравнивать яркости деталей, на-



Фиг. 3. Телевизионные снимки Марса (составные), полученные 26 мая и 6 июня. Фотографии расположены слева направо в порядке убывания эффективной длины волны применяемых фильтров: красный, зеленый, синий, ультрафиолетовый. Север—внизу, восток — слева

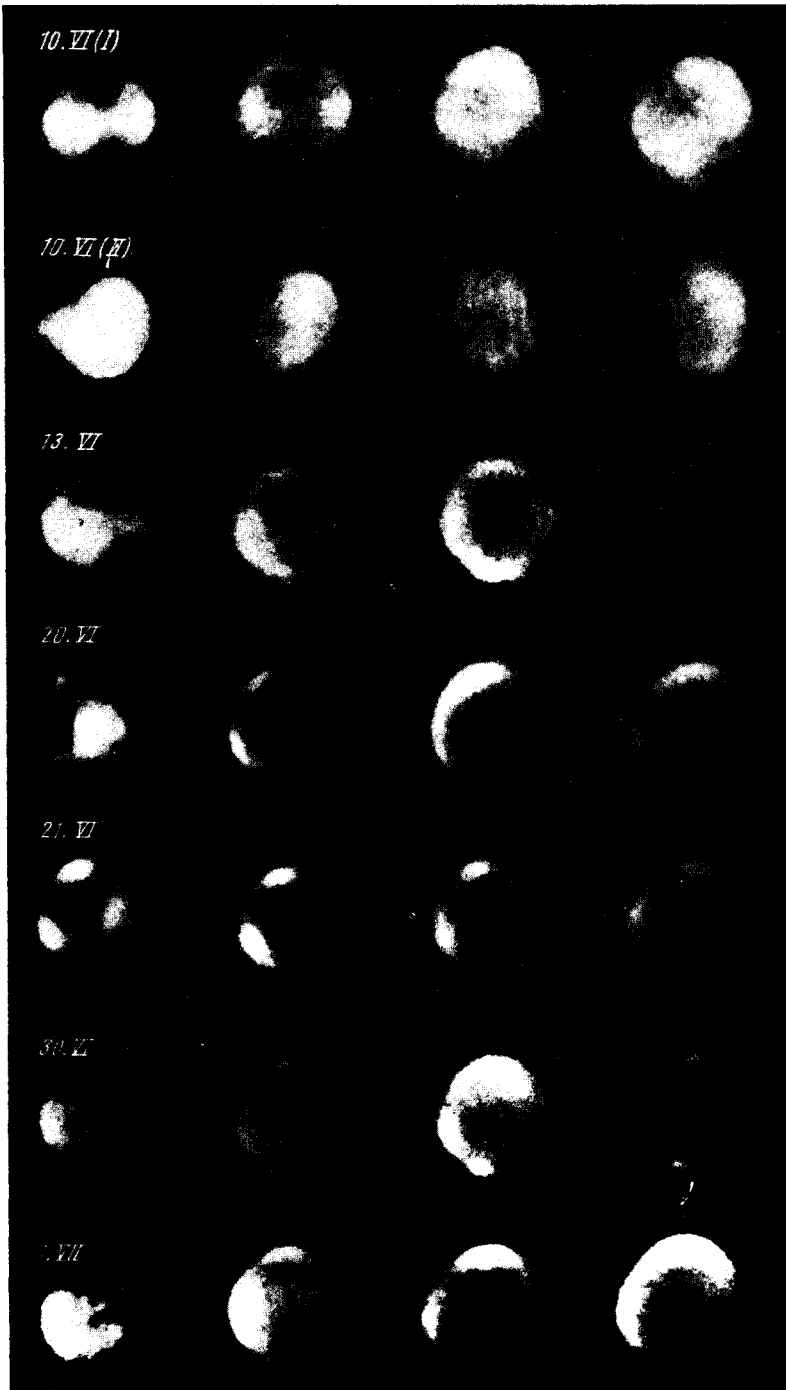
блюдаемых в разных спектральных областях. О действительной яркости облаков относительно морей можно судить только по результатам фотометрии (см. ниже).

Период наших наблюдений соответствует началу и середине весны в южном полушарии Марса и началу осени в северном. Положение центра видимого планетного диска находилось в пределах $\pm 10^\circ \div 12^\circ$ северной ареографической широты. Поэтому поверхностная составляющая южной полярной шапки на снимках не обнаруживается. Северная полярная шапка также не видна, по-видимому, вследствие ее отсутствия или очень небольших размеров. В синих и ультрафиолетовых лучах над полярными областями почти всегда видны облака, туманы, синие дымки, характерные для данного марсианского сезона, в красных хорошо просматриваются детали поверхности. За два с половиной месяца наблюдений мы имели возможность проследить два полных оборота Марса вокруг своей оси.

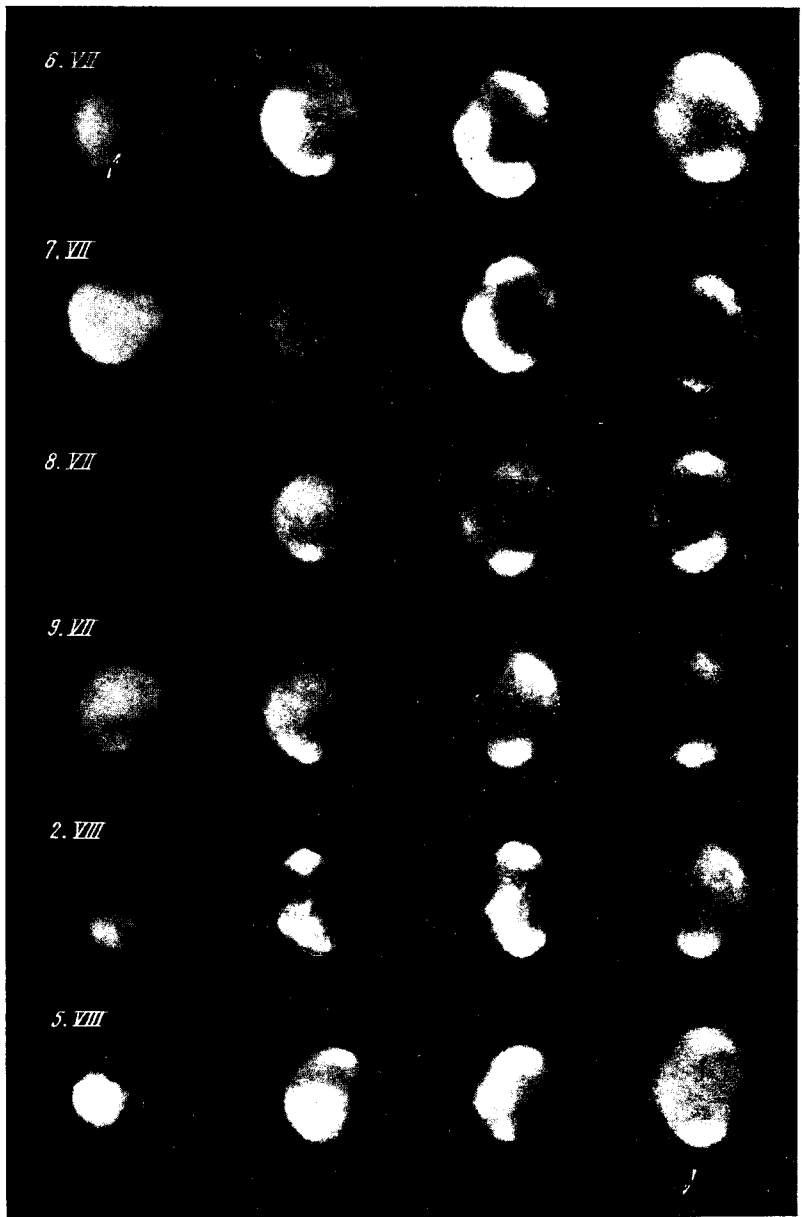
Краткое описание обнаруженных нами атмосферных особенностей представлено в табл. 2 для каждого дня наблюдений. В столбцах 1 и 2 указаны дата и средний момент наблюдений по мировому времени (*UT*). В столбце 3 приводится соответствующая долгота центрального меридиана Марса. Обнаруженные нами атмосферные образования описаны в столбцах 4, 6, 8 и 10 для северной, южной, восточной и западной частей диска соответственно. Отмечается наличие больших и малых по размерам облаков с различной степенью яркости, а также появление туманов, легких дымок или небольших повышений яркости на краю диска. В столбцах 5, 7, 9 и 11 указаны найденные нами из измерений приблизительные значения длин волн (λ_{\max}), при которых данные облачные образования имеют максимальную яркость. Точность этих значений невелика и составляет $\pm (10 - 20)$ нм для облаков, наблюдаемых в коротковолновой области спектра, и доходит до ± 50 нм для облаков, наблюдаемых в длинноволновой области спектра. Это вызвано тем, что в последнем случае находящаяся под облаком поверхность по яркости сравнима с яркостью облака или превосходит ее, а величину этого вклада трудно учесть. Для наблюдений, полученных с 26 мая по 5 июня, значения λ_{\max} сопровождаются вопросительным знаком, что указывает на еще большую их неуверенность. В области короче 380 нм наблюдений не было, поэтому в случае, когда облако имело максимальную яркость в ультрафиолетовом фильтре, а весь ход зависимости яркости от длины волны показывал, что максимальная яркость может быть при длине волны меньше 380 нм, перед значением λ_{\max} ставился значок \ll . В столбце 12 приведено описание синих прояснений.

5. Облачные образования в атмосфере Марса

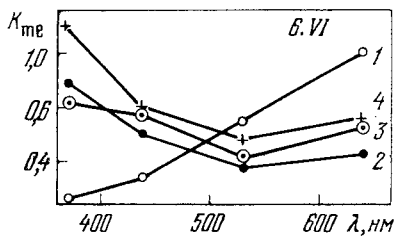
Рассмотрим особенности обнаруженных нами облачных образований, используя результаты фотометрирования снимков Марса в четырех спектральных областях. На фиг. 6—11 для каждой даты, начиная с 6 июня, различными значками приведена спектральная зависимость величины контрастов различных деталей, наблюдаемых на диске Марса. Как уже указывалось, контраст измерялся относительно одного из наиболее крупных морей, видимых в этот день на диске планеты. Первые буквы названия этих морей поставлены в качестве индекса около буквы *K* на оси ординат. При рассмотрении графиков надо учитывать, что иногда, особенно на краю диска, моря могут быть покрыты тонким слоем облаков, не обнаруживаемых на фотографиях. Этим объясняется полученное в некоторых случаях отрицательное значение контраста (см., например, фиг. 10). Надо иметь в виду, что контраст пустынь относительно моря обычно увеличивается с длиной волны (кривые *I*), как это получено многими наблюдателями (см., например, [7]). Наличие облаков искажает обычный ход контраста с длиной волны: синие облака увеличивают контраст в коротковолновой области спектра, желтые—в длинноволновой.



Фиг. 4. Снимки Марса, полученные в период с 10 июня по 1 июля
Расположение фотографий по длинам волн такое же, как на фиг. 3

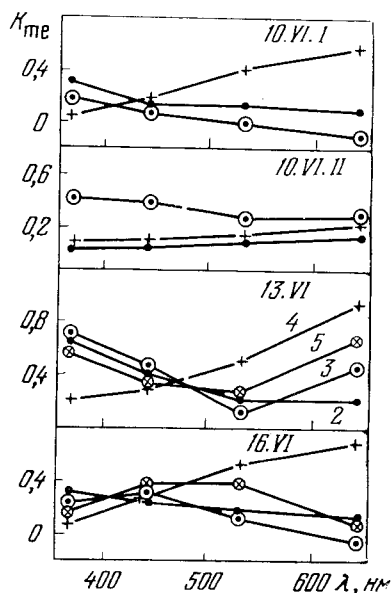


Фиг. 5. Снимки Марса, полученные в период с 6 июля по 5 августа
Расположение фотографий по дням воли такое же, как на фиг. 3



Фиг. 6. Спектральная зависимость контрастов по отношению к *mare Erythraeum* (K_{me}) для различных деталей, наблюдаемых на Марсе 6 июня 1 — центральная область диска; 2 — облако над южной полярной областью; 3 — облако над северной полярной областью; 4 — облако над восточным краем диска

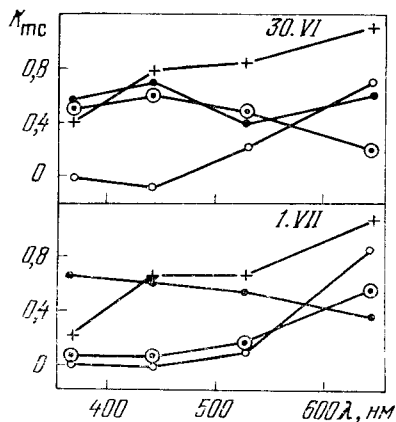
Фиг. 7. То же, что на фиг. 6, для 10, 13 и 16 июня. Обозначения те же; 5 — облако над западной областью диска



Весь материал по характеру состояния марсианской атмосферы мы разделили на три периода, которые и опишем по отдельности.

Период с 26 мая по 6 июня. Он характеризуется наиболее интенсивными облачными образованиями (см. фиг. 3). Рассмотрим их развитие.

Над южной полярной областью 26 мая наблюдалось большое яркое облако; на следующий день оно ослабело и передвинулось к западу, а через неделю в этом месте снова было видно яркое облако. Над Северным



Фиг. 8. Спектральная зависимость контрастов по отношению к *Syrtis Major* (K_{sm}) для облачных образований, наблюдаемых на Марсе 20, 21, 23, 24 июня

Обозначения те же, что на фиг. 6

Фиг. 9. То же, что на фиг. 8, для 30 июня и 1 июля

Обозначения те же, что на фиг. 6

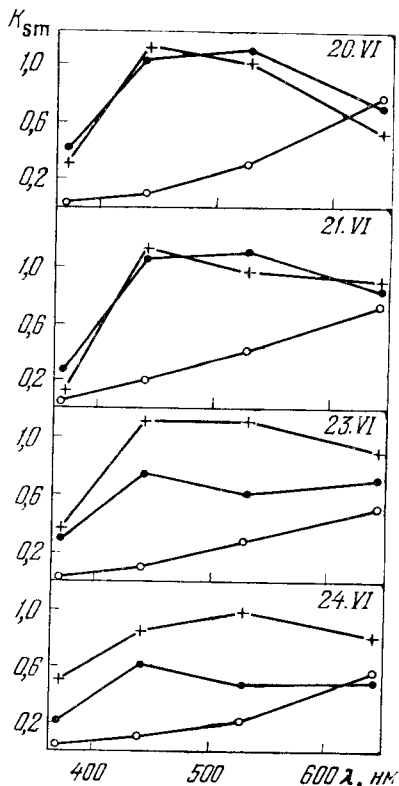
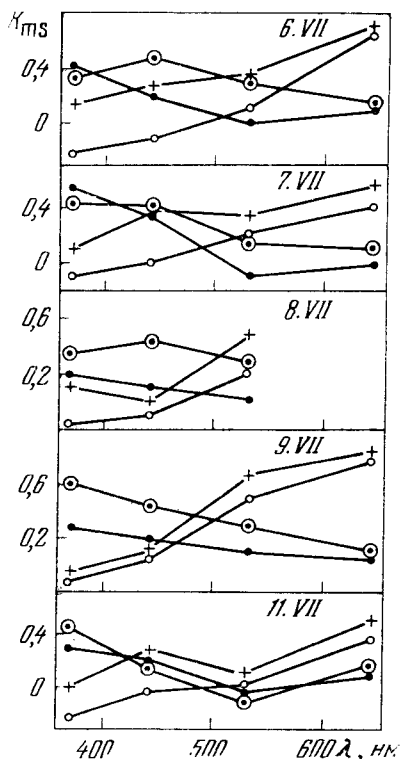


Таблица 2

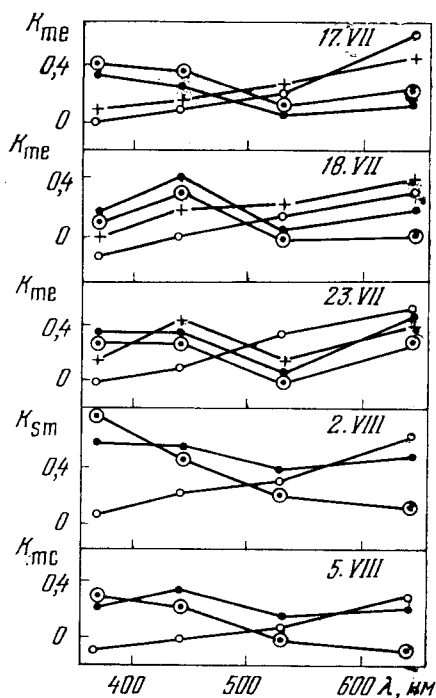
Дата	UT	L, град	Атмосферные образования, наблюдаемые на диске Марса						λ макс. км	Запад	λ макс. км	Синие прояснения
			Север	Юг	λ макс. км	Восток	λ макс. км					
26 мая	22 00 ^h	210	Облако	Облако	440?	Облако над западной частью Amazonis	440?	Облако над Jstid's Regio	440?	—		
27 мая	20 40	182	»	»	440?	Небольшое облако над Amazonis	440?	Облака до полюсов	440?	—		
28 мая	21 40	188	Облака	Облака	440?	Облака. На юго-востоке чисто	440?	Облака	440?	—		
5 июня	19 50	90	Облако	Облако	440?	Облако над Xanthe	440?	Светлая кайма, соединяющая северное и южное облака	440?	—		
6 июня	20 15	88	Два небольших облака над северной частью mare Acidalius и mare Erycin	Яркое облако	380	Яркое облако над Xanthe	≤380	Светлая кайма	380	—		
6 июня	22 00	110	То же	То же	380	То же, но более слабое	≤380	То же	380	—		
6 июня	23 20	133	Облако уменьшилось в размерах	»	380	Облако почти скрылось за лимбом	≤380	»	380	—		
10 июня	19 10	7	Небольшое последенное облако	Небольшое последенное облако	≤380	Небольшое последенное облако над Arabia, Moab	≤380	Атмосферных образований нет	530	—		
10 июня	20 40	59	Слабый туман над Tharsis	Атмосферных образований нет	400	Атмосферных образований нет	—	Небольшое по вышнее яркости над Amazonis	530	Дочки поверхности mare Erycin, mare Acidalius, видны во всех фильтрах		
13 июня	19 05	9	Облако, закрывающее часть mare Acidalius	Облако	≤380	Желтый мгла над Arabia, Moab. Синяя дымка по краю диска	≤380	Небольшое облако над Orbig и Sandor	380	—		
16 июня	21 05	12	Облако	»	440	Появление края над Arabia	≤380	Облако над Orbig и Sandor	480	—		
20 июня	20 00	329	Атмосферных образований нет	Мощное облако над Hellas и легкая дымка	500	Мощное облако над Aphelites и легкая дымка	460	Атмосферных образований нет	380	Частичное прояснение над северозападной частью Syrtis Major		

Таблица 2 (окончание)

Дата	U/T	L, град	Атмосферные образования, наблюдаемые на диске Марса						Сниие прояснения	
			Север	Юг	Восток	Запад	λ шах, км	λ шах, км		
21 июня	19 20 ^m	310	Слабая дымка	Мощное облако над Hellas и слабая дымка	Мощное облако над Aeneides и Aethiops	Атмосферных образований нет	Атмосферных образований нет	460	380	
23 июня	19 05	289	Бегави дымка	Облако над Hellas	Мощное облако над Aethiops	То же	То же	510		
24 июня	19 55	292	Атмосферных образований нет	Небольшое облако над Hellas и слабая дымка	Мощное облако над Aeolis, Aethiops, Erysius	Слабая дымка	Слабая дымка	440		
30 июня	19 10	218	Облако над Fanchata	Облако над Eridania	Облако над Diastia и частью Arazonis	Облако над зюваный нет	Атмосферных образований нет	440		
1 июля	19 30	215	Атмосферных образований нет	Облако над Eiectris, Eridania	Облако над Arazonis	То же	То же	440		
6 июля	19 40	171	Яркое облако над Fanchata	То же	Облако над восточной частью Arazonis	То же	Атмосферных образований нет	460		
7 июля	19 35	161	Яркое облако над Diastia, Scandia	Яркое облако над Phaethontis, Eiectris, mare Sinnerium	Облако над районом Serapis, соединенное с северным облаком	То же	Южное облако спускается до экватора	480		
8 июля	20 10	161	То же	Большое по размерам, но неяркое облако над Phaethontis, mare Sinnerium	Атмосферных образований нет	То же	Атмосферных образований нет			
9 июля	19 30	142	Яркое облако над Scandia	Неяркое облако над mare Sirenum	То же	То же	То же			
11 июля	19 35	125	Большое облако	Большое облако	Слабая дымка над Xanthe	То же	То же	440		
17 июля	20 50	90	Неяркое облако	Неяркое облако	Легкая дымка над Lerusa, Thymamata	То же	То же	440		
18 июля	18 55	52	Яркое облако	Яркое облако над Argus	Слабая дымка над Moab	То же	То же	440		
23 июля	18 55	04	Небольшое облако	Яркое облако над Chalee, Argus, mare Erythraeum	Облако над Arabia	То же	То же	440		
2 августа	19 00	272	Яркое облако над Voreosyrtis, Utopia	Яркое облако над Hellas, mare Serpentis	Южное облако спускается на восточный лимб	То же	То же	400		
5 августа	18 50	236	Небольшое облако над Utopia, Fanchata	Облако над Eridania	Атмосферных образований нет	То же	То же			



Фиг. 10. Спектральная зависимость контрастов по отношению к mare Sirenum (K_{ms}) для различных деталей, наблюдаемых на Марсе 6, 7, 8, 9 и 11 июля. Обозначения те же, что на фиг. 6



Фиг. 11. Спектральная зависимость контрастов по отношению к mare Erythraeum (K_{me}) для облачных образований, наблюдаемых 17, 18 и 23 июля; 2 августа контрасты измерены по отношению к Syrtis Major (K_{sm}); 5 августа — к mare Cimmerium (K_{mc}). Обозначения те же, что на фиг. 6

полюсом 26 мая присутствует небольшое облако, 27 оно слегка меняет форму и передвигается к западу, соединяясь там с западными облаками, 5 июня охватывает всю полярную область, занимая по лимбу около 80° , а 6-го делится на две части.

На западном краю диска 26 мая наблюдается большое облако, имеющее максимальную яркость на северо-западе, 27 оно соединяется с северным и южным облаками. В последующие дни яркость его уменьшается, и 5 и 6 июня отмечается лишь утренний туман.

На востоке планеты 26 мая наблюдается большое облачное образование, расположенное над пустыней Amazonis. В следующие два дня оно сильно ослабело.

5 и 6 июня на восточном краю диска над Xanthe появилось яркое синефиолетовое облако. Три серии снимков, сделанных 6 июня, позволяют проследить движение этого облака за лимб. Его контраст по отношению к mare Erythraeum для разных длин волн приведен на фиг. 6. Максимальную яркость облако имеет в ультрафиолетовой области спектра, но оно заметно и в зеленых лучах. Это облако и облако в приполярных областях наблюдались 5/6 июня и на Харьковской обсерватории [8].

Период с 10 июля по 1 июля. Общий вид снимков, полученных в этот период, характеризует марсианскую атмосферу как довольно чистую, практически почти лишенную ярких облачных образований в сине-фиоле-

товой области спектра. Правда, синяя дымка почти всегда окутывает утреннюю и вечернюю стороны диска. В трех участках планеты в этот период нами наблюдались белые облака. Типичные снимки Марса приведены на фиг. 4. Только 13 и 16 июня над полярными областями были синефиолетовые облака. В эти же дни над континентальными областями Orphis и Sandor на утренней стороне диска наблюдались белые облака. Их контраст относительно *mare Erythraeum* приведен на фиг. 7. Над этими же областями Дражеско 13 и 14 июня зарегистрировал белые пятна [9]. На восточном краю планеты (*Arabia, Moab*) 13 июня, возможно, присутствует желтое облако. Кривая контраста этого образования, обозначенная крестиками на фиг. 7, в длинноволновой области спектра идет много круче обычных кривых контраста пустынь.

20, 21, 23 и 24 июня нами наблюдались белые облака на юге планеты в районе *Hellas* и *Ausonia* и на востоке — в районе *Amenthes* и *Aethiopsis*. Кривые изменения их контраста с длиной волны (по отношению к Большому Сырту) приведены на фиг. 8. Наибольшая яркость облаков приходится на сине-зеленую область спектра, однако они хорошо видны и в красных лучах. 20 и 21 июня оба облака очень мощные и имеют почти одинаковое спектральное распределение энергии, правда, 20-го цвет облака над *Hellas* и *Ausonia* несколько более зеленый, чем облака над *Amenthes*. 23 и 24 июня южное облако значительно уменьшило свою яркость, в то время как яркость экваториального облака почти не изменилась, однако оно увеличилось в размерах. Интересно, что на «синих» снимках 20 и 24 июня на краю диска отчетливо заметно соединение облаков между собой.

Белое образование над *Amenthes* 20 июня наблюдал Гомес Феррелад в Испании [9]. На следующий день де Тервань в Бельгии отметил устойчивые облачные образования в южной полярной области [9]. 24 июня на Квзанской обсерватории университета г. Киото (Япония) был зарегистрирован мощный облачный пояс поперек *mare Sirenum* [10]. Мы, по-видимому, наблюдали другую сторону этого облачного образования, представляющую собой два «отрога», расположенных над областями *Hellas* и *Ausonia* на юге и над *Amenthes, mare Tyrrhenum, mare Cimmerium, Aeolis, Aethiopsis* и частью *Elysium* в экваториальных широтах. Можно предполагать, что данное облачное образование занимало около 100° по ареографической широте.

Через неделю, 30 июня, над западной частью *Amazonis* и *Diasia* наблюдалось белое облако, которое, по-видимому, является результатом развития описанного выше мощного облачного образования. На фиг. 9 приведена кривая контраста этого облака по отношению к *mare Cimmerium*. Сравнивая эту кривую с обычным ходом кривой контраста пустыни *Aethiopsis*, находящейся в центре диска, мы видим, что яркость образования над *Amazonis* во всех фильтрах очень велика. Интересно, что на снимках, полученных 30 июня (фиг. 4), видно, что в синих лучах часть облака, находящаяся над *Diasia*, имеет максимальную яркость, а часть, расположенная на экваторе и чуть южнее его, над *Amazonis*, значительно слабее. В зеленом фильтре эти части облака сравнимы по яркости между собой, а в красном практически видна только часть над *Amazonis*.

На следующий день, 1 июля, это облако стало видно над всем районом пустыни *Amazonis*. Кривая его контраста несколько изменилась и показывала, что цвет облака стал более желтым. Остаток этого облака, по-видимому, наблюдался нами над восточной частью *Amazonis* и *Seraupius* и в начале следующего периода. Окончательно оно исчезло к 8 июля.

Над южной полярной областью 30 июня и 1 июля находилось небольшое синее облако, заметное также на снимках в зеленом фильтре. Оно располагалось над континентальными районами *Eridania* и *Electris*. 30 июня максимум его яркости находился в синей области спектра, а 1 июля — в ультрафиолетовой.

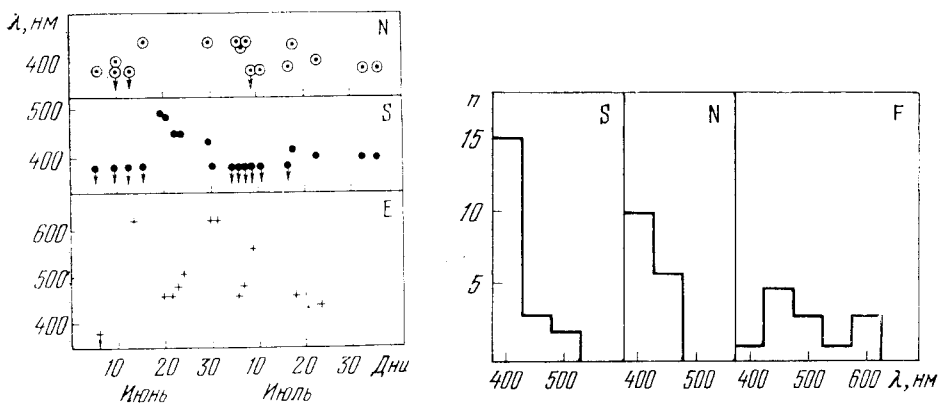
Небольшое компактное синее облако наблюдалось 30 июня на краю диска, несколько восточнее Северного полюса. На следующий день оно исчезло.

Период с 6 июля по 5 августа. Этот период характеризуется наличием облачных образований в полярных областях Марса. Максимум их яркости обычно лежит в синей или ультрафиолетовой области спектра, хотя иногда они видны и в зеленой области. Эти облака часто занимают большие площади. В средних широтах и в экваториальной зоне облаков почти нет.

Над Южным полюсом синие-фиолетовые облака присутствуют в течение всего периода. Они занимают довольно большую площадь, немного смещены к западу, где иногда спускаются до экватора. Кривые контрастов (фиг. 10) показывают изменение их яркости в зависимости от длины волны. В первую неделю периода максимальная яркость южного облака приходится на ультрафиолетовую область спектра. Будучи довольно ярким 6 июля, это облако еще увеличивает яркость на следующий день, 7 июля. 8 и 9 июля над Южным полюсом наблюдается очень слабое ультрафиолетовое облако. 11 июля облако снова четко просматривается в синем и ультрафиолетовом фильтрах. Его максимальная яркость находится в ультрафиолетовой области спектра. Через неделю оно заметно меняет свой цвет. Так, 17 и 23 июля его яркость в синем и ультрафиолетовом фильтрах практически одинакова, а 18 июля даже больше в синей области спектра (фиг. 11). На снимках от 2 и 5 августа (фиг. 5) южное облако также присутствует. Оно имеет максимальную яркость в синей области спектра (фиг. 11), однако хорошо заметно и в зеленых лучах. Будучи довольно ярким 2 августа, 5-го оно слабеет, уменьшает свои размеры и становится видимым в синем фильтре.

Северная полярная область во все дни наблюдений в этом периоде закрыта небольшим облаком. 6 июля это облако заметно уже в зеленых лучах, хотя имеет максимум яркости в синей области спектра. На следующий день оно слегка увеличивает свои размеры и на снимках в синих лучах соединяется с облаком, находящимся на восточном краю диска. Его максимальная яркость находится в синие-фиолетовой области спектра. 8 июля это облако является самым ярким образованием, наблюдаемым в синем и ультрафиолетовом фильтрах, на видимой части планеты, а 9 июля оно имеет максимальную яркость по сравнению с предыдущими и последующими наблюдениями. Кривая его контраста в этот день имеет максимум в ультрафиолетовой области спектра (фиг. 10). К 11 июля яркость облака ослабела, но его размеры слегка увеличились. Его наибольшая яркость по-прежнему в ультрафиолете. 17, 18 и 23 июля облако над Северным полюсом довольно слабое и наблюдается только в синие-фиолетовых лучах. Кривые его контраста приведены на фиг. 11. Северное облако также хорошо заметно на снимках 2 и 5 августа. В первый день оно имеет наибольшую яркость в ультрафиолетовой области спектра, но наблюдается и в синих и зеленых лучах (фиг. 5 и 11). На снимках в ультрафиолетовом фильтре это облако является самым ярким образованием на планете. Через три дня, 5 августа, облако сильно уменьшило свою яркость и регистрируется на снимках только в синем и ультрафиолетовом фильтрах.

На восточном краю диска синее облако наблюдалось 6 и 7 июля. Оно неяркое, но покрывает довольно большую площадь. Его максимальная яркость приходится на синие-фиолетовую область спектра. Возможно, это остаток большого облачного образования, наблюдавшегося в конце июня и описанного нами выше. Будучи хорошо видимым на снимках от 7 июля, оно исчезает в течение суток, и 8 и 9 июля восточный край диска планеты практически чистый. Синяя дымка на восточном лимбе появляется 11 июля над Xanthe, затем она наблюдается на краю диска над Chryse, Thymiamata, Moab, а 23 июля увеличивает свою яркость в районе Arabia и становится похожей на синее облако. 2 и 5 августа зона средних и экваториальных широт чистая.



Фиг. 12. Длины волны максимальной яркости облаков, появляющихся над северной полярной областью (N), южной полярной областью (S) и на восточном краю диска (E), в зависимости от времени наблюдений

Фиг. 13. Гистограммы встречаемости облаков в зависимости от длины волны их максимальной яркости для северной (N), южной (S) и восточной (E) частей диска планеты

6. Обсуждение результатов и выводы

На фиг. 12 приведены значения λ_{\max} для всех облаков, наблюдаемых на севере, юге и востоке планеты в зависимости от времени.

Рассмотрение графика показывает, что наблюдаемые нами начиная с 20 июня облака на восточном краю диска и в районе Южного полюса в начале (20 и 21 июня) имеют одинаковую величину λ_{\max} . В это время они оба видны в довольно широком спектральном диапазоне (фиг. 8). В последующие дни наблюдений южное облако становится все более синим и спектральная область его видимости сужается. Облако, наблюдаемое на востоке, становится все более желтым за счет преимущественного увеличения его яркости в длинноволновой области спектра. При этом общая ширина спектрального диапазона, в котором оно видно, увеличивается настолько, что становится очень трудно определить λ_{\max} . Отметим, что в течение 10 дней наблюдений мы, по-видимому, видели различные участки этих облаков вследствие их движения и вращения планеты.

На фиг. 13 приведены гистограммы встречаемости облаков в зависимости от длины волны их максимальной яркости для северной, южной и восточной частей диска. Рассмотрение их показывает, что в полярных областях встречались в основном облака, имеющие максимум отражения солнечного света в коротковолновой области спектра, а на востоке присутствовали облака, максимум яркости которых мы наблюдали практически при различных длинах волны в видимой области спектра.

