АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXIX

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1969

УДК 523

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

К МЕТОДИКЕ МНОГОЦВЕТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД

Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина, Н. М. Шаховской

Описываются методика и аппаратура, использовавшиеся при многоцветных наблюдениях поляризации излучения переменных звезд. Получена зависимость инструментальной поляризации от длины волны. Дана оценка точности наблюдений ($\sim 0{,}1\%$) и проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов. Показана возможность применения узкополосных интерференционных фильтров для точных поляризационных измерений.

ON THE METHODS OF MULTI-COLOUR POLARIZATION OBSERVATIONS OF THE STELLAR RADIATION, by *Yu. S. Efimov, N. S. Polosukhina, N. M. Shakhovskoy.*— The methods and apparatus, used for multi-colour polarization observations of variable stars are described. The dependence of the instrumental polarization on the wavelength is obtained. The accuracy of observations ($\sim 0{,}1\%$) is estimated. The obtained results are compared with the data of other authors. The possibility of the application of narrow band interference filters for precise polarization measurements is shown.

Введение

В 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории были начаты систематические наблюдения поляризации переменных звезд различных типов. Эти наблюдения, проводившиеся с помощью интегрирующего звездного электрополяриметра [1] на 40-*см* астрографе, позволили обнаружить у многих звезд переменность поляризации их собственного излучения во времени [2—5]. Для дальнейшего изучения обнаруженных явлений необходимо исследовать зависимость параметров поляризации собственного излучения этих звезд от длины волны. Так как проведение подобных работ на 40-*см* астрографе ($D/F = 1 : 4$) сильно затруднено значительным хроматизмом и недостаточной проницающей силой этого инструмента, то с 1966 г. для многоцветных поляризационных наблюдений мы начали использовать установленный в Симеизском отделении обсерватории 70-*см* рефлектор АЗТ-8 (система Кассегрена; $D/F = 1 : 16$).

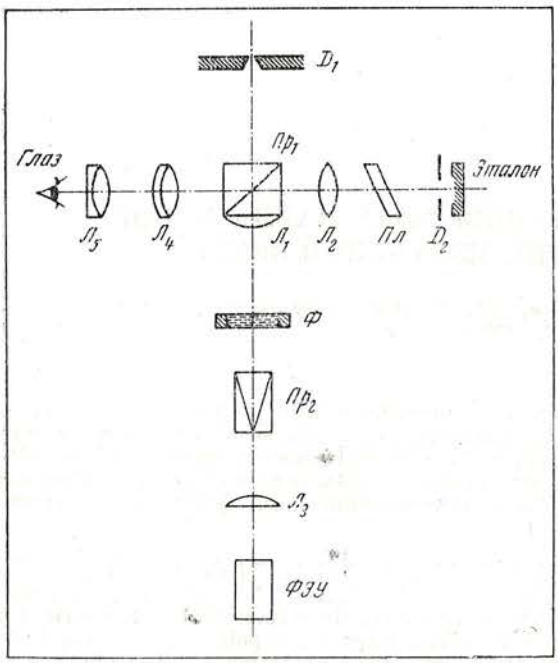
Использование нового питающего инструмента и переход от одноцветных наблюдений к многоцветным привели к необходимости внести некоторые изменения как в конструкцию и схему интегрирующего поляриметра, так и в методику обработки наблюдений.

1. Аппаратура

Оптическая схема интегрирующего звездного электрополяриметра изображена на фиг. 1. Основные отличия ее от схемы, описанной в [1], заключаются в следующем.

1) Коллиматорная линза, необходимая при работе со светосильной питающей оптикой, была удалена. Для обеспечения нужной сходимости

светового пучка от эталона была установлена дополнительная линза $Л_1$, жестко связанная с призмой $Пр_1$, вводящей эталон, и выводящаяся из пучка вместе с этой призмой. Световой поток эталона соответствует потоку от звезды $\sim 7^m,5$ (с желтым фильтром).



Фиг. 1. Оптическая схема интегрирующего электрополяриметра

2) Вращающийся поляроид был заменен поляризационной призмой $Пр_2$ типа Франка — Риттера, обеспечивающей достаточно хорошее пропускание и поляризующую способность в интервале длин волн 3200—6000 Å.

3) Так как инструментальная поляризация, даваемая зеркалами рефлектора, сильно зависит от длины волны [6], то компенсация ее при многоцветных наблюдениях с помощью наклонной плоскопараллельной пластинки нецелесообразна. Поэтому компенсатор инструментальной поляризации был удален, и инструментальная поляризация определялась для каждого фильтра при помощи специальных наблюдений.

При наблюдениях использовались светофильтры, данные о которых приведены в табл. 1. Кроме стеклянных фильтров, дающих систему, близкую к U, B, V, для некоторых специальных наблюдений использовался узкополосный интерференционный фильтр, центрированный на линию H_β, предоставленный нам П. В. Щегловым (ГАИШ). При определении эффективной длины волны $\lambda_{эфф}$ (для источника с равномерным распределением энергии по спектру) и полуширины полосы пропускания каждого фильтра $\Delta\lambda$ учитывалась спектральная чувствительность фотоумножителя EMI 9502 B с сурьмяно-цезиевым катодом и пропускание оптики поляриметра. Часть наблюдений проводилась без фильтров.

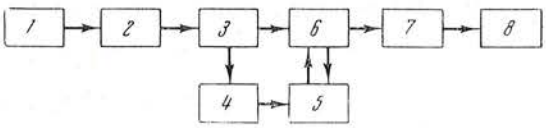
Таблица 1

Область	Фильтр	d, мм	$\lambda_{эфф}$, Å	$\Delta\lambda$, Å	$1/\lambda$
б/ф	—	—	4500	2000	—
V	ЖС-17	2,0	5300	800	1,89
B	СС-5	3,0	4350	800	2,30
U	УФС-2	1,0	3550	400	2,82
H_β	ИФ	—	4861	25	2,06

Блок-схема измерительной части интегрирующего электрополяриметра изображена на фиг. 2. Эта схема отличается от приведенной в [1] следующими особенностями.

1) Для решения многих задач желательно иметь возможность одновременно измерять как параметры поляризации, так и полный световой поток с соответствующими светофильтрами. Поэтому в схему поляриметра были введены сменные входные сопротивления, позволяющие перекрывать диапазон в $\sim 6^m,5$ без изменения чувствительности ФЭУ (блок *2* на фиг. 2). Используются 10 входных сопротивлений от 2,4 *Мом* до 1 *Гом*. Равенство постоянных времени входной цепи при различных входных

сопротивлениях достигается путем шунтирования каждого сопротивления емкостью, подобранной так, чтобы сдвиг фазы переменной составляющей сигнала оставался постоянным с точностью до 1—2°. Для уменьшения влияния паразитных емкостей во входной цепи сигнал с фотоумножителя подается на катодный повторитель на лампе 6Н2П (блок *3*), установленной в непосредственной близости от ФЭУ. После катодного повторителя производится разделение постоянной и переменной составляющих сигнала.



Фиг. 2. Блок-схема измерительной части интегрирующего электрополяриметра

1 — фотоумножитель; *2* — сменные входные сопротивления; *3* — катодный повторитель; *4* — усилитель переменного тока УИПП-2; *5* — коммутатор и интегратор; *6* — управляющее устройство; *7* — электрометрический усилитель «Кактус»; *8* — регистрирующий потенциометр ЭПП-09

2) Использовавшиеся в первоначальном варианте поляриметра усилители постоянного и переменного тока были заменены на серийные приборы — электрометрический усилитель микрорентгенометра «Кактус» (блок *7*) и измерительный усилитель постоянного и переменного тока УИПП-2 (блок *4*). В последний усилитель был встроен *RC*-фильтр на частоту 2 *гц* с полушириной полосы $\sim 1{,}5$ *гц*. Коэффициент усиления может изменяться при помощи декадного и ступенчатого входных аттенюаторов.

3) Опыт работы показал, что число интегрирующих ячеек можно уменьшить до 10 (вместо 20 в первоначальном варианте) без потери точности измерения, соединив ячейки, соответствующие отличающимся на 180° положениям анализатора и коммутатора. При этом уменьшается время наблюдения и облегчается обработка.

2. Методика обработки и редукции наблюдений

В связи с установкой поляриметра на новом телескопе АЗТ-8 и с необходимостью учета инструментальной поляризации отдельно для каждого фильтра, а также из-за перехода от ручной обработки наблюдений к вычислениям на ЭВМ «Минск-1» была разработана новая схема обработки, калибровки и редукции наблюдений.

Первоначальная обработка наблюдений — вычисление параметров x и y, пропорциональных параметрам Стокса Q и U в инструментальной системе отсчета,— проводится так же, как описано в [1]. Далее мы находим безразмерные параметры p'_x и p'_y:

$$p'_x = \frac{x_* - x_ф}{n\,(E_* - E_ф)}\,,\quad p'_y = \frac{y_* - y_ф}{n\,(E_* - E_ф)}\,, \tag{1}$$

где E — измеренное значение постоянной составляющей сигнала, а n — множитель, учитывающий отличие коэффициента усиления усилителя переменного тока, заданного входным аттенюатором, от принятого значения. Индексы $*$ и ф относятся к измерениям звезды и фона. Величины p'_x и p'_y, являющиеся проекциями вектора поляризации p', зависят от коэффициента передачи напряжения каналом измерения переменной составляющей и от инструментального нуль-пункта отсчета позиционных углов. Учет этих зависимостей производится по наблюдениям эталона, выполненным в течение той же ночи. При этом применялась несколько различная методика калибровки и редукции наблюдений стандартных звезд (использовавшихся для определения параметров поляризации

эталона и инструментальной поляризации) и наблюдений программных (переменных) звезд.

Все наблюдения стандартных звезд приводились в систему P'_x, P'_y, в которой степень поляризации эталона принята за единицу измерения, а ось P'_x направлена в плоскости преимущественных колебаний электрического вектора излучения эталона (система эталона). Связь между p'_x, p'_y и P'_x, P'_y задается линейным преобразованием вида

$$\begin{aligned} P'_x &= a_1 p'_x + a_2 p'_y, \\ P'_y &= -a_2 p'_x + a_1 p'_y, \end{aligned} \tag{2}$$

отражающим изменение масштаба и поворот осей координатной системы. Коэффициенты a_1, a_2 легко определить, применив преобразование (2) к наблюдениям эталона. Так как в системе эталона

$$P'_{x\,\text{эт}} = 1, \; P'_{y\,\text{эт}} = 0,$$

то

$$\begin{aligned} a_1 p'_{x\,\text{эт}} + a_2 p'_{y\,\text{эт}} &= 1, \\ -a_2 p'_{x\,\text{эт}} + a_1 p'_{y\,\text{эт}} &= 0. \end{aligned} \tag{3}$$

Отсюда получаем

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{p'_{x\,\text{эт}}}{(p'_{x\,\text{эт}})^2 + (p'_{y\,\text{эт}})^2} = \frac{p'_{x\,\text{эт}}}{p'^{\,2}_{\text{эт}}}, \\ a_2 &= \frac{p'_{y\,\text{эт}}}{(p'_{x\,\text{эт}})^2 + (p'_{y\,\text{эт}})^2} = \frac{p'_{y\,\text{эт}}}{p'^{2}_{\text{эт}}}. \end{aligned} \tag{4}$$

Величины a_1, a_2 можно вычислить по (4) для каждого наблюдения эталона. Для учета систематических изменений коэффициента усиления и нуль-пункта углов в течение ночи значения a_1 и a_2 линейно интерполируются на момент наблюдения каждой звезды. При ручной обработке эта интерполяция проводилась графически, а при машинной — методом наименьших квадратов. Имея a_1, a_2 для момента каждого наблюдения, по формулам (2) получаем P'_x, P'_y для всех наблюдений стандартных звезд.

Далее в системе эталона определяются параметры инструментальной поляризации для всех фильтров. Для этого используются наблюдения близких звезд (главным образом из списка [7]), у которых степень поляризации не превосходит 0,1%. Параметры инструментальной поляризации находятся как среднее арифметическое значение P'_x, P'_y по всем наблюдениям звезд с малой поляризацией в соответствующем фильтре:

$$P_{x\text{и}} = \overline{P'_x}, \; P_{y\text{и}} = \overline{P'_y}. \tag{5}$$

Для определения параметров поляризации эталона использовались наблюдения стандартных звезд с большой поляризацией. Эти звезды брались из каталога В. Хилтнера [8], система которого, по исследованию одного из авторов [9], наиболее свободна от систематических ошибок. Для исключения зависимости параметров поляризации стандартных звезд от длины волны все наблюдения, использовавшиеся при определении параметров поляризации эталона, проводились с желтым фильтром, как и наблюдения каталога [8]. Найденные из наблюдений параметры поляризации этих звезд в системе эталона предварительно исправлялись за инструментальную поляризацию в той же системе:

$$P_x = P'_x - P_{x\text{и}}, \; P_y = P'_y - P_{y\text{и}}. \tag{6}$$

Легко видеть, что переход от параметров поляризации в системе эталона к параметрам, выраженным в системе каталога [8] (принятой нами за стандартную), осуществляется при помощи линейного преобразования

$$q = P_x q_{эт} - P_y u_{эт},$$
$$u = P_x u_{эт} + P_y q_{эт}, \tag{7}$$

где $q = p \cos 2\theta$, $u = p \sin 2\theta$ — значения безразмерных параметров Стокса для звезды в стандартной (каталожной) системе, а $q_{эт}$, $u_{эт}$ — параметры эталона в той же системе. Решая уравнения (7), имеем

$$q_{эт} = \frac{P_x q + P_y u}{P_x^2 + P_y^2}, \quad u_{эт} = \frac{P_x u - P_y q}{P_x^2 + P_y^2}. \tag{8}$$

Величины $q_{эт}$ и $u_{эт}$ вычислялись по (8) для каждого наблюдения стандартных звезд с большей поляризацией. Для обработки наблюдений программных звезд использовались средние значения параметров поляризации эталона за соответствующий интервал времени. Зная $q_{эт}$ и $u_{эт}$, мы можем также пересчитать по формулам (7) параметры инструментальной поляризации для всех фильтров из системы эталона в стандартную систему.

При обработке наблюдений программных звезд мы можем непосредственно перейти от параметров p'_x, p_y', найденных по (1) в инструментальной системе, к параметрам q', u' в стандартной системе:

$$q' = b_1 p'_x - b_2 p'_1,$$
$$u' = b_2 p'_x + b_1 p'_y. \tag{9}$$

Коэффициенты линейного преобразования (9) определяются также путем применения его к наблюдениям эталона при известных значениях $q_{эт}$, $u_{эт}$ в стандартной системе:

$$b_1 = \frac{p'_{x\,эт}\, q_{эт} + p'_{y\,эт}\, u_{эт}}{(p'_{x\,эт})^2 + (p'_{y\,эт})^2}, \quad b_2 = \frac{p'_{x\,эт} u_{эт} - p'_{y\,эт}\, q_{эт}}{(p'_{x\,эт})^2 + (p'_{y\,эт})^2}, \tag{10}$$

Как в случае a_1, a_2, полученные из измерений эталона значения b_1, b_2 линейно интерполируются на моменты наблюдений всех программных звезд. Вычисленные по (9) параметры поляризации исправляются за инструментальную поляризацию для соответствующего фильтра:

$$q = q' - q_и, \; u = u' - u_и. \tag{11}$$

Усреднение результатов нескольких последовательных наблюдений одной и той же звезды проводилось всегда по параметрам q и u. Средние значения $\bar{p}$ и $\bar{\theta}$ вычислялись по формулам

$$\bar{p} = \sqrt{\bar{q}^2 + \bar{u}^2}, \quad \bar{\theta} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\bar{u}}{\bar{q}}. \tag{12}$$

В результате мы получили средние значения параметров поляризации излучения звезд, полностью свободные от инструментальных эффектов и выраженные в стандартной системе, совпадающей с системой каталога [8].

В соответствии с изложенной методикой и схемой программистом М. Н. Рыбаловой была составлена программа обработки поляриметрических наблюдений на ЭВМ «Минск-1» Крымской астрофизической обсерватории. По этой программе обрабатывалось подавляющее большинство использованных нами наблюдений программных и стандартных звезд.

3. Определение системы из наблюдений стандартных звезд

Поляризационные наблюдения на телескопе АЗТ-8 чередовались с другими наблюдениями. В каждый период производилась новая установка и юстировка поляриметра на телескопе. Из-за этого, а также для контроля возможных изменений инструментальной поляризации и поляризации эталона определение параметров, необходимых для приведения наблюдений программных звезд к стандартной системе, проводилось независимо для каждого периода.