Сейчас принято разделять марсианские облака на два [11—13] или три [14, 15] типа по признаку их наилучшей видимости в том или ином фильтре или согласно визуальной оценке их цвета. Наши оценки спектральных характеристик облаков, наблюдаемых во время противостояния 1969 г., показывают, что, видимо, существует непрерывный цветовой ряд облаков: максимум их яркости может быть при любой длине волны. Нам кажется, что исторически сложившееся деление облаков на фиолетовые (или синие), белые и желтые — весьма условное. Если характерный размер частиц, образующих фиолетовые облака, равен 0,4 мкм, а для желтого его величина составляет 1,5 мкм, то, согласно нашим наблюдениям, можно предполагать, что существуют облака с любым промежуточным размером частиц. Возможно также, что в одном и том же облаке присутствуют как частицы пыли различных размеров, так и кристаллики воды или углекислоты и соотношение их количеств определяет цвет облака.

По-видимому, максимальная яркость облаков, наблюдаемых в коротковолновой области спектра, может обнаруживаться при любой длине волны в диапазоне от 450 до 380 нм, а возможно, и еще более короткой. Максимальная яркость одного и того же облачного образования в разные моменты времени может наблюдаться в различных участках спектра. Не исключено также, что различные части облака отличаются по цвету. Иногда облако фиксируется в довольно узком спектральном интервале и наблюдается, например, только в синем или ультрафиолетовом фильтрах, иногда же оно отражает солнечные лучи в широком спектральном диапазоне и наблюдается в ультрафиолетовом, синем и зеленом фильтрах одновременно.

Интересно сравнить результаты наших наблюдений с материалами, полученными с помощью автоматических станций «Маринер-6» (30 и 31 июля) и «Маринер-7» (3, 4 и 5 августа 1969 г.). Согласно нашим данным, зона экваториальных и средних широт Марса в это время была чистой, а в полярных областях наблюдались «синие» облака, видимые также на снимках в зеленом фильтре. Наибольшую яркость имело северное облако. По-видимому, его части были зарегистрированы на снимках автоматических станций в виде ярких пятен, меняющих свою форму за время между пролетами станций [16]. Однако детальное сравнение этих материалов должно быть предметом отдельной работы.

В заключение хочется еще раз отметить, что телевизионный метод в условиях довольно малой высоты планеты над горизонтом ($20 - 22^\circ$) дал возможность в течение длительного времени регулярно регистрировать различные облачные образования на Марсе и в некоторых случаях проследить их динамику. Проведенные измерения показали, что аппаратные ошибки при фотометрии протяженных объектов (облаков) не превышают 5%. В реальных условиях наблюдений яркость деталей на отдельных снимках планеты оценивается с точностью до 10%. Использование возможности получения большого количества материала наблюдений позволяет повысить точность измерения яркости отдельных деталей до 5% и выше.

Авторы выражают искреннюю благодарность В. К. Прокофьеву за постоянный интерес к работе и обсуждение полученных результатов, М. С. Боброву за обсуждение постановки задачи, П. П. Петрову и В. Н. Ивченко за помощь при наблюдениях.

Май 1971 г.

Литература

1. P. Fellgett. *Astronomical optica and related subjects*, ed. by Kopal. Amsterdam, 1956, p. 224.
2. R. Morgan. *Sky and telescope*, 1955, 14, 363.
3. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Бюлл. «Переменные звезды», 1971, 18, 134.
4. А. Н. Абраменко, П. П. Петров, В. В. Прокофьева. *Астрон. цирк.*, 1968, № 491, 1.
5. S. Dingley, W. Culver, F. Riney, R. Preisendorfer. *JOSA*, 1963, 53, 3, 351.
6. А. К. Дабалов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 44, 134.
7. Н. К. Косаль. *Физика Луны и планет*. Киев, «Наукова думка», 1964, стр. 46.
8. В. И. Гаража. *Астрон. цирк.*, 1969, № 540, 2.
9. J. Dragesco. *L'Astronomie*, 1970, N 84, 281.
10. S. Miyamoto. *Cir. IAU*, 1969, N 2154.
11. Н. К. Косаль. *Вестник АН СССР*, 1971, № 1, 76.
12. Ж. Воклар. *Физика планеты Марс*. М., ИЛ, 1956, стр. 66.
13. В. В. Шаронов. *Природа планет*. М., Физматгиз, 1958, стр. 504.
14. А. Дольфус. В сб. «Планеты и спутники». Под ред. К. Койпера и В. Мидлехерст. М., ИЛ, 1963, стр. 492.
15. Ш. Митто. *Планета Марс*. М., Мир, 1970, стр. 127.
16. *Sky and telescope*, 1969, 38, N 4, 212.

**ПРАКТИЧЕСКИЙ МЕТОД ЮСТИРОВКИ
ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ РЕФЛЕКТОРА им. АКАД. ШАЙНА**

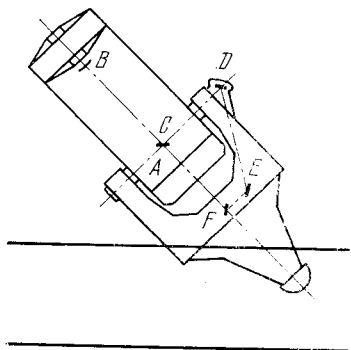
Р. Е. Гершберг, К. Я. Лиморенко, В. И. Проник

Изложен практический метод юстировки оптических систем 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории, описаны необходимые оптические и механические приспособления. Достоинство предлагаемого метода юстировки оптики телескопа заключается в его простоте, точности, а также в том, что нет необходимости в использовании естественной или искусственной звезды.

A PRACTICAL METHOD TO ADJUST THE OPTICAL SYSTEMS OF 2.6 m SHAJN TELESCOPE, by R. E. Gershberg, K. J. Limorenko, V. I. Pronik. — A practical method to adjust the optical systems of the 2,6 m Shajn telescope of the Crimean astro-physical observatory is reported. Description of the necessary optical and mechanical devices is given. The merit of the method proposed is its simplicity, high precision as well as the fact that neither a natural star nor an artificial one are used.

Зимой 1967/68 г. в Крымской астрофизической обсерватории была проведена юстировка всех оптических систем 2,6-м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ). Используемый при этом метод имеет определенные преимущества по сравнению со способом, которым пользовались при сборке телескопа. В связи с продолжающимся в Советском Союзе строительством крупных телескопов типа ЗТШ представляется целесообразным дать описание этого метода.

ЗТШ имеет следующие оптические системы (фиг. 1): первичный фокус главного зеркала A , систему Кассегрена $A + B$, систему Нэсмита $A + B + C$ и системы прямого $A + B + C$ и ломаного $A + B + C + D + E + F$ куде. Юстировка первых двух систем заключается в совмещении оптических осей главного A и вторичного B зеркал с механической осью трубы телескопа. В системе Нэсмита, кроме того, требуется, чтобы луч света, идущий вдоль оптической оси телескопа (вдоль совмещенных оптических осей зеркал A и B), после отражения от главного диагонального зеркала C совпадал с механической осью склонений телескопа. В системах куде осевой луч света, отраженный от зеркала C или от системы плоских зеркал $C + D + E + F$, должен идти вдоль часовой оси телескопа. Поскольку переход от системы Нэсмита к системам куде осуществляется заменой вторичного гиперболического зеркала B и азимутальным поворотом главного диагонального зеркала C на 90° (система прямого куде) или на 180° (система ломаного куде), то становятся очевидными следующие требования, которые должны быть выполнены в процессе сборки и юстировки телескопа:



Фиг. 1. Схема оптических систем ЗТШ

1) ось склонений должна пересекать часовую ось телескопа под прямым углом;

2) ось вращения главного диагонального зеркала C по азимуту должна определять механическую ось всей трубы телескопа и пересекать ось склонений телескопа под прямым углом в точке пересечения оси склонений с часовой осью телескопа;

3) ось вращения по δ главного диагонального зеркала C должна лежать в плоскости этого зеркала и при положении «прямое куде» совпадать с осью склонений телескопа;

4) ось вращения зеркала C по азимуту должна совпадать с оптической осью главного зеркала A и вторичных гиперболических зеркал B .

Как показал опыт работы ЗТШ, максимальные собственные гнутия телескопа несколько превышают $1'$; в прямом фокусе эта угловая величина соответствует $3-4$ мм. Поэтому в ходе юстировки оптические оси прощивались по перекрестиям нитей, изготовленных из проволоки диаметром $0,4$ мм или из суровой нитки, а совпадение перекрестий контролировалось $30''$ теодолитом.

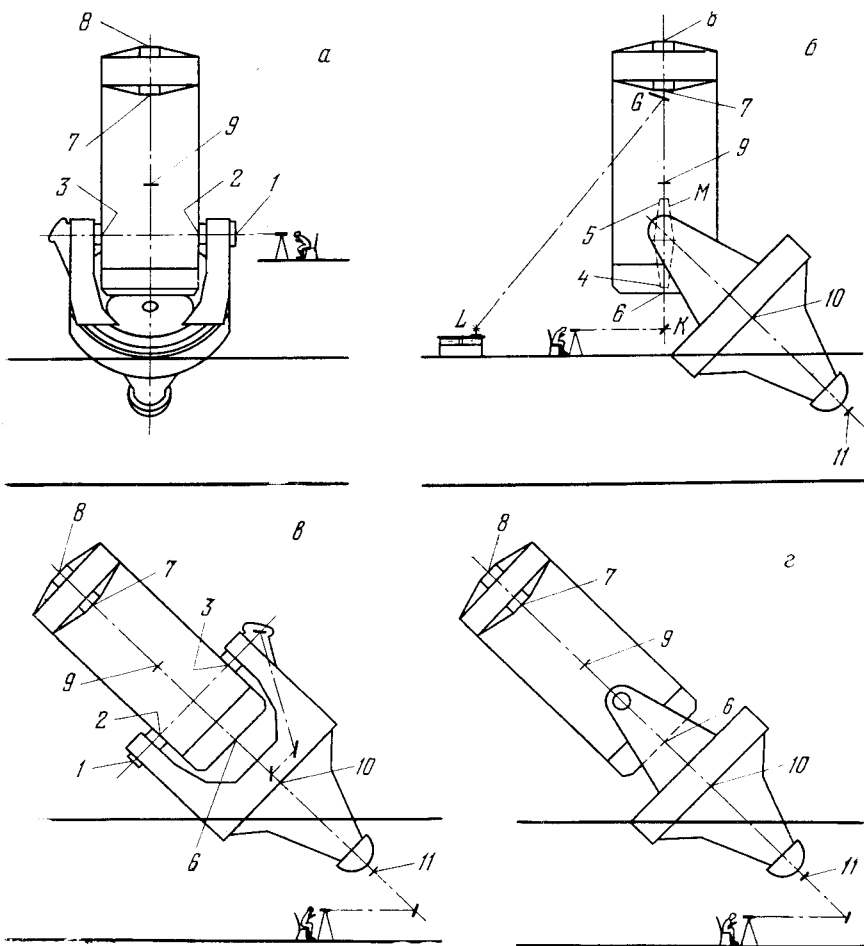
1. Возможная проверка коллимационной ошибки установки оси склонений

Главное диагональное зеркало C и плоское зеркало D убираются с телескопа, на внутренних флянцах цапф оси δ и на посадочном месте в фокусе Нэсмита натягиваются подвижные кресты нитей; на фиг. 2 они обозначены цифрами 1 , 2 и 3 . На галерее под куполом бани устанавливается теодолит, а телескоп ставится в меридиан (фиг. 2, a). Вращая телескоп вокруг оси склонений и рассматривая при этом в теодолит вращение перекрестий, можно выставить последовательно все перекрестия на механическую ось склонений телескопа. Затем теодолит выставляется по этим перекрестиям так, чтобы его визирная ось совпала с осью склонений телескопа, и телескоп разворачивается точно на 12 час по часовому углу. Если после этого все перекрестия не попадают на визирную ось теодолита, то имеет место коллимационная ошибка в сборке телескопа, которую в принципе можно устранить подвижкой одной из цапф оси склонений относительно основной, несущей части вилки.

2. Выставление оси вращения по азимуту главного диагонального зеркала

Главное диагональное зеркало C ЗТШ установлено на вращающейся платформе, соосной с несущей ее трубой; нижний конец этой трубы центрируется в платформе главного зеркала A , а верхний — фиксируется четырьмя растяжками; меняя длину этих растяжек, можно вывести ось вращения платформы зеркала C на пересечение с осью склонений телескопа и добиться перпендикулярности этих осей. С этой целью телескоп, с которого предварительно было снято зеркало C , направляется в зенит, и затем отдельно соответствующими парами растяжек осуществляется установка оси вращения платформы этого зеркала в плоскости меридиана и в плоскости, перпендикулярной меридиональной.

Выставление оси платформы в плоскости меридиана контролируется в теодолит, выставленный по крестам 1 , 2 и 3 оси склонений (фиг. 2, a). На вращающейся платформе устанавливается кронштейн, и на нем недалеко от оси склонений подвешивается отвес. Точка подвеса должна находиться достаточно близко к оси склонений, чтобы не сказывалось неточное наведение телескопа в зенит. Затем последовательными разворотами платформы на 180° , чередующимися с подвижками кронштейна, можно добиться, чтобы положения отвеса в проекции на плоскость меридиана совпадали при двух крайних положениях вращающейся платформы. После этого



Фиг. 2. Схема юстировки оптических систем ЗТШ

изменением длин южной и северной растяжек легко выставить нить отвеса (в любом из этих крайних положений платформы) на пересечение с осью склонений.

Чтобы выставить ось вращения платформы зеркала *C* перпендикулярно оси склонений, необходимо закрепить теодолит на этой вращающейся платформе, а его вертикальную ось установить так, чтобы при развороте теодолита вокруг нее горизонтальные нити крестов *1*, *2* и *3*, фиксирующих в обеих цапфах ось склонений, проходили через визирную ось теодолита. Затем следует развернуть теодолит на 180° вращением платформы и, если горизонтальная нить креста в другой цапфе не проходит через визирную ось теодолита, изменением длин восточной и западной растяжек это расхождение следует уменьшить вдвое, после чего заново выставить вертикальную ось теодолита. Эту операцию необходимо проделывать до тех пор, пока не исчезнет указанное расхождение.

После выставления оси азимутального вращения зеркала *C*, которую в дальнейшем будем называть главной осью телескопа, мы зафиксировали положение этой оси с помощью специального приспособления. Из тонких стальных прутьев на нескольких опорных кольцах была сварена конструкция в виде двух сложенных основаниями усеченных конусов (*M* — штриховая линия на фиг. 2, б). Среднее кольцо максимального диаметра прибалчивалось к вращающейся платформе зеркала *C*; длинный конус пропущался внутрь трубы и заканчивался примерно в 10 см от посадочного

места светоприемника в фокусе Кассегрена, короткий конус заканчивался примерно в 5 м от стакана первичного фокуса. Требования к жесткости этой конструкции невелики, так как она «работает» в вертикальном положении.

На усеченных вершинах конусов устанавливались подвижные кресты 5 и 4, телескоп наводился в зенит, и под центральным отверстием главного зеркала *A* помещалось плоское зеркало *K*, которое позволяло смотреть вдоль главной оси телескопа в теодолит, установленный рядом с телескопом в удобном для наблюдателя положении (фиг. 2, б). Затем, вращая платформу зеркала *C* вместе с приболоченной к ней конструкцией *M* и наблюдая в теодолит установленные на концах конструкции *M* подвижные кресты 5 и 4, выставляем эти кресты на ось вращения платформы, т. е. на главную ось телескопа, и тем самым фиксируем эту важную для дальнейшей юстировки ось на достаточно большой базе. Заметим, что выставление главной оси телескопа и ее фиксацию целесообразно проводить в один прием, поэтому сварная конструкция *M* должна допускать установку внутри себя крошителя с отвесом и теодолит, а прутья короткого конуса не должны мешать работе с теодолитом и визированию по оси склонений.

3. Выставление главного зеркала телескопа

На посадочном месте вторичных зеркал *B* с помощью специально изготовленной сварной конструкции подвешивалось плоское зеркало *G* диаметром 80 см (фиг. 2, б). Телескоп наводился в зенит и открывался доступ ко всем механизмам качания и разгрузки главного зеркала *A*. На полу у телескопа устанавливался теодолит, и с помощью плоского зеркала *K* визирная ось теодолита выставлялась по крестам 5 и 4 главной оси телескопа. Плоское зеркало ломало эту ось под углом около 45°, и на ее продолжении на двойном фокусном расстоянии от главного зеркала *A* был установлен точечный источник света *L*. Затем подвижками трех опор главного зеркала *A* (с соответствующей регулировкой разгрузок) изображение источника, построенное зеркалом *A*, совмещалось с самим источником. В этой операции точечным источником служила лампочка карманного фонарика, закрытая черной бумагой с небольшим отверстием; совмещение изображения источника с самим источником удается выполнить с точностью до долей миллиметра.

4. Выставление стакана первичного фокуса и гиперболических зеркал

На посадочные места в прямом и в кассегреновском фокусах и на посадочное место гиперболических зеркал *B* были установлены кресты 8, 6 и 7, фиксировавшие центры перечисленных посадочных мест. Крест 6 в фокусе Кассегрена, естественно, оказался на главной оси телескопа, а кресты 7 и 8 были выведены на эту ось с помощью подвижек спайдеров стакана первичного фокуса. После этого конструкция *M* была снята с телескопа, на его среднике был натянут большой юстируемый крест 9, и при вертикальном положении трубы телескопа этот крест с помощью теодолита был выставлен на главную ось телескопа (фиг. 2, б). Затем при таком положении телескопа и теодолита последовательно юстировались гиперболические зеркала *B*.

Гиперболическое зеркало прямого куде юстировалось таким образом, чтобы пересечения нитей крестов 9 и 6 были на одной прямой с изображениями этих перекрестий, видимых в гиперболическом зеркале. Эта юстировка, как и юстировка других гиперболических зеркал, осуществлялась небольшими подвижками зеркала в оправе и наклоном самой оправы относительно рамы, крепящей зеркало к стакану первичного фокуса.

В отличие от сплошного гиперболического зеркала прямого куде, гиперболические зеркала ломаного куде и Кассегрена — Нэсмита имеют центральные отверстия; по центрам этих отверстий мы натягивали дополнительные ниточные кресты и подвижной зеркал в их оправках добивались выведения этих крестов на главную ось телескопа. Затем наклоном оправы зеркала относительно несущей рамы удается достичь полной симметрии рассматриваемой в теодолит картины. Заметим, что расстояние вдоль оси телескопа между крестами 7 и 8 невелико, поэтому описанный способ выставления оси стакана по главной оси телескопа не очень точен; но выставление гиперболических зеркал производится весьма уверенно и при этом легко компенсируется возможный перекося стакана в зажимах спайдеров.

5. Выставление плоских зеркал

На внутреннем конусе телескопа, вблизи последнего плоского зеркала ломаного куде (зеркала *F*), натягивался подвижной крест *10*, который рассматривался в теодолит через боковой оптический вывод в головной части спектрографа куде (фиг. 2, *в*, *г*). С помощью вращения телескопа вокруг часовой оси этот крест выставлялся на часовую ось. Затем телескоп наводился таким образом, чтобы большой крест *9* на среднике оказался на минимальном расстоянии от часовой оси. Полученная таким образом с точностью до малой доли гнутая часовая ось фиксировалась дополнительным крестом *11*, установленным на срезе неподвижной трубы, через которую световой пучок проходит из телескопа к спектрографу куде. После этого на внешней стороне вилки телескопа, около фокуса Нэсмита, подвешивался освещенный экран и юстировкой трех плоских зеркал (*D*, *E* и *F*) ломаного куде удалось добиться такого положения, когда три креста оси склонений (*1*, *2* и *3*) и два креста часовой оси телескопа (*10* и *11*) оказались одновременно на визирной оси теодолита.

Последним юстировалось главное диагональное зеркало *C* (при его установке на вращающуюся платформу большой крест *9* на среднике сохраняется). Телескоп устанавливался в меридиан, и в дополнение к теодолиту, выставленному в помещении куде по часовой оси телескопа, на галерее под куполом устанавливался второй теодолит (фиг. 2, *а*); визирная ось его по крестам *1* и *2* выставлялась вдоль оси склонений телескопа. После этого концевые выключатели механизмов вращения зеркала *C* устанавливались таким образом, что в положении «Нэсмита» на визирную ось теодолита, установленного под куполом, кроме крестов *1* и *2* оси склонений, попадали также кресты 7 и 8 стакана первичного фокуса и большой крест *9* на среднике; в положениях «прямое куде» и «ломаное куде» кресты 7, 8 и *9* попадали на визирную ось теодолита, выставленного по часовой оси телескопа; в положении «ломаное куде» на эту же визирную ось должен попасть крест *3* на оси склонений.

После юстировки ЗТШ описанным способом в ходе дальнейших наблюдений мы получили независимые подтверждения правильности этого метода: при наведении телескопа на звезду в центр поля зрения прямого фокуса, фокуса Нэсмита, прямого и ломаного куде отсчеты окулярного микрометра гуда ($f = 10$ м) отличались не более чем на 1—2 м.м, тогда как до нашей юстировки разности отсчетов достигали 12 м.м. Оставшееся расхождение (1—2 м.м) обусловлено, по-видимому, двумя причинами: гнутые вилки телескопа не позволяют достаточно уверенно фиксировать его часовую ось, а конструкция оправы главного диагонального зеркала *C* не предусматривает возможности смещения этого зеркала вдоль главной оси телескопа.

Основное преимущество описанного способа юстировки состоит в том, что здесь не требуется естественная или искусственная звезда, так что в случае предварительного изготовления всех вспомогательных приспособ-

соблений юстировку оптических систем телескопа можно провести за 3—4 дня. Существенно также, что благодаря использованию вращения платформы зеркала *C* мы смогли выставить главное зеркало *A* по этой механической оси и привязать к ней всю дальнейшую юстировку телескопа.

Для применения описанного способа юстировки рефлекторов типа ЗТШ целесообразно включить в комплект вспомогательного оборудования этих телескопов два 30" теодолита, дополнительное плоское зеркало диаметром 80—100 см в оправе для установки его на посадочное место гиперболических зеркал *B*, легкую конструкцию типа двойного конуса и юстируемые кресты *I—II* для однозначной установки на посадочных местах во всех фокусах, на внутренних фланцах цапф оси склонений, на посадочном месте гиперболических зеркал, на внутреннем конусе телескопа и на выходе телескопа к головной части спектрографа куде. Необходимо также несколько видоизменить подкупольную тележку, чтобы при наведении трубы телескопа в зенит удобно было работать с теодолитом, установленным на вращающейся платформе зеркала *C*, и юстировать гиперболические зеркала.

Мы благодарны В. Б. Никонову и П. П. Добронравину за полезное обсуждение статьи, а также механикам и операторам ЗТШ за активную помощь в ходе юстировки телескопа.

Май 1971 г.

АТЛАС СПЕКТРА ЛАМПЫ
С ЖЕЛЕЗНЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ
И НЕОНОВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Э. А. Витриченко, Н. С. Полосухина

Изучена область длин волн $\lambda\lambda 3500-7000 \text{ \AA}$ в спектре лампы с полым железным катодом, наполненной неоном. Спектрограммы получены с камерой Шмидта спектрографа куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Дисперсия 8 и 12 $\text{\AA}/\text{мм}$.

Приведен атлас спектра лампы, в котором отмечены некоторые линии Fe, Ne и Mn, что позволяет легко ориентироваться в этом спектре.

A SPECTRAL ATLAS OF THE IRON HOLLOW CATHODE LAMP, by E. A. Vitrichenko, N. S. Polosukhina.— The emission of a neon filled iron hollow cathode lamp has been studied. The spectrograms used have been obtained of the coude spectrograph of the 2,6 m telescope. This dispersions 8 and 12 $\text{\AA}/\text{mm}$ were used.

An atlas of the lamp's spectrum is given, where some of the Fe, Ne and Mn reference lines are marked.

При спектральных наблюдениях со спектрографом АСП-14, установленным в фокусе куде телескопа ЗТШ, в качестве источника спектра сравнения используется лампа с полым железным катодом (ЛПК).

Мы исследовали спектр ЛПК в следующих спектральных областях:

3500 — 4700 с дисперсией 8 $\text{\AA}/\text{мм}$ в третьем порядке,

4200 — 7000 с дисперсией 12 $\text{\AA}/\text{мм}$ во втором.

Лампа с полым катодом имеет ряд преимуществ как источник спектра сравнения перед дуговым разрядом между железными электродами, горящим при атмосферном давлении. Во-первых, стабильность разряда лампы несравненно выше, чем стабильность горения дуги, что обеспечивает хорошую воспроизводимость спектра ЛПК. Во-вторых, в отличие от дуги, ЛПК не требует особого ухода. В-третьих, лампу обычно наполняют тем газом, который дает дополнительно линии в области спектра, где линии железа практически отсутствуют. Одним из лучших наполнителей является неон, в спектре которого много ярких линий в красной и инфракрасной областях спектра.

Интенсивности линий железа в спектре ЛПК значительно отличаются от интенсивностей в спектре дуги. Кроме того, в спектре ЛПК присутствуют линии неона. Расшифровка такого спектра представляет некоторые трудности, поэтому возникает необходимость в составлении атласа спектра используемой нами ЛПК.

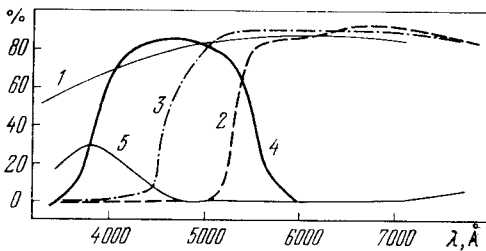
Для отождествления спектра ЛПК и составления атласа было получено пять спектрограмм. Сведения о них приведены в табл. 1, где последовательно даны: порядковый номер, область спектра, тип фотопленки, номер фильтра, рабочий порядок решетки и дисперсия. Кривые пропус-

Таблица 1

№ п/п	Область, Å	Пленка	Номер филь- ра	Порядок	Дисперсия, Å/мм
1	3500—4400	A-500	1	III	8
2	4000—4750	A-500	4	III	8
3	4270—5550	A-600	4	II	12
4	4800—6080	A-600	3	II	12
5	5800—7050	A-700	2	II	12

кания фильтров, используемых для разделения порядков, показаны на фиг. 1.

Все спектрограммы были измерены на микроскопе ИЗА-2, а затем эти измерения были обработаны на ЭВМ «Минск-14» по программе [1], составленной Д. Н. Рачковским и модифицированной им для этой машины.



Фиг. 1. Кривые пропускания фильтров для разделения порядков

Длины волн были взяты из [2, 3]. Квадратичная ошибка определения длин волн линий относительно табличных $\sigma \sim 0,01$ Å. Только для пяти линий железа это расхождение превосходит 3σ . Причину такого расхождения нам установить не удалось. Все эти линии перечислены в табл. 2, где во второй и третьей колонках приведены разности длин волн, вычисленных нами и табличными значениями. Этими линиями мы не рекомендуем пользоваться при точных отождествлениях спектра, а также при измерениях лучевых скоростей.

Таблица 2

λ , Å [2]	$\lambda - \lambda$, Å [2]	$\lambda - \lambda$, Å [3]	λ , Å [2]	$\lambda - \lambda$, Å [2]	$\lambda - \lambda$, Å [3]
3820,43	-0,03	-0,04	4427,75	-0,04	
3956,68	-0,04	-0,04	4957,61	-0,04	
4404,75	+0,05	+0,06			

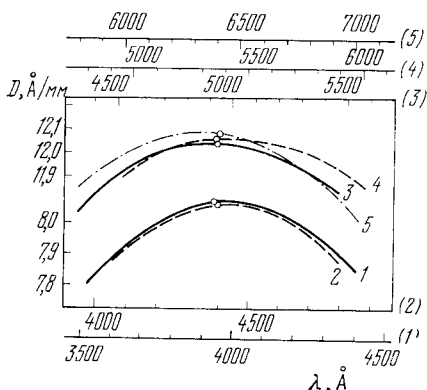
Спектры атомов железа и ряда инертных газов в лампе с полым катодом с большой точностью измерялись неоднократно. Полные списки линий для таких ламп приведены в [4]. Длины волн линий железа в ЛПК несколько отличаются от приведенных в [5] для дугового разряда, горящего при атмосферном давлении. Наблюдаемый сдвиг в редких случаях достигает $0,01$ Å (точность наших измерений). Подробный анализ этих сдвигов приведен в [6].

Зависимость дисперсии спектрографа от длины волны для всех пяти участков спектра показана на фиг. 2. Здесь кружком отмечены геометрические середины спектрограмм. Следует заметить, что дисперсия сильно зависит от положения относительно геометрического центра спектрограммы.

Приведенный на пяти планшетах атлас спектра ЛПК (фиг. 3) предназначен лишь для ориентировки в спектре ЛПК. Для этой цели достаточно иметь ряд линий, приблизительно равномерно распределенных по спектру.

Фиг. 2. Зависимость дисперсии от длины волны для пяти областей спектра

Кружками отмечены геометрические центры спектрограмм. Кривые и шкалы длин волн обозначены номерами, соответствующими табл. 1



Желательно при этом, чтобы эти линии были достаточно яркие и одиночные, а также чтобы их легко было найти. Мы старались выполнить эти условия. На планшетах отмечены соответствующими символами линии Ne и Mn, а линии, принадлежащие Fe, в атласе отметок не имеют.

При необходимости использовать большее число линий, чем приведено в атласе, нужно обратиться к таблицам [2—4] и к атласу [7].

Май 1971 г.

Литература

1. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 63.
2. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский и др. Таблицы спектральных линий. М., «Наука», 1969.
3. Trans. IAU, 1958, 10, 216.
4. H. M. Crosswhite, G. H. Dieck. Important Atomic Spectra, Amer. Inst. Physics Handbook, 2-d ed., 1963.
5. G. R. Harrison. Wave length Table of 100 000 Sp. lines, 1939.
6. В. К. Прокофьев, Г. А. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 39, 170.
7. С. К. Калинин и др. Атлас дугового и искрового спектров. М., Металлургиздат, 1953.

**ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОСПЕКТРОФОТОМЕТР СФ-68.
I. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА СПЕКТРОФОТОМЕТРА**

**Л. А. Кампонко, В. С. Корепанов, В. Б. Новопашенный,
Ю. Н. Чистяков, Ю. А. Шипулин**

Описывается звездный электроспектрофотометр, позволяющий осуществлять сканирование спектров, а также определять величины и цвета звезд как монохроматические, так и с помощью светофильтров.

STELLAR PHOTOELECTRIC SPECTROMETER СФ-68. I. THE OPTICAL SYSTEM OF SPECTROMETER, by *L. A. Kamionko, V. S. Koripanov, V. B. Novopasheny, Yu. N. Tshistjakov, Yu. A. Shipulin.*— A stellar photoelectric spectrometer is described. It gives the possibilities of scanning stars spectra, and determinations of magnitudes and colours as monochromatic ones, or by using colour filters.

Изучение распределения энергии в спектрах стационарных, нестационарных и переменных звезд и других небесных тел (галактик, квазаров и т. п.) является одной из очень актуальных проблем современной астрофизики. Весьма актуальна и проблема распределения энергии в непрерывном спектре звезд и сопоставление таких наблюдений с их расчетными моделями.

В связи с этим совместными усилиями Главной астрономической и Крымской астрофизической обсерваторий Академии наук СССР был разработан и изготовлен в нескольких экземплярах звездный электроспектрофотометр универсального типа, позволяющий решать основные проблемы звездной электроспектрофотометрии. Учитывая современные методы спектрофотометрических наблюдений, этот прибор, получивший название СФ-68, можно использовать как для определения энергетических освещенностей в дискретных, избранных квазимонохроматических областях, так и для сканирования по всему спектру измеряемого объекта в пределах 3100—7500 Å. Блочная конструкция прибора позволяет использовать его и как обычный одноканальный звездный электрофотометр для наблюдений в обычных или интерференционных светофильтрах. Поэтому СФ-68 может быть с успехом применен как в стационарных обсерваторских условиях, так и в условиях экспедиционной работы (в высокогорных условиях для изучения коротковолновой части спектра и для всестороннего изучения спектральной экстинкции при работах по выбору мест для новых астрофизических обсерваторий).

Звездный электроспектрофотометр описывается в трех статьях: данной, в которой рассматривается оптическая схема прибора и его оптико-механическая конструкция, и в следующих, посвященных электрической схеме прибора и помещенных в этом томе.

При выборе оптической схемы спектрометра мы руководствовались в основном требованиями обеспечения дисперсии порядка 50 Å/мм при малых габаритах и небольшом весе прибора, позволяющих установку прибора не только на больших телескопах, но и на экспедиционном телескопе типа АЗТ-7, в котором для обеспечения возможности наблюдения

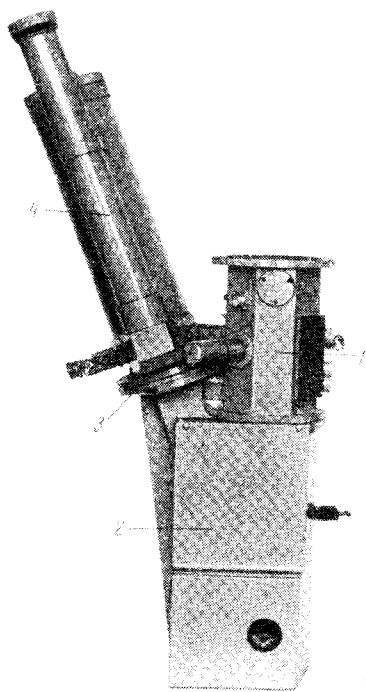
ультрафиолетовой области спектра мениск заменен на вторичное эллиптическое кассегреновское зеркало.