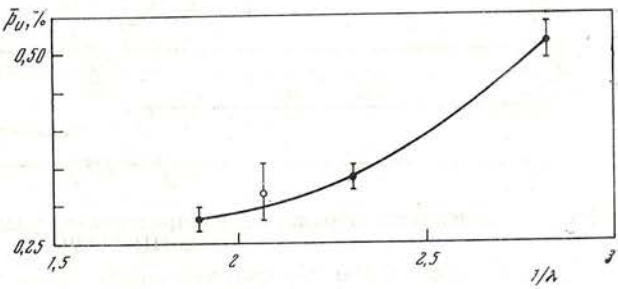
Инструментальная поляризация определялась по наблюдениям звезд δ Leo, β CVn, 31 Boo, β Aql, ι Per, ι Cep (в основном из списка [7]). Степень поляризации этих звезд полагалась равной нулю. Параметры поляризации эталона выводились из наблюдений звезд HD 7927, 21291, 21389, 43384, 154445, 183143, 216411, BD + 62°2210, содержащихся в каталоге В. Хилтнера [8], выполненных с желтым фильтром. Результаты определения основных параметров, характеризующих нашу систему для каждого периода наблюдений, выраженные в стандартной системе, даны в табл. 2. Вместе со средними значениями параметров поляризации эталона $\overline{p}_{эт}$ (в процентах), $\overline{\theta}^0_{эт}$ (отсчитывается от направления на север против часовой стрелки) и инструментальной поляризации $\overline{p}_и$, $\overline{\theta}_и$ для каждого

Таблица 2

Период, 1966 г.	Параметр	Эталон	Инструментальная поляризация				
			б/ф	V	B	U	H_β
Апрель	n	6	9	15	13	17	—
	p, %	2,57	0,13	0,17	0,23	0,45	—
	θ, *град*	58,7	26,0	34,0	49,2	51,7	—
	σ, %	0,06	0,05	0,02	0,03	0,03	—
Июнь	n	3	2	2	2	2	—
	p, %	2,46	0,35	0,21	0,34	0,55	—
	θ, *град*	57,9	66,5	76,5	65,1	61,7	—
	σ, %	0,13	0,02	0,03	0,00	0,07	—
Июль	n	5	—	5	2	5	—
	p, %	2,41	—	0,28	0,31	0,53	—
	θ, *град*	104,3	—	102,6	95,3	96,5	—
	σ, %	0,08	—	0,09	0,06	0,04	—
Август I	n	6	—	7	6	6	—
	p, %	2,50	—	0,25	0,26	0,54	—
	θ, *град*	64,6	—	59,3	58,8	55,8	—
	σ, %	0,02	—	0,03	0,04	0,10	—
Август II	n	12	2	5	3	4	7
	p, %	2,48	0,28	0,28	0,32	0,56	0,27
	θ, *град*	73,6	70,9	69,2	67,6	70,5	76,3
	σ, %	0,02	0,03	0,03	0,02	0,03	0,04
Сентябрь	n	9	—	16	17	17	—
	p, %	2,45	—	0,21	0,26	0,44	—
	θ, *град*	65.8	—	49,8	56,2	53,0	—
	σ, %	0,05	—	0,03	0,03	0,04	—
	$\overline{p}$	2,478	—	0,233	0,287	0,520	—
		±22		±18	±18	±24	

фильтра приведены число наблюдений n, использованных для определения приведенных значений, и величина $\sigma = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_{\bar{q}}^2 + \sigma_{\bar{u}}^2)}$, характеризующая среднюю ошибку этих значений. Значения $\sigma_{\bar{q}}$ и $\sigma_{\bar{u}}$ определялись по уклонениям полученных из отдельных наблюдений величин параметров q и u от соответствующих средних. В последней строке табл. 2 даны усредненные по всем периодам значения степени поляризации эталона и инструментальной поляризации в разных цветах.

Различие полученных для отдельных периодов значений $\bar{p}_{эт}$ не превосходит ошибок их определения. Изменения $\bar{\theta}_{эт}$ вызваны главным образом поворотом поляриметра относительно телескопа при различных его установках. Общий рост степени инструментальной поляризации с уменьшением длины волны (фиг. 3) хорошо согласуется с данными [6, 10, 11].



Фиг. 3. Зависимость степени инструментальной поляризации от длины волны

Черные кружки — стеклянные фильтры; светлый кружок — интерференционный фильтр. Черточки соответствуют величинам средних ошибок

Различия в $\bar{\theta}_и$ для разных фильтров, а также изменения $\bar{p}_и$ и $\bar{\theta}_и$ от периода к периоду могут быть объяснены тем, что наряду с поляризацией, возникающей при отражении от зеркал телескопа, имеется некоторая добавочная поляризация типа паразитной модуляции светового потока в самом поляриметре, изменяющаяся при различных установках поляриметра.

Наблюдения стандартных звезд с малой поляризацией позволили также определить среднюю ошибку $\sigma = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_q^2 + \sigma_u^2)}$ одного измерения параметров поляризации. В результате было получено $\sigma_V = 0{,}10\%$, $\sigma_B = 0{,}09\%$, $\sigma_U = 0{,}12\%$, $\sigma_{H_\beta} = 0{,}11\%$. Эти значения средних ошибок можно рассматривать как верхние пределы их действительных значений для ярких звезд, так как при выводе их мы пренебрегли малыми различиями в параметрах поляризации использовавшихся стандартных звезд.

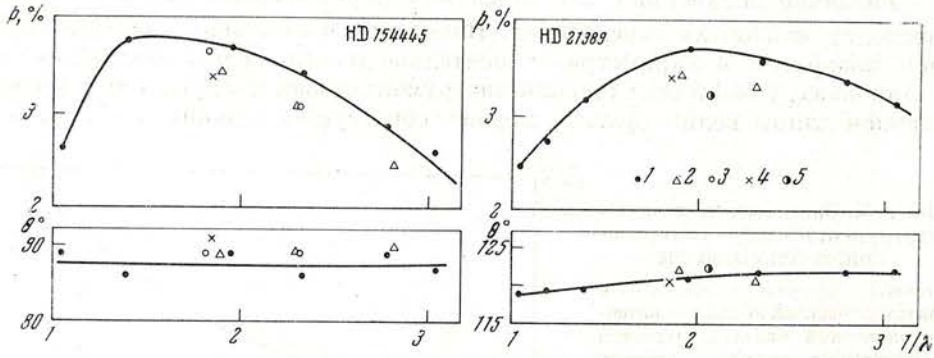
В табл. 3 приведены параметры поляризации некоторых стандартных звезд с большой поляризацией, наблюдавшихся не менее чем в двух цветах. Вместе с данными, полученными из наших наблюдений (графы 2—9), приводятся соответствующие данные из каталога В. Хилтнера [8] (графы 10—11). На фиг. 4 изображена зависимость степени поляризации

Таблица 3

Звезда HD	p, %				θ, *град*				Хилтнер [8] V	
	V	B	U	H_β	V	B	U	H_β	p, %	θ, *град*
7927	3,17	—	—	2,92	93,0	—	—	95,8	3,41	93
21291	3,23	—	—	2,99	119,3	—	—	120,4	3,45	117
21389	3,47	3,36	—	3,24	122,5	121,1	—	122,5	3,45	121
154445	3,45	3,10	2,49	—	89,0	89,6	90,1	—	3,36	91
183143	6,42	—	—	5,94	177,0	—	—	179,8	5,98	179

и позиционного угла от длины волны для звезд HD 154445 и HD 21389 по наблюдениям Г. Койна и Т. Герельса [11], К. Серковского [12] и по данным табл. 3. Проведенное сравнение показывает, что наши наблюдения во всех цветах достаточно хорошо согласуются с наблюдениями других авторов.

Результаты наблюдений с интерференционным фильтром (фиг. 3 и 4) не обнаруживают существенных отклонений от зависимостей, полученных со стеклянными фильтрами. Отсюда следует, что использованный



Фиг. 4. Зависимость параметров поляризации от длины волны для звезд HD 154445 и HD 21389

1 — Койн и Герельс [11]; *2* — наст. работа (табл. 3); *3* — Серковский [12]; *4* — Хилтнер [8]; *5* — наблюдения с интерференционным фильтром

нами интерференционный фильтр не изменяет параметров поляризации проходящего света и вполне пригоден для точных поляризационных наблюдений.

В программу наших наблюдений в апреле — сентябре 1966 г. входили некоторые магнитно-переменные звезды, красные переменные гиганты и сверхгиганты и некоторые нестационарные звезды различных типов. Основные результаты, полученные из этих наблюдений, и их обсуждение приведены в [13—15].

Авторы выражают благодарность программисту М. Н. Рыбаловой, проводившей обработку поляризационных наблюдений на электронной вычислительной машине «Минск-1».

Март 1967 г.

Литература

1. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 291
2. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1963, 40, № 6, 1055.
3. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1964, 41, № 6, 1042.
4. Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 31, 118.
5. Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 251.
6. T. Gehrels. Astron. J., 1960, 65, № 8, 466.
7. K. Serkowski. Bull. Lowell Obs., 1960, 5, N 105, 318.
8. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., 1956, 1, N 24.
9. Н. М. Шаховской. Канд. дисс. М., 1964.
10. A. Behr. Bull. Lowell Obs., 1960, 5, N 105, 292.
11. G. V. Coyne, T. Gehrels. Astron. J., 1966, 71, N 5, 355.
12. K. Serkowski. Acta Astron., 1965, 15, N 2, 79.
13. Н. С. Полосухина. Наст. том, стр. 34.
14. Н. М. Шаховской. Наст. том, стр. 11.
15. Ю. С. Ефимов. Наст. том, стр. 42.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О ПОЛЯРИЗАЦИИ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ И СВЕРХГИГАНТОВ

Н. М. Шаховской

Проведены поляризационные наблюдения звезд μ Cep, R Sct, V CVn и R Aqr в трех цветах (*U*, *B*, *V*). Разработаны новые методы анализа многоцветных поляризационных наблюдений, основанные на существовании корреляции между параметрами собственной поляризации в разных цветах и на использовании известной зависимости межзвездной поляризации от длины волны. Для звезд μ Cep, R Sct, V CVn, R Boo, RS Cnc, S CrB, U Her, R Leo, Z UMa поляризация их собственного излучения отделена от межзвездной поляризации. При этом вместе с результатами наших наблюдений использовались данные из [6—10].

Найдено, что как степень поляризации, так и позиционный угол плоскости колебаний существенно изменяются с длиной волны λ. У разных звезд и у одной звезды в разное время зависимость этих параметров от λ может быть различной. У многих звезд отношение поляризации в разных цветах изменяется с изменением положения плоскости колебаний. У большинства изученных звезд степень поляризации возрастает с уменьшением λ. Исключением является μCep, у которой максимальное значение собственной поляризации в разные периоды достигается при разных λ — от инфракрасной ($\lambda > 1$ *мкм*) до синей ($\lambda = 4500$ Å) областей. У всех исследованных звезд собственная поляризация возрастает с уменьшением яркости звезды. Наиболее быстрые изменения положения плоскости колебаний обычно наблюдаются близ максимумов блеска, когда степень поляризации минимальна.

Обнаруженные закономерности в изменениях собственной поляризации с длиной волны и со временем подтверждают высказанное в [3] предположение о возникновении поляризации собственного излучения холодных переменных гигантов и сверхгигантов в результате релеевского рассеяния света на нейтральных атомах и молекулах в анизотропных (неоднородных) протяженных атмосферах. Показано, что подобная модель может объяснить основные особенности поляризации собственного излучения при достаточно большой оптической толще рассеивающей оболочки.

ON THE INTRINSIC POLARIZATION OF RED GIANTS AND SUPERGIANTS by *N. M. Shakhovskoy.*— Observations of polarization of stars μ Cep, R Sct, V CVn and R Aqr in three colours (*U*, *B*, *V*) are carried out. New methods of the analysis of multicolour polarization observations, based on the existence of correlation between parameters of the intrinsic polarization in different colours and on the use of a known dependence of the interstellar polarization on the wave-length, are worked out. For stars μ Cep, R Sct, V CVn, R Boo, RS Cnc, S CrB, U Her, R Leo, Z UMa the polarization of their proper radiation is separated from the interstellar polarization. The data from [6—10] were used together with the results of our observations.

It is found that both the degree of polarization and the position angle of the vibration plane change considerably with wave-length λ. For different stars and for one star at different times the dependence of these parameters on λ can be various. For many stars the ratio of the degree of polarization in different colours changes with the change of the position of the vibration plane. The majority of investigated stars has the degree of polarization to be increased with the decrease of λ. An exclusion is μ Cep (its maximal value of the intrinsic polarization at different periods is reached at different λ — from infra-red ($\lambda > 1$ μ) to blue ($\lambda = 4500$ Å) regions. The intrinsic polarization of all investigated stars increases with the decrease of the stellar brightness. The rapid changes of position of the vibration plane are observed usually near the brightness maxima, when the degree of polarization is minimal.

The discovered regularities in changes of the intrinsic polarization with a wave-length and in time confirm the supposition, expressed in [3], on the origin of the intrinsic pola-

rization of red variable giants and supergiants as the result of Raylegh light scattering on neutral atoms and molecules in anizotropic (heterogeneous) extended atmospheres. It is shown that such a model can explain principal peculiarities of the intrinsic polarization when the optical thickness of a scattering shell is large enough.

Введение

Первые данные, свидетельствующие о наличии переменной собственной поляризации в излучении некоторых холодных полуправильных и неправильных переменных звезд (μ Cep, RW Cep, ST Cep), были получены К. А. Григоряном [1,2] в 1958—1959 гг. В 1963 г. мы показали, что значительные изменения параметров поляризации наблюдаются также у некоторых звезд типа RV Tau (R Sct, AC Her) и типа Миры (RT Cyg) [3]. В последнее время рядом авторов [4—10] были получены новые данные о поляризации красных гигантов и сверхгигантов, подтверждающие и дополняющие результаты [1—3]. Этими исследованиями с несомненностью установлено существование значительной собственной поляризации в излучении многих холодных переменных гигантов и сверхгигантов.

Для выяснения природы собственной поляризации большое значение имеет исследование характера зависимости ее от длины волны. В 1966 г. в Крымской астрофизической обсерватории были проведены трехцветные поляризационные наблюдения некоторых красных переменных звезд с изменяющейся поляризацией. Результаты этих наблюдений вместе с данными, содержащимися в [6—10], дают достаточный материал для анализа поляризации собственного излучения холодных гигантов и сверхгигантов с целью выяснения основных закономерностей изучаемого явления (зависимость параметров поляризации от длины волны и ее изменения со временем, связь поляризации с блеском и другими характеристиками соответствующих звезд) и поисков физических механизмов, способных объяснить найденные закономерности.

§ 1. Материал наблюдений

Трехцветные поляризационные наблюдения переменных звезд проводились в апреле — сентябре 1966 г. на 70-*см* рефлекторе АЗТ-8. Описание аппаратуры, методики наблюдений и их обработки дано в [11, 12]. Использовались три светофильтра — желтый (V), синий (B) и ультрафиолетовый (U). Эффективные длины волн соответствующих полос равны 5300, 4350 и 3550 Å (для источника с равномерным распределением энергии по спектру). Все наблюдения проводились с трехминутным временем усреднения параметров поляризации. В наблюдениях участвовали Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина и Н. М. Шаховской.

Результаты поляризационных наблюдений звезд μ Cep, R Sct, V CVn и R Aqr приведены в табл. 1. В ней даны: средний момент наблюдения в юлианских днях; цвет; число отдельных измерений; средние значения степени поляризации p и позиционного угла θ плоскости преимущественных колебаний электрического вектора (отсчитывается от направления на север против часовой стрелки).

Вместе с данными из табл. 1 мы использовали также следующие многоцветные наблюдения поляризации холодных гигантов и сверхгигантов.

1. Наблюдения К. Серковского [8,9] в системе U, B, V. К сожалению, наблюдения в ультрафиолетовой области весьма малочисленны и отсутствуют одновременные наблюдения во всех трех цветах. Мы отобрали из списка К. Серковского семь звезд — четыре Мириды (R Boo, S CrB, U Her, R Leo) и три полуправильные переменные (V CVn, RS Cnc, Z UMa), для которых материал наблюдений наиболее богат и показывает значительные изменения параметров поляризации.

Таблица 1

J. D. 2439...	Цвет	n	p, %	θ, *град*
		μ Cep		
353,427	V	2	0,60	14,8
,437	B	1	0,56	15,7
,444	U	2	0,55	35,0
376,320	U	2	1,27	5,0
,330	B	2	0,74	21,7
,338	V	2	0,55	33,5
		R Sct		
301,444	V	1	1,51	31,7
,463	U	1	2,21	54,0
334,374	V	1	0,97	32,5
,383	B	1	0,90	38,7
,391	U	2	0,85	63,2
352,280	V	1	0,99	35,6
,284	B	1	1,06	42,9
,295	U	2	0,62	51,3
358,268	V	2	1,10	37,8
,275	B	2	1,54	47,1
,293	U	2	2,98	50,9
375,237	V	2	1,05	39,6
,246	B	2	1,01	41,0
,257	U	2	1,73	84,7
377,244	V	2	0,95	34,9
,252	B	2	0,84	34,0
,265	U	2	0,90	32,0
384,269	V	2	1,01	41,1
,280	B	2	0,71	52,5
,293	U	3	0,45	25,9
		V CVn		
241,438	V	2	3,94	103,3
,446	B	2	3,57	103,2
,454	U	2	3,22	101,2
293,317	V	1	2,17	105,6
,324	B	2	2,79	109,1
,338	U	2	2,67	109,3
		R Aqr		
358,468	V	3	0,57	35,1
,483	B	3	0,64	71,1
,495	U	2	2,86	69,5
376,400	V	2	0,53:	27,4:
383,430	V	2	0,83	80,3
,438	B	2	0,04	43,7
,460	U	2	5,47:	69,5:

2. Наблюдения Г. Койна и Т. Герельса [10] μ Cep в пяти цветах, охватывающих спектральный интервал 4300—9500 Å.

3. Трехцветные (U, B, V) наблюдения μ Cep, полученные в Бюраканской обсерватории К. А. Григоряном [6].

Кроме того, для исследования связи поляризации собственного излучения некоторых звезд с их блеском мы использовали одноцветные наблюдения R Sct из [3] и μ Cep из [7].

§ 2. Методика анализа поляризационных наблюдений

Наблюдаемая поляризация **p** излучения интересующих нас звезд является векторной суммой поляризации их собственного излучения **p*** и межзвездной поляризации **p′**. Для исследования поляризации собственного излучения необходимо прежде всего отделить ее от межзвездной поляризации. Использование данных о поляризации излучения окружающих звезд лишь в редких случаях позволяет с достаточной надежностью определить параметры межзвездной поляризации для исследуемой звезды. Более надежные результаты можно получить, пользуясь зависимостью параметров собственной поляризации от длины волны и от времени.

Попытки разделения собственной и межзвездной поляризации по одноцветным наблюдениям холодных гигантов и сверхгигантов делались автором [3] и Р. А. Варданяном [13]. В [3] предполагалось, что поляризация собственного излучения изменяется только по величине при неизменном положении плоскости колебаний. Для однозначного определения параметров межзвездной поляризации необходимо привлекать данные о

положении плоскости колебаний для окружающих звезд. В [13] рассмотрен другой крайний случай, когда степень поляризации собственного излучения остается постоянной, а положение плоскости колебаний меняется в широких пределах. Оба эти случая в чистом виде встречаются очень редко.

Использование многоцветных наблюдений позволяет существенно развить и усовершенствовать способы разделения собственной и межзвездной поляризаций. В дальнейшем мы будем применять два основных способа анализа многоцветных поляризационных наблюдений. В первом способе предполагается, что некоторые свойства собственной поляризации не изменяются с длиной волны. Во втором способе мы считаем, что характер зависимости параметров собственной поляризации от длины волны остается неизменным в охваченном наблюдениями интервале времени. В обоих способах мы будем использовать безразмерные однородные параметры Стокса:

$$q = \frac{Q}{I} = p\cos 2\theta, \quad u = \frac{U}{I} = p\sin 2\theta, \tag{1}$$

где p — степень поляризации, а θ — позиционный угол плоскости колебаний. Параметры q и u можно рассматривать как прямоугольные координаты вектора поляризации **p**. При сложении собственной поляризации с параметрами q^*, u^* и межзвездной поляризации q', u' параметры наблюдаемой поляризации определяются равенствами

$$q = q^* + q', \; u = u^* + u', \tag{2}$$

справедливыми для не очень больших величин степени поляризации.

1. Первый способ может быть применен при наличии одновременных наблюдений в достаточно большом числе (не менее трех) цветов. Положим, что позиционные углы плоскости колебаний собственной поляризации в некоторый момент одинаковы для всех цветов ($\theta^* = \text{const}$). Кроме того, мы полагаем, что позиционные углы межзвездной поляризации в разных цветах одинаковы ($\theta' = \text{const}$) и нам известна зависимость степени межзвездной поляризации от длины волны для данной области неба. Существующие исследования межзвездной поляризации [10, 14] позволяют получить эту зависимость по крайней мере для звезд, расположенных в низких галактических широтах.

Согласно (2) для каждого (i-го) цвета мы можем записать равенства

$$q_i^* = q_i - q_i', \qquad u_i^* = u_i - u_i'. \tag{3}$$

Выберем один из цветов в качестве основного и обозначим параметры наблюдаемой, собственной и межзвездной поляризаций для этого цвета через q_0, u_0, q_0^*, u_0^* и q_0', u_0'. Из условий $\theta^* = \text{const}$ и $\theta' = \text{const}$ получаем

$$\frac{q_i^*}{q_0^*} = \frac{u_i^*}{u_0^*} = \frac{p_i^*}{p_0^*} = k_i, \qquad \frac{q_i'}{q_0'} = \frac{u_i'}{u_0'} = \frac{p_i'}{p_0'} = k_i'. \tag{4}$$

Величины k_i', характеризующие зависимость степени межзвездной поляризации от длины волны, мы считаем известными. Из (3) и (4) следует

$$k_i = \frac{q_i - q_i'}{q_0 - q_0'} = \frac{u_i - u_i'}{u_0 - u_0'} = \frac{q_i - q_0' k_i'}{q_0 - q_0'} = \frac{u_i - u_0' k_i'}{u_0 - u_0'}, \tag{5}$$

или

$$(u_i - u_0 k_i')\, q_0' - (q_i - q_0 k_i')\, u_0' = q_0 u_i - q_i u_0. \tag{6}$$

Каждое уравнение вида (6) содержит два неизвестных параметра: q_0' и u_0'. Имея наблюдения в l цветах, мы можем получить $l - 1$ таких урав-

нений и, решив их методом наименьших квадратов, найти наиболее вероятные значения q_0' и u_0'. Затем, зная k_i', мы получаем параметры межзвездной поляризации для каждого цвета, а вычитая их из соответствующих наблюденных значений q_i и u_i, определяем собственную поляризацию во всех цветах. Отметим, что этот метод может дать положительные результаты только тогда, когда зависимость собственной поляризации от длины волны существенно отличается от аналогичной зависимости для межзвездной поляризации.

Первый способ следует применять главным образом тогда, когда хотя бы для одной даты имеются наблюдения в достаточно большом числе цветов. Трехцветные наблюдения формально дают возможность точно определять параметры межзвездной поляризации этим способом. Но при этом мы не можем независимо установить, выполняются ли условия (4) для используемых наблюдений.

2. Второй способ можно применять тогда, когда мы имеем достаточное число одновременных наблюдений в двух цветах (1 и 2), показывающих существенные изменения параметров поляризации. Предположим, что во всем охваченном наблюдениями интервале времени параметры собственной поляризации в этих цветах связаны линейными зависимостями вида

$$\begin{aligned} q_2^* &= a_1 q_1^* + b_1 u_1^*, \\ u_2^* &= a_2 q_1^* + b_2 u_1^* \end{aligned} \tag{7}$$

или в матричном виде

$$\begin{Bmatrix} q_2^* \\ u_2^* \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} a_1 & b_1 \\ a_2 & b_2 \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} q_1^* \\ u_1^* \end{Bmatrix}. \tag{7'}$$

Переходя к наблюдаемым значениям параметров q_1, u_1; q_2, u_2 и используя равенства (2), получаем

$$\begin{aligned} q_2 &= a_1 q_1 + b_1 u_1 + c_1, \\ u_2 &= a_2 q_1 + b_2 u_1 + c_2, \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= q_2' - a_1 q_1' - b_1 u_1', \\ c_2 &= u_2' - a_2 q_1' - b_2 u_1'. \end{aligned}$$

Если коэффициенты уравнений (8) остаются примерно постоянными в охваченном наблюдениями интервале времени, то они могут быть найдены из решения соответствующих систем методом наименьших квадратов.

Задавая, как и в первом способе, зависимость межзвездной поляризации от длины волны и полагая $\frac{q_2'}{q_1'} = \frac{u_2'}{u_1'} = k'$, мы получаем следующие выражения для коэффициентов c_1 и c_2:

$$\begin{aligned} c_1 &= (k' - a_1)\, q_1' - b_1 u_1', \\ c_2 &= -a_2 q_1' + (k' - b_2)\, u_1'. \end{aligned}$$

Отсюда мы можем определить значения параметров межзвездной поляризации:

$$q_1' = \frac{c_1 (k' - b_2) + c_2 b_1}{(k' - a_1)(k' - b_2) - b_1 a_2}, \quad u_1' = \frac{c_1 a_2 + c_2 (k' - a_1)}{(k' - a_1)(k' - b_2) - b_1 a_2}. \tag{9}$$

Изложенный способ, по-видимому, применим и тогда, когда условие (7) выполняется лишь в среднем и коэффициенты уравнений (8) несколько изменяются с течением времени. В этом случае решение систем услов-

ных уравнений дает некоторые средние значения коэффициентов, характеризующих связь между наблюдаемыми параметрами поляризации в двух цветах. Найденные по (9) параметры межзвездной поляризации будут при этом некоторым приближением к их действительным значениям.

При применении данного способа для однозначного определения параметров межзвездной поляризации необходимо предварительно задать зависимость степени межзвездной поляризации от длины волны. Но значения коэффициентов линейного преобразования (8) могут быть найдены непосредственно из наблюдений. Анализ этих коэффициентов позволяет исследовать характер зависимости переменной поляризации собственного излучения звезды от длины волны без использования каких-либо данных о параметрах межзвездной поляризации.

Рассмотрим вначале некоторые частные случаи общего преобразования (7), соответствующие простым закономерностям в изменении параметров поляризации с длиной волны.

1. Положение плоскости колебаний собственной поляризации одинаково для обоих цветов, и зависимость степени поляризации от длины волны остается постоянной. В этом случае связь между параметрами собственной поляризации можно записать в виде

$$q_2^* = kq_1^*, \quad u_2^* = ku_1^* \tag{10}$$

или

$$\begin{Bmatrix} q_2^* \\ u_2^* \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} q_1^* \\ u_1^* \end{Bmatrix}. \tag{10'}$$

Формулы (9) для определения параметров межзвездной поляризации принимают вид

$$q_1' = \frac{c_1}{k'-k}, \quad u_1' = \frac{c_2}{k'-k}. \tag{11}$$

Межзвездную поляризацию можно также определить следующим путем. Для каждого момента наблюдения мы имеем

$$q_1^* + q_1' = q_1, \quad u_1^* + u_1' = u_1,$$
$$kq_1^* + k'q_1' = q_2, \quad ku_1^* + k'u_1' = u_2.$$

Откуда

$$q_1' = \frac{q_1k - q_2}{k-k'}, \quad u_1' = \frac{u_1k - u_2}{k-k'}. \tag{12}$$

Найдя значения q_1' и u_1' для всех моментов наблюдений, мы можем определить их средние значения $\overline{q_1'}$, $\overline{u_1'}$. Уклонения отдельных значений от этих средних позволяют судить о точности определения параметров межзвездной поляризации.

2. Степень поляризации одинакова в обоих цветах, а позиционные углы плоскости колебаний различаются на постоянный угол δ. Линейное преобразование, связывающее параметры поляризации в двух цветах, является в этом случае преобразованием поворота вектора $\mathbf{p}_1^*(q_1^*, u_1^*)$ на угол 2δ и имеет следующий вид:

$$\begin{Bmatrix} q_2^* \\ u_2^* \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} \cos 2\delta & \sin 2\delta \\ -\sin 2\delta & \cos 2\delta \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} q_1^* \\ u_1^* \end{Bmatrix}. \tag{13}$$

3. При переходе от одного цвета к другому степень поляризации изменяется в k раз, а положение плоскости колебаний изменяется на постоянный угол δ. Матрица соответствующего преобразования может быть

получена перемножением матриц (10′) и (13) и имеет вид

$$\begin{Bmatrix} q_2^* \\ u_2^* \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} k\cos 2\delta & k\sin 2\delta \\ -k\sin 2\delta & k\cos 2\delta \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} q_1^* \\ u_1^* \end{Bmatrix}, \tag{14}$$

т. е.

$$a_1 = b_2 = k\cos 2\delta, \quad b_1 = -a_2 = k\sin 2\delta. \tag{15}$$

4. Анализ соотношений между наблюдаемыми значениями параметров поляризации в разных цветах показывает, что для многих звезд условия (15) не выполняются. Это означает, что зависимость параметров собственной поляризации от длины волны не сводится к простым соотношениям (10) и (13). Рассмотрим поэтому более общий случай линейной связи между параметрами поляризации в двух цветах. Обозначим через k отношение степени собственной поляризации в двух цветах:

$$k = p_2^*/p_1^*.$$

В рассмотренных случаях это отношение полагалось постоянным. Но в тех случаях, когда преобразование (7) не сводится к преобразованиям (10) и (13), величина k будет различной для разных направлений вектора собственной поляризации $\mathbf{p}_1^*$.

Выделим в плоскости q, u два взаимно-ортогональных направления с позиционными углами $2\psi \pm 180°$ и $2\psi \pm 90°$ и положим, что при переходе от одного цвета к другому проекции вектора $\mathbf{p}_1^*$ на направление 2ψ изменяются в k_1 раз, а на направление $2\psi \pm 90°$ — в k_2 раз. Направление 2ψ выбирается так, что k_1 соответствует максимальному значению отношения k, а k_2 — минимальному. Матрица соответствующего линейного преобразования имеет вид

$$\begin{Bmatrix} q_2^* \\ u_2^* \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} k_1\cos^2 2\psi + k_2\sin^2 2\psi & (k_1 - k_2)\sin 2\psi\cos 2\psi \\ (k_1 - k_2)\sin 2\psi\cos 2\psi & k_1\sin^2 2\psi + k_2\cos^2 2\psi \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} q_1^* \\ u_1^* \end{Bmatrix}. \tag{16}$$

Очевидно, что преобразование (10) является частным случаем (16) при $k_2 = k_1 = k$. В общем случае, при $k_2 \neq k_1$, должно иметь место следующее соотношение между коэффициентами линейного преобразования:

$$b_1 = a_2 = (k_1 - k_2)\sin 2\psi\cos 2\psi. \tag{17}$$

Но полученные из наблюдений коэффициенты преобразования (7) обычно не удовлетворяют ни соотношениям (15), ни (17).

Наиболее общий случай преобразования (7) при произвольных значениях коэффициентов a_1, b_1, a_2, b_2 может рассматриваться как комбинация преобразований (13) и (16). Связь коэффициентов преобразования с величинами δ, k_1, k_2, ψ может быть найдена путем перемножения матриц (13) и (16). После умножения матриц и некоторых элементарных преобразований мы получаем матрицу

$$M = \begin{Vmatrix} k_1\cos 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) + & k_1\cos 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) - \\ + k_2\sin 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) & - k_2\sin 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) \\ k_1\sin 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) - & k_1\sin 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) + \\ - k_2\cos 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) & + k_2\cos 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) \end{Vmatrix}. \tag{18}$$

Из сравнения (7′) и (18) находим:

$$\begin{aligned} a_1 &= k_1\cos 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) + k_2\sin 2\psi\sin(2\psi - 2\delta), \\ a_2 &= k_1\sin 2\psi\cos(2\psi - 2\delta) - k_2\cos 2\psi\sin(2\psi - 2\delta), \\ b_1 &= k_1\cos 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) - k_2\sin 2\psi\cos(2\psi - 2\delta), \\ b_2 &= k_1\sin 2\psi\sin(2\psi - 2\delta) + k_2\cos 2\psi\cos(2\psi - 2\delta). \end{aligned} \tag{19}$$

Значения отдельных параметров, характеризующих преобразования (13) и (16), можно найти из равенств

$$
\begin{aligned}
a_1 + b_2 &= (k_1 + k_2)\,[\cos 2\psi \cos (2\psi - 2\delta) + \sin 2\psi \sin (2\psi - 2\delta)] = \\
&= (k_1 + k_2) \cos 2\delta, \\
a_2 - b_1 &= (k_1 + k_2)\,[\sin 2\psi \cos (2\psi - 2\delta) - \cos 2\psi \sin (2\psi - 2\delta)] = \\
&= (k_1 + k_2) \sin 2\delta; \qquad (20) \\
a_1 - b_2 &= (k_1 - k_2)\,[\cos 2\psi \cos (2\psi - 2\delta) - \sin 2\psi \sin (2\psi - 2\delta)] = \\
&= (k_1 - k_2) \cos (4\psi - 2\delta), \\
a_2 + b_1 &= (k_1 - k_2)\,[\sin 2\psi \cos (2\psi - 2\delta) + \cos 2\psi \sin (2\psi - 2\delta)] = \\
&= (k_1 - k_2) \sin (4\psi - 2\delta). \qquad (21)
\end{aligned}
$$

Из (20) находим $k_1 + k_2$ и 2δ, а из (21) — $(k_1 - k_2)$ и $4\psi - 2\delta$. Далее не представляет труда определить k_1, k_2 и ψ.