Оптико-механическая часть прибора состоит из трех отдельных блоков: входного блока монохроматора, блока ФЭУ и узлов выходной щели спектрометра и линзы поля фотометра. Узел выходной щели стационарно установлен на блоке монохроматора.

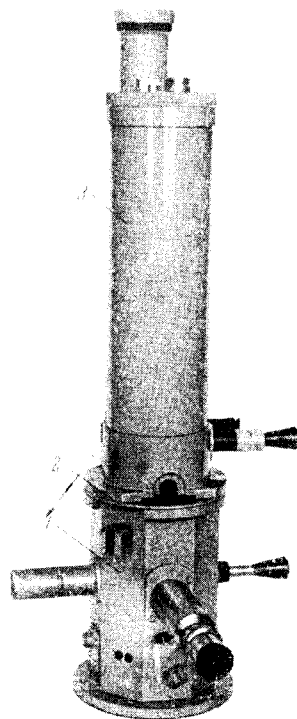
Блочная конструкция прибора обеспечивает работу в двух оптических схемах: спектрометра и фотометра. В схеме фотометра прибор позволяет регистрировать как интегральное излучение во всей области спектральной чувствительности применяемого фотоумножителя, так и излучение в отдельных участках спектра, выделенных с помощью фильтров в той или иной фотометрической системе и, в частности, в системах *UBV* и Страйжиса.

Общая характеристика оптической части спектрофотометра

Светосила коллиматора 1 : 10, входное отверстие — сменные круглые диафрагмы (диаметром 0,1—6 мм), диспергирующий элемент — плоская дифракционная решетка в параллельном пучке, размер нарезной части 30×30 мм, 1200 *штр/мм*. Рабочий порядок спектра — первый, линейная дисперсия в плоскости выходной щели 50 Å/мм. Сканирование спектра производится поворотом решетки с помощью шагового двигателя, шаг сканирования ~ 8 Å. Приемником излучения служит фотоумножитель ФЭУ-79. Прибор калибруется по эталонному радиолюминесцентному источнику (РЛИ). Общий вид прибора в схеме спектрометра и в схеме фотометра показан на фиг. 1 и 2.



Фиг. 1. Общий вид спектрометра
1 — входной блок; 2 — блок монохроматора; 3 — узел выходной щели; 4 — блок ФЭУ



Фиг. 2. Общий вид фотометра
1 — входной блок; 2 — узел линзы поля; 3 — блок ФЭУ

Оптические схемы спектрометра и фотометра

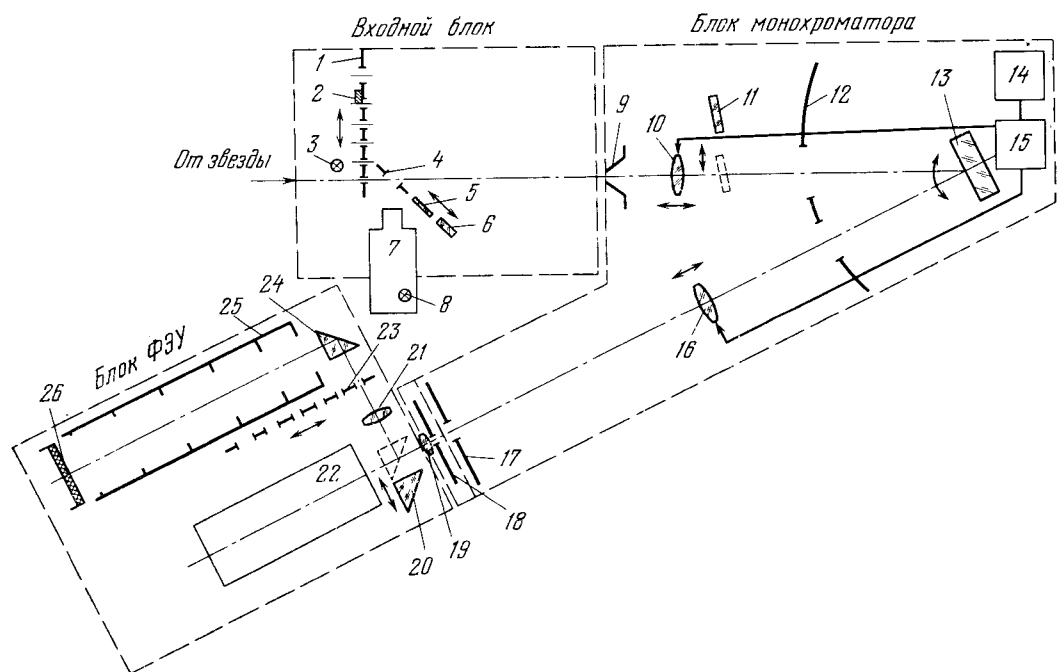
Оптическая схема спектрометра, состоящего из трех блоков, приведена на фиг. 3. В первом, входном блоке изображение звезды фокусируется в плоскости входных диафрагм 1. Плоское зеркало 2, закрывающее половину одной из диафрагм, служит для юстировочных целей. Лампочка 3 подсвечивает входную диафрагму. Устройство для визуального гидирования, состоящее из подвижной линейки со сквозным отверстием 5, сквозным отверстием 5, закрытым кварцевой пластинкой 4, зеркалом 6, а также из микроскопа МИР-2 7, позволяет контролировать положение звезды в процессе наблюдений. Шкала микроскопа подсвечивается лампочкой 8. Кварцевая коллиматорная линза 10 образует параллельный пучок света, падающий на дифракционную решетку 13, поворот которой осуществляется шаговым двигателем 14 через редуктор 15.

В СФ-68 входной блок общий как при работе прибора в схеме спектрометра, так и фотометра (фиг. 4). Поэтому во входном блоке имеются две турели со светофильтрами 2 и 3, показанными на фиг. 4.

Кварцевая линза 16 (фиг. 3) строит изображение спектра на выходной щели 18. В качестве выходной щели используется стандартная щель УФ-11 (диапазон изменения ширины щели 0—4 м.м, цена деления барабана 0,01 м).

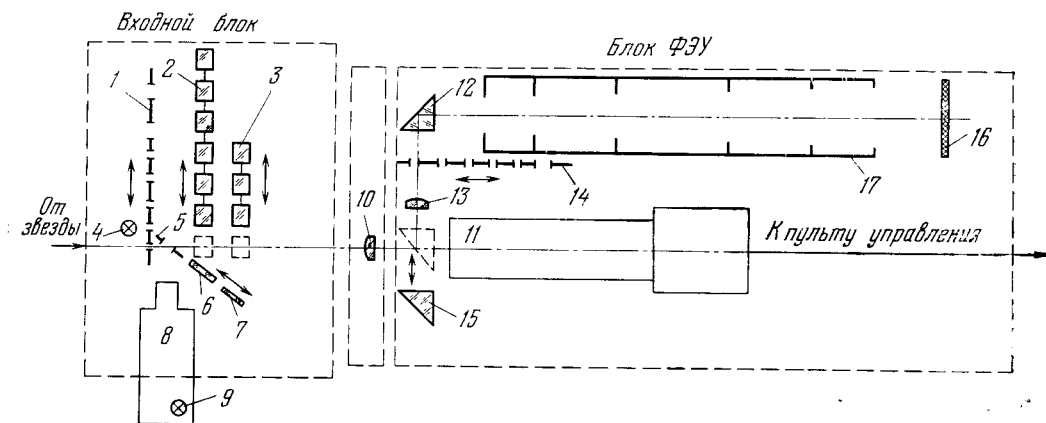
Фокусировочные подвижки линз 10 и 16 синхронизированы с поворотом решетки и осуществляются толкателем, связанным с редуктором 15. Фокусировочные подвижки линз производятся по следующему закону:

$$\Delta [\text{м.м}] = \frac{5,64 \sin i - 2,02}{\sin i - 0,0812},$$



Фиг. 3. Оптическая схема спектрометра

1 — входные диафрагмы; 2 — юстировочное зеркало; 3 — лампочка подсветки диафрагм; 4 — сквозное отверстие; 5 — сквозное отверстие с кварцевой пластинкой; 6 — зеркало; 7 — гидировочный микроскоп; 8 — лампочка подсветки шкалы микроскопа; 9, 12, 17 — экраны; 10 — коллиматорная линза; 11 — фильтр разделения порядков; 13 — дифракционная решетка; 14 — шаговый двигатель; 15 — редуктор; 16 — камерная линза; 18 — выходная щель; 19 — линза поля; 20 — подвижная призма; 21 — линза; 22 — ФЭУ; 23 — диафрагмы, ослабляющие поток РЛН; 24 — неподвижная призма; 25 — экраны; 26 — РЛН



Фиг. 4. Оптическая схема фотометра

1 — входные диафрагмы; 2 — фильтры Страйжиса; 3 — фильтры UVV; 4 — лампочка подсветки диафрагм; 5 — сквозное отверстие; 6 — сквозное отверстие с кварцевой пластинкой; 7 — зеркало; 8 — гидировочный микроскоп; 9 — лампочка подсветки шкалы микроскопа; 10 — линза поля; 11 — ФЭУ; 12 — неподвижная призма; 13 — линза; 14 — диафрагмы, ослабляющие световой поток РЛИ; 15 — подвижная призма; 16 — РЛИ; 17 — экраны

где Δ — смещение линз вдоль оптических осей от их начального положения ($\Delta = 0$ при $\lambda = 5893 \text{ \AA}$); i — угол поворота нормали к решетке относительно биссектрисы угла, образуемого оптическими осями камерной и коллиматорной линз. В данной конструкции этот последний угол равен 20° .

Фильтр разделения порядков 11 отсекает коротковолновую часть спектра второго порядка при работе в области $\lambda > 6200 \text{ \AA}$. Фильтр представляет собой плоскопараллельную пластинку из стекла ЖС-12 толщиной 2,5 мм и работает в параллельном пучке. 9, 12, 17 — отсекатели рассеянного света внутри блока монохроматора.

Кварцевая линза поля (линза Фабри) 19 образует изображение входного зрачка на фотокатоде 22.

Система фотометрической калибровки состоит из радиолуминесцентного источника РЛИ 26, призм полного внутреннего отражения 20 и 24, набора диафрагм, ослабляющих световой поток РЛИ, 23 и линзы 21, строящей изображение РЛИ на фотокатоде 22 при введенной в пучок призме 20; 25 — набор диафрагм для устранения рассеянного света в трубке РЛИ.

Фотометр состоит из входного блока (общего и для фотометра и для спектрофотометра), блока ФЭУ и специального узла линзы поля (фиг. 4).

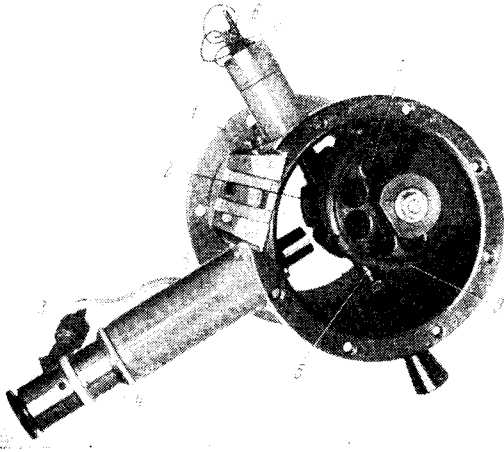
Конструкция прибора

Входной блок (фиг. 5). Корпус 1 входного блока снабжен двумя фланцами, которые обеспечивают его соединение со специальным установочным фланцем на телескопе, либо с блоком монохроматора в схеме спектрофотометра, либо с блоком ФЭУ при работе в схеме фотометра. Соединение осуществляется с точностью $\pm 0,05 \text{ мм}$ без дополнительной юстировки. Входные диафрагмы выполнены в туннели 2. Диаметры диафрагм: 0,1; 0,25; 0,5; 1; 2; 4; 6 мм. Диафрагма диаметром 4 мм наполовину закрыта зеркалом и используется только при юстировке спектрометра. Шариковый фиксатор фиксирует туннель в положениях, при которых центры диафрагм поочередно совпадают с осью корпуса. Одно из фиксированных положений туннели служит затвором. Точность установки трех малых диафрагм не хуже $\pm 0,1 \text{ мм}$ относительно оси корпуса. Относительное смещение цен-

тров этих диафрагм при установке каждой из них в рабочее положение не превосходит $\pm 0,03$ мм.

Приведение диафрагмы в рабочее положение производится вручную поворотом обода турели, выступающего сквозь прорезь в корпусе блока.

Подвижная линейка 5 наклонена к оси корпуса на 45° . Линейка может находиться в трех фиксированных положениях, при которых на оси корпуса устанавливаются либо сквозное отверстие, либо сквозное отверстие, закрытое кварцевой пластинкой, либо зеркало. В последнем случае



Фиг. 5. Входной блок

1 — корпус; 2 — турель входных диафрагм; 3 — патрон лампочки подсветки шкалы микроскопа; 4 — гидировочный микроскоп; 5 — подвижная линейка; 6 — шток; 7 — концевой выключатель; 8 — светофильтры; 9 — турель светофильтров

диафрагма, находящаяся на оси, подсвечивается лампочкой, патрон которой закреплен на корпусе блока под углом 45° к оси корпуса. Светопроводом от лампочки к диафрагме служит трубка, оклеенная внутри фольгой. Включение концевой выключатель 7, зажигающего лампочку, производится штоком 6, установленным на конце линейки.

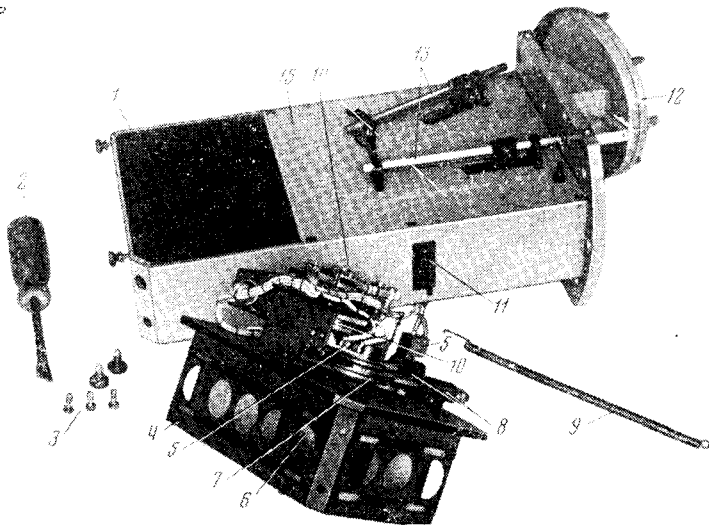
В качестве гидировочного микроскопа 4 используется стандартный микроскоп МИР-2, в котором масштабная сетка заменена крестом. Патрон 3 лампочки, подсвечивающей крест, закреплен на подвижном тубусе микроскопа.

Светофильтры, используемые при работе прибора в схеме фотометра, установлены в двух турелях 9, аналогичных турели входных диафрагм. Вместо диафрагм в каждой турели выполнено по восемь отверстий, в которые ввинчиваются оправы с завальцованными в них фильтрами 8. Свободные от фильтров отверстия выводятся на ось входного блока при работе в схеме спектрометра.

Блок монохроматора (фиг. 6). Корпус 1 блока монохроматора представляет собой деталь сложной конфигурации. Внутри корпуса имеются два прилива со сквозными цилиндрическими отверстиями, оси которых совпадают с оптическими осями коллиматора и камеры, а также прилив с прямоугольным отверстием, расположенный перпендикулярно оси коллиматора.

В цилиндрические отверстия запрессованы чугунные втулки, которые служат направляющими для оправ коллиматорной и камерной линз. В приливе с прямоугольным отверстием устанавливается подвижная оправа 11 с фильтром разделения порядков. Оправа имеет два фиксированных положения: фильтр в пучке, фильтр вне пучка. Плоскость фильтра наклонена на 5° к оси коллиматора, благодаря чему свет, отраженный от фильтра, не попадает на дифракционную решетку.

В корпусе монохроматора имеются экраны, которые уменьшают количество рассеянного света, достигающего выходной щели. Отдельной деталью является конусный экран, установленный в кольцевой выточке



Фиг. 6. Блок монохроматора

1 — корпус; 2 — специальная отвертка; 3 — винты; 4 — корпус узла решетки; 5 — концевые выключатели; 6 — решетка; 7 — кулачки; 8 — стойки с толкателями; 9 — пружина; 10 — редуктор; 11 — фильтр разделения порядков; 12 — узел выходной щели; 13 — стержни механизма подвижки линз; 14 — шаговый двигатель; 15 — крышка корпуса

со стороны входного блока. Конусный экран препятствует проникновению света, рассеянного во входном блоке, в монохроматор.

Крышка 15 закрывает часть полости корпуса монохроматора, оставляя свободным место установки узла дифракционной решетки (на фиг. 6 он вынут из блока монохроматора). На крышке закреплены стойки, в которых перемещаются стержни 13 с ползунами механизма подвижки линз.

Корпус узла решетки 4 представляет собой жесткую конструкцию коробчатого типа. На верхней и нижней платах корпуса установлены подшипники скольжения, в которых вращается ось оправы решетки. На верхней плате размещены: шаговый двигатель 14, редуктор 10 и стойки с толкателями 8 механизма подвижки линз.

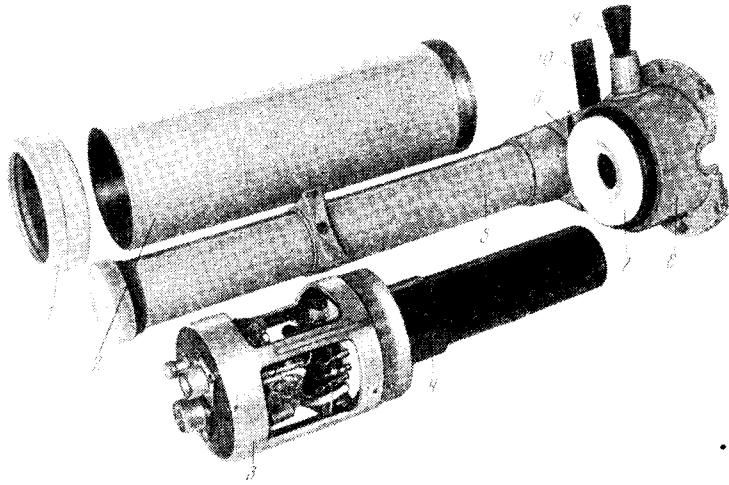
Дифракционная решетка 6 вставлена в оправу, выполненную заодно с осью таким образом, что ось вращения совпадает с плоскостью решетки.

Лицевой поверхностью и одной из торцевых поверхностей решетка опирается на специальные посадочные площадки и прижимается к ним пружинами. Решетка не имеет юстировочных подвижек. Контроль положения решетки в оправе относительно оси вращения производится при лабораторной юстировке прибора. В случае необходимости на посадочные площадки наклеиваются прокладки.

С осью оправы решетки жестко связаны кулачками 7, профиль которых определяется хроматической кривой кварцевых линз. Поворот кулачков происходит одновременно с поворотом оси оправы решетки. Усилие с кулачков при повороте их в направлении от меньших радиусов к большему передается через толкатели на оправы линз. При движении кулачков в обратном направлении перемещение линз осуществляется за счет пружин, прижимающих толкатели к кулачкам.

Концевые выключатели 5, ограничивающие диапазон сканирования, установлены на стойке толкателя и на корпусе редуктора.

Узел решетки вставляется в блок монохроматора и крепится пятью винтами 3, которые заворачиваются специальной динамометрической отверткой 2. Это позволяет выполнять повторные установки узла решетки с точностью, при которой амплитуда смещения изображения спектра от



Фиг. 7. Блок ФЭУ

1 — прижимная гайка; 2 — стакан ФЭУ; 3 — стакан усилителя; 4 — ФЭУ; 5 — трубка РЛИ; 6 — корпус системы калибровки; 7 — центрирующая шайба; 8 — корпус; 9 — ручка подвижки призмы; 10 — линейка

центра выходной щели не превышает 0,25 мм. Наклон спектра относительно щели при повторных установках практически не меняется.

Пружина 9 выбирает мертвый ход редуктора при изменении направления поворота решетки.

Для предохранения механизмов блока монохроматора от пыли и для предотвращения прощикновения света в монохроматор он снабжен защитным кожухом (см. фиг. 1).

Узел выходной щели (фиг. 6).

Узел выходной щели состоит из дисковой платы 12 с центральным отверстием, на которой закреплена щель УФ-11. На место стандартной крышки щели установлена крышка с резьбовым отверстием в центре. В это отверстие ввинчена оправа с линзой поля. При юстировке оправа может перемещаться вдоль оптической оси на величину $\pm 1,5$ мм от некоторого среднего положения.

Блок ФЭУ (фиг. 7). Корпус 8 блока ФЭУ является базовой деталью. На стороне корпуса, обращенной к блоку монохроматора, имеется стыковочный фланец. На резьбовую втулку навинчивается стакан ФЭУ 2.

Фиг. 8. Узел линзы поля фотометра

Во втулке имеется кольцевая выточка, в которую вставлена фторопластовая шайба 7, центрирующая баллон ФЭУ относительно оси корпуса 8.

Стакан усилителя 3 с колодкой ФЭУ и самим фотоумножителем 4 вставляются в стакан ФЭУ до упора фотокатода в центрировочную шайбу 7 и поджимаются гайкой 1.

Внутри корпуса блока ФЭУ помещается подвижная призма системы калибровки, которая передвигается ручкой 9. Концевик эталона, фокусирующая линза, РЛИ, неподвижная призма и линейка 10 с диафрагмами размещены в трубке 5 и корпусе 6 системы калибровки.

Конструкция крепления призм позволяет при юстировке выводить изображение РЛИ на центр фотокатода путем поворота каждой из призм в одной из двух взаимно перпендикулярных плоскостей.

Узел линзы поля фотометра. Конструкция узла линзы поля ясна из фиг. 8. В центре основания 1 установлена резьбовая втулка 2, в которой при юстировке перемещается оправа с завальцованной в ней линзой поля. Экран 3 предотвращает попадание света в фотометр (см. фиг. 2) через паз барабана в блоке ФЭУ.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам КАО В. Б. Никонову, А. А. Боярчуку и Н. А. Димову за помощь в работе и ценные советы, а также сотрудникам ГАО Ю. П. Платонову, Н. А. Шкутовой, А. П. Кулишу, Е. К. Смирнову и коллективам механической и оптической мастерских, выполнивших большую работу по конструированию и изготовлению прибора СФ-68.

Май 1971 г.

Главная астрономическая обсерватория АН СССР

ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОСПЕКТРОФОТОМЕТР СФ-68.
II. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

А. П. Кульчицкий

Электрическая система электроспектрофотометра СФ-68 обеспечивает работу прибора в режимах звездного электрофотометра и звездного электроспектрометра с автоматической установкой на фиксированные длины волн и сканированием спектров.

Регистрация фототоков осуществляется по методу постоянного тока с записью выходного сигнала на диаграммную ленту самопишущего потенциометра ЭПП-09.

STELLAR PHOTOELECTRIC SPECTROMETER СФ-68. II. THE ELECTRICAL SYSTEM OF SPECTROMETER, by *A. P. Kulcickij*.— The electrical system of the spectrometer gives the possibility to use it as a one channel photoelectric photometer or as a scanner. Automatic setting at selected wave lengths is provided.

For registration of photocurrents a D. C. Amplifier and an electric strip chart recorder are used.

В электроспектрофотометре СФ-68, оптическая схема которого подробно описана в [1], для установки заданной длины волны поворотом дифракционной решетки использован реверсивный шаговый двигатель, обеспечивающий ее дискретное движение.

По сравнению со спектрометрами, в которых применяются обычные электродвигатели (как правило, синхронные) [2], спектрометр СФ-68 обладает следующими возможностями.

1. Дискретное движение решетки позволяет использовать регистрирующую аппаратуру как для сканирования по методу постоянного отклонения, так и с интегрированием сигнала в каждой точке спектра через интервал $\Delta\lambda$, соответствующий углу поворота решетки на один шаг двигателя.

2. Скорость сканирования можно изменять в широких пределах, так как она зависит только от частоты следования токовых импульсов, питающих шаговый двигатель.

3. Применение шагового двигателя дает возможность также автоматически и с большой точностью настраивать монохроматор на заданные длины волн.

Использовать эти возможности позволяет созданная электрическая система, обеспечивающая работу прибора в трех режимах: 1) регистрации излучения в отдельных спектральных участках, выделяемых с помощью светофильтров — «режим фотометра»; 2) регистрации квазимонохроматического излучения в фиксированных длинах волн — «режим точек» (максимальное количество точек 50; постоянное расстояние между ними 160 Å; скорость перехода от точки к точке 128 Å/сек; 3) последовательной регистрации сканирования спектра с шагом $\Delta\lambda \approx 8$ Å — «режим дискретного сканирования» (скорость 4, 8, 16, 32 или 128 Å/сек с возможностью ограничения сканирования через каждые 1600 Å).

Электрическая система спектрометра состоит из следующих блоков (фиг. 1): блока ФЭУ, в котором находятся фотоумножитель с делителем

напряжения и предусилитель фототока; высоковольтного источника питания ФЭУ типа ВС-22; пишущего потенциометра типа ЭПП-09; пульта управления с программным коммутатором и малым выносным пультом.

В пульте управления собрана электрическая схема питания и управления блоком монохроматора с реверсивным шаговым двигателем поворота дифракционной решетки, а также схема оконечного усилителя фототока с отдельным источником питания.

Фиг. 1. Блок-схема электро-спектрофотометра СФ-68

1 — блок монохроматора; 2 — блок ФЭУ; 3 — источник питания ФЭУ; 4 — пульт управления с программным коммутатором; 5, 6 — потенциометр ЭПП-09; 7 — малый выносной пульт

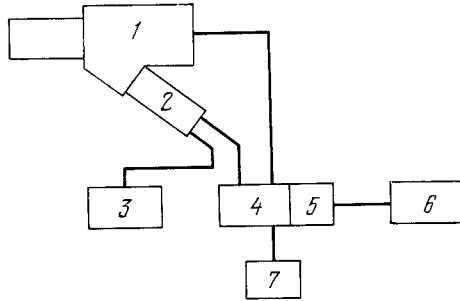


Схема регистрирующей системы спектрометра изображена на фиг. 2. В качестве светоприемника применяется фотомножитель ФЭУ-79. Измерение фототока осуществляется по методу постоянного тока с использованием электрометрического усилителя ЭМУ со 100%-ной отрицательной обратной связью ($\beta = 1$) и коэффициентом усиления по напряжению (без обратной связи) $K > 10^3$. Выход усилителя рассчитан на потенциометр ЭПП-09, последовательно с которым включен микроамперметр М-24. Схема аналогичного усилителя подробно описана в [3].

Усилитель измеряет фототоки от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-7}$ а, что соответствует диапазону более 7^m , перекрываемому переключениями входных резисторов

$$R_1 = 1 \text{ Гом} \text{ и } R_2' = \frac{R_1 R_2}{R_2 + R_1} = 100 \text{ Мом}$$

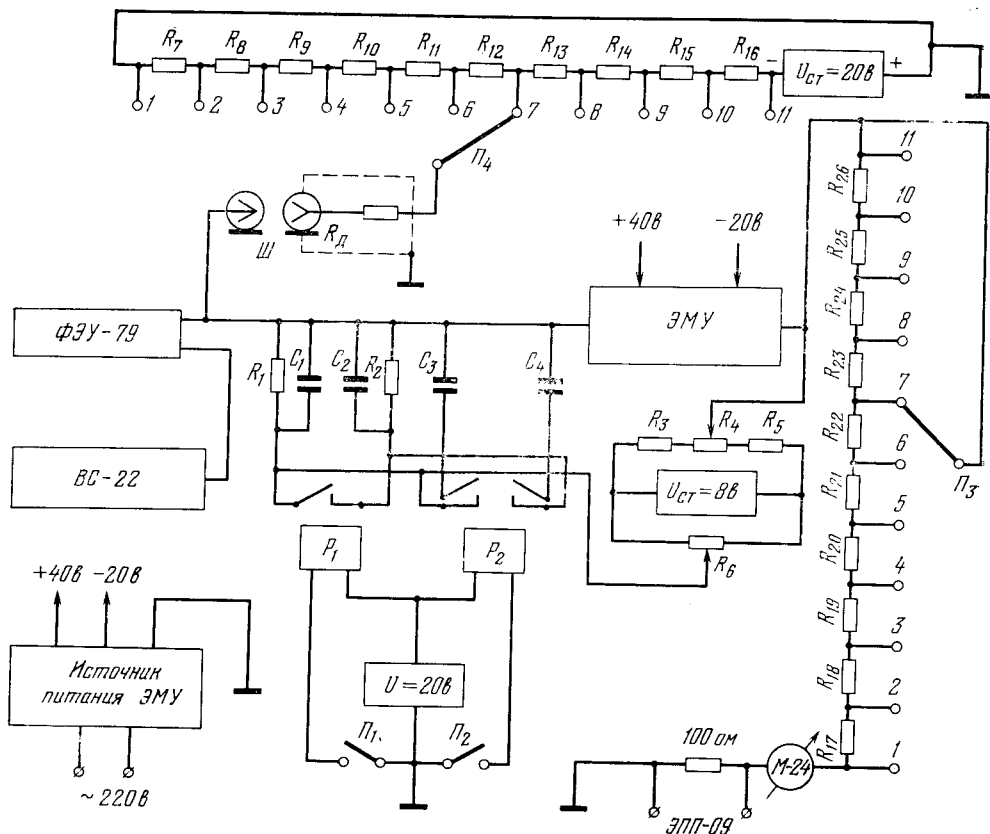
и выходных дополнительных резисторов $R_{17 \div 26}$ со ступенями изменения чувствительности $0^m,5$, подключаемых последовательно к нагрузке (ЭПП-09 и М-24) с помощью переключателя P_3 — «чувствительность».

Постоянная времени входной цепи $\tau_1 = R_1 C_1 = R_2' (C_1 + C_2) = 1 \text{ сек}$ может увеличиваться до $\tau_2 = R_1 (C_1 + C_3) = R_2' (C_1 + C_2 + C_3 + C_4) = 3 \text{ сек}$ дополнительным включением конденсаторов C_3 и C_4 . Изменение величин входных резисторов и постоянной времени осуществляется с помощью реле P_{1-2} и переключателей: P_1 — для входных резисторов и P_2 — для постоянной времени.

Для установки нуля усилителя в цепь обратной связи включен мост из резисторов $R_{3 \div 6}$, питаемый стабилизированным напряжением ($U_{ст} = 8 \text{ в}$). Переменные резисторы R_6 служат для установки нуля «грубо», а R_4 — «плавно». Такая схема установки нуля дает возможность также компенсировать и постоянную составляющую темнового тока ФЭУ.

Проверка линейности, переходных коэффициентов переключения чувствительности и контроль за стабильностью отношения величин входных резисторов R_1/R_2' осуществляется с помощью эталонных напряжений, которые могут быть поданы на вход усилителя через резистор $R_d = 1 \text{ Гом}$ и разъем Ш. Эталонные напряжения с помощью переключателя P_4 снимаются с делителя, состоящего из одинаковых по величине резисторов $R_{7 \div 16} = 3 \text{ ком} \pm 0,1\%$ и питаемого от стабилизированного источника ($U_{ст} = 20 \text{ в}$).

Для проверки линейности усилителя переключатель P_1 должен быть в положении P_1 , P_3 — в положении II , которое соответствует максималь-



Фиг. 2. Электрическая схема регистрации спектрометра

ному дополнительному сопротивлению нагрузки, Π_4 — в положении 1, т. е. при $U_{вх} = 0$. Установив нуль усилителя, переключателем Π_4 увеличивают эталонное напряжение от нуля до максимального значения. При нормальной линейности усилителя приращения отсчетов на диаграммной ленте ЭПП-09 должны быть одинаковыми.

После проверки линейности усилителя проверяются и уточняются переходные коэффициенты чувствительности. Для этого устанавливается нуль усилителя при $U_{вх} = 0$ и максимальной чувствительности (переключатель Π_3 — в положении 1). Переключатель Π_1 должен быть в положении P_2 . Переключателем Π_4 подбирается такое напряжение $U_{вх}$, при котором отсчет на ЭПП-09 соответствует максимальному значению ($U_{1вых}$). Затем переключатель Π_3 переводят в положение 2, отсчет на ЭПП-09 падает до значения ($U_{2вых}$). Отношение $U_{2вых}/U_{1вых}$ и есть переходный коэффициент чувствительности из положения 1 в положение 2 переключателя Π_3 . Аналогично проверяются и уточняются остальные переходные коэффициенты.

Контроль стабильности отношения входных сопротивлений сводится к проверке постоянства отношения отсчетов ЭПП-09 при переключении Π_1 из положения R_1 в положение R'_2 при $U_{вх} = \text{const}$.

При измерении отношения отсчетов необходимо пользоваться переключателем чувствительности (учитывая переходные коэффициенты), чтобы на ЭПП-09 и в первом, и во втором случае отсчеты были близкими к максимальным, — это увеличивает точность измерения.

Функциональная схема питания и управления спектрометром изображена на фиг. 3.

Перестройка электрической системы из одного режима работы в другой осуществляется переключателем Π_3 — «род работы».

При работе в схеме спектрометра управление поворотом дифракционной решетки происходит следующим образом. Мультивибратор M вырабатывает запускающие импульсы с частотой следования 0,5; 1; 2; 4; 16 гц. Частота следования изменяется дополнительными подключениями времязадающих конденсаторов C с помощью переключателя Π_1 — «Скорость сканирования», включенного через релейную систему РСУ. При нажатии клавиши «Пуск» загорается табло «Пуск». Запускающие импульсы через РСУ поступают на вход одновибратора OB , вырабатывающего импульсы с длительностью $t_{и} = 40$ мсек. Усиленные усилителями шаговых двигателей (УШД) импульсы $t_{и} = 40$ мсек через РСУ поступают на обмотки шаговых двигателей: ШД_1 — блока монохроматора и ШД_2 — программного устройства.