Отметим, что представление преобразования (7) в виде (18) не связано с какой-либо конкретной физической интерпретацией зависимости параметров собственной поляризации от длины волны и является в известной степени формальным приемом, используемым лишь для анализа наблюдаемых соотношений между параметрами поляризации в двух цветах. Применение подобного представления позволяет получить некоторую информацию о зависимости параметров собственной поляризации от длины волны при любых значениях найденных из наблюдений коэффициентов преобразования (7). Так, значения угла δ характеризуют среднюю величину и направление поворота вектора собственной поляризации при переходе от одного цвета к другому. Различия между значениями k_1 и k_2 дают количественную оценку уклонений реальной зависимости между параметрами поляризации в двух цветах от простой зависимости вида (10) или (14). Некоторые дополнительные значения о реальном значении найденных по формулам (20), (21) параметров k_1, k_2 и δ будут сделаны в § 3 после анализа наблюдений отдельных звезд.

Найдем среднее значение отношения степени собственной поляризации в двух цветах, характеризующее среднюю зависимость степени поляризации от длины волны. Выразим это отношение через параметры q_2^* и u_2^*:

$$k = \frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{1}{p_1^*} \sqrt{q_2^{*2} + u_2^{*2}}.$$

Подставляя q_2^* и u_2^* из (7) и используя формулы (1) и (19), после ряда преобразований получаем

$$k = \sqrt{k_1^2 - (k_1^2 - k_2^2) \sin^2 2\,(\theta_1^* + \delta - \psi)}. \qquad (22)$$

Среднее значение $\overline{k}$ (для всех возможных направлений вектора собственной поляризации $\mathbf{p}_1^*$) может быть найдено как

$$
\begin{aligned}
\overline{k} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} k(\theta_1^*)\, d\theta_1^* = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sqrt{k_1^2 - (k_1^2 - k_2^2) \sin^2 x}\, dx = \\
&= \frac{2k_1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 x}\, dx = \frac{2k_1}{\pi} E(\beta), \qquad (23)
\end{aligned}
$$

где $E(\beta)$ — полный эллиптический интеграл второго рода, а $\beta^2 = 1 - k_2^2/k_1^2$.

3. Зависимость собственной поляризации от длины волны

Выяснение характера зависимости параметров поляризации собственного излучения холодных гигантов и сверхгигантов от длины волны имеет решающее значение для понимания природы этой поляризации. Поэтому мы попытались найти эту зависимость для всех звезд, у которых обнаружены заметные изменения параметров поляризации и для которых имеется достаточное число поляризационных наблюдений в двух или более цветах.

1. **μ Цефея.** Подавляющее большинство наблюдений [1—3], показавших значительные изменения параметров поляризации μ Сер, были выполнены в интегральном свете или в одном цвете. Лишь в последнее время появились результаты наблюдений поляризации излучения μ Сер в нескольких цветах [4, 6, 10]. Предварительный анализ этих наблюдений и данных из табл. 1 показал, что характер зависимости параметров поляризации от длины волны существенно изменяется со временем. Поэтому все способы разделения собственной и межзвездной поляризаций, основанные на использовании этой зависимости для разных моментов, в данном случае не применимы.

Первая попытка отделения межзвездной поляризации для μ Сер была сделана Р. А. Варданяном [13]. Используя разработанный им способ, основанный на предположении о постоянстве степени собственной поляризации, Варданян нашел $p' = 0{,}7\%$, $\theta' = 55°$, $\bar{p}^* = 1{,}7\%$. В то же время амплитуда степени собственной поляризации составляет, по [13], около 2%. Следовательно, основное предположение, лежащее в основе метода Варданяна, не выполняется и полученные этим методом результаты являются весьма неточными.

Более точные значения параметров межзвездной поляризации можно получить из пятицветных наблюдений Г. Койна и Т. Герельса [10], применив к ним первый из изложенных в предыдущем разделе методов. Необходимые данные о зависимости межзвездной поляризации в этой области неба от длины волны можно получить также из [10], где даны параметры поляризации в тех же цветах для звезд HD 207260 и HD 207538, находящихся не далее 2°,5 от μ Сер и имеющих близкие к ней модули расстояния. В табл. 2 приведены найденные для этих звезд средние значения k' — отношения степени поляризации во всех цветах к степени поляризации в основном цвете с $\lambda_{эфф} = 4300$ Å ($1/\lambda = 2{,}33$).

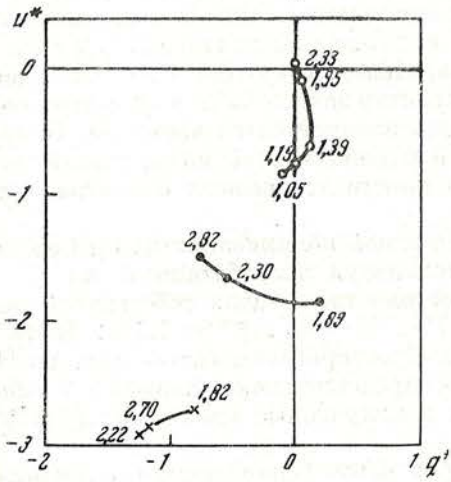
Таблица 2

$1/\lambda$	k'	q', %	u', %	q^*, %	u^*, %	p^*, %	θ^*, *град*
1,05	0,68	+0,72	+1,46	−0,12	−0,86	0,87	131,1
1,19	0,72	+0,78	+1,56	−0,01	−0,77	0,77	135,0
1,39	0,84	+0,90	+1,81	+0,10	−0,63	0,64	139,4
1,95	0,98	+1,05	+2,11	+0,04	−0,10	0,11	144,6
2,33	1,00	+1,07	+2,15	0,00	+0,04	0,04	(47,2)

Решение системы вида (6) методом наименьших квадратов дало следующие значения параметров межзвездной поляризации в основном цвете: $q_0' = +1{,}07 \pm 0{,}01\%$, $u_0' = +2{,}15 \pm 0{,}06\%$[1]. Средняя ошибка на единицу веса (средняя невязка одного уравнения) равна 0,009%. Столь малые значения средних ошибок показывают, во-первых, высокую точность

[1] См. примечание при корректуре на стр. 33.

использованных наблюдений и, во-вторых, подтверждают, что сделанное нами допущение $\theta^* = \text{const}$ действительно выполняется для наблюдений μ Сер в 1965 г. Полученные значения параметров межзвездной поляризации можно сравнить с поляризацией звезд в этой области по данным В. Хилтнера [15]. μ Сер является членом звездной ассоциации Цефей II с истинным модулем расстояния $m_0 - M = 9^m.0$ [16]. По [10], μ Сер имеет избыток цвета $E_{B-V}=0^m.58$ и $A_V=1^m.8$. Мы отобрали из каталога [15] звезды, расположенные не далее 5° от μ Сер с $8^m.0 \leqslant m_0 - M \leqslant 10^m.0$ и с $1^m.3 \leqslant A_V \leqslant 2^m.3$. Шесть таких звезд имеют степень поляризации от 0 до 2,12% и позиционный угол плоскости колебаний между —10° (170°) и 61°. Значения p' и θ', полученные нами для μ Сер при том же



Фиг. 1. Диаграмма q^*, u^* для поляризации собственного излучения μ Сер

Светлые кружки — наблюдения из [10] (1965 г.), крестики — из [6] (1959 г.); черные кружки — из табл. 1 (1966 г.). Цифры у точек дают значения $1/\lambda$

$\lambda_{эфф} = 5500$ Å, равны 2,28% и 31°,8. Практически они не выходят за пределы изменения параметров межзвездной поляризации у окружающих звезд. Отношение степени межзвездной поляризации p'_m, выраженной в звездных величинах ($p'_m = 0{,}027\ p'$ %), к межзвездному поглощению $p'_m/A_V = 0{,}028$ и также хорошо согласуется со средним значением этого отношения в данной области неба [17].

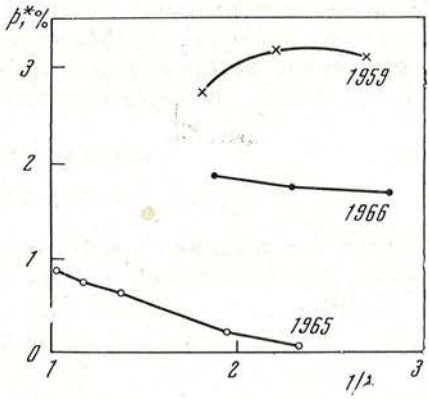
Зная параметры межзвездной поляризации для всех цветов, мы можем определить параметры собственной поляризации q^*, u^* и p^*, θ^* как для наблюдений Койна и Герельса (см. табл. 2), так и для всех остальных поляризационных наблюдений μ Сер. Значительные уклонения приведенных в табл. 2 позиционных углов θ^* для $1/\lambda = 1{,}95$ и $1/\lambda = 2{,}33$ не противоречат исходному допущению о постоянстве θ^*, так как значения степени поляризации для этих длин волн очень малы и угол θ^* определяется весьма неточно. На фиг. 1 дана диаграмма q^*, u^* для поляризации собственного излучения μ Сер, построенная по наблюдениям Г. Койна и Т. Герельса [10] в 1965 г., К. А. Григоряна [6] в 1959 г. (J. D. 2436808) и нашим наблюдениям 1966 г. (J. D. 2439376). Зависимость степени поляризации собственного излучения для тех же дат от длины волны изображена на фиг. 2. В результате мы можем отметить следующие свойства поляризации собственного излучения μ Сер.

1. Как степень поляризации p^*, так и позиционный угол θ^* изменяются с длиной волны λ. В разные моменты времени зависимость этих параметров от λ может быть различной.

2. Максимальное значение p^* может достигаться при разных λ — от инфракрасной области ($\lambda > 1$ *мкм*) в 1965 г. до синей области ($\lambda \approx 4500$Å) в 1959 г.

2. **R Щита.** Значительные изменения параметров поляризации R Sct—звезды типа RV Tau — были найдены из наблюдений в интеграль-

ном свете, полученных в 1961 г. [3]. Там же было проведено разделение собственной и межзвездной поляризаций. При этом использовалась гипотеза о постоянстве плоскости колебаний собственной поляризации и полагалось, что для межзвездной поляризации $\theta' = 50°,6$. Это значение было найдено по поляризации семи звезд из каталога [18], расположенных не далее 5° от R Sct. Позиционные углы плоскости колебаний для этих звезд заключены между 41 и 87°. В результате было получено $q' = -0{,}17\%$ и $u' = +0{,}54\%$. Отметим, что в несколько более широкой области $10° \times 10°$ вокруг R Sct встречаются всевозможные значения позиционных углов. Поэтому полученные в [3] величины параметров межзвездной поляризации не очень надежны.



Фиг. 2. Зависимость степени поляризации собственного излучения μ Cep от длины волны

Обозначения те же, что на фиг. 1

Во время трехцветных наблюдений R Sct, выполненных в 1966 г. (см. табл. 1), ни в одном из цветов не обнаружена зависимость между параметрами q и u, подобная найденной в 1961 г. [3]. Амплитуда изменения параметров поляризации существенно зависит от цвета: в синем и особенно в желтом цветах изменения невелики, а в ультрафиолетовой области достигают 2%. Вначале мы провели анализ наблюдений R Sct, предположив, что параметры собственной поляризации в разных цветах связаны простой зависимостью вида (10). Решение соответствующих уравнений методом наименьших квадратов дало

$$\left.\begin{aligned} q_V &= +0{,}25 + 0{,}34 q_B \qquad \sigma_0 = 0{,}08\% \\ &\pm 0{,}04 \pm 0{,}20 \\ u_V &= +0{,}82 + 0{,}15 u_B \qquad \sigma_0 = 0{,}07\% \\ &\pm 0{,}10 \pm 0{,}10 \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

$$\left.\begin{aligned} q_U &= -0{,}24 - 0{,}22 q_B \qquad \sigma_0 = 0{,}96\% \\ &\pm 0{,}43 \pm 2{,}28 \\ u_U &= -1{,}85 + 2{,}74 u_B \qquad \sigma_0 = 0{,}70\% \\ &\pm 1{,}06 \pm 1{,}04 \end{aligned}\right\}, \tag{25}$$

где σ_0 — средняя величина невязки (средняя ошибка на единицу веса). В этих формулах обращает на себя внимание резкое различие средних ошибок в (24) и (25). Легко показать, что это различие нельзя объяснить меньшей точностью наблюдений в ультрафиолетовой области. Из сопоставления отдельных наблюдений в одну и ту же ночь мы нашли следующие значения средней ошибки одного наблюдения в различных цветах:

$$\sigma_V = 0{,}11\%, \ \sigma_B = 0{,}14\%, \ \sigma_U = 0{,}33\%.$$

Учитывая среднее число наблюдений, вошедших в одно уравнение вида (8), мы получаем следующие ожидаемые значения средних невязок одного уравнения, вызванных ошибками наблюдений:

$$\sigma_{0V} = 0{,}09\%, \ \sigma_{0U} = 0{,}24\%.$$

Сравнивая их с величинами σ_0 в (24) и (25), мы видим, что отклонения наблюденных значений параметров q и u от зависимостей (24) полностью объясняются ошибками наблюдений. В то же время уклонения от зависимостей (25) более чем в 3 раза превышают их возможные ошибки. Это означает, что отношение степени собственной поляризации в B и V цветах сохранялось примерно постоянным, а аналогичное отношение для U и B существенно изменялось.

Различие значений коэффициента k, найденного по параметрам q и u, формально не превышает ошибок их определения. Поэтому мы можем взять средние весовые значения k для каждой пары цветов:

$$\overline{k}_1 = 0{,}19 \pm 0{,}08 \text{ для } B \text{ и } V,$$
$$\overline{k}_2 = 2{,}26 \pm 1{,}06 \text{ для } B \text{ и } U.$$

Используя эти значения k и задавая соответствующие величины k', найденные по трем ближайшим к R Sct звездам из [10] (HD 154445, HD 161056, HD 183143):

$$p'_V : p'_B : p'_U = 1{,}046 : 1 : 0{,}796, \tag{26}$$

мы можем определить параметры межзвездной поляризации R Sct двумя способами. Используя формулы (9), получаем из (24)

$$q'_B = +0{,}28\%, \quad u'_B = +0{,}96\% \tag{27}$$

и из (25)

$$q'_B = +0{,}18\%, \ u'_B = +1{,}43\%. \tag{28}$$

Найдя по (12) величины q'_B и u'_B для каждого момента наблюдения, получаем следующие средние значения:

$$\overline{q}'_B = +0{,}31 \pm 0{,}04\%; \ \overline{u}'_B = +0{,}92 \pm 0{,}02\%. \tag{29}$$

Эти значения весьма близки к (27), а отличия их от (28), по-видимому, объясняются малой точностью последних (из-за больших ошибок определения коэффициентов формул (25)). Поэтому мы приняли (29) в качестве наиболее вероятных значений параметров межзвездной поляризации в синем цвете. Межзвездная поляризация в других цветах может быть найдена с помощью величин k' из (26). В результате имеем

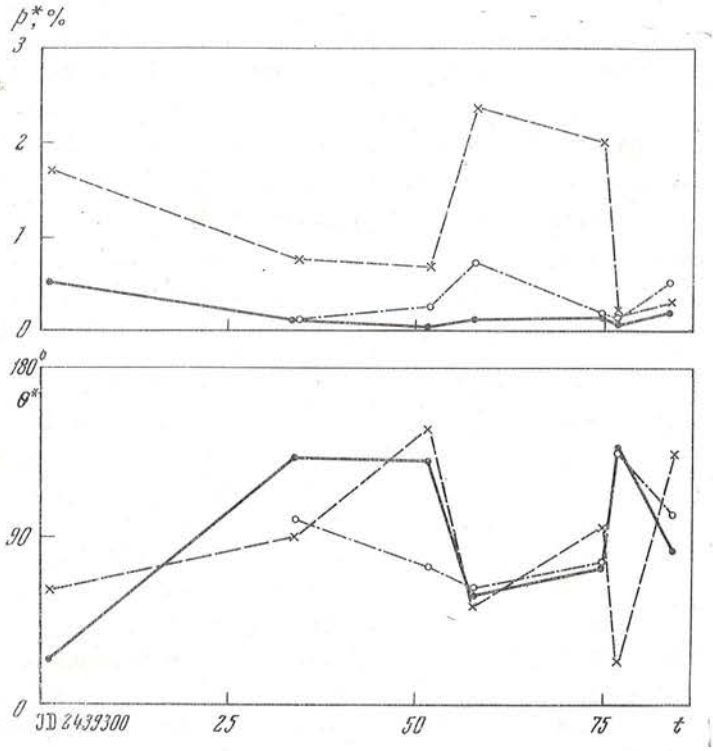
$$q'_V = +0{,}32\%, \ u'_V = +0{,}96\%,$$
$$q'_U = +0{,}25\%, \ u'_U = +0{,}73\%. \tag{30}$$

Для контроля мы определили независимые значения q'_U и u'_U следующим способом. Зная параметры межзвездной поляризации в B, для каждого момента наблюдений можно найти $\overset{*}{q}_B$ и $\overset{*}{u}_B$. Пользуясь также известным значением $\overline{k}_2$, находим $q'_U = q_U - \overset{*}{q}_U = q_U - \overline{k}_2 \overset{*}{q}_B$ и $u'_U = u_U - \overset{*}{u}_U = u_U - \overline{k}_2 \overset{*}{u}_B$. Усредняя значения, определенные для каждого момента наблюдения, получаем

$$q'_U = +0{,}27\%, \ u'_U = +0{,}70\%.$$

Таблица 3

J. D. 2439...	V		B		U	
	q^*, %	u^*, %	q^*, %	u^*, %	q^*, %	u^*, %
301,45	+0,36	+0,39	—	—	−0,96	+1,41
334,38	+0,09	−0,07	−0,11	−0,04	−0,78	−0,01
352,29	0,00	−0,02	−0,23	+0,14	+0,34	−0,58
358,28	−0,05	+0,11	−0,42	+0,62	−0,88	+2,23
375,24	−0,12	+0,08	−0,16	+0,10	−1,98	−0,38
377,25	+0,01	−0,06	+0,01	−0,14	+0,12	+0,12
384,28	−0,18	+0,05	−0,49	−0,23	0,00	−0,34



Фиг. 3. Изменения параметров p^* и θ^* собственной поляризации R Sct в 1966 г. в разных цветах

Черные кружки — V, светлые кружки — B, крестики — U

Эти значения хорошо согласуются с величинами (30), полученными другим способом. Такое согласие показывает, что примененный метод обеспечивает достаточно надежное определение параметров межзвездной поляризации.