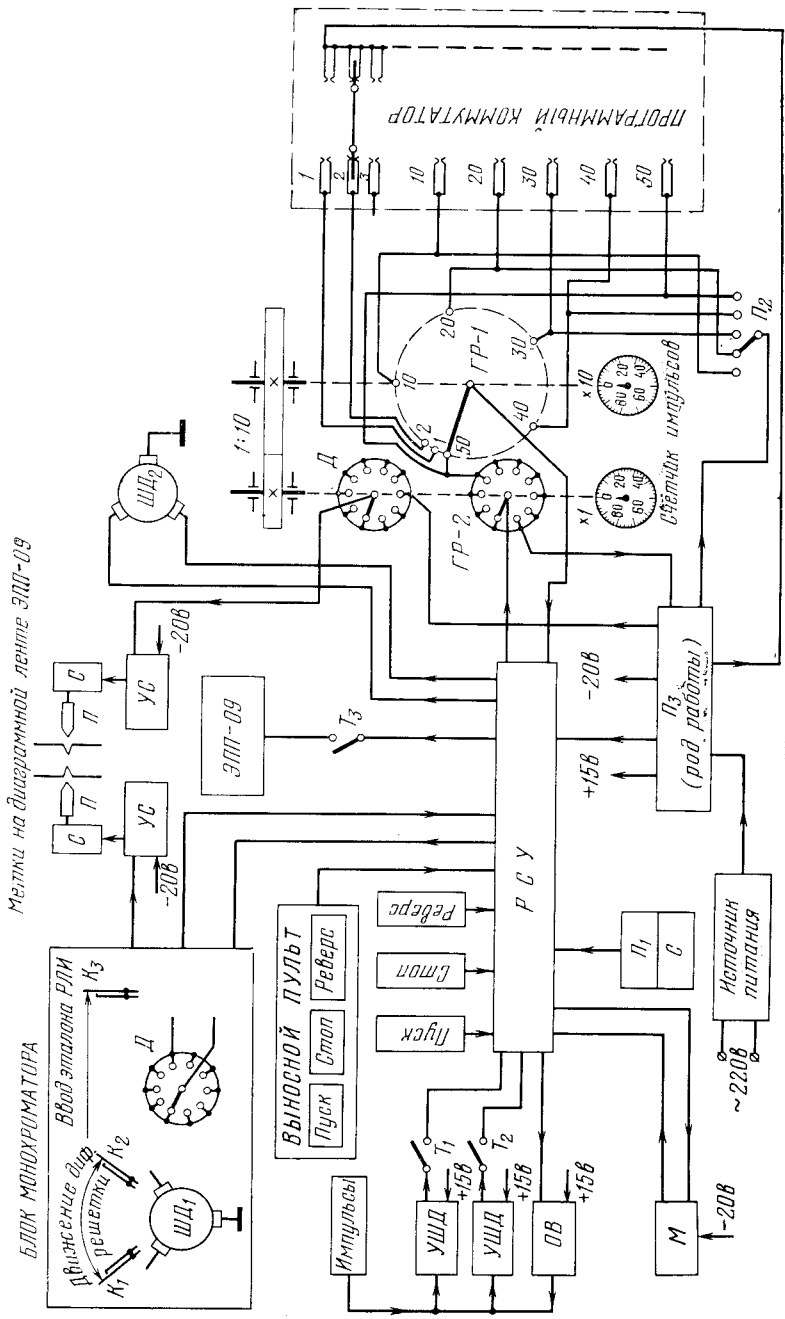
Шаговый двигатель программного устройства приводит к движению редуктор 1 : 10, на осях которого закреплены стрелки счетчика импульсов и подвижные контакты шагового искателя. Шаговый искатель состоит из двух контактных групп. Первая группа $ГР-1$ содержит 50 неподвижных контактов, равномерно расположенных по окружности. Длина каждого неподвижного контакта такова, что подвижный скользит по нему в течение 10 токовых импульсов. Вторая группа $ГР-2$ представляет собой контактный диск, контакты которого замыкаются на каждом десятом шаге двигателя. Длительность замыкания равна одному интервалу между двумя импульсами. Все неподвижные контакты первой группы выведены на программный коммутатор; каждый десятый контакт также выведен на переключатель Π_2 — «Ограничение сканирования». Контактные группы шагового искателя соединяются последовательно через программный коммутатор или переключатель Π_2 (в зависимости от режима работы: «Точки» или «Скан» — соответственно).

Цепь питания шаговых двигателей разрывается контактами РСУ, когда в группе $ГР-2$ подвижной контакт замкнется с заданным на программном коммутаторе или переключателе Π_2 неподвижным контактом; загорается табло «Стоп», а стрелки счетчика указывают положение решетки. Последующими нажатиями клавиши «Пуск» устанавливаются следующие заданные контакты (длины волн).

Для остановки движения в любом промежуточном положении предусмотрена клавиша «Стоп», при нажатии которой контактами РСУ разрывается цепь запускающих импульсов. Изменение направления движения решетки и стрелок счетчика импульсов программного устройства осуществляется переключением обмоток двигателей тумблером «Реверс» с помощью РСУ. Полный угол поворота решетки ограничен блокировочными контактами (копечниками K_1 и K_2), разрывающими цепи питания шаговых двигателей. При записи сигнала от эталонного источника света (РЛИ) в процессе сканирования предусмотрено автоматическое выключение шаговых двигателей системой РСУ с помощью кончика K_3 .

В режиме сканирования на диаграммной ленте ЭПП-09 через каждые десять шагов (что соответствует ~ 80 А) от дополнительных перьев Π появляются метки в виде рисок (калибровка диаграммной ленты по длинам волн).

Для этого на осях двигателей ШД закреплены контактные диски D , аналогичные контактной группе $ГР-2$ шагового искателя. При замыкании этих контактов срабатывают соленоиды C с перьями Π . (Каждый соленоид снабжен усилителем тока УС). При нормальной работе ШД метки на диаграммной ленте ЭПП-09 появляются одновременно (совпадают). Если в силу каких-либо причин при подаче токового импульса на обмотки ШД один из них не работает, метки совпадать не будут, а стрелки счетчика будут указывать ложное положение решетки. Поэтому для



Фиг. 3. функциональная схема питания и управления спектрометром

согласования работы $ШД_1$ и $ШД_2$ предусмотрены выключатели T_1 и T_2 , а также клавиша разовых импульсов — «имп.»

В режиме фиксированных длин волн («Точки») РСУ отсоединяет дополнительные времязадающие конденсаторы мультивибратора, а скорость следования запускающих импульсов равна 16 гц (не зависит от положения переключателя $П_1$). Необходимые для наблюдений фиксированные длины волны выбираются и задаются на программном коммутаторе. Во время поиска заданной длины волны вход ЭПП-09 закорочен, а движение диаграммной ленты отключено. Когда монохроматор настроится на заданную длину волны и загорится табло «Стоп», РСУ включает движение диаграммной ленты, а контакты, закорачивающие вход ЭПП-09, разрываются. При необходимости система автоматического включения ЭПП-09 может быть отключена тумблером T_3 ЭПП.

В режиме фотометра работает только схема регистрации. Цепи питания всех остальных элементов схемы разрываются переключателем $П_3$.

Все ручки управления электрической системы спектрометра вынесены на лицевую панель пульта управления. На малый выносной пульт вынесены дублирующие клавиши «Пуск», «Стоп» и тумблер «Реверс».

Дальнейшей возможностью развития электрической системы спектрометра СФ-68 является применение в качестве программного устройства электронного реверсного пересчетного устройства, что даст возможность расширить количество фиксированных точек с минимальным расстоянием между ними $\Delta\lambda = 8 \text{ \AA}$, а также использовать регистрирующую аппаратуру с интегрированием сигнала при помощи аналогового устройства или метода счета фотонов.

В заключение автор считает своим долгом поблагодарить Н. А. Димова за ценные советы при разработке прибора, а также сотрудников КАО АН СССР А. Г. Бузовца, В. А. Козлова, М. И. Коркина, Н. П. Русака, Ю. И. Нешпора и А. А. Якомо за помощь в изготовлении электрической системы СФ-68.

Май 1971 г.

Литература

1. Л. А. Каминко, В. С. Корепанов и др. Наст. том, стр. 162.
2. Н. Д. Калининков, А. В. Харитонов. Труды Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР, 1967, 8, 128.
3. М. Е. Слущкий. ПТЭ, 1965, № 5, 117.

ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОСПЕКТРОФОТОМЕТР СФ-68.
III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

В. И. Бурнашев, П. П. Петров

Приводятся результаты испытаний спектрофотометра СФ-68. Показана возможность наблюдения на 20-см телескопе звезд до $5^m,5$ в режиме сканирования с точностью около $\pm 2\%$ в диапазоне 3700—5200 Å и $\pm 5\%$ в диапазонах 3500—3700 и 5200—5800 Å. Исследованы влияние рассеянного света и ошибки от неравномерности движения диаграммной ленты.

STELLAR PHOTOELECTRIC SPECTROMETER СФ-68. III. RESULTS OF TESTING THE SPECTROMETER, by V. I. Burnashev, P. P. Petrov.— Results of testing the photoelectric spectrometer are described. The possibility to scan the stars down to $5^m,5$ on a 20-cm telescope was shown. The accuracy is $\pm 2\%$ in 3700—5200 Å and $\pm 5\%$ for 3500—3700 Å and 5200—5800 Å wave length ranges. The scattered light and errors due to nonregularity in the motion of recorder's paper have been investigated.

Испытания спектрофотометра СФ-68, устройство которого подробно описано в [1, 2], были проведены в Крымской астрофизической обсерватории в августе-сентябре 1970 г. Спектрофотометр был установлен на телескопе АЗТ-7 ($D = 20$ см, $f = 2$ м). Для обеспечения наблюдений в ультрафиолетовой области спектра мениск телескопа был заменен на эллиптическое кассегреновское зеркало. Испытания проводились как в режиме сканирования, так и в режиме дискретных длин волн. Ширина выходной щели соответствовала ~ 20 Å, точность гидрирования обеспечивала стабильность положения спектра на выходной щели ± 5 Å.

Для оценки влияния рассеянного света на измерения в ультрафиолетовой области спектра наблюдалась α Луг. На входе спектрофотометра был поставлен фильтр СЗС-22, не пропускающий излучения короче 3400 Å. Таким образом, сигнал, измеряемый при сканировании спектра α Луг от 3100 до 3400 Å, обусловлен лишь рассеянным светом от части спектра, проходящей через фильтр.

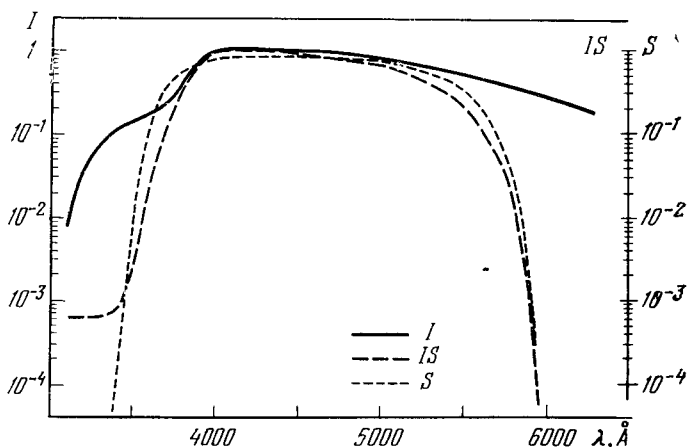
Как видно из фиг. 1, доля рассеянного света на длине волны 3200 Å составляет около 1% от излучения α Луг на той же длине волны. В дальнейшем при наблюдениях влияние рассеянного света не принималось во внимание.

Сканирование спектров звезд проводилось в диапазоне длин волн от 3100 до 7360 Å. Скорость сканирования выбиралась такой, чтобы, во-первых, время одного полного наблюдения звезды не превышало 30 мин и, во-вторых, чтобы искажения спектра из-за постоянной времени прибора были незначительны. При постоянной времени $\tau = 1$ сек скорость сканирования 8 Å/сек оптимальная. На фиг. 2 показаны регистрограммы (сканы) звезд α Луг и 19 УМ1. Различные участки спектров звезд сканируются при разных коэффициентах усиления аппаратуры. Это дает возможность более точно снимать отсчеты с ленты. При сканировании области спектра от 6200 до 7360 Å используется фильтр, отсекающий спектр второго поряд-

ка дифракционной решетки. В верхней части диаграммной ленты видны метки, нанесенные автоматически в процессе сканирования. Каждой метке соответствует определенный угол поворота дифракционной решетки спектрофотометра, поэтому отождествление длин волн на регистрограмме можно проводить с помощью этих меток (второй ряд меток, поступающих от программного блока [2], не использовался). Такой способ, в отличие от часто применяемого отождествления по характерным линиям в спектре звезды, не зависит от неравномерностей шкалы длин волн, вызванных

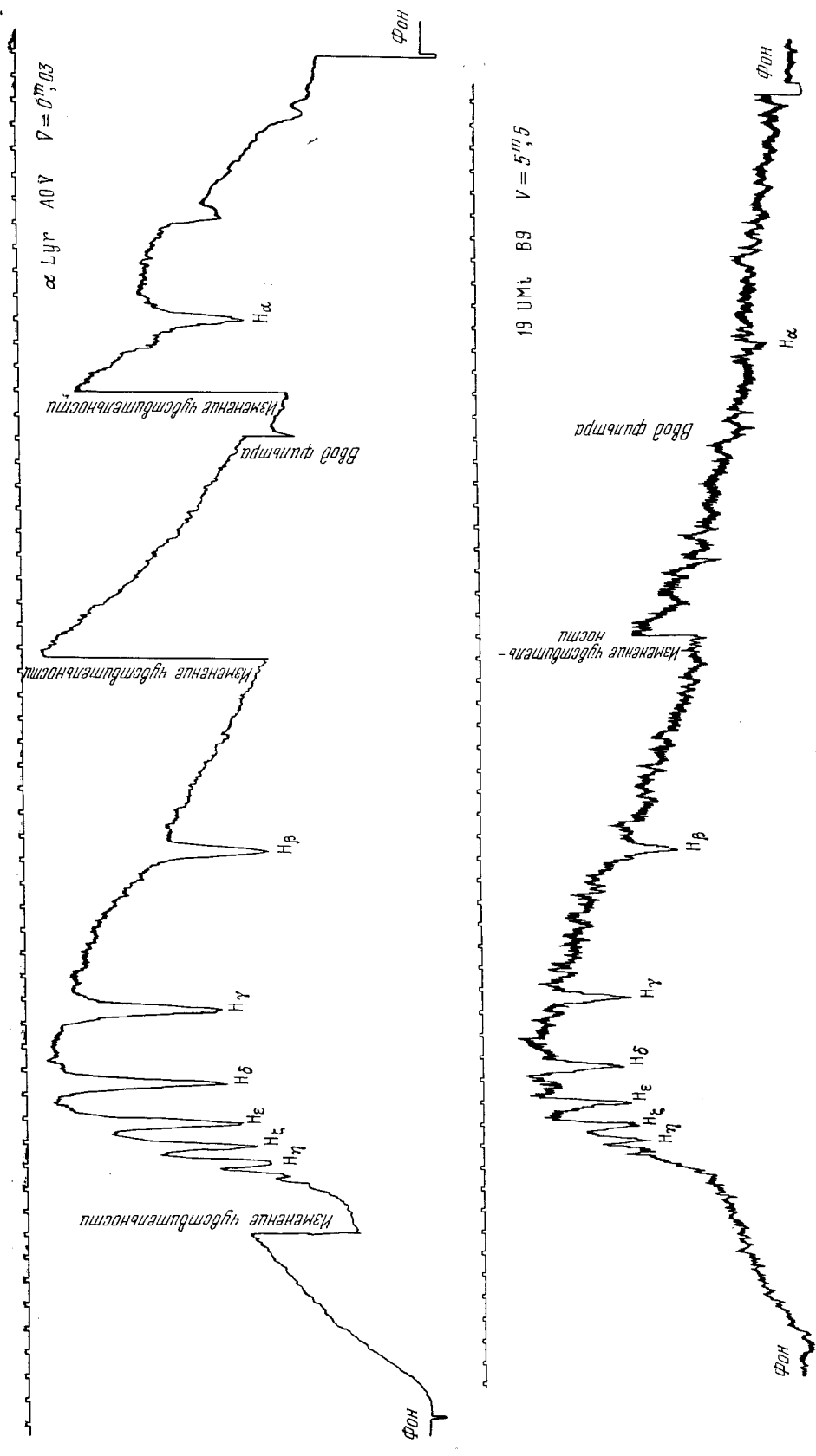
Фиг. 1. Влияние рассеянного света на измерение в ультрафиолете

S — кривая пропускания фильтра СЗС-22; I — скан α Луг, записанный без фильтра; IS — скан α Луг, записанный с фильтром. Оба скана нормированы к максимальному отсчету



неравным движением диаграммной ленты самописца, неравномерной работы привода дифракционной решетки и т. д. Влияние этих неравномерностей можно оценить, измерив расстояния от начала скана до каждой метки. В идеальном случае полученная таким образом шкала длин волн (с учетом нелинейности дисперсионной кривой) была бы равномерной. Обозначим через λ' длину волны, полученную с помощью равномерной шкалы, и через λ — длину волны, измеряемую на регистрограмме с помощью меток. Разность $\Delta\lambda = \lambda - \lambda'$ представляет собой ошибку отождествления длины волны, вызванную использованием равномерной шкалы. Ее величина может достигать нескольких ангстрем. На фиг. 3 показаны ошибки отождествления длин волн в различных участках спектра. Ошибки, получающиеся на скане с наиболее неравномерной шкалой длин волн, обозначены светлыми кружками. Точками и крестиками нанесены ошибки, относящиеся к двум другим произвольно выбранным сканам. Как видно из фиг. 3, ошибка определения длины волны, обычно не превышающая 6 Å, в отдельных случаях достигает 20 Å, поэтому отождествление длин волн с помощью отдельных линий в спектре звезды, значительно отстоящих друг от друга, нежелательно.

Чтобы уменьшить влияние шумов и устранить разного рода систематические ошибки, спектр каждой звезды сканируется дважды — в прямом и обратном направлениях. Обозначим через n_1 и n_2 отсчеты на ленте, снятые со сканов звезды в одной и той же длине волны. Точность измерений может характеризовать величина $\Delta = |(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)|$, выраженная в процентах и представляющая собой отклонение от среднего из двух измерений. На фиг. 4 показаны величины Δ для разных областей спектра, полученные для звезд близких спектральных классов, но различной яркости. Видно, что в области от 3700 до 5200 Å, где отсчеты достаточно велики, величина Δ постоянна для всех звезд и составляет примерно 1,5%. Такая точность, обусловленная атмосферной экстинкцией, характерна для фотоэлектрических наблюдений. В остальных областях спектра с уменьшением сигнала от звезды точность падает. Таким образом, для звезды спектрального класса A и величины $V = 0^m,0$ в диапазоне спектра от 3300 до 7360 Å можно ожидать точности не хуже $\pm 2\%$, для звезды



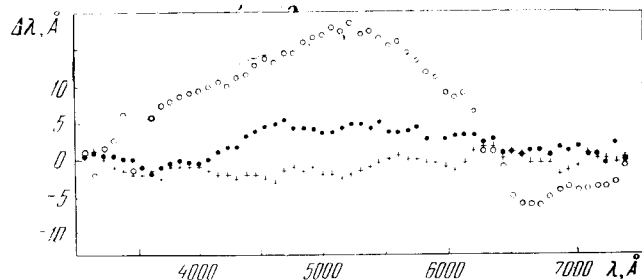
Фиг. 2. Сканы α Лур и 19 UMi

величины $V = 5^m,5$ в диапазоне от 3700 до 5200 Å — не хуже $\pm 2\%$, в областях 3500—3700 Å — не хуже $\pm 5\%$.

Чтобы сравнивать результаты, получаемые с помощью спектрофотометра СФ-68, с данными других авторов, были проведены наблюдения 11 звезд в режиме дискретных длин волн. Длины волн 3298, 3454, 3610, 4233, 5613, 6656 Å устанавливались с помощью программного блока спектрофотометра с точностью ± 4 Å.

Учет атмосферной экстинкции осуществлялся путем наблюдений специально выбранной экстинкционной звезды, точные внеатмосферные значения колор-индексов и звездной величины которой определялись в соответствии с методикой, применяемой в КАО [3].

Фиг. 3. Ошибки отождествления длин волн в различных участках спектра

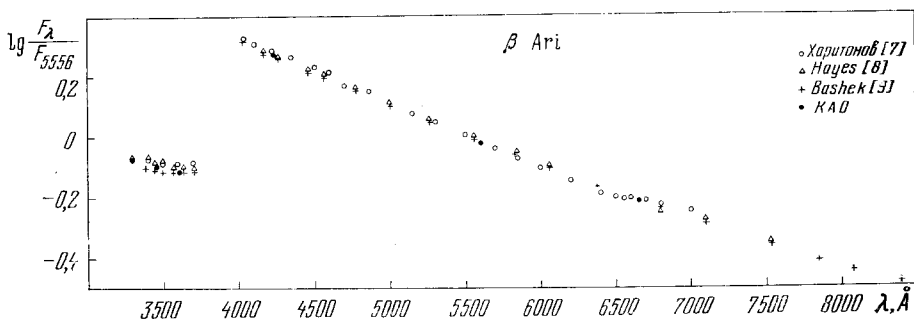
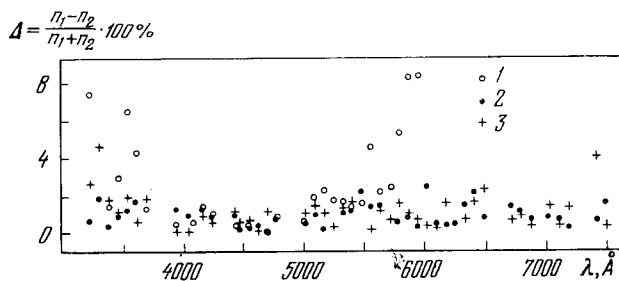


Для определения спектральной чувствительности аппаратуры использовалось распределение энергии в спектре α Луг, полученное Оуком и Шилдом [4].

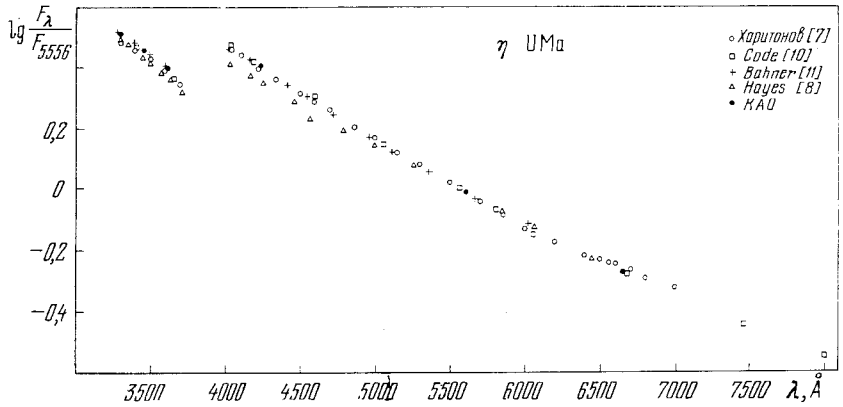
В таблице приведены полученные нами относительные значения логарифмов энергетической освещенности $\lg(F_\lambda/F_{5556})$ для длин волн, в которых велись наблюдения. Средняя ошибка в $\lg(F_\lambda/F_{5556})$ для одного наблюдения составляет $\pm 0,012$ ($0^m,03$) в ультрафиолетовой области и $\pm 0,007$ ($0^m,015$) в остальной части спектра. Для длины волны 5613 Å были вычислены инструментальные монохроматические звездные величины наблюдавшихся звезд. Средняя ошибка одного наблюдения составляет $\pm 0^m,02$. Монохроматические величины были затем редуцированы к

Фиг. 4. Оценка воспроизводимости отсчетов при сканировании звезд различной яркости

1 — 19 UMi, $V_0, 5^m,5$; 2 — α Луг, A0, $0^m,0$; 3 — β Ari, A5, $2^m,6$



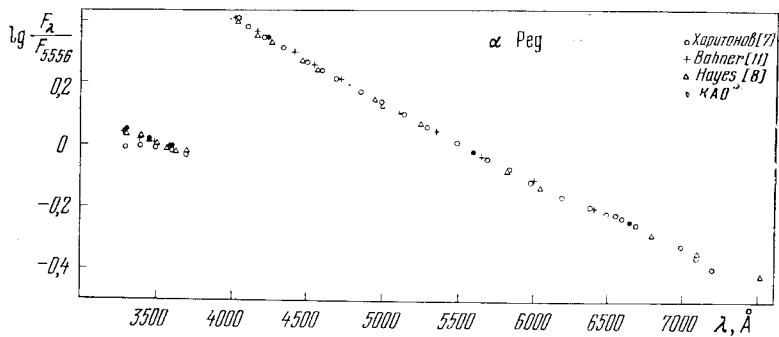
Фиг. 5. Распределение энергии в спектре β Ari



Фиг. 6. Распределение энергии в спектре η UMa

эффективной длине волны системы V ($\lambda_{\text{эфф}} = 5480 \text{ \AA}$). В столбцах 11 и 12 таблицы даны редуцированные звездные величины m_{5480} и величины V из каталога [5]. Нуль-пункт величин m_{5480} был выбран из условия наилучшего согласия с величинами V наблюдавшихся звезд. Полученное нами значение $m_{5480} = 3^m,48$ для θ Peg несколько отличается от величины $V = 3^m,55$. Это различие может быть обусловлено как ошибкой нашего определения, так и неточностью значения V , принятого в каталоге [5]. По определениям разных авторов, для θ Peg значение V лежит в пределах от $3^m,48$ до $3^m,55$ [6].

BS	Звезда	Спектр	$\lg(F_{\lambda}/F_{5556})$						Число наблюдений	m_{5480}	V
			$\lambda 3298$	$\lambda 3454$	$\lambda 3610$	$\lambda 4233$	$\lambda 5413$	$\lambda 6656$			
7001	α Lyr	A0 V	$+0^m,021$ $\pm 0,002$	$-0^m,004$ $\pm 0,002$	$-0^m,030$ $\pm 0,001$	$+0^m,349$ $\pm 0,001$	$-0^m,015$ —	$-0^m,245$ $\pm 0,001$	Экт.	$0^m,03$	$0^m,03$
15	α And	B9 p	$+0,348$ $\pm 0,004$	$+0,301$ $\pm 0,003$	$+0,264$ $\pm 0,002$	$+0,362$ $\pm 0,002$	$-0,015$ —	$-0,257$ $\pm 0,002$	11	2,08	2,06
553	β Ari	A5 V	$-0,065$ $\pm 0,004$	$-0,091$ $\pm 0,003$	$-0,106$ $\pm 0,002$	$+0,277$ $\pm 0,002$	$-0,015$ —	$-0,210$ $\pm 0,002$	19	2,66	2,65
1790	γ Ori	B2 III	$+0,634$ —	$+0,572$ —	$+0,514$ —	$+0,415$ —	$-0,015$ —	$-0,285$ —	1	1,59	1,64
5191	η UMa	B3 V	$+0,511$ $\pm 0,004$	$+0,455$ $\pm 0,004$	$+0,396$ $\pm 0,004$	$+0,405$ $\pm 0,002$	$-0,015$ —	$-0,272$ $\pm 0,002$	10	1,87	1,86
7235	ξ Aql	A0 V	$+0,039$ —	$+0,008$ —	$-0,017$ —	$+0,344$ —	$-0,015$ —	$-0,231$ —	1	2,97	2,99
7557	α Aql	A7 V	$-0,078$ —	$-0,100$ —	$-0,117$ —	$+0,234$ —	$-0,015$ —	$-0,186$ —	1	0,77	0,76
8232	β Aqr	G0 Ib	$-0,595$ —	$-0,571$ —	$-0,515$ —	$-0,123$ —	$-0,015$ —	$+0,043$ —	1	2,86	2,87
8414	α Aqr	G2 Ib	$-0,657$ —	$-0,680$ —	$-0,658$ —	$-0,163$ —	$-0,015$ —	$-0,050$ —	1	2,89	2,93
8450	θ Peg	A2 V	$-0,288$ —	$-0,059$ —	$-0,086$ —	$+0,307$ —	$-0,015$ —	$-0,122$ —	1	3,48	3,55
8781	α Peg	B9,5 III	$+0,047$ $\pm 0,001$	$+0,019$ $\pm 0,003$	$-0,006$ $\pm 0,003$	$+0,353$ $\pm 0,001$	$-0,015$ —	$-0,242$ $\pm 0,001$	14	2,50	2,48
Средняя ошибка одного наблюдения			$\pm 0,012$	$\pm 0,012$	$\pm 0,009$	$\pm 0,007$	—	$\pm 0,006$	—	$\pm 0,022$	—



Фиг. 7. Распределение энергии в спектре α Peg

Для звезд β Arg, η UMa, α Peg на фиг. 5—7 приведено графическое сравнение полученных нами результатов с опубликованными ранее [7—11]. Данные о распределениях энергии в спектрах звезд, приведенные в [7—11], были пересчитаны к единой системе Оука и Шилда [4]. Сравнение их с нашими наблюдениями показывает вполне удовлетворительную сходимость во всем наблюдавшемся участке спектра.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность В. Б. Никонову и А. А. Боярчуку за ряд ценных советов и замечаний.

Май 1971 г.

Литература

1. Л. К. Каминко, В. С. Корепанов, В. Б. Новопащенко, Ю. Н. Чистяков, Ю. А. Шипулин. Наст. том, стр. 162.
2. А. П. Кульчицкий. Наст. том, стр. 170.
3. В. Б. Никнов. Бюлл. Абастуманской обс., 1953, № 14, 3.
4. J. V. Oke, R. E. Schild. *Astrophys. J.*, 1970, **161**, N 3, 1015.
5. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Iriarte, W. E. Wisniewski. *Comm. Lunar and Planet. Lab.*, 1966, N 63, 99.
6. V. M. Blanco, C. Demers, G. G. Douglass, M. P. Titzgerald. *Publ. US Naval Obs.* 2-d Ser., V. XXI, 1968.
7. А. В. Харитонов. *Астрон. ж.*, 1963, **30**, вып. 2, 339.
8. D. S. Hayes. *Dissertation. Univ. Cambr.*, 1967.
9. V. Baschek, J. V. Oke. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, N 4, 1404.
10. А. Д. Код. В сб. «Звездные атмосферы». Под ред. Дж. Г. Гринштейна. М., ИЛ, 1963.
11. K. Bahner. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, N 4, 1314.

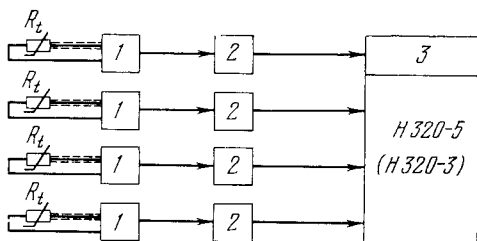
**СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ
НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ**

А. А. Якомо, Н. П. Русак

Описывается система автоматического измерения флуктуаций температуры на разных высотах над поверхностью Земли, необходимая для астроклиматических исследований при выборе места строительства астрофизических обсерваторий.

AUTOMATIC SYSTEM FOR TEMPERATURE FLUCTUATIONS MEASUREMENTS AT DIFFERENT HEIGHTS OVER THE GROUND, by A. A. Yakomo, N. P. Rusak.— An automatic system for temperature fluctuations measurements at different heights over the ground is described. It is to be used in astroclimatical researches when searching for the best sites for astrophysical observatories.

Исследование флуктуаций температуры в приземных слоях атмосферы является важной частью астроклиматических наблюдений. В частности, измерение этих флуктуаций на разных высотах над Землей существенно при выборе места строительства астрофизических обсерваторий. Например, известен прибор [1, 2], в котором используются термометры сопротивления и шлейфный осциллограф. Этот прибор громоздок, сложен в



Фиг. 1. Блок-схема системы автоматического измерения флуктуаций температуры

эксплуатации, запись температуры разных каналов пересекаются, что вносит трудности при обработке.