Используя полученные значения (29), (30) параметров межзвездной поляризации, легко найти параметры собственной поляризации для всех моментов наблюдений (табл. 3).

Изменения параметров поляризации R Sct во всех цветах даны на фиг. 3, из которой следует, что собственная поляризация очень быстро растет с уменьшением длины волны. Позиционные углы плоскости колебаний во всех цветах существенно изменяются; иногда наблюдаются боль-

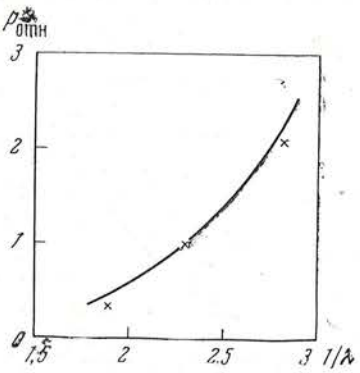
шие различия в значениях θ^* для разных цветов. Значительная часть этих различий может, однако, объясняться невысокой точностью определения θ^* при малых величинах степени поляризации p^*.

Как отмеченные различия в θ^* для разных цветов, так и значительная разница в значениях коэффициентов k для разных моментов наблюдений показывают, что условие (10) для R Sct выполняется лишь в первом приближении. Поэтому мы применили к наблюдениям R Sct более общий метод анализа, основанный на существовании произвольной линейной зависимости между векторами собственной поляризации в разных цветах. Полученные значения соответствующих параметров (вместе с данными для других звезд, к которым мы применяли этот метод) даны в табл. 4. В строках таблицы последовательно приведены: названия звезд; тип переменности; спектр; обозначения цветов; число дат, для которых имеются наблюдения в обоих цветах; средние невязки, полученные при решении

Таблица 4

Звезда	R Sct		V CVn		R Boo	RS Cnc	S CrB	U Her	R Leo	Z UMa
Тип	RV		SRa		M	SRc?	M	M	M	SRb
Спектр	G0eIa — K0pIb		M4e — M6e		M3—5e	M6Ib—II	M6—8e	M7—8e	M7—8e	M5IIIe
Цвет	$B-V$	$B-U$	$V-B$	$V-U$	$V-B$	$V-B$	$V-B$	$V-B$	$V-B$	$V-B$
n	6	6	15	5	4	6	6	5	4	7
σ_{01}, %	0,10	1,03	0,44	1,48	0,15	0,44	0,06	0,41	0,01	0,14
σ_{02}, %	0,06	0,80	0,27	0,52	0,08	0,18	0,14	0,19	0,02	0,18
a_1	+0,42 ±0,24	−0,76 ±2,56	+1,70 ±0,27	−0,43 ±1,78	−0,37 ±1,33	+0,58 ±1,84	+0,38 ±0,23	−0,13 ±0,77	+0,34 ±0,11	+0,76 ±0,13
a_2	−0,24 ±0,15	−0,56 ±1,98	+0,12 ±0,17	+0,12 ±0,63	+0,31 ±0,74	−1,81 ±0,77	+0,47 ±0,48	−1,81 ±0,36	−0,80 ±0,18	−0,15 ±0,17
b_1	+0,16 ±0,16	−1,11 ±1,61	−0,38 ±0,63	+5,33 ±3,16	−5,14 ±3,37	−0,56 ±1,22	−1,67 ±0,92	−1,68 ±0,66	+1,96 ±0,21	−0,28 ±0,12
b_2	+0,11 ±0,10	+2,64 ±1,24	+0,35 ±0,39	−1,60 ±1,12	+6,00 ±1,88	+0,39 ±0,51	−0,41 ±1,95	+1,59 ±0,31	+4,78 ±0,35	+2,03 ±0,15
c_1	+0,08 ±0,16	+0,90 ±1,71	+1,00 ±0,57	+3,45 ±3,22	+1,92 ±1,24	+0,21 ±0,39	+0,04 ±0,35	+0,02 ±0,32	−0,62 ±0,03	+0,46 ±0,11
c_2	+0,88 ±0,10	−1,70 ±1,32	−0,87 ±0,35	−3,32 ±1,14	−2,14 ±0,69	+0,19 ±0,16	−1,21 ±0,74	−0,15 ±0,15	−0,51 ±0,05	−0,28 ±0,14
k_1	0,49	2,88	1,74	5,58	7,92	1,98	1,78	2,66	5,20	2,06
k_2	0,17	−0,92	0,37	0,00	−0,08	−0,41	0,36	−1,20	0,62	0,72
$\overline{k}$	0,35	2,08	1,17	3,06	5,05	1,33	1,19	2,00	3,43	1,48
δ, *град*	+18,5	−8,2	−6,8	+55,6	−22,1	+26,0	−89,6	+2,5	+14,2	−1,3
ψ, *град*	5,6	47,4	83,1	46,8	43,2	79,4	31,0	62,2	48,4	49,0
q'_V, %	—	—	−2,54	−2,74	−0,26	−0,01	+1,33	+0,07	−1,71	+1,62
u'_V, %	—	—	+1,88	+1,05	+0,44	+0,24	−0,43	−0,03	−0,22	+0,49

методом наименьших квадратов уравнений (8); определенные таким способом значения соответствующих коэффициентов с их средними ошибками; величины k_1, k_2, $\bar{k}$, δ и ψ, найденные по формулам (20) — (23); параметры межзвездной поляризации в основном (первом) цвете, полученные по (9). При этом значения k' принимались равными 0,96 для V и B и 0,77 для V и U. Решение систем (8) методом наименьших квадратов проводилось с помощью ЭВМ «Минск-1». Из данных табл. 4 следует, что для R Sct, как и для других рассматриваемых ниже звезд, связь между параметрами собственной поляризации в разных цветах можно представить как наложение поворота вектора поляризации на угол 2δ (изменение θ^* на угол δ) и изменение масштаба в k_1 раз в направлении $2\psi \pm 180°$ и в k_2 раз — в направлении $2\psi \pm 90°$. Отрицательное значение k_2 означает изменение знака составляющей вектора поляризации в направлении $2\psi \pm 90°$ при переходе от синей области спектра к ультрафиолетовой. Средняя зависимость величины собственной поляризации R Sct от длины волны, соответствующая величинам k из табл. 4, изображена на фиг. 4. Эта зависимость хорошо представляется формулой $p^* \propto \lambda^{-4}$.



Фиг. 4. Средняя зависимость степени собственной поляризации R Sct от длины волны (крестики)

Сплошная линия — зависимость $p^* \propto \lambda^{-4}$

В результате проведенного анализа мы можем сделать следующие заключения о свойствах поляризации собственного излучения R Sct в 1966 г.

1. Поляризация собственного излучения изменяется по величине и по направлению. Амплитуда изменений нараметров поляризации резко возрастает при уменьшении длины волны.

2. Средние значения отношения степени поляризации в разных цветах, по-видимому, зависят от направления вектора поляризации.

3. Усредненное по всем направлениям отношение степени поляризации в желтой и синей областях спектра сохраняется примерно постоянным и равно 0,35. Аналогичное отношение для ультрафиолетовой и синей областей является переменным. Среднее значение его равно 2,08.

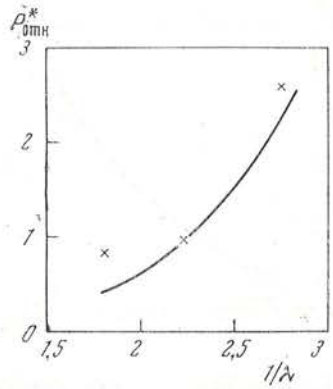
4. Позиционные углы θ^* в разных цветах обычно довольно близки. Иногда, однако, наблюдаются реальные различия в θ^* для разных цветов. Эти различия соответствуют повороту вектора собственной поляризации на средний угол $2\delta = +37°,0$ при переходе от синей области к желтой и на $2\delta = -16°,4$ — от синей к ультрафиолетовой.

3. **V Гончих Псов.** Очень большие изменения поляризации излучения полуправильной переменной V CVn были обнаружены К. Серковским [8,9]. Как величина наблюдаемой у нее поляризации, так и амплитуда ее изменений являются наибольшими для всех изученных до сих пор физических переменных звезд.

Для исследования поляризации излучения V CVn мы использовали вместе с наблюдениями [8,9] в системе U, B, V немногочисленные трехцветные наблюдения из табл. 1. Предварительный анализ наблюдений показал, что поляризация собственного излучения в разных цветах не удовлетворяет простому соотношению (10). Поэтому для определения некоторых характеристик поляризации собственного излучения V CVn был применен общий метод. Результаты анализа даны в табл. 4. Систематические различия в положении плоскости колебаний невелики для B и V ($\delta = -6°,8$) и значительны для U и V ($\delta = +56°$). Очень большая разница в значениях коэффициентов k_1 и k_2 означает, что связь между

параметрами поляризации в различных цветах (в особенности в U и V) сильно уклоняется от простых зависимостей вида (10) или (14). Величины $\overline{k}$ показывают, что степень поляризации собственного излучения V CVn (усредненная по всем возможным направлениям) сравнительно слабо меняется с длиной волны в визуальной области спектра и резко возрастает в ультрафиолетовой области (фиг. 5).

Найденные по формулам (9) значения параметров межзвездной поляризации оказались существенно бо́льшими, чем это можно ожидать для галактической широты V CVn ($b = +71°$). Однако, величины q'_V и u'_V, определенные из сравнения наблюдений в B и V и в U и V, довольно хорошо согласуются между собой. Для проверки реальности найденных параметров межзвездной поляризации желательны многоцветные поляризационные наблюдения слабых звезд в окрестностях V CVn. Взяв средние значения $q'_V = -2{,}64\%$, $u'_V = +1{,}46\%$, мы получили приведенные на фиг. 6 кривые изменения параметров собственной поляризации p^* и θ^*.



Фиг. 5. Средняя зависимость степени собственной поляризации V CVn от длины волны

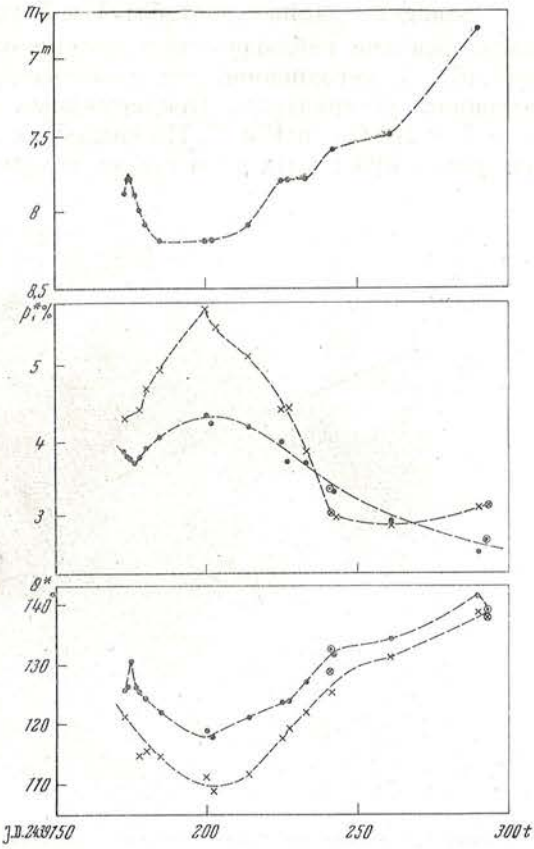
Обозначения те же, что на фиг. 4

4. **R Водолея.** Эта звезда резко отличается от других красных переменных звезд своим комбинированным спектром, показывающим наличие горячего спутника и эмиссионных линий высокого возбуждения, и чрезвычайно интересной туманностью, видимой на прямых снимках R Aqr [19]. Поляризационные наблюдения R Aqr в U, B, V даны в табл. 1. Число наблюдений недостаточно для разделения собственной и межзвездной поляризаций. Однако значительная поляризация в ультрафиолетовой области ($p_U = 3 \div 5\%$) при сравнительно небольшой в B и V ($p < 1\%$) показывает, что у R Aqr также наблюдается быстрое возрастание собственной поляризации с уменьшением длины волны (в особенности в ультрафиолетовой области). Можно считать, что наблюдаемые параметры поляризации в этой области мало искажены межзвездной поляризацией. Интересно сопоставить среднее значение наблюдаемого позиционного угла θ_U с расположением туманности, окружающей R Aqr. Такое сопоставление приведено на фиг. 7, из которой следует, что положение плоскости колебаний не соответствует ориентации характерных деталей туманности. Отметим, что, по Г. Хербигу [19], небулярные линии в спектре RAqr также не связаны с туманностью, видимой на прямых снимках.

5. **Другие звезды.** Для остальных отобранных для анализа звезд мы располагаем только поляризационными наблюдениями К. Серковского главным образом в B и V [8,9]. Результаты анализа связи между параметрами излучения этих звезд в двух цветах даны в табл. 4. Для многих звезд (R Boo, S CrB, R Leo, Z UMa) невязки соответствующих условных уравнений невелики и, по-видимому, не превышают возможных ошибок наблюдений. У всех звезд значения коэффициентов k_1 и k_2 получаются весьма различными. Величины $\overline{k}$, характеризующие среднее значение отношения собственной поляризации в синем и желтом цветах, изменяются от 1,19 (S CrB) до 5,05 (R Boo). Следовательно, крутизна зависимости степени собственной поляризации от длины волны существенно различается у разных звезд. Но у всех рассматриваемых звезд $\overline{k} > 1$ и поляризация их излучения в среднем возрастает с уменьшением длины волны. Угол δ, характеризующий изменение положения плоскости колебаний

с длиной волны, может принимать все возможные значения от -90 до $+90°$.

Для большинства рассмотренных нами звезд реальные изменения позиционного угла θ^* сравнительно невелики, и значения $\theta^* = \psi$ и $\theta^* = \psi \pm 45°$, соответствующие максимальной и минимальной величине отношения степени поляризации в двух цветах, не достигаются в охваченном наблюдениями интервале времени. В этих случаях значения k_1 и k_2 из табл. 4 будут результатом экстраполяции и не отражают реального диапазона изменений величины k. Для определения наблюдаемых значений отношения степени собственной поляризации в разных цветах мы вычислили параметры p^* и θ^* для каждого наблюдения. При этом использовались приведенные в табл. 4 значения параметров межзвездной поляризации (кроме R Sct, для которой были взяты значения (29) и (30)). Полученные кривые изменения параметров собственной поляризации некоторых звезд даны на фиг. 3, 6 и 8. В табл. 5 приведены пределы изменения и средние значения (с их средними ошибками) величины k — отношения значений степени собственной поляризации в двух цветах для соответствующих звезд. Следует иметь в виду, что в отличие от данных табл. 4 эти величины зависят от принятых нами значений параметров межзвездной поляризации для обоих цветов.