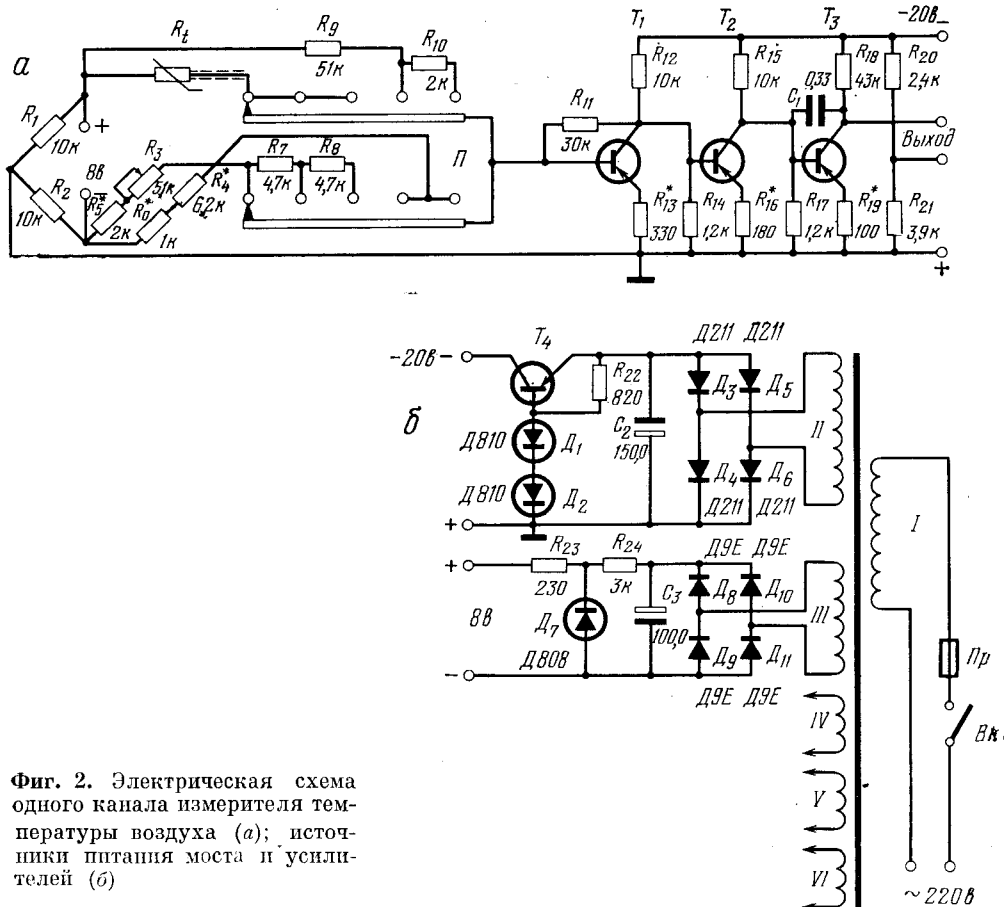
В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории разработан и изготовлен четырехканальный прибор для измерения флуктуаций температуры воздуха на разных высотах над поверхностью Земли. Для краткости назовем его измеритель температуры воздуха. В этом приборе в качестве датчиков температуры применены терморезисторы с постоянной времени от 50 до 200 мсек (типа МТ-57). Вместо громоздкого шлейфного осциллографа применен переносный быстродействующий многоканальный регистрирующий прибор Н320-5 (выпускаемый нашей промышленностью), позволяющий производить запись одновременно на пяти каналах (ширина канала записи 50 мм). Диапазон измеряемых температур измерителя температуры воздуха от $+30^{\circ}\text{C}$ до -20°C . Полное отклонение пера самописца (каждого канала) соответствует 3°C при $T = +30^{\circ}\text{C}$ и 7°C при $T = -20^{\circ}\text{C}$.

На фиг. 1 изображена блок-схема системы автоматического измерения температуры на разных высотах над поверхностью Земли. Терморезисто

ры R_t , являющиеся датчиками флуктуаций температуры, устанавливаются на мачте на требуемых высотах от Земли (мы устанавливали от 3 до 12 м) и включаются в одно из плеч неуравновешенных мостов 1. С моста сигнал поступает на трехкаскадный усилитель постоянного тока 2 и затем на регистрирующий прибор 3.

Электрическая схема одного канала (все четыре канала идентичны) измерителя температуры воздуха представлена на фиг. 2, а. Терморезисторы R_t подключаются экранированным проводом в плечо неуравновешенного моста с резисторами $R_1, R_2, R_3, R_5, R_7, R_8$. Для полной независимости работы каждого из мостов их питание осуществляется от отдельных стабилизированных источников питания 8 в (для каждого канала свой) с коэффициентом стабилизации порядка 300 (фиг. 2, б). Переменное сопротивление R_3 служит для балансировки моста и установки пера самописца в среднее положение диаграммной ленты. Установка пера самописца в среднее положение диаграммной ленты производится перед каждым измерением. Резисторы R_7 и R_8 служат для расширения диапазона измерений.

Сигнал с моста подается на трехкаскадный усилитель постоянного тока, собранный на транзисторах T_1, T_2, T_3 типа МП115. Резисторы, включенные в эмиттеры транзисторов, подбираются таким образом, чтобы коэффициенты усиления всех четырех усилителей были одинаковыми. В последнем каскаде усилителя применена отрицательная обратная связь по переменному току через конденсатор $C_1 = 0,33-0,5$ мкф. Выход усилителя представляет собой мостовую балансную схему, управляемую транзистором T_3 . В диагональ этого моста подключается один из



Фиг. 2. Электрическая схема одного канала измерителя температуры воздуха (а); источники питания моста и усилителей (б)

каналов измерения самописца с входным сопротивлением 3300 ом. Ток в 5 ма соответствует отклонению пера самописца на полную ширину канала записи. Питание всех усилителей осуществляется от общего стабилизированного источника питания 20 в, собранного на диодах (типа Д211) D_3-D_6 и триоде T_4 типа П203Э (фиг. 2, б).

Контроль коэффициента усиления усилителя осуществляется следующим образом. С помощью переключателя Π подключается резистор R_9 , эквивалентный терморезистору R_t при $T = +10^\circ \text{C}$. При этом резисторы R_3 и R_5 отключаются и подсоединяются резисторы R_4 и R_6 . Затем переключателем Π к резистору R_9 последовательно подключается резистор R_{10} . Последовательное соединение R_9 и R_{10} эквивалентно терморезистору $T = +8^\circ \text{C}$. На диаграммной ленте (одного канала) выпишется при этом прямоугольный импульс, амплитуда будет зависеть только от коэффициента усиления усилителя.

Таким образом, наблюдение состоит из следующих операций:

- а) контролируется работа усилителей и их коэффициентов усиления;
- б) производится балансировка мостов, и перья самописца устанавливаются в среднее положение полос записи;
- в) в течение необходимого промежутка времени ведется регистрация флуктуаций температуры. При этом может быть установлена различная скорость движения ленты.

Экспериментальная проверка системы в целом была осуществлена в Крымской астрофизической обсерватории с марта по сентябрь 1970 г. Предлагаемая система автоматического измерения флуктуаций температуры с использованием измерителя температуры воздуха проста, надежна в эксплуатации, результаты измерений наглядны.

Система может быть рекомендована для внедрения в практику астроклиматических и метеорологических исследований. Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность С. И. Коркину за оказанную помощь в изготовлении измерителей температуры воздуха.

5 апреля 1971 г.

Литература

1. А. А. Овчинников. Астрон. цирк., 1968, № 482.
2. А. В. Багров, А. А. Овчинников. Астрон. цирк., 1970, № 558.

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ФОТОЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ
В КАЧЕСТВЕ СТАНДАРТНОГО ПРИЕМНИКА СВЕТА**

Э. И. Терез

Для многих задач, связанных с абсолютной калибровкой фотоэлектронных приборов, представляет интерес иметь не стандартный источник, а стандартный приемник света. Показано, что таким приемником может быть высокостабильный фотоумножитель. Для отбора высококачественных ФЭУ и их периодической проверки построен прибор, позволяющий получать стабильный во времени световой поток. Излагается методика измерений.

ON THE POSSIBILITY TO USE PHOTOMULTIPLIERS AS STANDARD LIGHT RECEIVERS, by *E. I. Terez*.— For many problems concerning absolute calibration of photoelectric devices a standard light receiver may be used instead of a standard light source. It is shown that selected photomultipliers may be used as standard receivers.

For selection of such high quality photomultipliers and their current control a special device giving a very stable light flux has been constructed. The necessary working procedures are described.

Для решения ряда физических и технических задач необходима абсолютная калибровка фотоэлектрических приборов. Это ставит задачу либо создания стандартного источника света, распределение энергии в спектре которого хорошо известно, либо стандартного приемника с известной и стабильной абсолютной спектральной чувствительностью.

До сих пор развитие абсолютизации спектрофотометрических работ шло путем разработки и создания стандартных источников. Основные абсолютные стандартные источники, существующие в настоящее время, — это абсолютно черное тело, источник синхротронного излучения, источник, основанный на известных вероятностях переходов линий [1]. Все эти источники дороги и сложны в изготовлении и эксплуатации. Поэтому для постоянной практической работы необходимо иметь более простые и дешевые вторичные стандарты. Одно из решений этой задачи — использование эталонных ламп накаливания [2]. Такие лампы достаточно стабильны и надежны, но тоже сложны в эксплуатации и имеют очень низкую интенсивность в ультрафиолетовой области спектра.

Поэтому для абсолютных калибровок в области 3000—12 000 Å целесообразнее использовать стандартные приемники света. В качестве таких приемников часто применяют считающиеся достаточно неселективными термопары и термостолбики. Однако тщательное изучение свойств термопар [3] показывает, что их можно считать неселективными только в первом приближении. Недостаток термопар и термостолбиков заключается в их очень низкой чувствительности. Калибровку с их помощью приходится делать на больших световых потоках, что представляет значительные трудности, так как современные спектрофотометры, в которых используются фотоумножители, предназначены для измерения весьма слабых световых потоков. В качестве стандартного приемника света представляется более удобным использовать тоже некоторый фотоумножитель. Такой фотоумножитель должен удовлетворять следующим требованиям.

1. Все параметры, которые влияют на абсолютную чувствительность стандартного ФЭУ, должны быть известны.

2. Должна иметься возможность простым путем контролировать все эти параметры с допусками, гарантирующими необходимую точность.

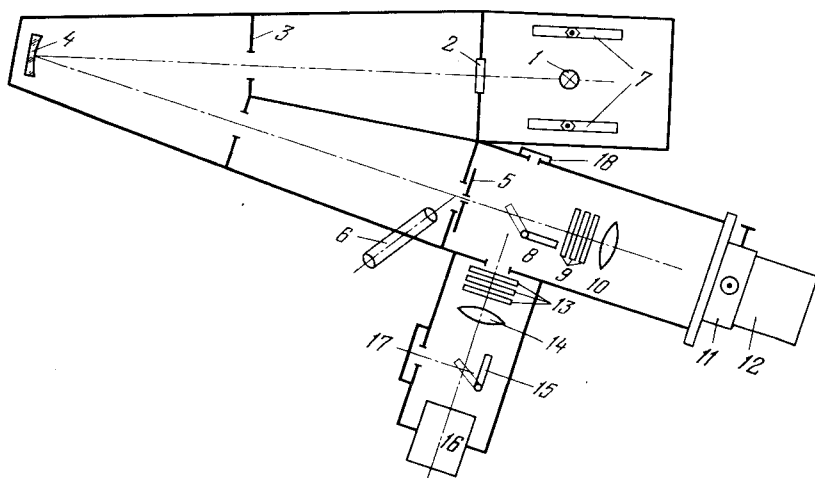
3. Стандартный фотоумножитель должен обладать высокой стабильностью во времени, т. е. его абсолютная чувствительность не должна изменяться со временем.

Нами изучался вопрос исследования стабильности фотоумножителей, и выяснялась возможность отбора ФЭУ, которые после их абсолютной калибровки и ее периодического контроля могли бы служить стандартными приемниками света.

Для исследования был разработан и создан специальный прибор, будем называть его условно эталонным источником света (ЭИС), позволяющий получать световой поток, стабильный и во времени и по спектральному составу.

Описания прибора

Оптическая схема ЭИС представлена на фиг. 1. В качестве источника света используется калиброванная ленточная лампа СИ-8-200У. Свет от лампы 1 через кварцевое окно 2 и диафрагму 3 попадает на сферическое зеркало 4 ($D = 37$ мм, $f = 290$ мм). Это зеркало находится от нити лампы 1 на двойном фокусном расстоянии. На щели 5, тоже находящейся на двойном фокусном расстоянии от зеркала 4, строится резкое изображение нити лампы. Щель (0—0,4 мм) вырезает центральную часть изображения вдоль нити лампы. В перпендикулярном направлении изображение нити ограничивается пластинкой с четырьмя фиксированными размерами прорезей (0,2; 0,4; 0,8 и 1,5 мм), прилегающей вплотную к щели. Изображение нити лампы 1 на щели 5 подсматривается в микроскоп 6. Фокусировка и центровка изображения нити лампы осуществляется с помощью микрометрических движений оправы с лампой. Затем рейтеры 7, имеющие вертикально натянутые струны, перемещаются так, чтобы эти струны и нить лампы оказались на одной линии. После этого рейтеры фиксируются. Теперь при смене лампы достаточно расположить на одной прямой нить лампы и вертикальные струны рейтеров. Это приспособление, а также точное выставление нити по высоте по имеющемуся в лампе индексу и контроль положения изображения нити лампы на щели микроскопом 6 (сдвиг по линии, соединяющей струны рейтеров) обеспечивают



Фиг. 1. Оптическая схема эталонного источника света

воспроизведение светового потока при снятии и обратной установке лампы с ошибкой не более $\pm 0,3\%$. Это позволяет осуществлять измерения по нескольким лампам, последовательно устанавливая их в ЭИС. Все используемые в работе лампы СИ-8-200У предварительно отбираются и периодически калибруются с целью контроля их стабильности [4].

Свет от центральной части нити лампы *1* проходит через камеру, куда могут помещаться различные светофильтры *9* (нейтральные и интерференционные), и попадает на кварцевый объектив-ахромат *10*. Этот объектив находится на двойном фокусном расстоянии как от щели *5*, так и от фотокатода фотоумножителя *12*. Следовательно, размер светового пятна на фотокатоде точно равен площадке, вырезаемой щелью *5* и ограничителем из изображения нити лампы. Объектив *10* имеет микрометрическое движение вдоль оптической оси прибора. При этом световое пятно на фотокатоде ФЭУ расфокусируется и может быть увеличено до диаметра *5 мм*. Исследуемый фотоумножитель находится в стальном стакане, который крепится в каретке *11*. Каретка *11* имеет микрометрические движения во взаимно перпендикулярных направлениях (точность $\pm 0,2$ мм), что позволяет снимать зонную характеристику ФЭУ.

Ленточная вольфрамовая лампа *1* питается от стабилизированного выпрямителя МТКС-35М. Ток и напряжение на зажимах лампы измеряются приборами класса 0,1, что обеспечивает постоянство светового потока до 1%. Температура внутри камеры с лампой термостатируется с точностью $\pm 5^\circ\text{C}$. Как показали измерения, это позволяет сократить время установления рабочего режима лампы до *30 мин*.

Стабильность величины светового потока, даваемая ЭИС, определяется двумя факторами.

1. Стабильностью характеристик излучения лампы в ее рабочем режиме. Эта стабильность контролируется путем абсолютных калибровок лампы.

2. Стабильностью фотометрических свойств оптических деталей прибора ЭИС, т. е. постоянством коэффициента пропускания кварцевого окна *2*, кварцевого объектива *10*, светофильтров *9*, а также коэффициента отражения зеркала *4*. Характеристики светофильтра *9* и коэффициент пропускания окна *2* периодически измеряются на спектрофотометре СФ-16. Коэффициент пропускания объектива контролируется способом, описанным в [4]. Прибор ЭИС находится в лаборатории и защищен от пыли и влаги. Зеркало *4* не имеет покрытия и используется чисто френелевское отражение. Рефлекс от задней поверхности зеркала устранен тем, что она матирована и зачернена.

Величина светового потока, даваемого ЭИС, может быть рассчитана по формуле

$$F_\lambda = B_\lambda \omega S k_1 k_2 k_3 k_4 k_5 \Delta\lambda,$$

где B_λ — спектральная плотность энергетической яркости ленточной вольфрамовой лампы СИ-8-200У; ω — телесный угол, под которым видно зеркало *4* из центра нити лампы *1* (см. фиг. 1). Если диаметр зеркала d , а фокусное расстояние f , то $\omega = \frac{\pi d^2}{16f^2} = \frac{\pi}{16} A^2$; S — площадь рабочей части вольфрамовой нити лампы. $S = lh$, где l — ширина щели, h — размер ограничителя щели по высоте; k_1 — коэффициент пропускания окна *2*; k_2 — коэффициент отражения от зеркала *4*, рассчитываемый по формуле Френеля [5]; k_3 — коэффициент пропускания нейтральных светофильтров; k_4 — коэффициент пропускания интерференционного светофильтра для его λ_{max} . При измерениях без интерференционного светофильтра $k_4 = 1$; k_5 — коэффициент пропускания кварцевого объектива *10*; $\Delta\lambda$ — эквивалентная ширина кривой пропускания интерференционного светофильтра. При измерениях без интерференционного светофильтра $\Delta\lambda$ определяется по спектральной характеристике светоприемника.

Необходимо отметить, что основная цель создания прибора ЭИС — это возможность получения стабильного светового потока. Поэтому при работе с ЭИС предусмотрен независимый контроль постоянства его светового потока по излучению стандартных звезд с известным распределением энергии в их спектрах. Для этого используется небольшой призмный спектрофотометр, устанавливаемый на телескопе. С помощью спектрофотометра проводятся наблюдения стандартных звезд в ряде узких спектральных интервалов. При этом следует учитывать возможные изменения коэффициента отражения зеркал телескопа и спектральную прозрачность атмосферы для момента наблюдений [6]. После проведения звездных наблюдений спектрофотометр снимается с телескопа, переносится в лабораторию и присоединяется вместо каретки 11 к выходу прибора ЭИС. Далее в тех же спектральных интервалах измеряется световой поток на выходе ЭИС. Все измерения со спектрофотометром делают по отношению к его собственному люминофору, т. е. тем самым световой поток на выходе ЭИС привязывается к излучению стандартных звезд.

Следует отметить три обстоятельства.

1. При наших измерениях разница во внешней температуре в лаборатории и телескопе была не более 10°C . Температурные характеристики люминофора в спектрофотометре были точно известны. Измерения проводились в спектральных интервалах вблизи максимума спектральной характеристики фотомножителя, где изменением температуры на 10°C можно пренебречь при дифференциальных наблюдениях.

2. В конструкции спектрофотометра имелась линза Фабри, проектирующая на фотокатод ФЭУ коллиматорную линзу. При одинаковой апертуре световых пучков от прибора ЭИС и от телескопа световое пятно на катоде фотомножителя было одинаковым, что исключало влияние изменения зонной характеристики ФЭУ со временем.

3. Наблюдения звезд велись на телескопе АЗТ-7. Световой поток от стандартных звезд и от ЭИС был близким по величине.

ЭИС используется с 1968 г. За первые два года было обнаружено изменение яркости лампы СИ-8-200У на 4%. Световой поток на выходе ЭИС по сравнению со звездами изменился на 3%. Это показывает, что в пределах точности измерений (1%) нестабильность светового потока ЭИС определяется лампой.

Прибор ЭИС имеет еще один дополнительный канал для измерения стабильности черенковского излучателя, находящегося в камере 17, и радиолюминесцентных источников, помещаемых в кювету 18 (см. фиг. 1). Контроль стабильности осуществляется путем относительной привязки этих источников к ленточной вольфрамовой лампе 1. Для этого в световой пучок от лампы 1 вводится кварцевая матовая пластинка 8. На этой пластинке лампа 1 образует светящееся пятно, свет от которого через камеру 13, в которой предусмотрена возможность введения светофильтров, попадает на кварцевый объектив — ахромат 14. Этот объектив строит изображение светящегося пятна на фотокатоде фотомножителя 16 типа 6256В. При введенном зеркале 15 свет на фотомножитель 16 попадает от черенковского излучателя 17, который представляет собой запаянную стеклянную кювету с водным раствором солей Sr_{90} и I_{93} .

Методика измерений

Исследования стабильности фотомножителей проводились двумя методами: по постоянному току и по счету фотонов [7]. При измерениях по постоянному току сигналы с ФЭУ регистрировались с помощью гальванометрического отсчетного устройства УФ-206. При измерениях по методу счета фотонов сигналы с ФЭУ через эмиттерный повторитель и широкополосный усилитель УШ-10 поступали на пересчетный прибор ПШ-15 или на измеритель скорости счета ИСС-3. В обоих случаях источником

высоковольтного питания был стабилизированный выпрямитель ВС-22. Напряжение на диоды фотоумножителя снималось с равномерного делителя. Схема эмиттерного повторителя и делителя приведена в [8]. Эмиттерный повторитель помещался вместе с исследуемым ФЭУ в стеклянном стакане. В этом же стакане находилось реле РПС-20, с помощью которого дистанционно можно было перейти от измерений на постоянном токе к измерению по счету фотонов. Реле РПС-20 переключается импульсом и в рабочем положении обесточено, т. е. не дает никаких помех.

При исследовании стабильности фотоумножителей необходимо, чтобы при каждом измерении были учтены следующие обстоятельства.

1. Зависимость абсолютной чувствительности фотоумножителя и его спектральной характеристики от температуры [9, 10]. Зависит от температуры и общая стабильность ФЭУ [9, 11]. Поэтому все измерения стабильности нами производились при комнатной температуре $18^\circ \pm 1^\circ \text{C}$.

2. Зависимость чувствительности фотоумножителя от засвечиваемого участка фотокатода [12]. Чтобы избежать этого эффекта, расфокусировкой объектива, как сказано выше, мы получали размер светового пятна на фотокатоде ФЭУ диаметром 4 мм, и пятно каждый раз выставлялось на одно и то же место фотокатода. Измерения проводились в полосе пропускания интерференционного светофильтра с $\lambda_{\text{max}} = 4250 \text{ \AA}$ и полушириной $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$. Вследствие того, что λ_{max} светофильтра совпадает с положением максимума спектральной характеристики исследуемых ФЭУ, изменение λ_{max} даже на 50 \AA (например, из-за старения светофильтра) не приведет к заметному изменению сигнала фотоумножителя.

3. Некоторая нестабильность аппаратуры, используемой с ФЭУ. При исследовании по методу счета фотонов измерения делались на плато счетной характеристики [13], тем самым нестабильность высокого напряжения и коэффициент усиления широкополосного усилителя УШ-10 не влияли на результат. При измерениях по постоянному току регистрирующая аппаратура (гальванометрическое отсчетное устройство УФ-206) обладала очень высокой стабильностью. Более существенно изменение сигнала фотоумножителя из-за колебаний высокого напряжения. Паспортная величина нестабильности выпрямителя ВС-22 при работе в течение 8 час не более $\pm 0,05\%$. (Заметим, что при небольшой переделке ВС-22, описанной в [14], можно получить нестабильность $\pm 0,01\%$.) В табл. 1

Таблица 1

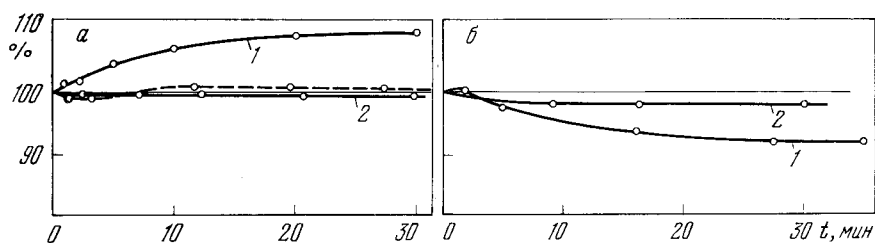
$U_a, \text{ в}$	Тип ФЭУ			$U_a, \text{ в}$	Тип ФЭУ		
	ЕМ1 6256В	ФЭУ-79	ФЭУ-64		ЕМ1 6256В	ФЭУ-79	ФЭУ-64
800			0,42	1400	0,41	0,46	
1000	0,49		0,44	1600	0,38	0,47	
1200	0,47	0,45	0,39	1800		0,49	

показано, на сколько процентов меняется чувствительность ФЭУ при изменении высокого напряжения на 0,05%. Изменение сигнала ФЭУ не превышает 0,5%, что находится в пределах точности измерений.

4. Влияние тренировки на стабильность фотоумножителей. Исследуемые фотоумножители работали в фотометрах, измеряющих слабые световые потоки (ток ФЭУ не превышал $1 \cdot 10^{-7} \text{ а}$). Поэтому можно сказать, что ФЭУ как бы подвергались постоянной «тренировке». Измерения с фотоумножителями проводились спустя 1 час после подачи высокого напряжения, когда устанавливался рабочий режим ФЭУ.

5. Эффект усталости ФЭУ. Эффект усталости рассмотрен в работах [9, 10]. Нам необходимо оценить его величину для исследуемых фото-

умножителей. На фиг. 2, а показан эффект усталости для фотоумножителя ЕМІ 6256В, а на фиг. 2, б для ФЭУ-79. В соответствии со сказанным, при измерениях стабильности тока ФЭУ не должны превышать $1 \cdot 10^{-7}$ а для ФЭУ-64 и ФЭУ-79 и $5 \cdot 10^{-7}$ а для английских фотоумножителей. Перед началом измерений все фотоумножители засвечивались в течение 0,5 час



Фиг. 2. Эффект усталости фотоумножителей

а — для английского фотоумножителя ЕМІ 6256В № 24850: 1 — при токе ФЭУ $6 \cdot 10^{-6}$ а, 2 — при токе $2 \cdot 10^{-7}$ а, штриховая линия показывает эффект усталости этого же фотоумножителя при токе $6 \cdot 10^{-6}$ а после тренировки в течение полугода; б — для фотоумножителя ФЭУ-79 № 106: 1 — при токе ФЭУ $2 \cdot 10^{-7}$ а, 2 — при том же анодном токе, но после предварительного утомления ФЭУ в течение получаса световым потоком, вдвое большим измеряемого

световым потоком, вдвое большим максимального, возможного при рабочих измерениях.

Соблюдение всех перечисленных условий обеспечивает воспроизведение результатов двух серий измерений с точностью $\pm 0,5\%$.

Результаты измерений

Исследование стабильности фотоумножителей проводилось в течение 4 лет. Изучались фотоумножители ФЭУ-79 (50 штук), ФЭУ-64 (20 штук), английские ЕМІ 6256В (12 штук), ЕМІ 9502В (10 штук). Вначале были отобраны ФЭУ с наибольшей чувствительностью и малым темновым током [15], всего по 10 экземпляров каждого типа, стабильность которых и исследовалась. В табл. 2 приведены данные об изменении чувствительности лучших из этих фотоумножителей по результатам измерений двух лет. Из таблицы видно, что стабильность при измерениях по счету фотонов выше, чем при измерениях по постоянному току. Очевидно, это можно

Таблица 2

Тип ФЭУ	Фотоумножитель	Изменение чувствительности ФЭУ при измерениях					
		по постоянному току, %			по счету фотонов, %		
		За 1 год	За 2 года	U_a, a	За 1 год	За 2 года	U_a, a
ЕМІ 6256В	9994	+1	+2	1400	0	+1	1200
	9995	-1	+1	1400	-1	-1	1200
	25850	+1		1400	0		1400
ЕМІ 9502В	5218	+3	+3	1400	+1	+1	1200
	5607	+1	+2	1400	+1	+2	1200
ФЭУ-79	11-5	+3	+2	1600	+2	+2	1300
	22-5	+1	-2	1600	-0	-1	1300
	160	-3	-3	1600	-2	-3	1400
ФЭУ-64	27-7	0	-1	1000	0	0	850
	25-9	+2	+3	1200	0	+2	1200
	8-10	-1	-2	1000	-1	-1	850

объяснить меньшим влиянием изменения коэффициента усиления ФЭУ при использовании счета фотонов. Кроме того, замечено следующее. Если умножитель имел хорошее плато счетной характеристики, то стабильность такого ФЭУ выше и при измерениях по постоянному току. При исследованиях было обнаружено, что величина стабильности ФЭУ зависит от напряжения. Наилучшая стабильность при $U_a = 1500 \div 1600$ в для ФЭУ-79, $1000 \div 1200$ в для ФЭУ-64 и $1300 \div 1400$ в для английских фотоумножителей ЕМ1 6256В и ЕМ1 9502В.

Рассмотрение табл. 2 показывает, что отобранные фотоумножители при соблюдении всех приведенных условий измерений имеют высокую стабильность как при регистрации по счету фотонов, так и по постоянному току. После абсолютной калибровки (и при условии периодической проверки) эти фотоумножители могут служить стандартными приемниками света, простыми и удобными в работе. Широкое распространение таких стандартных приемников света позволит каждой лаборатории иметь возможность производить калибровку фотоэлектрической аппаратуры в абсолютных единицах.

В заключение автор приносит благодарность механикам Г. Е. Захарченко и М. В. Куликову за помощь в изготовлении прибора и Н. С. Никулину за обсуждение результатов работы.

Май 1971 г.

Литература

1. G. Boldt. ESRO, SP-33, December 1968.
2. П. М. Тиходеев. Световые измерения в светотехнике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
3. R. L. Christensen, I. Ames. JOSA, 1961, 51, N 2, 224.
4. Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 144.
5. Г. С. Ландсберг. Оптика. М., Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1954, стр. 393.
6. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуманской obs., 1953, № 14.
7. Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. М., «Мир», 1967, стр. 141.
8. Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 257.
9. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. Электронные умножители. М., Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1957.
10. Н. А. Соболева, А. Г. Берковский, Н. О. Чечик, Р. Е. Елисеев. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965.
11. А. Н. Перцев, П. Н. Толкач. ПТЭ, 1967, № 6, 142.
12. А. А. Русак, Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 43, 206.
13. И. В. Резников, С. С. Шушкевич. ПТЭ, 1968, № 6, 167.
14. О. Ф. Афонин, В. В. Филиппов. ПТЭ, 1967, № 1, 213.
15. Б. М. Глуховской, Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 294.

ДВУХЛИНЗОВЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ

Г. М. Попов

Рассмотрены aberrации объектива из двух линз и дана методика расчета объектива на ЭВМ. Приведены результаты расчетов двухлинзового объектива с воздушным промежутком между линзами с визуальной коррекцией и склеенного объектива как с визуальной, так и с фотовизуальной коррекцией. Все объективы работают в параллельном пучке лучей. Рассмотрен объектив с изменяемым расстоянием между линзами, что позволяет варьировать область ахроматизации объектива. Излагается методика расчета тонкого отрицательного объектива по известным данным для положительного объектива, и наоборот.

TWO-LENS ASTRONOMICAL OBJECTIVES, by G. M. Popov.— Aberrations of the two-lens objective are considered and method of the designing of the objective by means of the computer is described. The results of designing of the air-spaced two-lens objective with visual and photographic corrections are cited. The variable air-spaced objective with variable color correction is described.

Method of the designing of the thin negativ power objective by means of data for positiv power objective (and vice versa) is considered.

В настоящее время успехи стекловарения дают возможность получить оптически однородные заготовки оптического стекла диаметром до 1,3—2 м, а поглощение света в стекле в видимой области спектра может быть снижено до 0,4% на 1 см хода луча. Стекла К-8, ЛФ-1, Ф-1, ЛК-8 могут быть получены в фиолетовом исполнении [1]. Наибольшее распространение получили двухлинзовые объективы, состоящие из положительной линзы из стекла с малой дисперсией и отрицательной линзы из стекла с большой дисперсией. Склейка линз применяется только для малых (диаметр менее 15—20 см) объективов; впрочем, в самое последнее время появился новый клей ОК90 [2], позволяющий склеивать линзы диаметром до 60 см, однако опыт использования этого клея пока незначителен и не позволяет сделать вывод о возможности применения для склейки крупных астрономических объективов. Обычно если диаметр объектива составляет десятки сантиметров, то необходимо оставлять между линзами промежуток 15—30 см для чистки внутренних поверхностей линз без разборки объектива. В настоящее время вновь получают значительное распространение большие ($D = 80$ см) линзовые объективы для солнечных телескопов с фокусом порядка 40—50 м. Применение линз позволяет герметизировать трубу телескопа или даже создать в ней вакуум, сведя к минимуму помехи от воздушных потоков.

Общеизвестным типом объектива из двух линз с воздушным промежутком является объектив Кларка; этот объектив работает во многих телескопах-рефракторах, причем крупнейший из них — объектив Йерской обсерватории диаметром 102 см [3]. Согласно [3], этот объектив имеет следующие данные (размеры в мм):

$r_1 = 6950$	$d_1 = 58$	$n_C = 1,51319$	$n_F = 1,52203$
$r_2 = -6950$	$d_2 = 215,2$	$1,0$	$1,0$
$r_3 = -6145$	$d_3 = 28$	$1,61009$	$1,62682$
$r_4 = 1\ 219\ 000$			
$f' = 19556,$	$D = 1020,$		

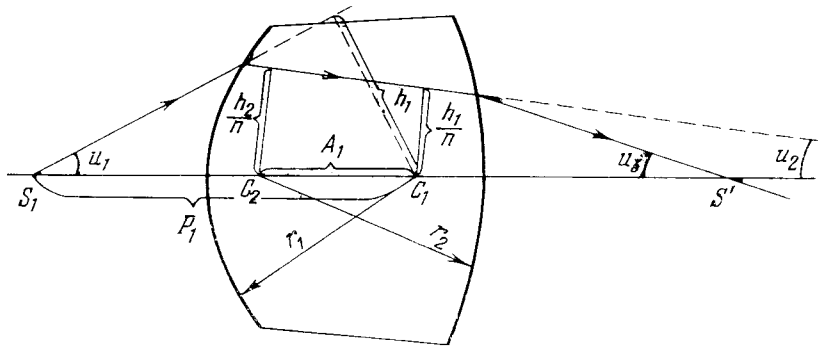
где r — радиусы, d — толщины, n_C и n_F — показатели преломления для лучей C ($\lambda = 6563$ А) и лучей F ($\lambda = 4861$ А), f' — фокус. Предполагая поверхности этого объектива сферическими, мы вычислили его aberrации. Оказалось, что объектив имеет визуальную ахроматизацию, причем вторичный спектр для желтых лучей составляет 14 мм. В то же время выяснилось, что сферическая aberrация не исправлена и практически одинакова для различных лучей спектра от C до F . Максимальное значение поперечной сферической aberrации $\delta g'$ на зоне 500 мм, вычисленное для плоскости Гаусса, составляет 1,2 мм, что во много раз превышает допуск Релея. Кома объектива также очень значительна и сильно превосходит допуск Релея уже при поле 30'.

Поскольку в действительности объектив Йерского рефрактора разрешает 0",15 в центре поля (следовательно, не имеет заметной сферической aberrации), очевидно, поверхности объектива (по крайней мере некоторые) не являются сферическими. По-видимому, Кларк исправлял сферическую aberrацию этого объектива, ретушируя его поверхности, что ввиду значительной асферичности усложняло его изготовление. Очевидно, Кларк рассчитывал свои объективы только на хроматизм положения, не исправляя расчетом сферическую aberrацию и кому, причем поверхности положительной линзы выбирались так, чтобы получить одинаковые (по абсолютной величине) радиусы кривизны этой линзы, а одна из поверхностей отрицательной линзы оказывается близкой к плоскости (что позволяет контролировать ее плоским пробным стеклом). Объектив Кларка не может быть рекомендован, так как асферичность, требуемая для исправления сферической aberrации объектива, очень велика и требует для своего осуществления оптиков высшей квалификации, не говоря уже о длительных сроках изготовления такого объектива.

Мы покажем, что объективы с воздушным промежутком можно с успехом рассчитать и со сферической оптикой, исправив хроматизм, сферическую aberrацию и кому; такой объектив не требует ретуши. Для объектива выберем стекла К-8 и Ф-1 как наиболее распространенные и доступные в увюловом исполнении. Будут рассмотрены многочисленные варианты этого объектива с различной светосилой и разным характером исправления aberrаций. Мы рассмотрим также и склеенные объективы, поскольку появление клея ОК-90 позволяет склеивать линзы диаметром до 300 мм и такие объективы представляют особый интерес для коронографов и других приборов, где нежелателен рассеянный свет.

1. Формулы для расчета хода лучей через объектив

Рассмотрим систему центрированных сферических поверхностей (см. фигуру). Выведем сначала формулу для последнего угла u' (угол луча с оптической осью после прохождения через объектив). Рассмотрим ход луча через две поверхности с радиусами r_1, r_2 ; их центры кривизны C_1 и C_2 разделены расстоянием A_1 . Расстояние от точки предмета S_1 до центра кривизны C_1 обозначим P_1 . Луч определяется углом u_1 с осью и оптической величиной h_1 перпендикуляра, опущенного из центра кривизны поверхности на луч. Очевидно, что $h_1 = P_1 \sin u_1$.



Ход луча через систему двух центрированных сферических поверхностей

Для одной поверхности имеем [4] (первая среда — воздух)

$$u_1' = u_2 = \arcsin \frac{h_1}{P_1} = \arcsin \frac{h_1}{nr_1} = \arcsin \frac{h_1}{r_1},$$

где n — показатель преломления; r_1 — радиус первой поверхности.

Для двух поверхностей имеем (третья среда — воздух)

$$u_3 = u_2' = u_2 + \arcsin \frac{h_2}{r_2} = \arcsin \frac{h_2}{nr_2},$$

где, как очевидно из фигуры, $h_2/n = h_1/n + A_1 \sin u_2$.

Аналогично для третьей и четвертой поверхностей получим

$$u_4 = u_3 + \arcsin \frac{h_3}{n'r_3} = \arcsin \frac{h_3}{r_3}, \quad h_3 = h_2 + A_2 \sin u_3, \quad (1)$$

$$u_5 = u_4 + \arcsin \frac{h_4}{r_4} = \arcsin \frac{h_4}{n'r_4}, \quad h_4 = h_3 + A_3 n' \sin u_4,$$

где n' — показатель преломления второй линзы (предполагается, что вторая линза также находится в воздухе).

Заметим, что формулы для u справедливы и для плоских поверхностей (в этом легко убедиться, положив $r \rightarrow \infty$). Расстояние P' от центра кривизны четвертой поверхности до точки пересечения луча, прошедшего через объектив, с оптической осью (как очевидно из геометрических соображений)

$$P' = \frac{h_4}{\sin u_5}. \quad (2)$$

Величина A_i (расстояние между центрами кривизны соседних поверхностей) равна

$$A_i = r_{i+1} - r_i + d_i, \quad (3)$$

где i — номер поверхности.

Соответствующие параксиальные величины (обозначения прежние, но с чертой сверху)

$$\bar{u}_5 = \frac{\bar{h}_1}{P_1} + \frac{\bar{h}_1}{nr_1} = \frac{\bar{h}_1}{r_1} + \dots + \frac{\bar{h}_4}{r_4} = \frac{\bar{h}_4}{n'r_4}, \quad \bar{P}' = \frac{\bar{h}_4}{\bar{u}_5}, \quad (4)$$

где

$$\bar{h}_{i+1} = \bar{h}_i + A_i n_{i+1} \bar{u}_{i+1}. \quad (5)$$

В общем случае, когда система содержит m поверхностей, получим

$$u' = u_{m+1} = u_m + \arcsin \frac{h_m}{n_{m+1} r_m} - \arcsin \frac{h_m}{n_m r_m}, \quad P' = \frac{h_m}{n_{m+1} \sin u_m}; \quad (6)$$

$$\bar{u}' = \bar{u}_{m+1} = \bar{u}_m + \frac{\bar{h}_m}{n_{m+1} r_m} - \frac{\bar{h}_m}{n_m r_m}. \quad (7)$$

2. Сферическая aberrация и кома объектива

Продольную сферическую $\Delta s'$ aberrацию определим как разность

$$\Delta s' = \bar{P}' - P' = \frac{\bar{h}_m}{n_{m+1} \bar{u}'} - \frac{h_m}{n_{m+1} \sin u'}. \quad (8)$$

Эта формула не применима, если изображение находится в бесконечности; в таком случае следует использовать выражение для угловой сферической aberrации η , которую определим как разность $\eta = u'_0 - u'$. Здесь u'_0 — последний угол системы, не имеющей сферической aberrации, но имеющей те же конструктивные элементы, что и рассматриваемая система; угол u'_0 найдем из условия $\Delta s' = 0$:

$$\Delta s' = \frac{\bar{h}_m}{n_{m+1} \bar{u}'} - \frac{h_m}{n_{m+1} \sin u'_0} = 0.$$

Отсюда

$$u'_0 = \arcsin \frac{\bar{u}' h_m}{\bar{h}_m} = \arcsin \frac{h_m}{n_{m+1} P'}; \quad (9)$$

$$\eta = u'_0 - u' = \arcsin \frac{\bar{u}' h_m}{\bar{h}_m} - u'.$$

Приведем формулы для вычисления заднего фокусного расстояния системы. Как известно, фокусное расстояние системы определяется формулой

$$f' = \frac{h_1}{\sin u'}, \quad (10)$$

где u' записано для $P_1 = \infty$ (следовательно, $u_1 = 0$), предмет находится в бесконечности.

Для парааксиальной области имеем

$$\bar{f}' = \frac{\bar{h}_1}{\bar{u}'}. \quad (11)$$

Выражение для инварианта Лагранжа — Гельмгольца можно записать в виде

$$n_1 l_1 \bar{u}'_1 = n_{m+1} l_{m+1} \bar{u}',$$

где l_1 и l_{m+1} — линейные размеры предмета и изображения соответственно (в парааксиальной области).

Учитывая, что $l_{m+1}/l_1 = \beta$, где β — линейное увеличение системы, получим

$$\beta = \frac{n_1 \bar{u}'_1}{n_{m+1} \bar{u}'}. \quad (12)$$

Формула Штебле — Лигоцкого, выражающая условие исправления комы в системе, имеет вид

$$\frac{n_1 \sin u_1}{n_{m+1} \sin u'} - \beta = \frac{\Delta s'}{s' - x'}, \quad (12)$$

где s' — расстояние выходного зрачка от последней поверхности системы. Для бесконечно удаленного предмета имеем

$$\frac{h_1}{s_1 + u'} = \bar{f}' = \frac{\bar{f}' \Delta s'}{s' - s'}, \quad (13)$$

или

$$\frac{f' - \bar{f}'}{\bar{f}'} = \frac{\Delta s'}{s' - s'}. \quad (14)$$

3. Хроматическая аберрация положения

Рассмотрим наиболее интересный случай, когда предмет находится в бесконечности. Линзы объектива будем считать бесконечно тонкими, причем расстояние между ними обозначим d . Найдём условие исправления хроматизма положения для лучей C , F (вместо лучей C , F можно выбрать пару любых других лучей спектра — все рассуждения останутся верными). Фокусное расстояние f_c первой линзы для лучей C (оно совпадает с величиной заднего отрезка s_C для лучей C)

$$\frac{1}{f_{1C}} = (n_C - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{s_C}. \quad (15)$$

Фокус первой линзы для лучей F

$$\frac{1}{f_{1F}} = (n_F - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{s_F}. \quad (16)$$

Для второй линзы формула Аббе [5] дает для лучей C

$$\frac{1}{s_C'} - \frac{1}{s_C' - d} = \frac{1}{(f_2)_C},$$

для лучей F

$$\frac{1}{s_F'} - \frac{1}{s_F' - d} = \frac{1}{(f_2)_F},$$

где f_2 — фокусное расстояние второй линзы, s' — расстояние от второй линзы до изображения.

Хроматизм положения будет исправлен, если $\frac{1}{s_C'} = \frac{1}{s_F'}$,

или

$$\frac{1}{s_C' - d} - \frac{1}{s_C' - d} = \frac{1}{(f_2)_F} - \frac{1}{(f_2)_C} = 0. \quad (17)$$

Эту формулу можно преобразовать:

$$\frac{1}{s_F' - d} - \frac{1}{s_C' - d} = \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} \right) (n_F' - n_C') = 0,$$

или

$$\frac{1}{s_F' - d} - \frac{1}{s_C' - d} = \frac{\varphi_2}{v_2} = 0, \quad (18)$$

где $\varphi_2 = (n' - 1) \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} \right)$ — оптическая сила второй линзы, $v_2 = (n' - 1) / (n_F' - n_C')$ — число Аббе для нее.

Если $d = 0$, то после преобразований получим условие ахроматизации двухлинзовой бесконечно тонкой компоненты

$$\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} = 0, \quad (19)$$

где φ_1 — оптическая сила первой линзы; v_1 — число Аббе для первой линзы.

Заметим, что выведенные формулы являются приближенными, так как используемые на практике линзы обычно не бесконечно тонкие. Фор-

мулу (18) можно использовать для нахождения расстояния d между линзами, при котором достигается исправление хроматизма для заданной пары лучей спектра; путем изменения расстояния d возможно также изменять область ахроматизации объектива, например преобразовывать визуальный объектив в фотографический. Такое перемещение линз в готовом объективе допустимо только в тех случаях, когда изменение сферической аберрации и комы, происходящее от такого перемещения, не выходит из допустимых пределов. Ниже будут даны конструктивные элементы объектива для солнечного телескопа с раздвижными линзами.

4. Методика расчета объективов

Расчет объективов производился на ЭВМ «Минск-1» с помощью специальной программы, обеспечивающей автоматическое исправление сферической аберрации для заданных двух лучей спектра на заданной зоне (в качестве этой зоны выбирался край входного зрачка). Тригонометрические функции вычислялись машинной по специальной программе с помощью степенных рядов.

Условия исправления сферической аберрации, например, для лучей C , F имеют вид

$$\eta_C = 0, \quad \eta_F = 0, \quad (20)$$

где η_C , η_F — угловые аберрации для лучей C и F соответственно; они определяются формулой (6) и (9), где зона h_1 равна $-D/2$ (D — диаметр входного зрачка объектива).

Система двух уравнений (20) трансцендентна относительно произвольной пары конструктивных элементов объектива, принятых в качестве неизвестных; остальные конструктивные элементы объектива являются свободными параметрами (кроме показателей преломления, которые определяются заранее, исходя из выбранных для объектива оптических стекол). Обычно в качестве неизвестных выбираются две величины $r = 1/r$ (т. е. кривизны поверхностей объектива).

Система трансцендентных уравнений (20) сначала решается методом проб (причем следят за выполнением условия ахроматизма (18) или (19), а также за выполнением условия Штебле — Лигоцкого, если нужно получить апланатическую систему).

Когда найдено предварительное решение, его уточняют методом Ньютона («метод касательных» для системы двух уравнений). Частные производные $d\eta/dr$, используемые в «методе касательных», вычисляются либо непосредственным дифференцированием, либо (что удобнее для ЭВМ) заменяются отношением приращений $\Delta\eta/\Delta r$, — при малых приращениях это выражение практически совпадает с производной $d\eta/dr$. Когда точное решение системы (20) найдено, ЭВМ печатает значения конструктивных элементов, а также по формулам (1), (2), (4) вычисляет ход заданного числа лучей и определяет интересующие нас аберрации. Так как решение методом Ньютона производится путем последовательных приближений, то желательно, чтобы машина печатала также и промежуточные значения неизвестных, полученные после каждого приближения; это позволяет судить о сходимости процесса последовательных приближений.

Если предварительное решение оказалось достаточно близким к точному, то процесс последовательных приближений быстро сходится, для чего требуется от 5 до 15 *мин.* Во избежание потери точности все вычисления машина выполняет с удвоенным числом значащих цифр, что обеспечивает 9 верных десятичных цифр. В качестве уточняемых величин (неизвестных) лучше выбирать малые кривизны, при этом сходимость ускоряется, а предварительное решение может быть более грубым. Если в системе есть «хроматический» радиус, целесообразно его использовать в качестве уточняемой величины. Целесообразно сначала рассчитать

систему с малой светосилой (при этом сходимость процесса лучше), а затем перейти к требуемому диаметру входного зрачка, используя систему с малой светосилой как исходную. Как только рассчитана по крайней мере одна система, можно слегка изменить некоторые из параметров (радиусы, толщины) и уточнить это решение, как описано выше (по методу Ньютона). — получим новое решение и т. д., пока не будет изучена вся область задания параметров. Из полученных решений можно выбрать те, которые по своим характеристикам (коме, остаточной сферической aberrации и др.) удовлетворяют требованиям.

Расходимость процесса последовательных приближений может происходить из-за чрезмерно сильного изменения параметров, а также вследствие наличия близких по величине корней в системе уравнений (20). Затруднения встречаются также и в случае, когда кривая угловой сферической aberrации несколько раз (2—3) пересекает ось ординат. Эти случаи следует изучить посредством прямого расчета лучей с последующей интерполяцией, как это делается обычно при «ручном» расчете системы. Заметим, что описанная программа оказалась пригодной и для расчетов других систем — системы Максудова, системы Чурпловского, системы Аргунова и других зеркально-линзовых систем, в том числе и весьма светосильных (до $A = 1 : 1$).

5. Результаты расчетов

Результаты расчетов различных двухлинзовых объективов приведены в табл. 1—3. Все aberrации получены непосредственным расчетом на ЭВМ по точным формулам. В них приведены: радиусы поверхностей r , толщины d , угловая сферическая aberrация η на зоне 0,7 от полудиаметра входного зрачка $D/2$ (для лучей F и C соответственно); далее приведены полевые aberrации для поля $2\omega = 30'$ в угловой мере — хроматизм увеличения $\Delta M_{FC}/f'$ для лучей F , C и кома K в меридиональной плоскости. Затем даны: фокусное расстояние системы f' , расстояние изображения s' от последней поверхности объектива, диаметр D входного зрачка и относительное отверстие A системы. Во всех случаях используются стекла К8 и Ф1 (кроновая линза расположена впереди); предмет во всех случаях находится в бесконечности, рассматриваемое поле зрения $2\omega = 30'$ (диаметр изображения Солнца, Луны). В табл. 1 и 2 приведены объективы с визуальной ахроматизацией (совмещены фокусы для лучей C , F), и угловая сферическая aberrация для этих лучей на краю отверстия принимает нулевое значение; в табл. 3 даны объективы с фотовизуальной коррекцией (совмещены фокусы для лучей с $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5800 \text{ \AA}$), — они пригодны как для фотографических, так и для визуальных наблюдений.

В табл. 1 даны объективы с воздушным промежутком, в табл. 2 и 3 — склеенные объективы. Вторичный спектр составляет $\sim f'/2000$ для визуальных объективов. Рассмотрение данных таблиц показывает, что остаточная сферическая aberrация для всех объективов мала и не превышает $0'',4$ как для лучей F , так и для лучей C , сферохроматическая aberrация, определяемая как разность $\eta_F - \eta_C$, также мала. Хроматизм увеличения зависит (почти линейно) только от расстояния между линзами и меняется от $1'',2$ при расстоянии между линзами $0,3 \text{ м}$ до $0'',12$ при расстоянии между линзами $0,0311 \text{ м}$. Кома значительна ($1'',8 - 1'',24$) в объективах № 1 и 2, равна 0 в объективах № 9—13 и измеряется десятными долями секунд дуги в остальных случаях. Таким образом, объективы № 9—13 наиболее совершенны в отношении направления полевых aberrаций; их недостаток — малое расстояние между линзами (порядка 3 см), что затрудняет чистку поверхностей объектива. Объективы с воздушным промежутком и малой светосилой допускают изменение области ахроматизации в некоторых пределах, позволяя преобразовывать визуальный объектив в фотографический или фотовизуальный. Например, нами был рассчитан объектив для солнечного телескопа СибИЗМИР диаметром $0,75 \text{ м}$.

Таблица 1

Параметр	Намер. объектива												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
r_1, μ	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814	5,814
r_2, μ	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585	-3,585
r_3, μ	-3,2307	-3,2317	-3,234	-3,3675	-3,433	-3,4336	-3,4351	-3,43697	-3,43964	-3,43968	-3,43977	-3,4398	-3,43989
r_4, μ	-17,7608	-17,822	-17,919	-17,925	-17,691	-17,765	17,911	-17,9336	-17,6824	-17,777	-17,9403	-18,651	-18,01
d_1, μ	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,035	0,0175
d_2, μ	0,3	0,3	0,3	0,2	0,15	0,15	0,15	0,15	0,0311	0,0311	0,0311	0,0311	0,0311
d_3, μ	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,2	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01
η_F	0,063	0,027	0,002	0,0001	0,028	0,016	0,0016	0,001	0,0006	0,005	0,003	-0,048	0,0
η_C	0,197	0,107	0,034	0,01	0,305	0,2	0,06	0,014	0,40	0,25	0,05	-0,11	0,005
$\Delta l_{CF}, \mu\text{см}$	66	67	66	41	30	30	30	30	6	6	6	6	6
$\Delta l_{CF} l'$	1,2	1,2	1,2	0,75	0,56	0,56	0,56	0,56	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12
$k, \mu\text{см}$	100	70	30	10	30	48	10	6	0	0	0	0	0
k/l'	1,8	1,24	0,23	0,18	0,56	0,34	0,18	0,12	0	0	0	0	0
\bar{l}, μ	11,32	11,326	11,336	10,89	10,653	10,67	10,686	10,717	10,207	10,223	10,253	10,276	10,258
s', μ	10,49	10,5	10,505	10,352	10,248	10,26	10,279	10,31	10,103	10,12	10,149	10,171	10,169
D, μ	0,7	0,6	0,4	0,3	0,7	0,6	0,4	0,3	0,7	0,6	0,4	0,3	0,16
A	1:16	1:19	1:28	1:36,3	1:15	1:17,8	1:26,7	1:35,8	1:14,6	1:17	1:25,6	1:34,6	1:64

Параметр	Номер объектива						
	1	2	3	4	5	6	7
$r_1, м$	4,645	4,645	4,645	4,645	4,228	4,2283	5,2217
$r_2, м$	-4,5083	-4,5092	-4,5093	-4,5098	-4,468	-4,4682	-5,5141
$r_3, м$	-104,581	-107,33	-111,41	-113,18	∞	∞	∞
$d_1, м$	0,07	0,07	0,07	0,07	0,035	0,035	0,018
$d_2, м$	0,04	0,04	0,04	0,04	0,02	0,2	0,01
η_F	-0,017	-0,008	-0,001	0,0	-0,06	-0,04	-0,025
η_C	0,339	0,22	0,07	0,028	0,01	0,03	-0,064
$\Delta l_{CF}, мм$	1,3	1,3	1,3	1,3	1	1	0
$\Delta l/\bar{f}'$	0"	0"	0"	0"	0"	0"	0"
$k, мм$	-100	-76	-19	-18	-29	-23	-18
k/\bar{f}'	-1,8	-1,5	-0,36	-0,36	-0,58	-0,46	-0,29
$\bar{f}', м$	10,456	10,473	10,496	10,505	9,947	9,948	12,292
$s', м$	10,379	10,733	10,418	10,428	9,9067	9,9074	12,271
$D, м$	0,7	0,6	0,4	0,3	0,34	0,3	0,3
A	1:15	1:17,5	1:26	1:35	1:29	1:33	1:41

Таблица 3

Параметр	Номер объектива				Параметр	Номер объектива			
	1	2	3	4		1	2	3	4
$r_1, м$	1,716	2,2434	1,6076	3,5365	$\Delta l_{CF}, мм$	0,0	0,0	0,0	0,0
$r_2, м$	-1,2552	-1,4706	-1,2116	-1,7677	$k, мм$	2	2	2	-3
$r_3, м$	-5,214	-5,214	-5,214	-5,214	k/\bar{f}'	1,4	1,1	1,4	-1,26
$d_1, м$	0,12	0,12	0,06	0,06	$\bar{f}', м$	2,935	3,554	2,788	4,7954
$d_2, м$	0,002	0,002	0,002	0,002	$s', м$	2,863	3,488	2,751	4,767
η_F	-1,4	-2,4	-0,8	-0,05	$D, м$	0,6	0,66	0,42	0,42
η_C	7,6	9,7	5,3	1,2	A	1:5	1:5,4	1:6,6	1:11,4

Этот объектив имеет следующие данные:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= 21,7 м & d_1 &= 0,06 м (K100) \\
 r_2 &= -13,4 м & d_2 &= 0 м (воздух) \\
 r_3 &= -13,5402 м & d_3 &= 0,05 м (D1) \\
 r_4 &= -106,03 м \\
 \bar{f}' &= 42,68 м, & D &= 0,75 м.
 \end{aligned}$$

Когда расстояние между линзами d_2 равно нулю, минимум кривой вторичного спектра находится в оранжевой области спектра; увеличив d_2 до 0,1 м, получаем визуальный объектив (минимум в желтой области спектра) и при $d_2 = 0,2 м$ — фотовизуальный объектив. При этом сферическая aberrация остается в пределах сотых долей секунды дуги, кома также практически не меняется, но фокус объектива при $d_2 = 0,2 м$ составляет 41,8 м (т. е. несколько укорачивается).

Опытный экземпляр объектива с раздвижными линзами диаметром 5" и с фокусом около 3 м был нами успешно изготовлен и испытан.

Рассмотрим теперь табл. 2; в ней приведены данные склеенных визуальных объективов. По-прежнему сферическая aberrация мала и не превы-

пает $0''{,}3$, но сферическая абберация для лучей C и F имеет разные знаки (кроме № 7). Хроматизм увеличения равен 0 для всех объективов; кома значительна в № 1 ($1''{,}8$) и в № 2 ($1''{,}5$); в остальных случаях кома измеряется десятными долями секунды дуги. Знак комы в этом случае противоположен знаку комы в объективах с воздушным промежутком.

Апланатическое решение (с нулевой комой) здесь отсутствует. Объективы № 5, 6, 7 имеют плоскую последнюю поверхность, которую можно легко контролировать при изготовлении.

В табл. 3 даны конструктивные элементы склеенных объективов с фото-визуальной коррекцией (совмещены фокусы для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5800 \text{ \AA}$) и значительной светосилой — от $1 : 5$ до $1 : 11{,}4$, чтобы их можно было использовать в качестве фотообъективов и коллиматоров к спектрографам. Остаточная сферическая абберация значительна в светосильных объективах (до $9''{,}7$) и уменьшается до $1''{,}2$ при $A = 1 : 11{,}4$. Хроматизм увеличения отсутствует у всех систем, а кома (для поля $2\omega = 30'$) порядка одной секунды дуги, т. е. сравнительно невелика; знак комы у объектива № 4 противоположен знаку комы для остальных объективов, что указывает на существование апланатического объектива между № 3 и 4.

В заключение заметим, что любой объектив из приведенных таблиц, можно пересчитать к другому фокусу, умножив все радиусы r_i , толщины d_i и диаметр D на выбранное число.

Всюду мы рассматривали объективы типа «крон впереди», но возможны и конструкции, когда отрицательная линза (из флинта) находится впереди, т. е. обращена к предмету. Например, нами был рассчитан объектив с воздушным промежутком с практически исправленной комой (визуальный) со следующими данными:

$$\begin{aligned} r_1 &= 4,28 \text{ м} & d_1 &= 0,06 \text{ м (Ф1)} \\ r_2 &= 1,92 \text{ м} & d_2 &= 0,15 \text{ м (воздух)} \\ r_3 &= 1,9805 \text{ м} & d_3 &= 0,05 \text{ м (К8)} \\ r_4 &= -18,9577 \text{ м} \\ D &= 0,6 \text{ м}, & f' &= 8,365 \text{ м}, & A &= 1 : 15. \end{aligned}$$

6. О методах расчета отрицательных тонких объективов

Отрицательные компоненты могут использоваться для изменения фокуса системы (так называемая линза Барлоу), а также для получения параллельных пучков (например, для питания бесщелевых спектрографов). Мы покажем, что, имея расчет тонкой положительной компоненты, можно найти конструктивные элементы и абберации тонкой отрицательной компоненты, причем по абсолютной величине абберации этих двух систем будут одинаковы. Действительно, запишем выражение u_5 для двухлинзового объектива (обе линзы находятся в воздухе) в предположении, что $d_1 = d_2 = d_3 = 0$ (см. (1)):

$$\begin{aligned} u_5 &= u_1 \mp \arcsin \frac{h_1}{nr_1} - \arcsin \frac{h_1}{r_1} \mp \arcsin \frac{h_1 - (r_2 - r_1) n \sin u_2}{r_2} - \\ &- \arcsin \frac{h_1 - (r_2 - r_1) n \sin u_2}{nr_2} \mp \arcsin \frac{h_1 \mp (r_2 - r_1) n \sin u_2 \mp (r_3 - r_2) \sin u_3}{n'r_3} - \\ &- \arcsin \frac{h_1 \mp (r_2 - r_1) n \sin u_2 \mp (r_3 - r_2) \sin u_3}{r_3} \mp \\ &\mp \arcsin \frac{h_1 \mp (r_2 - r_1) n \sin u_2 \mp (r_3 - r_2) \sin u_3 \mp (r_4 - r_3) n' \sin u_4}{r_4} \mp \\ &\mp \arcsin \frac{h_1 \mp (r_2 - r_1) n \sin u_2 \mp (r_3 - r_2) \sin u_3 \mp (r_4 - r_3) n' \sin u_4}{n'r_4}. \end{aligned} \quad (21)$$

Рассмотрим систему, у которой $U_1 = u_1$, $R_1 = -r_1$, $N = n$, $H_1 = h_1$, $R_2 = -r_2$, $N' = n'$, $R_3 = -r_3$, $R_4 = -r_4$, где U — угол луча с осью; R — радиус кривизны поверхности; N — показатель преломления и H_1 — величина перпендикуляра, опущенного из центра кривизны первой поверхности на луч в пространстве предметов. Записав U_5 для этой системы (аналогично (21)), убедимся, что $U_5 = -u_5$, т. е. последний угол новой системы равен тождественно последнему углу исходной системы со знаком «минус». Аналогично убеждаемся (см. формулы (8), (9)), что сферическая aberrация новой системы равна aberrации исходной системы (по абсолютной величине), но знаки их различны; очевидно также, что фокусные расстояния (и оптические силы) этих систем обладают аналогичным свойством (но не условие Штебле — Лигоцкого (12), (14)!). Более того, можно показать, что и все aberrации (как монохроматические, так и хроматические) обладают этим свойством, причем это свойство не приближенное, а точное. Поэтому если какие-либо aberrации исправлены в бесконечно-тонкой системе, с положительной оптической силой, то эти же aberrации будут исправлены и в новой бесконечно-тонкой системе с отрицательной оптической силой, причем знаки остаточных aberrаций у нее будут противоположны. Мы рассмотрели систему, состоящую из двух линз; но легко обобщить эти рассуждения и на тонкую систему из произвольного числа линз. В качестве примера возьмем объектив № 7 из табл. 2, приняв $h_1 = 0,15$ м, $d_1 = 0$, $d_2 = 0$ (исходная система):

$$r_1 = 5,2217 \text{ м} \quad d_1 = 0 \text{ (К8)}$$

$$r_2 = -5,5141 \text{ м} \quad d_2 = 0 \text{ (Ф1)}$$

$$r_3 = \infty$$

$$\bar{f}' = 12,292 \text{ м}, \quad D = 0,3 \text{ м.}$$

Выполнив описанное преобразование, получим систему с отрицательной оптической силой со следующими данными:

$$U_1 = 0 \quad R_1 = -5,2217 \text{ м} \quad d_1 = 0 \text{ (К8)}$$

$$R_2 = +5,5141 \text{ м} \quad d_2 = 0 \text{ (Ф1)}$$

$$R_3 = \infty$$

$$\bar{f}' = -12,292 \text{ м}, \quad H_1 = 0,15 \text{ м}, \quad D = 0,3 \text{ м.}$$

В полученном объективе, как легко убедиться непосредственным расчетом, хроматические и монохроматические aberrации исправлены столь же совершенно, как и в исходной системе. Переход к конечным толщинам линз вызывает, как правило, только незначительные изменения aberrаций (эта процедура может быть выполнена с помощью описанной выше программы на ЭВМ, причем система с нулевыми толщинами принимается в качестве предварительного решения — как нулевое приближение).

Май 1971 г.

Литература

1. И. М. Буржанский, В. А. Давыдинов, С. Е. Степанов. В сб. «Новая техника в астрономии», М., «Наука», 1970, стр. 202.
2. Новые стандарты и руководящие технические материалы. Оптико-механическая промышленность, 1970, № 11, 90.
3. Ross, Astrophys. J., 1932, 76, 184.
4. Г. М. Попова. Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М., «Наука», 1969.
5. Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем, ОНТИ, 1937.

ВНЕОСЕВЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА КАССЕГРЕНА
СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

М. Б. Попова

Расчитаны системы типа внеосевых систем Кассегрена, состоящие из двух сферических зеркал с исправленным астигматизмом. При этом сферическая aberrация и кома пренебрежимо малы вследствие малого относительного отверстия. Некоторые варианты системы были осуществлены и успешно испытаны в обсерватории. Один из вариантов системы с главным зеркалом диаметром 1 м используется в башенном солнечном телескопе, который строится в Крымской астрофизической обсерватории.

OFF-AXIS CASSEGRAIN-TYPE SYSTEMS WITH SPHERICAL OPTICS, by M. B. Popova.— Off-axis Cassegrain-type systems with spherical optics corrected for astigmatism have been computed. Spherical aberration and coma of these systems may be neglected, if here focal ratio are small enough. Some versions of the systems under consideration realized at Crimean astrophysical observatory. One of these versions having a 1 m primary mirror will be used at the solar tower telescope, being build at the observatory.

1. Теория и результаты расчетов

Во внеосевых зеркальных системах типа Кассегрена для исправления aberrаций применяются асферические зеркала, трудные в изготовлении.

Мы изучили внеосевую систему типа Кассегрена со сферическими зеркалами, в которой астигматизм сферического вогнутого главного зеркала исправляется астигматизмом выпуклого вторичного зеркала, а сферическая aberrация и кома находятся в пределах допуска. Астигматизм рассчитывался по формулам Аббе [1]. Для главного зеркала эти формулы принимают вид (предмет в бесконечности)

$$\frac{1}{t'_1} - \frac{2}{R_1 \cos i_1}, \quad \frac{1}{s'_1} = \frac{2 \cos i_1}{R_1}, \quad (1)$$

где t'_1 и s'_1 — расстояния меридионального и сагиттального фокусов от главного зеркала; i_1 — угол падения главного (проходящего через центр главного зеркала) луча на зеркало, R_1 — радиус кривизны главного зеркала.

Для системы из двух сферических зеркал получаем

$$\frac{1}{t'_1 - d} + \frac{1}{t'_2} = \frac{2}{R_2 \cos i_2}, \quad \frac{1}{s'_1 - d} + \frac{1}{s'_2} = \frac{2 \cos i_2}{R_2}. \quad (2)$$

Здесь t'_1 и s'_1 определяются формулами (1); t'_2 и s'_2 — расстояния меридионального и сагиттального фокусов от вторичного зеркала; i_2 — угол падения главного луча на вторичное зеркало; R_2 — радиус кривизны вторичного зеркала; d — расстояние между зеркалами по главному лучу. Астигматизм системы исчезает при

$$\frac{1}{t'_2} = \frac{1}{s'_2}. \quad (3)$$

Найдя $1/t_2'$ и $1/s_2'$ из формулы (2) и приравняв их, получим формулу для нахождения угла i_2 (или i_1):

$$\frac{1}{\cos i_2} - \cos i_2 = \left\{ \frac{1}{\frac{R_1 \cos i_1}{2} - d} - \frac{1}{\frac{R_1}{2 \cos i_1} - d} \right\} \frac{R_2}{2}. \quad (4)$$

В таблице приведены конструктивные элементы систем с исправленным астигматизмом; в таблице F — эквивалентный фокус системы. Из таб-

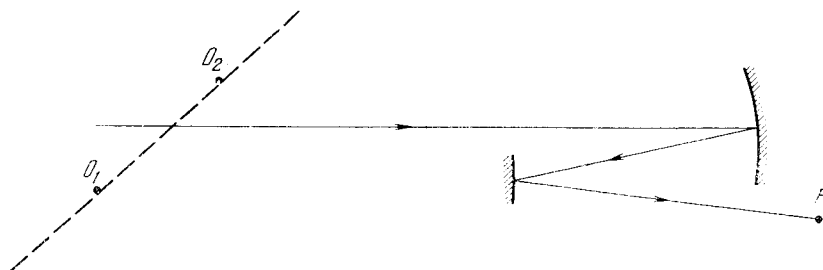


Схема внеосевой системы Кассегрена со сферическими зеркалами

лицы видно, что отношение i_2/i_1 практически постоянно для всех систем. Диаметр главного зеркала может быть различным; он выбирается так, чтобы сферическая aberrация и кома системы не превышали допуска (обычно при этом относительное отверстие главного зеркала не превышает 1 : 10).— об этом можно судить либо на основании непосредственного расчета хода лучей через систему, либо путем моделирования системы и изучения ее свойств на оптической скамье. Угол i_1 целесообразно выбрать так, чтобы не было экранирования света вторичным зеркалом, но следует помнить, что с увеличением i_1 растут остаточные aberrации системы (в основном кома). Очевидно, система имеет ось симметрии O_1O_2 (см. фигуру), вокруг которой можно мысленно вращать систему, получая поле зрения, расположенное на окружности с центром на этой оси; при этом входной зрачок системы надо поместить в месте пересечения главного луча, падающего на главное зеркало, с осью O_1O_2 (см. фигуру).

n	$F, \text{ м}$	$i_1, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	$R_2, \text{ м}$	$i_1, \text{ град}$	$i_2, \text{ град}$	i_2/i_1
1	40,6	-20,3	-12,49	-31,24	+0,02	+0,0454	2,27
2	50,0	-20,3	-13,86	-21,68	+0,02	+0,0458	
3	60,0	-20,3	-15,00	-16,06	+0,02	+0,0480	
4	80,0	-20,3	-16,00	-11,62	+0,02	+0,0502	
5	40,6	-20,3	-12,49	-31,24	+0,03	+0,0684	2,28
6	50,0	-20,3	-13,86	-21,68	+0,03	+0,0690	
7	60,0	-20,3	-15,00	-16,06	+0,03	+0,0722	
8	80,0	-20,3	-16,00	-11,62	+0,03	+0,0748	
9	40,6	-20,3	-12,49	-31,24	+0,04	+0,0789	
10	50,0	-20,3	-13,86	-21,68	+0,04	+0,0830	
11	60,0	-20,3	-15,00	-16,06	+0,04	+0,0868	
12	80,0	-20,3	-16,00	-11,62	+0,04	+0,0910	2,25

2. Результаты испытаний

В КАО мы совместно с Г. М. Поповым построили ряд моделей внеосевой системы; при этом главное зеркало диаметром 0,3 м с фокусом 3,33 м не менялось, в то время как вторичные зеркала и расстояния между ними менялись. Точечный источник света («искусственная звезда») помещался на расстоянии 22 м от главного зеркала.