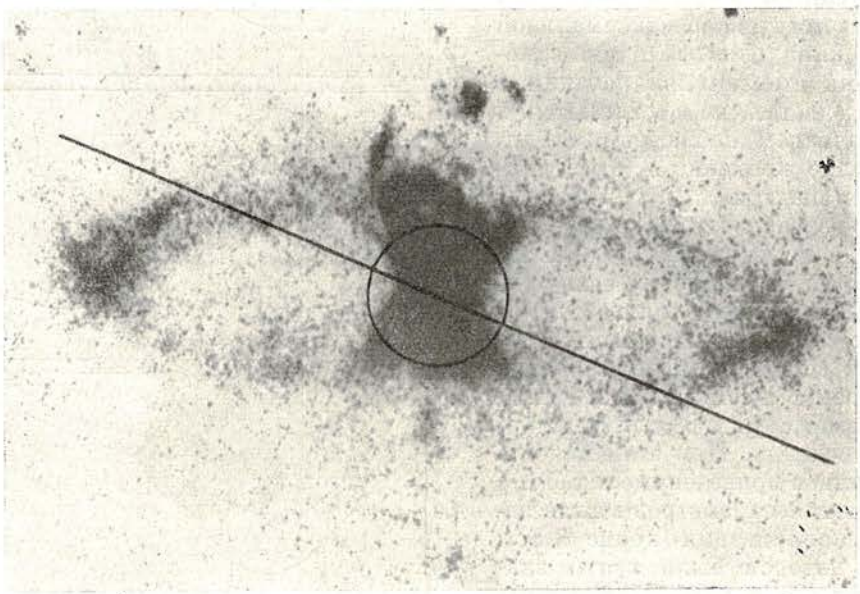
Фиг. 6. Изменения блеска и параметров собственной поляризации V CVn

Точки — V, крестики — B. Кружками обведены значения, полученные по крымским наблюдениям

Таблица 5

Звезда	Цвет	$k_{мин}$	$k_{макс}$	$\bar{k}$
R Sct	$B-V$	0,08	0,97	0,46±0,14
	$B-U$	0,64	10,5	4,04±1,52
V CVn	$V-B$	0,89	1,32	1,13±0,03
	$V-U$	0,76	1,44	1,15±0,12
R Boo	$V-B$	1,57	4,00	2,71±0,54
RS Cnc	$V-B$	0,71	2,96	1,69±0,99
S CrB	$V-B$	0,38	0,70	0,53±0,05
U Her	$V-B$	0,45	2,71	2,02±0,43
R Leo	$V-B$	0,82	1,03	0,92±0,06
Z UMa	$V-B$	0,72	1,44	0,95±0,10

Сравнение данных из табл. 4 и 5 показывает, что для большинства звезд реально наблюдаемые значения отношения k меньше величины $\overline{k}$ из табл. 4, усредненной для всех возможных направлений вектора собственной поляризации. Исключениями являются наблюдения R Sct в B и U и RS Cnc в V и B. Но для обеих звезд максимальные значения k получены при малых p^* и весьма неточны.



Фиг. 7. Сравнение позиционного угла плоскости колебаний излучения R Aqr в U с расположением туманности по [19]

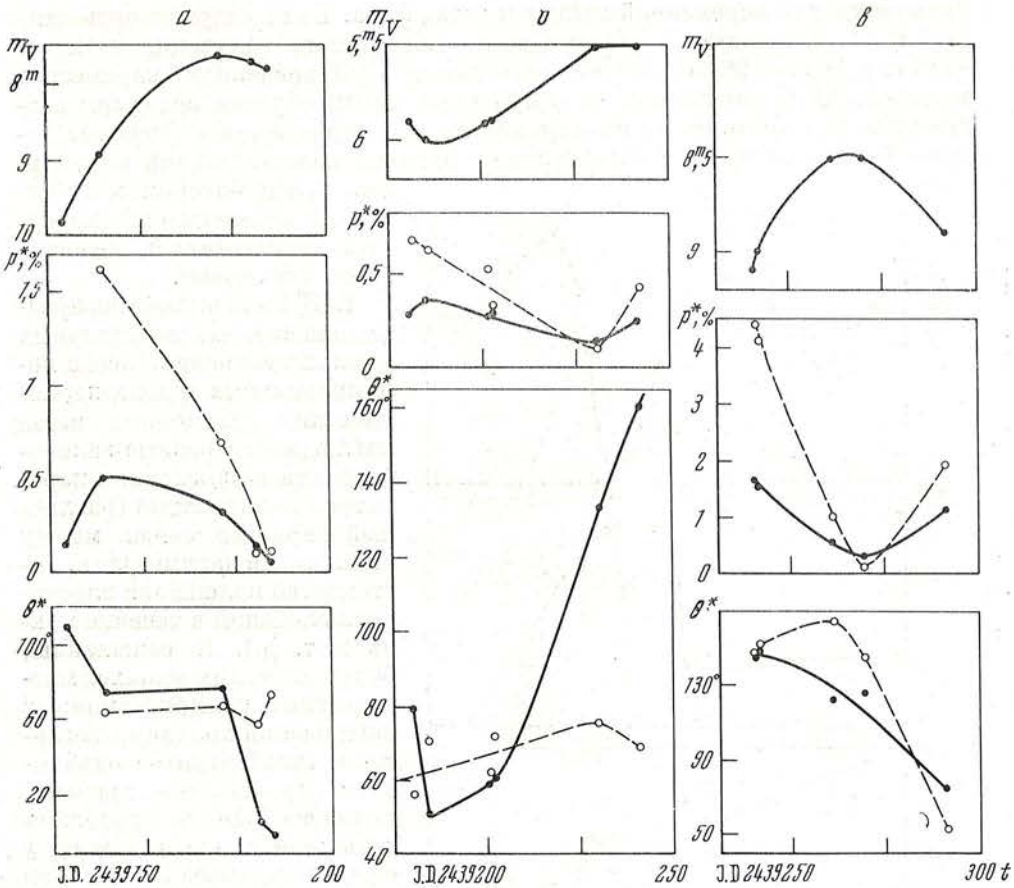
Размеры кружка соответствуют размерам использовавшейся диафрагмы

Сравнение величин δ из табл. 4 с непосредственно определенными разностями значений позиционных углов θ^* для двух цветов показало, что при малых δ (для звезд V CVn, U Her и Z UMa) согласие хорошее. При больших величинах разностей $\theta_2^* - \theta_1^*$ среднее значение этой разности может существенно отличаться от соответствующего δ из табл. 4.

§ 4. Связь собственной поляризации с блеском

Для исследования связи изменений собственной поляризации красных гигантов и сверхгигантов с изменениями их блеска мы использовали главным образом наблюдения К. Серковского [8,9], где наряду с параметрами поляризации дана звездная величина в системе V в соответствующие моменты. Фиг. 6 и 8 дают наиболее характерные кривые изменения степени собственной поляризации p^* и позиционного угла плоскости колебаний θ^* в синих и желтых лучах вместе с кривыми блеска. Кроме того, мы использовали наблюдения R Sct, полученные в 1961 г. в интегральном свете [3], для которых в [20] имеются проводившиеся в тот же период времени трехцветные фотоэлектрические наблюдения в системе U, B, V (фиг. 9). Для определения параметров собственной поляризации R Sct были приняты полученные в § 3 значения параметров межзвездной поляризации.

Анализ имеющихся данных о зависимости между изменениями собственной поляризации и блеском приводит к следующим выводам.



Фиг. 8. Изменения блеска и параметров собственной поляризации R Boo (*а*), RS Cnc (*б*), U Her (*в*)

Черные кружки — *V*, светлые — *B*

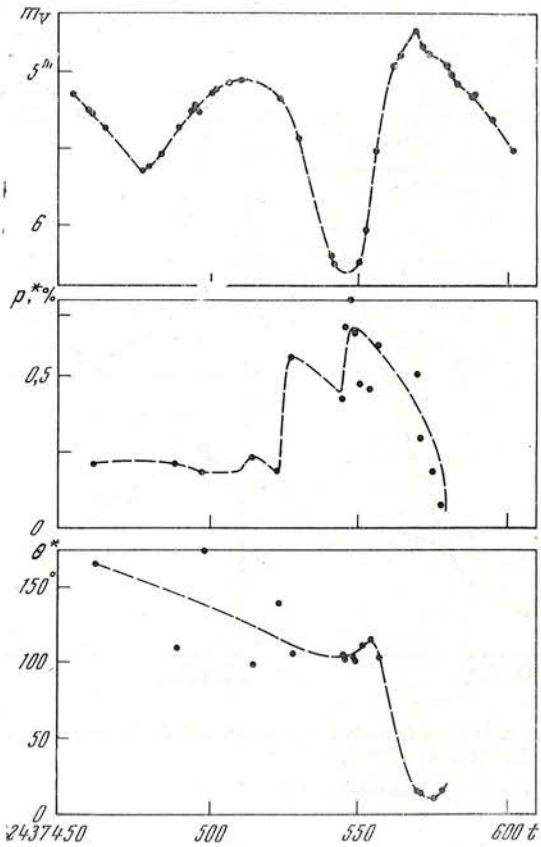
1. У всех изученных звезд наибольшая поляризация собственного излучения наблюдается близ минимума блеска, а наименьшая — близ максимума. Недостаточно точный учет межзвездной поляризации не может изменить этот вывод, так как для большинства использованных звезд $p^* > p'$ и учет межзвездной поляризации мало влияет на характер изменений параметров поляризации.

2. Наиболее резкие изменения положения плоскости колебаний происходят обычно близ максимума блеска, когда степень поляризации минимальна.

3. В некоторых случаях, по-видимому, наблюдается фазовый сдвиг между кривыми изменения блеска и параметров поляризации. Так, у V CVn и U Her изменения поляризации несколько отстают от изменений блеска, а у R Boo и Z UMa опережают их.

Р. А. Варданян [7] нашел, что у холодных переменных сверхгигантов, входящих в звездные ассоциации в Цефее, Персее и Лебеде, поляризация их собственного излучения возрастает с увеличением блеска. Однако лишь для μ Cep им проведено сравнение именно собственной поляризации (отдельной от межзвездной поляризации методом, изложенным в [13]) с блеском. Для остальных звезд с блеском сравнивалась лишь наблюдаемая поляризация (иногда по наблюдениям разных авторов) или же по-

ляризация для переменной звезды и звезд фона. Если редуцировать данные Р. А. Варданяна о поляризации собственного излучения μ Сер в 1958 г. и 1963—1964 гг. [7] к определенным в § 3 значениям параметров межзвездной поляризации, то полученные таким образом величины собственной поляризации не показывают четкой корреляции с блеском. Таким образом, вывод Р. А. Варданяна о наличии положительной корреляции между блеском и собственной поляризацией холодных сверхгигантов недостаточно обоснован.



Фиг. 9. Изменения блеска R Sct в системе V по [20] и параметров собственной поляризации в интегральном свете по [3].

В [3] было высказано предположение, что в различных циклах изменения блеска полуправильных и долгопериодических переменных звезд наблюдаются разные закономерности в изменениях параметров поляризации (различный характер связи между отдельными параметрами, постоянство положения плоскости колебаний в течение цикла и т. д.). К сожалению, большинство имеющихся многоцветных поляризационных наблюдений холодных гигантов и сверхгигантов охватывают промежутки времени, не превосходящие продолжительности периода (цикла) у соответствующих звезд. Тем не менее некоторые из отмеченных выше особенностей изменения параметров собственной поляризации подтверждают это предположение. Так, быстрые изменения позиционного угла θ* близ максимума блеска согласуются с представлением о примерном постоянстве θ* в течение одного цикла и об изменении θ* при переходе от одного цикла к другому. Но у некоторых звезд положение плоскости колебаний остается постоянным не во всех циклах. Так, у R Sct в 1961 г. наблюдалось резкое изменение θ* близ максимума блеска (см. фиг. 9), а в 1966 г. θ* менялось в течение всего периода наблюдений (см. фиг. 3). Аналогичный случай отмечен у AC Her в 1951 г. [3], когда θ*, по-видимому, сохранялось постоянным в одних циклах и изменялось в других.

§ 5. О природе собственной поляризации холодных гигантов и сверхгигантов

Общий анализ возможных механизмов возникновения поляризованного излучения в атмосферах гигантов и сверхгигантов поздних типов проведен в [3]. В результате показано, что ни синхротронное излучение, ни эффект Зеемана в линиях поглощения не могут объяснить наблюдаемых явлений. Поэтому наиболее вероятным механизмом образования

поляризации собственного излучения холодных гигантов и сверхгигантов являются процессы чистого рассеяния света в протяженных атмосферах, характерных для этого класса звезд. Самым эффективным типом рассеяния в данных условиях, согласно [3], будет релеевское рассеяние на нейтральных атомах и молекулах.

Недавно была сделана попытка [21] интерпретации собственной поляризации холодных гигантов с помощью гипотезы о наличии у них протяженной оболочки, содержащей твердые графитовые частицы, ориентируемые магнитным полем звезды. Хотя наличие в атмосферах наиболее холодных гигантов и сверхгигантов некоторого количества твердых частиц вполне возможно, эта гипотеза не может объяснить основных свойств поляризации собственного излучения красных гигантов и сверхгигантов. Можно указать по крайней мере на три трудности, с которыми сталкивается предположение об этом механизме возникновения поляризации собственного излучения.

1. Сечение рассеяния графитовыми частицами пропорционально λ^{-1} [22, 23]. Следовательно, этот механизм не может дать очень крутую (порядка λ^{-4}) зависимость собственной поляризации от длины волны, обнаруженную у многих звезд.

2. Поляризация собственного излучения наблюдается не только у самых холодных звезд (поздних подклассов M), но и у значительно более горячих — классов G — K (например, R Sct, AC Her, U Mon). Наличие графитовых частиц в атмосферах этих звезд представляется крайне маловероятным.

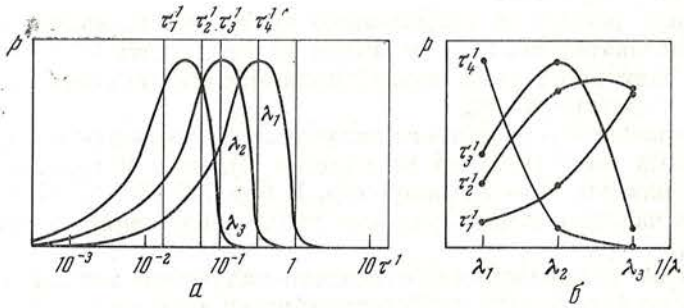
3. Если бы поляризация собственного излучения холодных гигантов действительно вызывалась графитовыми частицами, то наибольшая поляризация наблюдалась бы прежде всего у углеродных звезд класса R и N (C). В действительности у трех углеродных звезд класса N (C6 — C8), наблюдавшихся К. Серковским [8,9], поляризация сравнительно невелика и не превосходит значений, найденных для многих звезд класса M.

Эффективное сечение релеевского рассеяния пропорционально λ^{-4}. Поэтому этот вид рассеяния лучше согласуется с очень крутой зависимостью поляризации собственного излучения от длины волны (см. фиг. 4 и 5). Роль релеевского рассеяния может быть достаточно большой как в звездах типа Миры Кита [24], так и в сверхгигантах типов G — K (подобных R Sct и U Mon [3]). Очевидно, что для возникновения поляризации интегрального излучения звезды необходимо, чтобы пространственное распределение рассеивающей свет материи существенно отличалось от сферически-симметричного. Эта асимметрия может быть связана или с концентрацией вещества протяженной оболочки к некоторой плоскости (например, к экваториальной плоскости вращающейся звезды), или с наличием в оболочке локальных конденсаций, или же с направленным выбросом (истечением) материи из более глубоких слоев атмосферы.

Подобная модель, по-видимому, может объяснить основные особенности поляризации собственного излучения холодных гигантов и сверхгигантов, если только оптическая толща рассеивающей оболочки достаточно большая. Зависимость степени поляризации излучения с длиной волны λ_1, рассеянного оболочкой определенной структуры, от оптической толщи τ_1 схематически изображена на фиг. 10, *а*. При малой оптической толще ($\tau_1 \ll 1$) поляризация мала, так как прозрачная оболочка рассеивает мало света. При $\tau_1 \geqslant 1$ резко возрастает роль многократного рассеяния, что также приводит к быстрому уменьшению степени поляризации. Максимальная величина поляризации должна наблюдаться при $0{,}1 < \tau_1 < 1$. При переходе к другим длинам волн $\lambda_2 < \lambda_1$ и $\lambda_3 < \lambda_2$, кривые зависимости степени поляризации p от τ_1 смещаются в область меньших τ_1, так как из-за сильной зависимости сечения релеевского рассеяния от длины волны те же значения τ будут достигаться при меньшей

плотности вещества оболочки (и меньших значениях τ_1). Взяв различные значения оптической толщи τ_1, мы получим изображенные на фиг. 10, *б* кривые зависимости p от λ. Следовательно, релеевское рассеяние света в неоднородной оболочке со значительной оптической толщей может объяснить различный характер зависимости собственной поляризации холодных гигантов и сверхгигантов от длины волны.