Первая система имела конструктивные элементы

$$\begin{aligned} R_1 &= -6,66 \text{ м} & d &= -2,35 \text{ м} \\ R_2 &= -13,3 \text{ м} \\ D &= 0,3 \text{ м}, & i_1 &= 0,043, & i_2 &= 0,03. \end{aligned}$$

Угол i_1 выбран был с таким расчетом, чтобы край вторичного зеркала почти касался пучка лучей, падающих на главное зеркало; угол i_1 является минимально возможным, при котором еще нет экранирования. Установив главное зеркало под углом $i_1 = 0,0426$ к падающему пучку, помещаем вторичное зеркало на расстоянии $-2,35$ м (это расстояние может меняться в широких пределах). Наблюдая изображение точки, даваемое системой в окуляр, поворачиваем вторичное зеркало до тех пор, пока изображение точки станет наилучшим; после чего можно измерить угол i_2 . Изучение изображения точки показало, что дифракционный кружок виден четко, но первое дифракционное кольцо несимметрично (видна лишь половина кольца), что указывает на наличие комы. Опыт показал, что, экранируя сегмент со стрелкой $D/3$ на главном зеркале со стороны, противоположающей вторичному зеркалу, можно улучшить вид дифракционного изображения. Иначе, общее диафрагмирование главного зеркала до диаметра $D \approx 0,2$ м тоже приводит к устранению комы.

Вторая система имела конструктивные элементы

$$\begin{aligned} R_1 &= -6,66 \text{ м} & d &= -2,85 \text{ м} \\ R_2 &= -13,3 \text{ м} \\ D &= 0,3 \text{ м}, & i_1 &= 0,0324, & i_2 &= 0,075. \end{aligned}$$

В этом случае вторичное зеркало имеет меньшие размеры и угол i_1 может быть выбран меньшим, чем в первой системе. Методика юстировки и испытания та же, что и в случае первой системы. Исследование изображения показало, что в этой системе дифракционное изображение неотличимо от идеального (при визуальном исследовании).

Третья система имеет конструктивные элементы

$$\begin{aligned} R_1 &= -6,66 \text{ м} & d &= -3 \text{ м} \\ R_2 &= -2,54 \text{ м} \\ D &= 0,3 \text{ м}, & i_1 &= 0,0285, & i_2 &= 0,065. \end{aligned}$$

Изучение изображения также показало, что дифракционная картина не отличается от идеальной при визуальном исследовании.

В этих системах расстояние d между зеркалами можно изменять, меняя тем самым F — эквивалентный фокус системы, т. е. система может быть достаточно универсальной.

Система № 2 из таблицы была осуществлена в изготовляемом в КАО башенном солнечном телескопе с диаметром главного зеркала 1 м; оптика изготовлена из ситалла. Она установлена в телескопе и испытывается.

П р и м е н е н и е. Описанные системы могут быть использованы также и в качестве камеры спектрографа (решетку помещаем в месте пересечения главного луча с осью O_1O_2 (см. фигуру), а спектр располагается на дуге окружности, описанной точкой F при ее вращении вокруг O_1O_2 .

Май 1971 г.

Литература

1. Г. Г. Словарев. Методы расчета оптических систем. ОНТИ, 1937.
2. Г. М. Попов. Концентрические оптические системы и их применение. М., 1969.

ЦИФРОВАЯ РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА
ДЛЯ НАКОПЛЕНИЯ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
НА ШИРОКОЙ МАГНИТНОЙ ЛЕНТЕМ. Г. Ларионов¹, А. А. Капусткин¹, И. Г. Моисеев,
Н. Я. Николаев, П. Н. Стежга

Описана регистрирующая система, позволяющая записывать в цифровом виде горизонтальные координаты антенны, звездное время и наблюдательный массив при работе в автономном режиме, экваториальные и горизонтальные координаты и наблюдательный массив при совместной работе с ЭЦМ. Регистрация осуществляется 12-рядным кодом на широкую магнитную ленту.

THE STORING A DIGITAL RADIOASTRONOMICAL INFORMATION ON WIDE MAGNETIC TAPE, by M. G. Lariouov, A. A. Kapustkin, I. G. Moiseev, N. Y. Nikolae, P. N. Steshka.— The way in which digital data is stored on wide magnetic tape in 12 bit code. The data include the equatorial and altazimut coordinate of antenna, sidereal time and a date of observations.

Некоторые радиоастрономические эксперименты позволяют вести обработку информации одновременно с ее поступлением, однако ряд трудностей—необходимость иметь очень надежную машину на месте эксперимента, приспособленную для работы в реальном времени, оптимальный алгоритм обработки, систему контроля правильности обработки, дополнительные линии связи — мешает желаемой распространенности указанного способа обработки физического эксперимента [1, 2].

Широкое распространение получил способ обработки данных наблюдений в режиме разделения времени, когда информация фиксируется на промежуточном накопителе, а затем вводится и обрабатывается в ЦВМ. По емкости, скорости регистрации и ввода в ЦВМ особый интерес представляет накопитель на магнитной ленте. Скорость импульсной записи на диэлектрических и магнитных слоях может превышать 10^6 мм/мм при крутизне фронтов менее 0,1 мксек [3]. В современных ЦВМ нет входов с нестандартных магнитофонов, и естественно было бы вести регистрацию на магнитные ленты стандартных магнитофонов ЦВМ. Ввиду усложнения аппаратуры на месте проведения эксперимента и не взаимозаменяемости большинства магнитофонов отечественных ЦВМ, практической невозможности переделать лентопротяжные механизмы на разные скорости протяжки было затруднено проведение регистрации на эти магнитофоны [4].

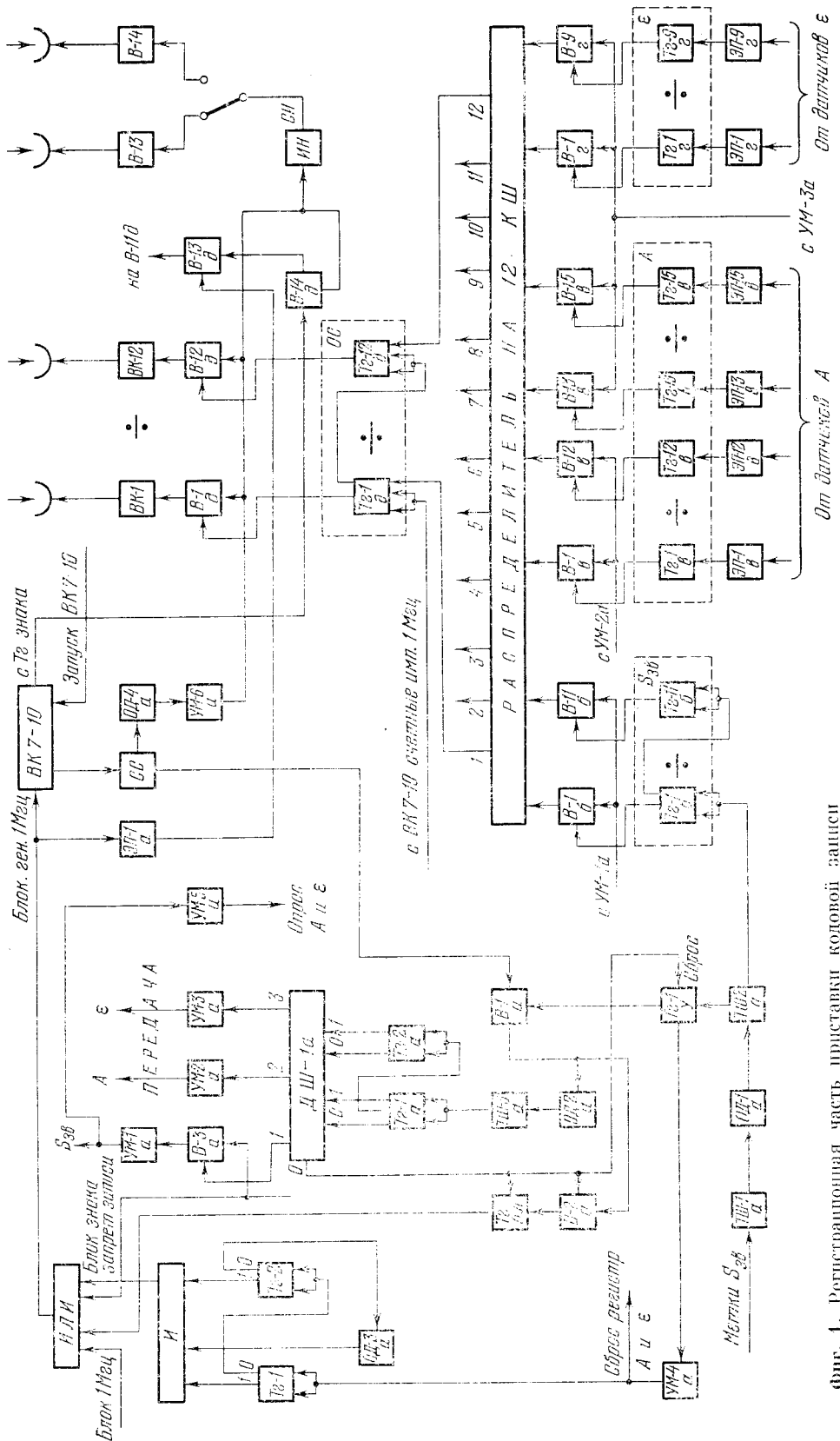
В физическом эксперименте получила распространение однородожечная, четырехдорожечная и многодорожечная регистрация на магнитные ленты [5—10]. При этом в ЦВМ приходится организовывать, в каждом конкретном случае, нестандартный вход для ввода информации в оперативную память машины. Несмотря на эти трудности, магнитная запись все чаще и чаще используется в практике физического эксперимента.

¹ Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга.

Для радиоастрономических наблюдений в КАО с радиотелескопом РТ-22 в отделе радиоастрономии ГАИШ при участии ИКИ и КАО была разработана электронная система, обеспечивающая запись на магнитную ленту основных радиоастрономических параметров: прямого восхождения α , склонения δ , азимута A , угла места ϵ , звездного времени $S_{зв}$, наблюдательного массива. Радиотелескоп РТ-22 в КАО управляется цифровой вычислительной машиной ЭЦУМ. Максимальные скорости движения антенны по азимуту и углу места при этом составляют $150''/сек$ по обоим координатам. Для некоторых радиоастрономических задач: быстрый обзор неба на сантиметровых волнах, получение функции распределения флуктуаций из-за облачного покрова — такая скорость перемещения антенны оказывается недостаточной. При работе с быстрыми приводами для получения координат положения антенны необходимо модифицировать прием координат от датчиков антенны, формируя импульсы опроса датчиков (аналогичные ЭЦУМ) и эквивалентную нагрузку на них, и обеспечить регистрацию $S_{зв}$. Этот режим работы регистрирующей системы был назван автономным (ЭЦУМ не работает).

В автономном режиме система кодовой записи работает следующим образом. Сигнал с выхода радиометра (синхронного детектора) поступает на вход аналого-цифрового преобразователя АЦП (параметры указаны в [11]), а с выхода 12-разрядного двоичного счетчика ОС параллельные коды чисел регистрируются по 12 дорожкам на магнитную ленту (фиг. 1). Магнитные головки поставлены в ключевые выходные каскады ВК-1 — ВК-12. Одновибратор ОД-4а формирует импульсы записи необходимой длительности, начало которых совпадает по времени с задним фронтом импульса цикла преобразователя АЦП [11]. Имеется возможность переключать синхрипульсы СИ на разные свободные дорожки при регистрации различных программ.

Тактовая частота АЦП в этом режиме задается внутренним хронометром и приспособляется к условиям эксперимента. Для случая быстрого обзора она была около 17 мкс . Запись на магнитную ленту велась зонами по несколько тысяч чисел. Зона начинается с записи целых минут звездного времени, прошедших с начала звездных суток. Счетчик $S_{зв}$ хранит текущее звездное время, а приходящие минутные метки через цепи ТШ-1а — ОД-1а — ТШ-2а добавляют к его содержанию по единице (фиг. 1). После прихода минутной метки триггер управления (Тг-У) дает разрешение на прохождение импульсов обнуления со схемы сброса на Тг-1а — Тг-2а. Одновибратор ОД-2а смещал импульс запуска двухразрядного счетчика на 30 мксек от заднего фронта импульса обнуления. После поступления запускающего импульса на Тг-1а — Тг-2а на единичном выходе ДШ-1а появлялся разрешающий потенциал для формирования импульсов передачи звездного времени через распределитель на 12КШ и на ОС и передачи импульсов опроса координатных датчиков A и ϵ . Коды координат через промежуток времени $< 60 \text{ мксек}$ поступали на эмиттерные повторители и буферные регистры координат A и ϵ (Тг-1в — Тг-1бв и Тг-1г — Тг-9г), которые хранили коды координат до прихода очередного импульса сброса регистров. В последующие два такта с выхода усилителей УМ-2а и УМ-3а импульсы передачи кодов координат поступали на выходные вентили буферных регистров. С основного счетчика коды $S_{зв}$, A и ϵ регистрировались так же, как и наблюдательный массив. После прихода четвертого импульса обнуления с нулевого выхода ДШ-1а выдается сбрасывающий Тг-IV и Тг-бл импульс и клапанирующий В-2а потенциал. На время записи $S_{зв}$, A и ϵ Тг-бл через схему ИЛИ блокировал работу преобразователя. Тг-1, Тг-2, ОД-3а и схема И задавали длительность скана в общем случае от нескольких секунд до 5 мин . Со схемы И выдавался сигнал блокировки генератора 1 МГц АЦП на время бланка, когда пишутся нули. Одновременно исключалась регистрация знака (единица по 11-й дорожке в случае отрицательного числа) клапанированием



Фиг. 1. Регистрационная часть приставки кодовой защиты

ТШ — траггер Шандра; ТУ — траггер; Р-П — инвертор; ОД — делитель; ВК — выходной каскад; В — вентиль; ДШ — делитель; П-П — раздаточная; П — схема совпадения; П-П — схема сборки; ОС — схема сброса

вентиля В-13д с ЭП-1а. После записи координаты ϵ со следующего цикла возобновлялась регистрация наблюдательного массива.

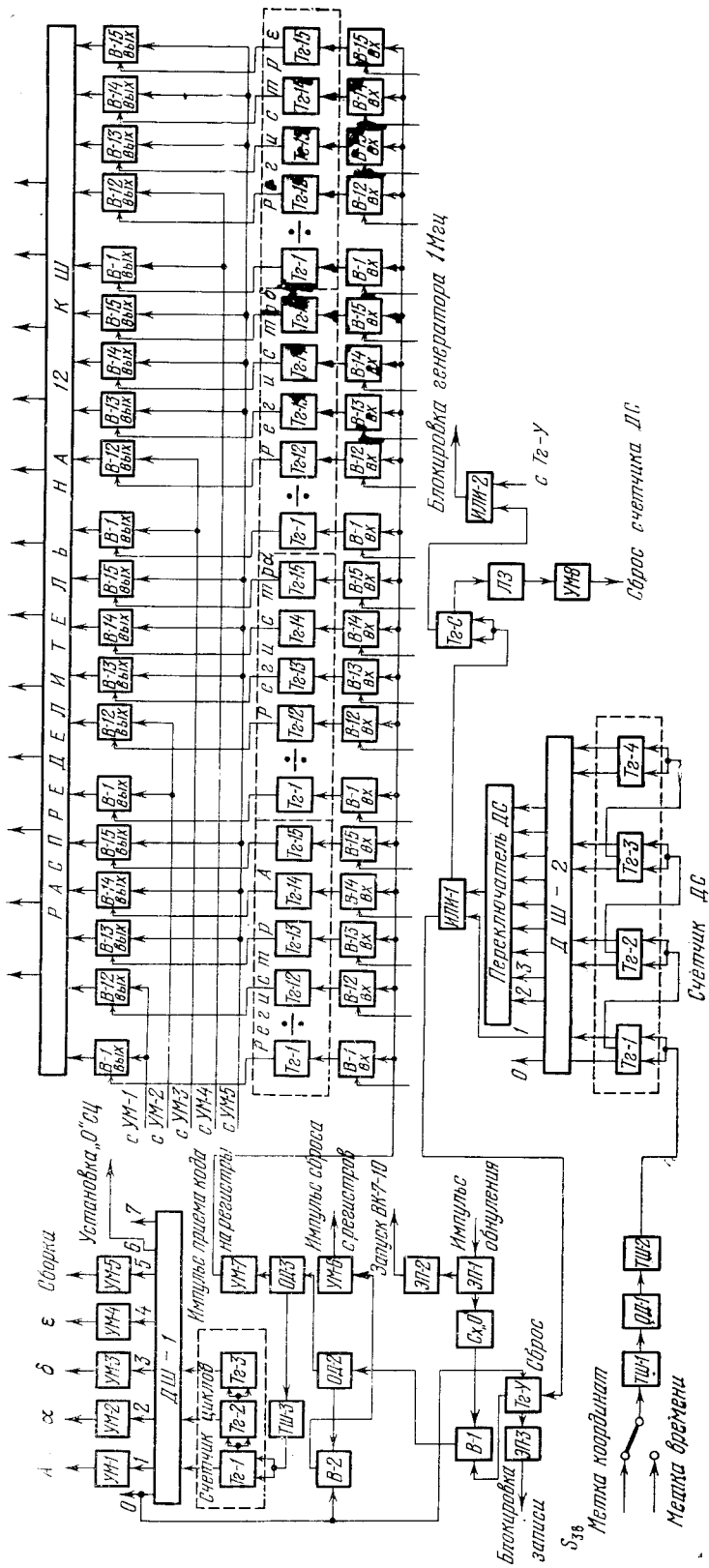
Большинство радиоастрономических программ не требовало очень высокой скорости перемещения антенны и выполнялось при управлении ЭЦУМ. Сюда относятся: сопровождение источников, сканирование по азимуту в полуавтоматическом режиме, сканирование по α и δ , медленный обзор неба (сканирование площадок по α и δ), азимутальные сканы с перестановкой по углу места. При разработке регистрирующей системы, работающей и в режиме с ЭЦУМ, предполагалась регистрация на магнитной ленте α , δ , A , ϵ , S_{3b} и наблюдательного массива при работе по всем указанным программам. В ходе эксперимента необходимо было менять длину сканов, их число, размеры сканируемой площадки, длительность непрерывной регистрации при сопровождении.

В режиме с ЭЦУМ работа АЦП и всей регистрирующей системы синхронизировалась тактовыми импульсами от кварцевых часов, следующими с частотой около 2 гц (импульсами обнуления регистров). Управляющими сигналами были метки целых минут звездного времени и метки координат от концевых выключателей α_1 , α_2 и δ_1 , δ_2 .

При сканировании по α или по δ приходившая метка начала скана α_1 или δ_1 через ТШ-1 — ОД-1 — ТШ-2 запускала четырехразрядный счетчик длительности скана (ДС), а через схему ИЛИ-1 триггер скана (Тг-С) и триггер управления (Тг-У) устанавливались в единичное положение (фиг. 2, 3). Импульсы обнуления, следующие с интервалом около 480 мксек, через ЭП-1, схему обнуления (Сх «0») и вентиль В-1 запускали одновибратор задержки ОД-2, вырабатывающий потенциал длительностью 400 мсек. Координаты α , δ , A , ϵ снимались с буферных регистров цифropечатающего устройства ЭЦУМ. Действующие на регистрах потенциалы показаны на фиг. 3.

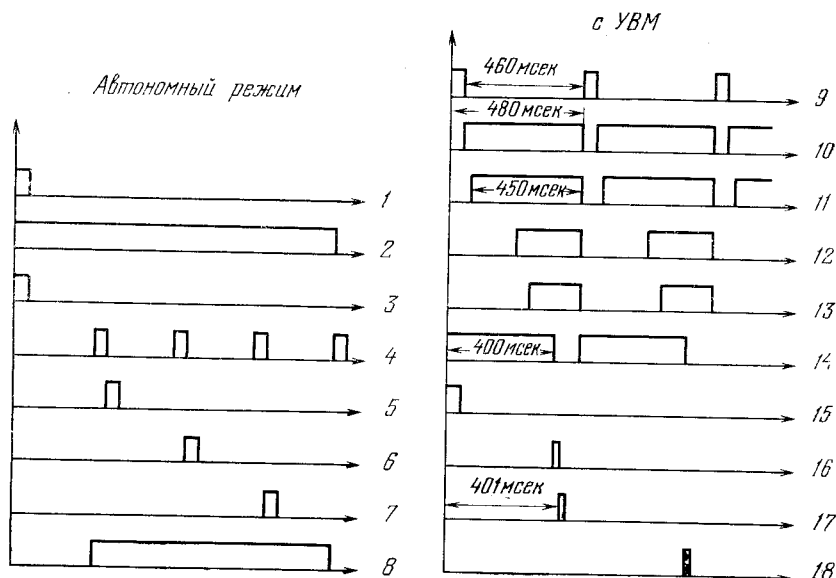
Временная задержка ОД-2 необходима для уверенного съема кодов со всех регистров. Импульс сброса регистров совпадает по времени с первым импульсом обнуления, прошедшим вентиль В-1. Задним фронтом ОД-2 вырабатывался импульс приема кода на регистры α , δ , A , ϵ , а задним фронтом ОД-3 запускался счетчик циклов, выдающий разрешающие потенциалы на передачу кодов α , δ , A , ϵ через распределитель на 12КШ и на основной счетчик. Первыми четырьмя циклами передавались в линию связи с ОС соответственно 12 разрядов α , 12 разрядов δ , 12 разрядов A , 12 разрядов ϵ , а пятым циклом — сборка из трех старших разрядов из каждого регистра. После прихода шестого импульса обнуления счетчик циклов сбрасывался на «0» вместе с триггером управления Тг-У. Клапанирование вентиля В-2 нулевым выходом ДШ-1 необходимо для предотвращения сброса на «0» регистров после прихода каждого импульса обнуления. После записи координат начиналась регистрация наблюдательного массива до прихода метки конца скана α_2 или δ_2 , когда координаты писались аналогичным образом. Триггер Тг-С при установке в нулевое положение выдавал через линию задержки ЛЗ и усилитель УМ-8 импульс сброса счетчика длительности скана. Схема ИЛИ-1 вырабатывала потенциалы, блокирующие работу генератора счетных импульсов преобразования. На время записи координат и бланка между зонами эти потенциалы поступали на общую схему ИЛИ (фиг. 1, 2). С эмиттерного повторителя ЭП-3 подавался потенциал, запрещающий запись звездного времени при регистрации α , δ , A , ϵ , так как целые минуты звездного времени не синхронизованы с тактовой частотой ~ 2 гц.

При работе по программам: сопровождение источников и сканирование по азимуту — схема запускалась метками времени и длительность скана устанавливалась переключателем ДС (от 2 до 15 мин). Дешифратор ДШ-2 выдавал сигнал на схему ИЛИ-1 об окончании скана. Работа всей схемы происходила аналогично, с той только разницей, что после прихода всех минутных меток, кроме первой и последней, не произво-



Фиг. 2. Координатная часть приставки кодовой регистрации

Тэ — триггер; ТШ — триггер Шмидта; ОД — одновибратор; УМ — усилитель; ДШ — дешифратор; ИЛН — схема сборки потенциалов; ЛЗ — линии задержки; В_{вх} — входной вентиль; В_{вых} — выходной вентиль; ЭЛ — эмиттерный повторитель; Сх «0» — схема обнуления



Фиг. 3. Временная диаграмма работы приставки кодовой записи в автономном режиме и с ЭЦУМ

1 — метка $S_{ЗВ}$; 2 — Tr-Y; 3 — импульс сброса регистров A и E; 4 — импульс сброса СС; 5 — импульс передачи $S_{ЗВ}$ и сброса E; 6 — импульс передачи 12A; 7 — импульс передачи 13—15 pA и 9pE; 8 — Tr-6л; 9 — импульс обнуления регистров; 10 — потенциалы на регистре α ; 11 — потенциалы на регистре δ ; 12 — потенциалы на регистре A; 13 — потенциалы на регистре E; 14 — ОД-2; 15 — импульс сброса регистров; 16 — импульс приема на регистр; 17 — импульс передачи 12p α ; 18 — импульс передачи 12p δ

дидась регистрация α , δ , A, ϵ . Координаты с распределителя на 12КШ поступали в кабельную линию длиной около 100 м и передавались на антенну, где была установлена регистрационная часть приставки кодовой записи. По этому же кабелю подавались все блокировочные потенциалы и импульсы запуски АЦП.

Описанная регистрирующая система была испытана во всех упомянутых режимах работы, но в основном использовалась при регистрации наблюдательных массивов и координат быстрого и медленного обзоров неба, при сканировании площадок неба по α и δ при наблюдении источников, обнаруженных во время быстрого обзора неба на волне 3,5 см. Запись велась на широкую магнитную ленту магнитофона ШХР-16. Скорость протяжки ленты при разных режимах была различная: при быстром обзоре 1,7 мм/сек, при остальных режимах 0,2 мм/сек, так, чтобы обеспечить плотность записи на магнитной ленте около 10 имп/мм.

В настоящее время ведется обработка данных наблюдений на ЦВМ «Напри-2» [42]. Результаты будут опубликованы позже.

17 мая 1971 г.

Литература

1. И. И. Говорун, И. М. Нанчино. К вопросу об использовании ЭВМ типа БЭСМ-3М, БЭСМ-4 в реальном масштабе времени эксперимента. Дубна, Изд. Объединенного ин-та ядерных исследований, вып. P10-3652, 1967.
2. Г. И. Зибизкин, В. Н. Поляков. Системы ЭВМ физических исследовательских центров для обработки данных в реальном масштабе времени. Дубна, Изд. Объединенного ин-та ядерных исследований, вып. 1970.
3. М. Г. Арутюнов, В. Д. Маркович. Скоростной ввод — вывод информации. М., «Энергия», 1970.
4. С. С. Курочкин, А. Ф. Белов, А. Г. Митюгов, В. Н. Саличко. Труды VI конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 3, ч. II, Атомиздат, 1965, стр. 66.

5. *М. П. Соколов*. Труды V научно-техн. конф. по ядерной радиоэлектронике, т. 4. Госатомиздат, 1963, стр. 125.
6. *Э. А. Афраймович*. Геомагнетизм и аэрономия, 1966, 6.
7. *Э. А. Афраймович*. Сб. «Исследование по геомагнетизму и аэрономии». М., «Наука», 1966, стр. 767.
8. *Г. И. Забиякин*. Многоканальные цифровые регистрирующие устройства и вычислительные машины для накопления и обработки данных физического эксперимента. Дубна, Изд. Объединенного ин-та ядерных исследований, вып. 1834, 1965.
9. *Ю. Б. Павлов, И. А. Хохлов*. Приборы и системы управления, 1967, 5.
10. *Б. Д. Борисов*. Двухканальное регистрирующее устройство для сбора и ввода в ЦВМ аналоговых сигналов. М., 1967.
11. *М. Г. Ларионов, А. А. Капусткин*. Сообщения Гос. Астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 1971.
12. *М. Г. Ларионов, А. С. Никаноров, М. В. Попов*. Наст. том, стр. 213.

**ВВОД РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
С НАКОПИТЕЛЯ НА ШИРОКОЙ МАГНИТНОЙ ЛЕНТЕ
В ЭЦВМ «НАИРИ-2»**

М. Г. Ларонов, А. С. Никаноров, М. В. Попов

Описан канал ввода цифровой информации с 16-дорожечного накопителя на магнитной ленте в ЦВМ «Наири-2». Аппаратурно-командный способ ввода информации обеспечивает скорость ввода до 6 тыс. 12-разрядных чисел в секунду и возможность упаковки по три кода в ячейку оперативной памяти машины ОЗУ. Запитая в ДЗУ команда «Ввод М» позволяет задавать начальный адрес вводимого массива чисел и количество записываемых в ОЗУ кодов.

TRANSLATING OF RADIOASTRONOMICAL INFORMATION, STORED ON A MAGNETIC TAPE TO «NAIRI-2»-COMPUTER, by *M. G. Larionov, A. S. Nikanorov, M. V. Popov*.— A device for translation radioastronomical information, recorded on 16-line magnetic tape to computer «Nairi-2» is described. Using this device an introduction up to 6 thousand of 12-bit words per second is possible. It is possible to put three words of such kind into one memory-cell. With a special command in the computer it is possible to set an adress of beginning of the information-massive and a quantity of words to registre into operative-memory of the computer.

Удобство записи цифровой информации на магнитные ленты нестандартных магнитофонов окушает сложности, которые возникают при организации отдельного канала в ЦВМ при вводе массивов с магнитных лент этих магнитофонов [1—4]. В настоящее время осуществлен ввод экспериментальных данных, записанных на самых различных магнитофонах, в большинстве отечественных универсальных и в ряде специализированных вычислительных машин.

Существует несколько способов ввода информации с нестандартных магнитофонов в ЦВМ. Если требуется максимальная скорость ввода, то необходимо применять аппаратурный метод. При воспроизведении информации с магнитной ленты формируется ряд управляющих сигналов на запуск и отключение центрального устройства вычислительной машины. Во время ввода массива в ЦВМ центральное устройство ЦУ не работает. Процедурой записи цифровых данных в оперативную память машины (ОЗУ) управляет система импульсов и потенциалов, формирующихся в момент воспроизведения информации. После ввода необходимого количества кодов в ОЗУ возобновляется работа ЦУ по выполнению программы, хранящейся в ОЗУ. Минимальное время, необходимое для ввода одного числа в ОЗУ при этом, практически равно времени записи числа в оперативную память ЦВМ. Ввиду больших изменений в принципиальных схемах ЦВМ указанный способ ввода данных с магнитной ленты, как правило, не применяется.

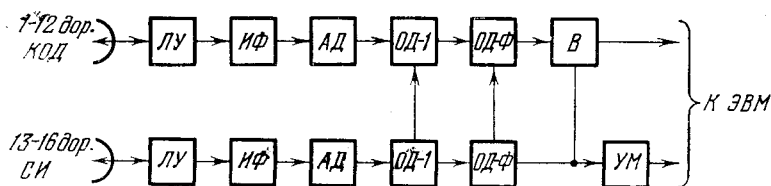
Из нескольких возможных способов нестандартного ввода в ЦВМ цифровой информации, записанной на магнитную ленту, были реализованы два. При аппаратурно-программном способе ввода магнитофон аппаратурно подключался к центральному процессору, а ввод каждого кода

в нужную ячейку ОЗУ осуществлялся при помощи предварительно введенной программы [5]. Если быстродействие ЦВМ не очень велико, то такой способ ввода информации непригоден. В случае ввода массива с магнитной ленты в ЦВМ «Наири-2» был выбран аппаратно-командный способ. При этом увеличилось количество изменений в принципиальной схеме ЦВМ (по сравнению с аппаратно-программным способом), но все-таки удалось организовать сравнительно быстродействующий канал, пропускающий до 6 тыс. 12-разрядных чисел в секунду.

Информация была размещена на ленте в виде 12-разрядных двоичных чисел. Количество регистрируемых параметров — шесть. Регистрирующая аппаратура и порядок размещения кодов на магнитной ленте описаны в статье [6].