Рассматриваемая модель может также в принципе объяснить сложный характер связи между параметрами поляризации в различных длинах волн. Очевидно, что в оболочке с неоднородной структурой оптическая толща для рассеяния света в разных направлениях будет различной. Более плотные части оболочки будут давать наибольший вклад в наблюдаемую поляризацию при одних λ, а менее плотные — при других. В результате мы будем иметь систематическое изменение положения плоскости колебаний с изменением длины волны. В тех случаях, когда



Фиг. 10. Схематические кривые зависимости поляризации рассеянного света с длинами волн λ_1, λ_2, λ_3 $\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} = 1{,}78\right)$ от оптической толщи τ^1 (*а*) и зависимость степени поляризации рассеянного света от длины волны для различных значений τ^1 (*б*)

суммарная поляризация рассеянного оболочкой света связана в основном с более плотными частями оболочки, где $\tau \geqslant 1$, отношение величины поляризации в более коротковолновой области к поляризации в длинноволновой области $p_2^*/p_1^* = k_2 < 1$. Когда же суммарная поляризация создается главным образом в менее плотных частях оболочки с $\tau \leqslant 1$ (при этом в более плотных частях рассеянное излучение будет деполяризоваться из-за многократного рассеяния), то $p_2^*/p_1^* = k_1 > 1$. При изменениях плотности или непрозрачности оболочки с сохранением основных деталей ее структуры могут наблюдаться изменения положения плоскости колебаний и сопутствующие им изменения величины k — отношения степени поляризации в разных цветах. Это приведет к наблюдаемой зависимости отношения степени поляризации в двух цветах от положения плоскости колебаний.

Отличия реально наблюдаемых отношений степени собственной поляризации в разных цветах (см. табл. 5) от усредненных по всем возможным направлениям величин $\overline{k}$ из табл. 4 показывают, что у большинства рассмотренных нами звезд основной вклад в наблюдаемую поляризацию обычно вносят области с довольно большой оптической толщей. Быстрые изменения позиционного угла θ^* близ максимумов блеска указывают на происходящие в это время существенные изменения структуры рассеивающей оболочки.

Значительная оптическая толща рассеивающей оболочки говорит о том, что неоднородности плотности в ней, создающие поляризацию интегрального излучения, располагаются на уровне, близком к уровню

формирования непрерывного спектра звезды. Поэтому такие неоднородности должны как-то сказываться на полном потоке излучения в непрерывном спектре, т. е. на блеске звезды. Возможно, что отклонения от строгой периодичности в изменениях всех характеристик полуправильных и долгопериодических переменных звезд связаны именно с нарушением сферической симметрии в атмосферах этих звезд. Отметим, что наибольшие значения степени поляризации собственного излучения наблюдаются у полуправильных переменных (V CVn, μ Cep), у которых отклонения от строгой периодичности в изменениях блеска особенно сильные.

Наличие значительной поляризации собственного излучения у переменных гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов ставит вопрос о возможности существования подобных эффектов и у постоянных звезд соответствующих классов. Выявить собственную поляризацию у постоянных звезд гораздо труднее, чем у переменных звезд с изменяющейся поляризацией. Существующие наблюдения Г. Койна и Т. Герельса [10] показывают, что у двух красных гигантов (HD 134320 и HD 134335) с большой галактической широтой зависимость параметров поляризации от длины волны существенно отличается от аналогичной зависимости для межзвездной поляризации, полученной по наблюдениям ранних звезд в низких галактических широтах. Это отличие может объясняться как существованием собственной поляризации у данных звезд, так и различной зависимостью межзвездной поляризации от длины волны на разных галактических широтах. Для решения этого вопроса необходимы многоцветные поляризационные наблюдения звезд различных спектральных классов в определенных областях неба.

Февраль 1967 г.

Примечание при корректуре. Анализ новых семицветных наблюдений Г. Койна и А. Крушевского (G. V. Coyne, A. Kruszewski, Astron. J., 1968, **73**, № 1, 20) показал, что наша оценка межзвездной поляризации μ Cep является завышенной. Более точные значения параметров межзвездной поляризации равны $q' = +1{,}18\%$; $u' = +0{,}32\%$ для $1/\lambda = 2{,}29$.

Литература

1. К. А. Григорян. Сообщ. Бюраканской обс., 1958, № 25, 45.
2. К. А. Григорян. Сообщ. Бюраканской обс., 1959, № 27, 43.
3. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1963, **40**, № 6, 1055.
4. K. Serkowski. Acta Astron., 1965, **15**, N 2, 79.
5. А. А. Алиев. Астрон. цирк., 1965, № 337, 4.
6. К. А. Григорян. Сообщ. Бюраканской обс., 1966, № 37, 18.
7. Р. А. Варданян. Сообщ. Бюраканской обс., 1966, № 37, 28.
8. K. Serkowski. Astrophys. J., 1966, **144**, N 3, 857.
9. K. Serkowski. Inform. Bull. Var. Stars, 1966, N 141.
10. G. V. Coyne, T. Gehrels. Astron. J., 1966, **71**, N 5, 355.
11. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **27**, 292.
12. Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина, Н. М. Шаховской. Наст. том, стр. 3.
13. Р. А. Варданян. Сообщ. Бюраканской обс., 1964, N 35, 3.
14. T. Gehrels. Astron. J., 1960, **65**, N 8, 470.
15. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., 1956, **1**, N 24.
16. Н. М. Шаховской. Труды ГАИШ, 1956, **27**, 165.
17. В. А. Домбровский. Труды астрон. обс. ЛГУ, 1962, **19**, 88.
18. J. S. Hall. Publ. U. S. Naval obs., 1958, **17**, pt. VI.
19. G. Herbig. Kleine Veroff. Remeis-Sternw. Bamberg, 1965, **4**, N 40, 164.
20. G. W. Preston, W. Krzeminski, J. Smak, J. A. Williams. Astrophys. J., 1963, **137**, N 2, 401.
21. B. Donn, T. P. Stecher, N. C. Wickramsinghe, D. A. Williams. Astrophys. J., 1966, **145**, N 3, 949.
22. N. C. Wickramsinghe, C. Guillame. Nature, 1965, **207**, N 4995, 366.
23. J. M. Greenberg. Astrophys. J., 1966, **145**, N 1, 57.
24. С. В. Рублев. Астрон. ж., 1959, **36**, № 1, 73.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н. С. Полосухина

Приведены результаты измерений поляризации излучения магнитно-переменных звезд в трех цветах с $\lambda_{эфф}$: 3550, 4350 и 5300 Å. Найдена зависимость степени поляризации (p) от длины волны λ для звезд HD 71866, β CrB, HD 215441. Для звезды HD 215441, у которой поляризация изменяется неправильно, меняется и зависимость p от λ.

ON THE POLARIZATION OF THE RADIATION OF MAGNETIC-VARIABLE STARS, by *N. S. Polosukhina*.— Results of measurements of polarization of magnetic stars in three colours with λ_{eff}: 3550, 4350, 5300 Å are given. The dependence of the degree of polarization (p) on the wave-length λ for magnetic stars HD 71866, β CrB, HD 215441 is obtained. The dependence of p on λ changes for HD 215441, the polarization of which changes irregularly.

Среди звезд спектрального типа Ар выделяется сравнительно небольшая группа магнитно-переменных звезд, обладающих сильными и переменными магнитными полями. По-видимому, многие другие Ар-звезды также обладают магнитными полями, но большая ширина линий в их спектрах затрудняет или делает невозможным выявление магнитного поля.

Спектральные особенности магнитно-переменных звезд состоят главным образом в аномальном содержании таких элементов, как Sr, Mn, Si, Ti, редкие земли, а также в изменении интенсивностей линий ряда элементов со временем [1].

Большинство звезд, у которых обнаружены магнитные поля, показывают малые изменения общей яркости. Согласно известным работам Яжембовского [2], Ракоша [3], для правильных магнитно-переменных звезд изменения блеска, магнитного поля, спектра происходят с одним и тем же периодом, причем экстремальные значения магнитного поля соответствуют экстремумам яркости.

Для магнитных звезд Ю. В. Глаголевский [4] отметил уменьшение бальмеровского скачка с возрастанием напряженности магнитного поля. Первоначально такое поведение бальмеровских скачков связывалось с возможным появлением дополнительного синхротронного излучения у магнитных звезд. Известно [5], что синхротронное излучение обычно является частично поляризованным. Основываясь на этой гипотезе, Тиссен [6] пытался объяснить наблюдаемую переменную поляризацию у магнитной звезды HD 71866. Для объяснения наблюдаемой поляризации излучения HD 71866 Варвик [7], а также Бэбкок [8] воспользовались идеей интенсификации линий поглощения в магнитном поле.

Если линии поглощения многочисленны и сильны, то может иметь место результирующая поляризация излучения, которая называется по-

ляризацией вследствие магнитной интенсификации. Эта избыточная поляризация происходит от неравенства эквивалентных ширин компонент линий, поляризованных параллельно и перпендикулярно магнитному полю.

Представлялось интересным и важным получить больше наблюдений поляризации излучения магнитно-переменных звезд в различных цветах, чтобы не только установить наличие собственной переменности во времени поляризации у магнитных звезд, но и изучить характер зависимости поляризации от длины волны. Если имеет место синхротронное излучение, то наиболее существенным его влияние будет в ультрафиолетовой области за бальмеровским скачком.

В случае магнитной интенсификации поляризация должна быть большей в той области спектра, где наблюдается много линий с большим $g\lambda^2$.

Мы начали поляризационные наблюдения магнитно-переменных звезд в 1961 г., они проводились в интегральном свете. Результаты изложены в [9] и [10]. У переменных HD 153882 и HD 125248 обнаружены периодические изменения поляризации с амплитудой $\sim 0{,}3$—$0{,}4\%$, коррелирующие с изменением блеска. Заметно ($\Delta p \approx 1\%$) меняла поляризацию звезда с аномально большим магнитным полем (34 *кгс*) HD 215441. Характер этих изменений был неясен. В 1964 г. были поставлены одновременные наблюдения блеска и поляризации. Кроме плавных изменений p от ночи к ночи с амплитудой $\sim 0{,}3$—$0{,}4\%$, отмечаются кратковременные флуктуации ($\Delta p \approx 0{,}5 \div 1{,}0\%$) в течение ночи. Обнаружена связь между изменениями поляризации и блеска для этой звезды от ночи к ночи и в течение ночи.

В 1966 г. мы начали трехцветные наблюдения поляризации излучения магнитных звезд. Измерения поляризации проводились в трех фильтрах, эффективные длины волн и полосы пропускания которых приведены ниже:

$\lambda_{эфф}$, Å	$\Delta\lambda_{эфф}$, Å
U — 3550	400
B — 4350	800
V — 5300	800

Методика наблюдений, изменения в измерительной и оптической схемах поляриметра описаны в [11]. Нашей основной задачей было изучение зависимости параметров поляризации p и θ от длины волны λ.

В программу включены звезды HD 215441, HD 71866 и β CrB, которые наблюдались ранее [6, 12—14], но для которых результаты, полученные разными авторами, противоречивы. Так, Тиссен [6] и Варданян [12] нашли изменения $\sim 0{,}3\%$ для HD 71866 и несколько процентов в случае β CrB. Серковский [13], Хилтнер и Заппала [14] не обнаружили заметных изменений у этих звезд. Наши наблюдения проводились с апреля по сентябрь 1966 г. Результаты измерений приведены в табл. 1. В первой графе таблицы приводится момент наблюдения в юлианских днях, во второй указан фильтр, в третьей — число наблюдений, близких по времени (в течение 1—2 час.), в четвертой — степень поляризации p, усредненная по нескольким измерениям, в пятом дано θ — средний угол плоскости поляризации, отсчитываемый от направления на север.

HD 71866. Число наблюдений недостаточно, чтобы построить средний ход изменения параметров поляризации p и θ с периодом изменения блеска и магнитного поля. Следует отметить дату J. D. 2439237, когда заметно увеличивалась степень поляризации p, особенно в ультрафиолете ($p_U \approx 0{,}6\%$). Данные наших наблюдений хорошо согласуются с наблюдениями Хилтнера и Заппала [14], одна дата оказалась общей (J. D. 2439213); Хилтнер и Заппала нашли $p = 0{,}08\%$, а наши наблюдения дают $p = 0{,}10\%$.

Таблица 1

J. D. 2439...	Фильтр	n	p, %	θ, *град*	m_B
		HD 71866			
213,380	б/ф	2	0,10	162,2	
232,352	б/ф	4	0,16	142,3	
379	*U*	1	0,29	119,4	
396	*B*	1	0,23	122,9	
236,295	б/ф	2	0,00	—	
309	*B*	2	0,16	143,6	
332	*U*	4	0,14	90,7	
237,310	*V*	2	0,25	107,6	
317	*U*	2	0,62	116,4	
241,276	б/ф	2	0,15	153,7	
290	*V*	3	0,10	145,2	
307	*B*	3	0,17	161,9	
323	*U*	3	0,28	140,0	
		β CrB			
236,524	б/ф	2	0,06	101,3	
533	*B*	2	0,05	146,2	
541	*U*	2	0,18	66,0	
237,492	б/ф	1	0,04	0,4	
498	*V*	2	0,06	149,9	
510	*B*	2	0,15	48,6	
526	*U*	5	0,15	63,2	
239,500	*V*	1	0,15	44,4	
507	*B*	1	0,23	139,3	
240,456	б/ф	2	0,03	54,0	
467	*V*	2	0,07	89,9	
474	*B*	2	0,16	20,3	
483	*U*	2	0,09	15,5	
292,357	*V*	2	0,13	49,0	
370	*U*	3	0,15	60,8	
295,396	*V*	1	0,12	9,9	
330,333	*V*	1	0,01	34,5	+0,147
341	*U*	2	0,25	143,1	
334,320	*V*	2	0,13	119,4	
330	*U*	2	0,25	155,7	
335,364	*V*	2	0,02	177,1	
384	*U*	2	0,46	146,2	
347,300	*V*	2	0,06	127,1	+0,152
312	*U*	2	0,30	100,0	
353,281	*V*	2	0,26	33,1	
290	*U*	2	0,27	19,8	+0,152
300	*B*	2	0,14	29,4	
359,265	*V*	2	0,02	19,5	+0,152
276	*U*	2	0,27	36,4	

J. D. 2439...	Фильтр	n	p, %	θ, *град*	m_B
		HD 215441			
329,41	*V*	2	1,54	62	
45	*B*	2	1,25	64	
43	*U*	3	1,92	69	
330,40	*V*	2	1,57	65	
41	*U*	2	1,40	59	
333,39	*V*	2	1,54	64	
41	*U*	3	1,32	68	
52	*U*	2	1,33	69	
334,42	*V*	2	1,44	61	
45	*U*	3	1,49	64	
335,43	*V*	3	1,74	70	
50	*U*	3	1,37	64	
347,45	*V*	2	1,41	67	
46	*U*	2	1,52	57	
352,25	*V*	2	1,33	63	
32	*V*	2	0,47	69	
33	*B*	1	0,49	64	
34	*U*	2	0,65	108	
54	*U*	2	0,60	58	
354,37	*V*	2	1,76	60	
39	*U*	2	0,90	62	
355,41	*V*	2	1,88	62	
43	*U*	2	1,66	60	
356,37	*V*	2	1,49	51	
38	*U*	2	1,25	52	
357,37	*V*	2	1,57	64	
39	*U*	3	0,95	70	
358,40	*V*	3	1,66	59	
,41	*U*	2	1,09	71	
359,38	*V*	3	1,59	61	
36	*U*	2	1,03	65	
375,39	*V*	2	1,63	63	
55	*B*	2	1,51	62	
40	*U*	2	0,70	62	
54	*U*	2	1,79	69	
57	*V*	2	1,72	66	
376,26	*V*	2	1,69	63	
28	*U*	2	1,50	65	
377,29	*V*	2	1,70	61	
30	*U*	2	1,71	64	
378,33	*V*	4	1,53	66	
34	*U*	2	1,26	74	

Таблица 1 (окончание)

J. D. 2439...	Фильтр	n	p, %	θ, град	m_B	J. D. 2439...	Фильтр	n	p, %	θ, град	m_B
379,33	V	2	1,69	67		385,32	V	3	1,88	64	
36	U	5	1,86	70		33	B	2	1,52	71	
382,35	V	2	1,59	64		34	U	3	0,98	69	
48	V	4	1,57	64		56	V	4	1,62	68	
37	U	4	1,62	68		58	B	2	1,50	69	
50	U	4	1,32	68		59	U	2	1,32	74	
383,49	V	4	1,63	59		386,51	V	2	1,46	68	
51	U	2	1,69	63		52	B	2	1,49	68	
384,42	U	6	1,47	66		53	U	2	1,56	68	
45	V	7	1,53	66		387,40	V	2	1,71	70	
43	B	4	1,54	64		41	B	2	1,58	65	
						42	U	2	1,72	62	

β CrB. Поляризация излучения β CrB держалась с небольшими колебаниями на одном уровне (0,1—0,3%). В шестой графе табл. 1 приведены оценки блеска β CrB, сделанные Э. С. Бродской. Блеск в эти ночи также практически не менялся.