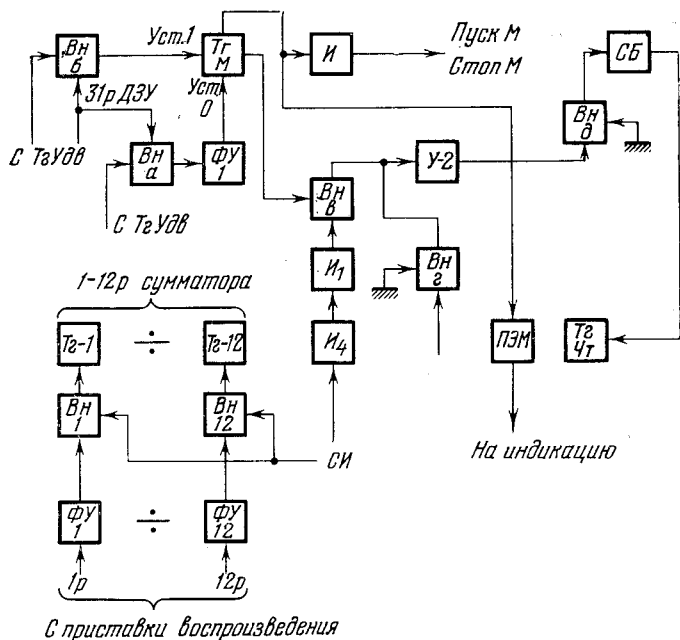
Перед вводом информации в ЦВМ «Наири-2» с помощью приставки воспроизведения формировались импульсы и потенциалы, стандартные для данной вычислительной машины (фиг. 1). С магнитных головок 1—12 дорожек сигналы поступали на линейные усилители ЛУ 1—12 каналов, где записывались коды. По 13—16 дорожкам пишутся синхримпульсы СИ разных программ. На выходе линейных усилителей получаются сигналы амплитудой 6—8 в. Между амплитудными детекторами АД и ЛУ стоят интегрирующие фильтры ИФ, срезающие импульсные помехи. Одновибратор задержки ОД-1 служит для компенсации статических перекосов магнитных головок и неидентичности работы ЛУ и АД. Потенциалы ОД-1 информационных каналов ограничиваются по длительности задним фронтом ОД-1 канала СИ. Формирующие одновибраторы ОД-Ф вырабатывают потенциалы длительностью, равной половине периода. Фиксация заднего фронта потенциалов информационных каналов также обеспечивается ОД-Ф канала СИ. Такая схема позволяет с минимальными перестройками переходить с одной частоты ввода цифрового массива на другую. Вентили В в кодовых каналах прекращают поступление потенциалов в машину, если нет СИ. С вентилей стандартные для ЦВМ потенциалы поступают на формирователи ФУ-1—ФУ-12, а с усилителя (УМ) СИ поступает в управляющие цепи машины (фиг. 2). При наличии потенциалов СИ импульсы с ФУ устанавливают триггеры 1—12 разрядов сумматора в единичное положение.

При выполнении микрокоманды «Установка 0 триггера удвоения ТгУдв» и микрокоманды «31рДЗУ» (не используемое в других микрокомандах) через цепь Вн-б триггер ТгМ устанавливается в единичное положение, подавая через инвертор И разрешающий потенциал на запуск магнитофона («Пуск М») и клапанируя прохождение СИ через вентили Вн-д на триггер чтения ТгЧт (фиг. 2). Усилитель У-2 формирует импульсы от заднего фронта СИ на установку ТгЧт в нулевое положение, при котором возобновляется чтение. При выполнении микрокоманд «Установка 1ТгУдв» и «31рДЗУ» через Вн-а и ФУ-1 ТгМ устанавливается в нулевое положение, подавая сигнал «Стоп М». Все изменения в принципиальной схеме ЦВМ выполнены на свободных элементах в ячейках машины, кро-



Фиг. 1. Приставка воспроизведения

ЛУ — линейный усилитель; ИФ — интегрирующий фильтр; АД — амплитудный детектор ОД-1 — выравнивающий одновибратор; ОД-Ф — формирующий одновибратор; В — вентиль; УМ — усилитель



Фиг. 2. Блок-схема изменений в ЦВМ «Напри-2» для организации приема параллельных кодов

ме ТГМ и некоторого количества формирователей, установленных на ЗИПа ЦВМ.

Для организации команды «Ввод М» потребовалось прошить 60 адресов (4 адресных провода) командной и адресной кассет ДЗУ, в которых имеется некоторый запас свободных адресов. В качестве кода операции взят свободный код операции, по которому в стандартном цикле выборки команды осуществляется переход к первой микрокоманде «Ввод М». Первые семь адресов команды осуществляют запоминание количества заполняемых ячеек ОЗУ (А1) и адреса записываемой в ОЗУ первой тройки кодов А2, а также пуск магнитофона (фиг. 3).

В связи со спецификой эксперимента запись на магнитофон производилась зонами, разделенными некоторым количеством нулевых чисел — бланками. Команда «Ввод М» производит поиск ближайшего бланка и считывание следующей за ним зоны чисел. Поиск нужной зоны может осуществляться программно по анализу служебных кодов (после остановки магнитофона) и повторному обращению к чтению магнитной ленты.

Поиск бланка, который в данном варианте должен содержать не менее 64 нулевых кодов, и поиск первого числа зоны осуществляют микрокоманды в адресах с 8-го по 13-й.

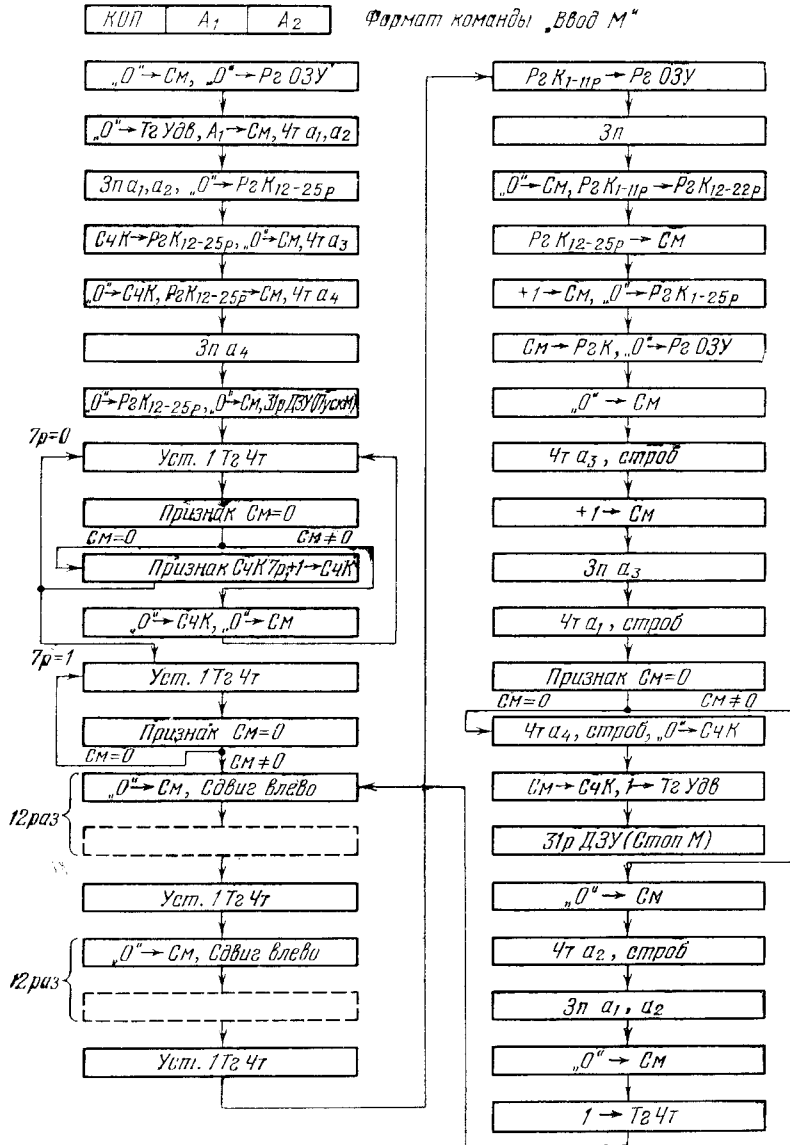
Все циклы команды «Ввод М» синхронизируются синхронимпульсами, поступающими с магнитофона, задним фронтом которых устанавливается в нулевое положение ТГЧт, после чего следует чтение адресов ДЗУ и выполнение микрокоманд в соответствии с тактовой частотой машины. После анализа принятого кода всегда производится установка в единичное положение ТГЧт, что блокирует генератор чтения из ДЗУ до окончания приема очередного кода в 1—12 разряды сумматора, т. е. до прихода очередного заднего фронта СИ.

Первое поступающее в сумматор ненулевое число (первое число зоны) сдвигается на 12 разрядов влево; 24-разрядный код, образовавшийся после приема в сумматор очередного числа, сдвигается на 12 разрядов влево, и, наконец, 36-разрядное число (после прихода кода третьей тройки)

записываются по адресу, хранящемуся в 1—11 разрядах РгК. Далее происходит изменение этого адреса на единицу, анализ на окончание записи в ОЗУ и переход к записи очередной тройки кодов или к восстановлению содержимого счетчика команд, к останову магнитофона и к продолжению выполнения программы.

Максимальная скорость ввода определяется временем выполнения самого длинного цикла команды, содержащего 17 обращений к ДЗУ (170 мксек), от изменения адреса ОЗУ до приема первого кода очередной тройки чисел.

Модифицируя данную команду ввода, можно осуществить поиск зоны не по бланку, а по служебному коду, а также производить чтение массива не с начала зоны, а с некоторого адреса (для больших массивов), указанного в команде.



Фиг. 3. Блок-схема выполнения команды «Ввод М»

КОП — код операции; A₁ — количество записываемых кодов; A₂ — начальный адрес ячейки ОЗУ; SM — сумматор; R₂ ОЗУ — регистр ОЗУ; Ct — чтение из ячейки ОЗУ или из фиксированной ячейки; a₁, a₂, a₃, a₄ — фиксированные ячейки; R₂ К — регистр команд; C4K — счетчик команд; 3n — запись в ячейки ОЗУ или в фиксированную ячейку; T₂ Ct — триггер чтения; T₂ YD6 — триггер удвоения

Данная система ввода используется для обработки радиоастрономической информации более года. Практика эксплуатации показывает, что надежность всего канала: запись на магнитную ленту — чтение ленты — ввод в ЦВМ — не хуже 10^4 (было отмечено меньше одного сбоя на 10^4 12-разрядных чисел).

Авторы выражают благодарность сотрудникам ГАИШ В. В. Голубничему, А. А. Капусткину и сотруднику ИКИ АН СССР И. Г. Резникову за всестороннюю помощь в работе.

17 мая 1971 г.

Литература

1. В. В. Гагрилов, Б. А. Куценко, Н. Н. Субботин. ПТЭ, 1967, № 1.
2. Э. А. Афраймович. Геомагнетизм и аэрономия, 1966, 6.
3. Э. А. Афраймович. Устройство для автоматической многоканальной регистрации и ввода в УЦВМ экспериментальной информации при исследовании ионосферы. — В сб. «Исследования по геомагнетизму и аэрономии». М., «Наука», 1966, стр. 767.
4. Ю. П. Прокофьев, А. Н. Синаев. Система из двух четырехдорожечных накопителей на магнитной ленте для записи и воспроизведения дискретной информации. Дубна, Изд. Объединенного ин-та ядерных исследований, вып. 10-3784, 1968.
5. И. А. Авдакушин, В. В. Голубничий, Е. И. Гуревич, А. А. Капусткин, М. Г. Ларионов, А. С. Никаноров, М. В. Попов. Ввод радиоастрономической информации в ЦВМ «БЭСМ-4». Сообщения Гос. Астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 1971.
6. М. Г. Ларионов, А. А. Капусткин, И. Г. Моисеев, Н. Я. Николаев, П. Н. Стежска. Наст. том, стр. 206.

УДК 523.7677

К теории переноса излучения при наличии магнитного поля. Рачковский Д. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs. 1973, 47, 3.

Рассматривается образование линий поглощения в однородной атмосфере с постоянным магнитным полем. Учитываются процессы только истинного поглощения. Получено новое выражение для выходящего из полубесконечной атмосферы излучения.
Илл. 1, библи. 2 назв.

УДК 523.745

Вертикальное распределение напряженности магнитного поля яркой области в полутени пятна. П. Гусейнов М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 7.

По центральным частям линий поглощения H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H Ca II, а также по некоторым сильным линиям Fe I, Ca I, Na I, Mg I, Ti II и Sr II определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H в хромосфере над ярким образованием в общей полутени группы пятен. Магнитное расщепление линий $\Delta\lambda_n$ измерялось по поляризационной спектрограмме, полученной с помощью эшелювого спектрографа башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

Исследуется изменение напряженности магнитного поля H с высотой. На уровне границы фотосферы — хромосферы напряженность магнитного поля равна примерно 800 гс. С ростом высоты магнитное поле сначала усиливается (вертикальный градиент напряженности магнитного поля с высотой $\Delta H/\Delta h = +0,75$ гс/км) и на уровне образования центральной части линии H_{γ} напряженность магнитного поля достигает значения $H = 2000$ гс; затем поле ослабевает с высотой: на уровнях возникновения центральных частей линий H_{β} и H Ca II относительно быстро ($\Delta H/\Delta h = -1,10$ гс/км), а в более высоких слоях несколько медленнее ($\Delta H/\Delta h = -0,37$ гс/км). На уровне образования центральной части линии H_{α} напряженность магнитного поля $H \approx 400$ гс.

Обсуждаются возможные причины, объясняющие наблюдавшееся усиление магнитного поля над изучаемой яркой областью на уровне образования центральных частей линии H_{γ} в хромосфере.

Табл. 1, илл. 1, библи. 18 назв.

УДК 523.746

О калибровке фотоэлектрических измерений магнитного поля. Котов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 14.

Указывается на большие расхождения между записями магнитного поля, полученными для одного и того же солнечного пятна с помощью магнитографов КАО и Института Фраунгофера. Этим, а также сильным различием используемых калибровок объясняется расхождение результатов, касающихся конфигурации поля в пятне.

На магнитографе КАО измерялись земановские смещения $\Delta\lambda_H$ центра тяжести линии при наблюдении с анализатором $\lambda/4$. Для этого использовалась геометрия выходных щелей, предложенная Семелем. При сильных полях $\Delta\lambda_H$ дает существенно заниженные значения продольной компоненты H_{\parallel} . Однако метод Семеля позволяет получить удовлетворительную калибровку магнитографа для слабых полей, поскольку смещения $\Delta\lambda_H$ хорошо представляют продольное поле при $H_{\parallel} < 250$ гс.

Табл. 1, илл. 4, библи. 12 назв.

УДК 523.74

О характере крупномасштабного поля скоростей в невозмущенной атмосфере Солнца. Гопако С. И., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 29.

Изучалось крупномасштабное поле скоростей в невозмущенной атмосфере Солнца. Измерения лучевых скоростей и магнитных полей в центре диска Солнца и на полюсах выполнены на двойном магнитографе по линиям H_{α} , K_{α} Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184$ A Mg I, $\lambda 4227$ A Ca I, D, Na I, $\lambda 6103$ A Ca I и $\lambda 5250$ A Fe I. Найдено, что размеры элементов крупномасштабного поля скоростей меняются с высотой. Элементы минимальных размеров находятся вблизи уровней образования линий D, Na I— $\lambda 5184$ A Mg I. На этих уровнях, как и на других, максимальные напряженности в холмах магнитного поля статистически совпадают с нулевой линией лучевых скоростей.

На каждом из уровней распределение скоростей внутри элемента одного знака скорости (с подъемом или опусканием газа) хорошо описывается косинусоидой.

В хромосфере, как и в фотосфере, горизонтальные и вертикальные составляющие скорости близки. Горизонтальные скорости возрастают в 4—5 раз при переходе от уровня образования линии $\lambda 5250$ A Fe I к уровню образования линии H_{α} . Скорости крупномасштабного поля меняются с циклом солнечной активности.

Наблюдаемые особенности крупномасштабного поля скоростей можно связать с волновыми движениями в атмосфере Солнца типа гравитационных волн.

Табл. 3, илл. 6, библи. 23 назв.

УДК 523.755 + 523.78

Физические условия в двух областях короны 7. III 1970 года. Бабин А. Н., Степешенко Н. В. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 36.

Спектр яркой области короны (гелиоцентрическое $P \approx 210^{\circ}$) был получен во время полного солнечного затмения на светосильном спектрографе ($\lambda\lambda 4800-6600$ A). На щель второго светосильного спектрографа ($\lambda\lambda 3250-4250$ A) проектировалась более слабая область короны (гелиоцентрическое $P \approx 225^{\circ}$). Для обеих областей найдены распределения электронных плотностей, а также эмиссии в линиях $\lambda 5303$, $\lambda 6374$ и $\lambda 3388$. Определены концентрации корональных ионов Fe X, Fe XIV и Fe XIII в основном состоянии, а также обилие железа по отношению к водороду. Для яркой области короны $N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 7,2 \cdot 10^{-4}$, для слабой — $N(\text{Fe})/N(\text{H}) \approx 2,2 \cdot 10^{-4}$. Чтобы объяснить полученный избыток железа во втором случае,

высказывается предположение, что корона в этой области состоит из лучей, расстояния между которыми примерно равны их диаметрам.

Линия λ 5303 указывает на сильные локальные движения в короне. На высоте $\sim 0,6 R_{\odot}$ лучевая скорость ~ 20 км/сек.

Табл. 11, илл. 6, библи. 19 назв.

УДК 523.75

Распределение яркости на спектрогелиограммах, полученных в ряде ультрафиолетовых линий спектра Солнца. Дубов Э. Е., Карташова Л. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 49.

Сравнивается распределение яркости в спокойных и слабо возмущенных областях Солнца на спектрогелиограммах (СГГ), снятых в линиях различных ионов.

Ионы первой группы (N III, O IV, O VI) излучают главным образом в переходной зоне от хромосферы к короне, ионы второй группы (Mg X, Ne VIII и Si XII) — в основном корональные.

Оказалось, что распределение яркости в спокойных и слабо возмущенных областях диска Солнца довольно близко для линий различных ионов в пределах каждой группы, но резко различно для линий ионов из разных групп. Статистическая достоверность этого различия соответствует уровню значимости 0,05. Корреляционный анализ подтверждает полученные выводы.

В некоторых случаях на СГГ, снятых в линии 1032 \AA иона O VI (первая группа), можно отметить совпадение расположения ярких и темных элементов с расположением их на СГГ в линиях корональной группы ионов (второй тип распределения яркости). На СГГ, снятых в области 800 \AA в лаймановском континууме, наблюдается очень много ярких деталей.

Результаты сравнения распределения яркостей на СГГ, снятых в различных ультрафиолетовых линиях, соответствуют предсказаниям модели хромосферы и переходной зоны от хромосферы к короне, предложенной ранее одним из авторов.

Табл. 4, илл. 6, библи. 8 назв.

УДК 523.76/77

О поляризованном по кругу излучении над биполярной группой пятен на волне 8 м.м. Ефанов В. А., Моисеев И. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 58.

Приведены результаты исследования поведения поляризованной по кругу компоненты излучения локального источника повышенной яркости на волне 8 м.м. , расположенного над биполярной группой пятен, при прохождении ее до диска Солнца. Изменение интенсивности циркулярно-поляризованной компоненты излучения характеризовалось наличием максимума над хвостовой частью группы, когда она находилась в $25\text{--}30^\circ$ к востоку от центрального меридиана, и над головной — при ее положении на таком же расстоянии к западу. Это истолковывается как указание на направление магнитного поля в группе. Степень круговой поляризации в максимумах не превышала 3%. Наблюдения были проведены на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в сентябре 1970 г.

Илл. 6, библи. 5 назв.

УДК 523.76/77

О временном ходе поляризации радиовсплесков на Солнце по наблюдениям 29.X 1968 года на волне $3,15 \text{ см.}$ Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 64.

Рассмотрены временные изменения степени круговой поляризации солнечных радиовсплесков на волне $3,15 \text{ см.}$ Наблюдения проводились 29.X 1968 г. на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Обнаружено, что всплески радиоизлучения возникали тремя отдельными группами (цугами). Интенсивность всплесков в каждом цуге постепенно спадала, интенсивность же каждого последующего цуга, наоборот, возрастала. Третий цуг содержит в себе мощный всплеск, который сопровождается излучением IV типа.

Степень поляризации заметно изменяется как от всплеска к всплеску независимо от их интенсивности, так и во время самих всплесков. В одних случаях ход изменения степени поляризации совпадает с временным ходом полной интенсивности, в других — пик степени поляризации наступает несколько раньше максимума интенсивности всплеска.

Общий ход степени поляризации для двух крайних цугов напоминает квазипериодические процессы: для первого цуга — нарастающего, для третьего — затухающего типа.

Найдена связь между величиной степени поляризации радиоизлучения и жесткостью рентгеновского излучения во время солнечных вспышек.

Табл. 2, илл. 4, библи. 8 назв.

УДК 523.164.32

О прогнозировании всплесков радиоизлучения Солнца. Юровский Ю. Ф., Герасимов В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 71.

С целью определения степени связи интегральной плотности потока радиоизлучения Солнца с его всплесковой активностью проведен статистический анализ данных о характере радиоизлучения Солнца на частоте 2800 Мгц за 500 дней наблюдений (январь 1967 г. — сентябрь 1968 г.). Получена статистическая закономерность, позволяющая предсказывать по известной величине плотности потока число радиовсплесков с вероятным отклонением около 30%. Исследовано распределение всплесков по интенсивности в зависимости от плотности потока. Показано, что для уверенного прогнозирования протонных событий информация только о потоке радиоизлучения Солнца на фиксированной длине волны в сантиметровом диапазоне недостаточна.

Табл. 2, илл. 8, библи. 10 назв.

УДК 523.78 + 523.164

К вопросу о взаимном расположении излучающих областей источников шумовой бури. Юрская Я. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 79.

По результатам наблюдений трех затмений Солнца на волне $1,37 \text{ м}$ определены общие особенности структуры источников шумовых бурь. Показано, что в рассмотренных случаях область излучения всплесков имела большие размеры и располагалась ближе к восточному краю диска Солнца, чем область повышенного излучения фона.

Отмечается хорошее соответствие между магнитным потоком головной части группы пятен и плотностью потока фонового излучения шумовой бури, а также между интенсивностью всплесков и магнитным потоком хвостовой части в одном из рассмотренных случаев.
Табл. 1, илл. 2, библи., 13 назв.

УДК 523.842.3

Спектрофотометрическое исследование спектрально-двойной звезды α Девы. Г а л к и н а Т. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 83.

В статье дается анализ сложного спектра системы α Девы с компонентами В1,2 IV + + В3 V. Главным компонентом системы является переменная типа β Большого Пса.

На основании большого спектроскопического материала (228 спектрограмм с дисперсией 15 Å/мм в области $\lambda\lambda 4950-3650$ Å и 37 Å/мм в области $\lambda\lambda 7000-5700$ Å) изучено поведение интенсивности и полуширин линий поглощения в спектре компонент с фазами орбитального (4,014 дня) и короткого (4,17 час) периодов. Определены спектральные классы, светимости, радиусы компонент и построена схематическая модель системы.

Показано, что сложная структура линий поглощения в спектре α Девы, переменность их интенсивности могут быть объяснены нестабильностью главной компоненты в виде пульсаций с периодом 4,17 час (типа β Большого Пса), а также нарушением синхронности вращения и обращения эллипсоидальных компонент и, возможно, наличием потока вещества в системе.

Данные наблюдений подтверждают гипотезу, предложенную О. Струве и развитую Оджерсом для объяснения процессов, происходящих в звездах типа β Большого Пса.

Табл. 6, илл. 14, библи. 21 назв.

УДК 523.84

Вспышечная активность красных карликовых звезд системы BD + 43°44 АВ. Ша х о в - с к а я Н. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 141.

При фотоэлектрическом патрулировании блеска в фотометрической системе, близкой к В, обнаружена вспышечная активность типа UV Cet у звезд BD + 43°44 А и BD + 43°44 В, являющихся компонентами визуально-двойной системы. За 40,3 час патрульных наблюдений звезды BD + 43°44 А зарегистрировано три вспышки. Звезда BD + 43°44 В наблюдалась 46,1 час и зарегистрировано 16 вспышек.

Анализ спектральных наблюдений показал, что эмиссионные линии H и Ca II, которые обычно ярки в спектрах звезд типа UV Cet, у обеих компонент системы BD + 43°44 АВ слабы или отсутствуют, их эквивалентные ширины меньше 0,5—1,0 Å. Таким образом хромосферы исследуемых звезд, если они существуют, дают линейчатое излучение, которое на фоне непрерывного фотосферного излучения по крайней мере в 5—10 раз слабее, чем у исследованных ранее вспышечных звезд.

Положение компонент системы на диаграмме H—R и кинематические характеристики указывают, что возраст системы $\sim 10^9$ лет. Это доказывает, что вспышечная активность типа UV Cet распространяется и на старые звезды.

Табл. 3, илл. 4, библи. 20 назв.

УДК 535.335

Наблюдения линии Li I 6708 Å в спектрах некоторых магнитно-переменных звезд. П о л о с у - х и н а Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 118.

Измерены положения центра тяжести линии Li I 6708 Å в спектрах магнитно-переменных звезд β Стр., γ Ери, γ Вир и пекулярной γ Сар. Отмечено смещение в красную сторону линии Li I в спектрах магнитно-переменных звезд по отношению к ее положению в спектрах нормальных звезд. Высказаны предположения о возможных причинах этого смещения.

Табл. 5, илл. 2, библи. 13 назв.

УДК 523.872

Спектрофотометрическое исследование 15 Vul. Б о л р ч у к А. А., М а м а т к а з и н а А. Х. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 125.

Определены эквивалентные ширины 871 линий. Построены кривые роста и определены параметры атмосферы и ее химический состав. Обнаружен избыток серы, никеля и более тяжелых элементов.

Табл. 5, илл. 6, библи. 50 назв.

УДК 523.43 + 522.617

Телевизионные наблюдения Марса во время противостояния в 1969 году. П р о к о ф ь е - в а В. В., У ш а к о в а Н. А., А б р а м е н к о А. Н., Д а б а х о в А. К. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 139.

Летом 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории на 50-см менниковом телескопе в фокусе нуде было получено около 5000 телевизионных снимков Марса в ультрафиолетовой, синей, зеленой и красной областях спектра. Наиболее яркие облака, имеющие максимум яркости в коротковолновой области спектра, в период с 26 мая по 6 июня встречались почти на всех широтах планеты. В течение следующего периода, с 10 июня по 1 июля, марсианская атмосфера в синих и ультрафиолетовых лучах выглядела более чистой. В это время зарегистрировано три синих прояснения, одно из которых глобальное. Начиная с 20 июня в течение почти двух недель на восточном краю диска в районе экваториальных и средних южных широт наблюдалось мощное белое облако. Два раза отмечено присутствие желтых облаков. В период с 6 июля по 5 августа облака и туманы наблюдались над полярными областями. Экваториальный район и район средних широт в этот период чистые.

Фотометрия снимков облачных образований Марса показала, что максимум их яркости может приходиться на любую длину волны в используемом нами спектральном диапазоне.

Во время фотографирования Марса с борта «Маринера-6» и «Маринера-7» в районе северных и южных полярных областей наблюдались облачные образования, имеющие максимальную яркость в ультрафиолетовой области спектра и хорошо заметные также на снимках в синем и зеленом фильтрах.

Табл. 2, илл. 13, библи. 16 назв.

УДК 522.21

Практический метод юстировки оптических систем рефлектора им. акад. Шайна. Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я., Проник В. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 153.

Изложен практический метод юстировки оптических систем 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории, описаны необходимые оптические и механические приспособления. Достоинство предлагаемого метода юстировки оптики телескопа заключается в его простоте, точности, а также в том, что нет необходимости в использовании естественной или искусственной звезды.

Илл. 2.

УДК 523.33

Атлас спектра лампы с железным полым катодом и неоновым наполнением. Витриченко Э. А., Полосухина Н. С. Изв. (Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 153).

Изучена область длин волн $\lambda\lambda$ 3500—7000 Å в спектре лампы с полым катодом, наполненной неоном. Спектрограммы получены с камерой Шмидта спектрографа куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Дисперсия 8 и 12 Å/мм.

Приведен атлас спектра лампы, в котором отмечены некоторые линии Fe, Ne и Mn, что позволяет легко ориентироваться в этом спектре.

Табл. 2, илл. 3, библи. 7 назв.

УДК 522.617.3

Звездный электроспектрофотометр СФ-68. I. Оптическая система спектрофотометра. Каминко Л. А., Корепанов В. С., Новопащенко В. Б., Чистяков Ю. Н., Шипулин Ю. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 162.

Описывается звездный электроспектрофотометр, позволяющий осуществлять сканирование спектров, а также определять величины и цвета звезд как монохроматические, так и с помощью светофильтров.

Илл. 8.

УДК 522.617.3

Звездный электроспектрофотометр СФ-68. II. Электрическая система. Кульчицкий А. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 170.

Описывается электрическая система электроспектрофотометра СФ-68, обеспечивающая работу прибора в режимах звездного электроспектрофотометра и звездного электроспектрометра с автоматической установкой на фиксированные длины волн и сканированием спектров.

Регистрация фототоков осуществляется по методу постоянного тока с записью выходного сигнала на диаграммную ленту потенциометра ЭПП-09.

Илл. 3, библи. 3 назв.

УДК 522.617.3

Звездный электроспектрофотометр СФ-68. III. Результаты испытаний. Буриашев В. И., Петров П. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 176.

Приводятся результаты испытаний спектрофотометра СФ-68. Показана возможность наблюдения на 20-см телескопе звезд до $5^{m,5}$ в режиме сканирования с точностью около $\pm 2\%$ в диапазоне 3700—5200 Å и $\pm 5\%$ в диапазоне 3500—3700 и 5200—5800 Å. Исследованы влияние рассеянного света и ошибки от неравномерности движения диаграммной ленты.

Табл. 1, илл. 7, библи. 11 назв.

УДК 523.841

Система автоматического измерения флуктуаций температуры на разных высотах над поверхностью Земли. Якомо А. А., Русак Н. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 182.

Описывается система автоматического измерения флуктуаций температуры на разных высотах над поверхностью Земли, необходимая для астроклиматических исследований при выборе места астрофизических обсерваторий. Система основана на использовании в качестве датчиков измерения флуктуаций температуры терморезисторов МТ-57 и многоканального самописца типа Н320-5. Система позволяет получать запись на нескольких каналах (до пяти) одновременно.

Илл. 2, библи. 2 назв.

УДК 522.617

О возможности использования фотоэлектронного умножителя в качестве стандартного приемника света. Терез Э. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 185.

Для многих задач, связанных с абсолютной калибровкой фотоэлектронных приборов, представляет интерес иметь не стандартный источник, а стандартный приемник света. Таким приемником может быть фотоэлектронный умножитель. Для отбора стабильных ФЭУ и их периодической проверки построен прибор, позволяющий получать стабильный во времени световой поток. Разработана методика измерений.

Табл. 2, илл. 2, библи. 15 назв.

УДК 522.2

Двухлинзовые астрономические объективы. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 192.

Приведены выражения для аббераций объектива из двух линз. Описаны принципы построения программы для автоматического расчета объектива на ЭВМ. Даны результаты расчетов различных вариантов двухлинзового объектива с воздушным промежутком между линзами с визуальной коррекцией и склещенного объектива как с визуальной, так и с фотовизуальной коррекцией (объективы рассчитаны для бесконечно удаленного объекта).

Рассмотрен объектив с изменяемой областью ахроматизации. Описана методика расчета тонкого отрицательного объектива по известным данным для положительного объектива, и наоборот.

Табл. 3, илл. 1, библи. 5 назв.

УДК 535.87

Внеосевые системы типа Кассегрена со сферическими зеркалами. П о п о в а М. Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 203.

Рассчитаны системы типа внеосевых систем Кассегрена со сферическими зеркалами и с исправленным астигматизмом. Исправление астигматизма достигается подбором углов наклона зеркал к падающим лучам. Сферическая аберрация и кома пренебрежимо малы вследствие малого относительного отверстия системы.

Некоторые системы осуществлены и успешно испытаны в Крымской обсерватории. Дифракционная картина изображения оказалась практически неотличимой от идеальной при визуальном исследовании. Один из вариантов системы с главным зеркалом диаметром 1 м осуществлен в башенном солнечном телескопе, который строится в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Табл. 1, илл. 1, библи. 2 назв.

УДК 522.59

Цифровая регистрирующая система для накопления радиоастрономической информации на широкой магнитной ленте. Л а р и о н о в М. Г., К а п у с т к и н А. А., М о и с е е в И. Г., Н и к о л а е в Н. Я., С т е ж к а П. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 206.

Описана регистрирующая система, позволяющая записывать в цифровом виде горизонтальные координаты антенны, звездное время и наблюдательный массив при работе в автоматном режиме, экваториальные и горизонтальные координаты и наблюдательный массив при совместной работе с ЭЦУМ. Регистрация осуществляется 12-разрядным кодом на широкую магнитную ленту.

Илл. 3, библи. 12 назв.

УДК 522.59

Ввод радиоастрономической информации с накопителя на широкой магнитной ленте в ЭЦУМ «Наири-2». Л а р и о н о в М. Г., Н и к а н о р о в А. С., П о п о в М. В. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 213.

Описан канал ввода цифровой информации с 16-дорожечного накопителя на магнитной ленте в ЦУМ «Наири-2». Аппаратурно-командный способ ввода информации обеспечивает скорость ввода до 6 тыс. 12-разрядных чисел в секунду и возможность упаковки по три кода в ячейку оперативной памяти машины ОЗУ. Зашифрованная команда «Ввод М» позволяет задавать начальный адрес вводимого массива чисел и количество записываемых в ОЗУ кодов.

Илл. 3, библи. 6 назв.

Известия Крымской астрофизической обсерватории

Том XLVII

Утверждено к печати Крымской астрофизической обсерваторией Академии наук СССР

Редактор Ю. И. Ефремов. Технические редакторы Э. Л. Кунина, В. И. Зудина

Сдано в набор 16/III 1973 г. Подписано к печати 18/VII 1973 г. Формат 70×108^{1/16}. Усл. печ. л. 20,3. Уч.-изд. л. 19,4. Тираж 1250. Т-12409. Бумага М 1. Тип. зак. 1977. Цена 1 р. 32 к.

Издательство «Наука», 103717 ГСП Москва, К-62. Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10