HD 215441. Показала небольшие колебания степени поляризации в V ($\Delta p \approx 0{,}3 \div 0{,}4\%$), более заметные колебания ($\Delta p \approx 0{,}5 \div 0{,}7\%$) отмечены в U. На фиг. 1 приведены результаты наблюдений в желтом и фиолетовом фильтрах для HD 215441. Прежде чем анализировать полученные результаты, оценим точность наших измерений.

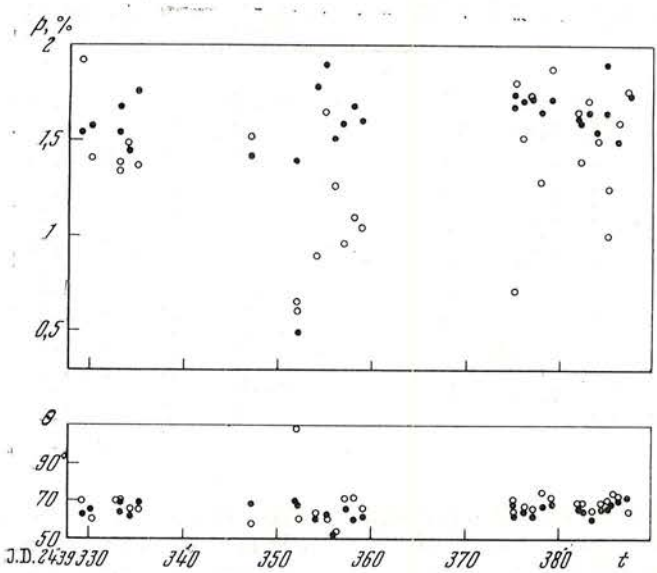
Помимо программных звезд, мы наблюдали несколько стандартных звезд с известной поляризацией для определения инструментальной поляризации и для контроля стабильности эталона. Эти наблюдения позволили определить среднюю ошибку одного измерения по формуле $\sigma = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_q^2 + \sigma_u^2)}$ [11], где σ_q и σ_u — среднеквадратичные ошибки для компонент q и u общего вектора поляризации p. Эти ошибки получились следующими: $\sigma_V = 0{,}10\%$, $\sigma_B = 0{,}09\%$, $\sigma_U = 0{,}12\%$.

Так как наблюдавшиеся нами магнитно-переменные звезды (в особенности HD 215441) отличаются по яркости от стандартных, то для них ошибки также могут отличаться от значений, приведенных выше. Ошибки наблюдений программных звезд определялись по отклонениям отдельных измерений поляризации этих звезд от средних значений, приведенных в табл. 1. Полученные значения средних ошибок σ_V, σ_B, σ_U одного измерения для всех звезд приведены в табл. 2 (графы 2—4).

Полученные ошибки одного измерения мы сравнили с дисперсией средних значений параметров из табл. 1 относительно общего среднего. Все вычисления также проводились в безразмерных параметрах Стокса

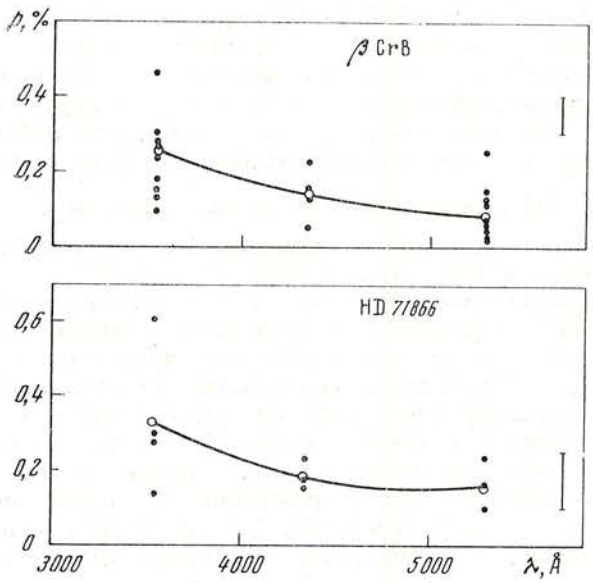
Таблица 2

Звезда	σ_V	σ_B	σ_U	Δ_V	Δ_B	Δ_U
HD 71866	±0,08%		±0,18%	±0,14%		±0,38%
β CrB	±0,09		±0,11	±0,03		±0,06
HD 215441	±0,20	±0,09	±0,31	±0,35	±0,32	±0,52



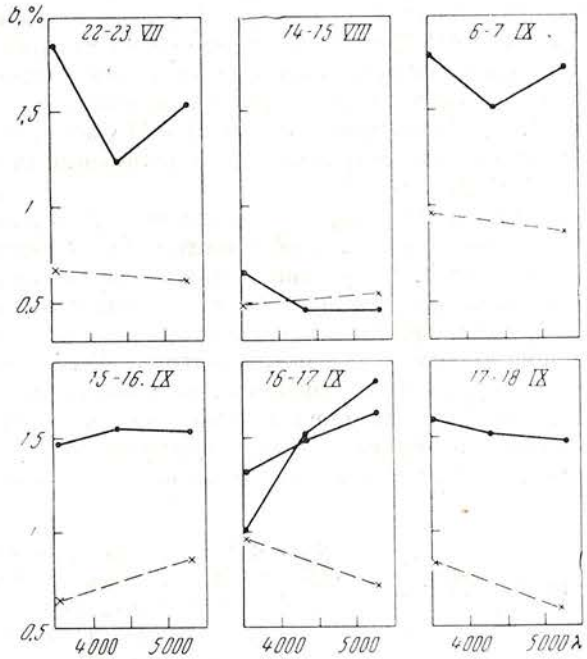
Фиг. 1. Результаты наблюдений поляризации HD 215441

Точки — желтый фильтр, кружки — фиолетовый



Фиг. 2. Кривые зависимости p от λ для звезд HD 71866 и β CrB

Точки — средние значения за ночь, черточки — величина ошибки одного наблюдения в фиолетовом фильтре



Фиг. 3. Зависимость p от λ для HD 215441 (сплошная линия) за несколько ночей в 1966 г.

Штриховая линия— зависимость p от λ для стандартной звезды HD 215501 по наблюдениям в V и U

q и u. Каждое среднее значение бралось с весом, соответствующим числу наблюдений. Полученные таким способом величины средних квадратичных уклонений Δ даны в графах 5—7 табл. 2. Для β CrB Δ получилась меньше σ. По-видимому, изменения поляризации для нее маловероятны. В случае же HD 71866 и особенно в случае HD 215441 Δ значительно превосходит ошибку одного наблюдения, и, по-видимому, изменения поляризации от ночи к ночи являются реальными.

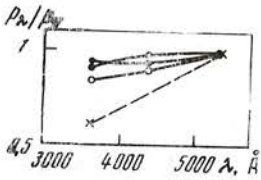
Наблюдения поляризации излучения магнитных звезд в различных длинах волн позволили нам построить зависимость поляризации от длины волны λ. На фиг. 2 представлены средние кривые изменения поляризации с λ для звезд HD 71866, β CrB. Характер кривых один и тот же. Следует отметить небольшой подъем в фиолетовой части спектра. Эти звезды находятся на большой галактической широте, поглощение в этой области мало, межзвездная поляризация тоже очень мала. Обычная зависимость межзвездной поляризации от λ по данным Герельс [15] имеет совсем иной вид. Одинаковый характер зависимости p от λ для β CrB, HD 71866 свидетельствует об одном и том же механизме образования поляризованной составляющей излучения этих звезд.

На фиг. 3 приведены результаты наблюдений поляризации HD 215441 для некоторых дат, когда наблюдения производились в трех фильтрах (U, B, V). Здесь же приведены наблюдения стандартной звезды HD 215501 в те же ночи в желтом и фиолетовом фильтрах. Зависимость p от λ для HD 215441 довольно заметно меняется от ночи к ночи.

Никакой закономерности в изменениях параметров поляризации q и u не было замечено. Отсутствие корреляций между изменениями параметров поляризации q и u в разных цветах показывает, что собственная поляризация в каждой области спектра не зависит от поляризации, наблюдающейся в тот же момент в других областях спектра.

На фиг. 4 дана средняя по всем наблюдениям зависимость степени поляризации HD 215441 от длины волны (светлые кружки). В отличие от HD 71866 и β CrB, HD 215441 расположена на низкой галактической широте, где межзвездная поляризация заметна. Для сравнения на фиг. 4 приведены кривые зависимости межзвездной поляризации от длины волны по данным [15] для ближайших к HD 215441 звезд (HD 207260, HD 217476). Здесь же приведены результаты всех измерений поляризации для звезды сравнения HD 215501.

Из рассмотрения фиг. 4 видно, что зависимость p от λ для HD 215441 мало отличается от аналогичной зависимости для межзвездной поляризации в этой области неба. Отсутствие корреляций между изменениями параметров поляризации q и u в разных цветах делает неуверенным отделение межзвездной поляризации с помощью методов, изложенных в [16]. По-видимому, основную часть в поляризованное излучение звезды вносит постоянная межзвездная поляризация, но временами появляется переменная по величине и по направлению нерегулярная поляризованная составляющая излучения звезды, которая изменяет эту зависимость, как это следует из фиг. 3. Так как в разные моменты направление вектора



Фиг. 4. Зависимость p_λ/p_V от λ для HD 215441 по всем наблюдениям (светлые кружки)

Точки — данные Герелса для HD 217476 и HD 207260, крестики — стандартная звезда

собственной поляризации может быть различным, то средние значения ее параметров q и u близки к нулю и не влияют на среднюю зависимость наблюдаемой поляризации от длины волны.

Таким образом, анализ зависимости p от λ для магнитно-переменных звезд HD 71866, β CrB, HD 215441 приводит к следующим выводам.

1. Для HD 71866 и β CrB зависимость p от λ имеет одинаковый вид, отличающийся от аналогичной зависимости для межзвездной поляризации (по Герелсу). Механизм образования поляризованной составляющей излучения этих звезд, вероятно, один и тот же.

2. Звезда HD 215441 показывает заметные изменения поляризации со временем во всех трех фильтрах, особенно в U. Величина и характер изменений отличаются от изменений в 1964 г. Закономерности в изменении поляризации не было замечено. Возможно, это связано с тем, что магнитное поле по последним данным не показывает таких больших изменений, как в прошлые годы.

3. Зависимость p от λ для HD 215441, полученная по средним значениям параметров поляризации, близка к межзвездной. Средние значения угла θ практически не меняются с λ.

4. Нерегулярные изменения переменной поляризованной составляющей излучения HD 215441 временами существенно изменяют зависимость степени поляризации от длины волны (см. фиг. 3). Изменения параметров поляризации для HD 215441 значительно превосходят ошибки наблюдений и, очевидно, вызваны физическими процессами, происходящими в самой звезде.

По-видимому, для более полного решения вопроса о природе поляризации излучения магнитно-переменных звезд необходимо провести поляризационные наблюдения, удовлетворяющие следующим условиям.

1. Выделение более узких спектральных интервалов (включающих области, богатые линиями поглощения, и участки непрерывного спектра) с помощью интерференционных фильтров.

2. Существенное повышение точности измерения параметров поляризации и получение возможно более плотных и непрерывных рядов наблюдений.

3. Параллельные одновременные наблюдения поляризации, блеска, спектра, магнитного поля. Это условие особенно важно при нерегулярных изменениях поляризации, подобных найденным у звезды HD 215441.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Н. М. Шаховскому, Ю. С. Ефимову за ценные замечания при обсуждении статьи и Н. И. Шаховской за помощь в обработке материала наблюдений.

Литература

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge. Astrophys. J., 1955, **122**, 396; **1956**, **124**, 130.
2. T. Jarzebowski. Acta Astronomica, 1960, **10**, N 1, 2.
3. K. D. Rakos. Lowell Obs. Bull., 1962, N 117; 1963, № 121.
4. Ю. В. Глаголевский. Дисс., 1966.
5. В. Л. Гинзбург. УФН, 1953, **51**, 343.
6. G. Thissen. Astron. Abhandlungen Hamburger Sternwarte, 1961, 5, N 9.
7. J. W. Warwick. Astrophys. J., 1961, **134**, N 3.
8. H. W. Babcock. Report Director Mount Wilson and Palomar Obs., 1961—1962.
9. Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **31**, 118.
10. Н. С. Полосухина. Астрон. ж., 1966, **10**, № 3, 513.
11. Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина, Н. М. Шаховской. Наст. том, стр. 3.
12. Р. А. Варданян. Сообщ. Бюраканской обс., 1960, № 28.
13. K. Serkowski. Astrophys. J., 1965, **142**, N 2, 793.
14. R. R. Sappala, W. A. Hiltner. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, **78**, 337.
15. G. V. Coyne, S. J. Gehrels. Astron. J., 1966, **71**, N 5.
16. Н. М. Шаховской. Наст. том, стр. 11.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О НАБЛЮДЕНИЯХ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА AD Leo

Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты двухцветных поляризационных наблюдений AD Leo. Отмечена значительная разница позиционных углов плоскостей поляризации в синем и желтом участках спектра.

ON OBSERVATIONS OF THE LIGHT POLARIZATION OF AD Leo, by *Yu. S. Efimov.* — Results of two-coloured polarized observations of AD Leo are given. The considerable difference between position angles of polarization planes in blue and yellow parts of the spectrum is found.

Изучение поляризации света вспыхивающих звезд может дать информацию о механизме вспышки. Однако, несмотря на то, что к настоящему времени зарегистрировано большое число вспышек звезд типа UV Cet, а техника поляризационных наблюдений звезд достигла высокого уровня, поляризация излучения вспыхивающих звезд (как и других, родственных им) исследована очень плохо.

Долгое время принималось, что поляризация света звезд имеет межзвездное происхождение. С этой точки зрения в излучении звезд, находящихся недалеко от Солнца (в том числе звезд типа UV Cet), трудно было ожидать наличия заметной поляризации. Действительно, легко показать, что межзвездная поляризация для этих звезд вряд ли превышает 0,05—0,10%.

Наблюдения В. Осканяна [1] и Г. Бэбкока [2] показали, что в излучении ряда вспыхивающих звезд присутствует заметная поляризованная составляющая, причем она не остается постоянной, а подвержена неправильным изменениям. Особенно большие изменения поляризации (до 10%) отмечены В. Осканяном в 1958 г. и Г. Бэбкоком в 1961—1962 гг. у AD Leo. По данным Г. Бэбкока, поляризация менялась в пределах 0,54—4,16%. Корреляции изменений поляризации с изменениями блеска обнаружено не было.

Упомянутые наблюдения производились в интегральном свете. Между тем наблюдения поляризации в различных участках спектра могли бы дать более полную информацию о природе поляризации излучения этих звезд и процессах, протекающих в них. Такие наблюдения AD Leo (в трех цветах: синем, желтом и ультрафиолетовом) были начаты в Крымской астрофизической обсерватории в 1966 г. Эта звезда наблюдалась в синей ($\lambda_{эфф} \approx 4350$ Å) и желтой ($\lambda_{эфф} \approx 5300$ Å) частях спектра. В ультрафиолете звезда была слишком слаба для наших измерений. При наблюдениях использовалась аппаратура и методика, описанные в [3, 4]. Наблюдения производились в кассегреновском фокусе 70-*см* рефлектора типа АЗТ-8. Диаметр рабочей диаграммы был равен 18″. Во время наших наблюдений звезда находилась в спокойном состоянии.

Результаты индивидуальных измерений приведены в таблице. Все измерения были исправлены за инструментальную поляризацию и поляризацию фона неба.

J. D. 2439...	Фильтр	p, %	θ, *град*
236,412	Синий	0,63	111,1
239,397	»	0,49	108,4
239,399	Желтый	0,54	29,1
239,412	»	0,63	14,1
239,420	»	0,87	51,9
239,426	»	0,61	33,6

Средняя ошибка одного измерения, определенная по наблюдениям стандартных звезд, составляет $\sim 0{,}15\%$. Как видно из таблицы, сходимость результатов, полученных с каждым фильтром, хорошая.

Таким образом, результаты наших наблюдений подтверждают наличие собственной поляризации в излучении звезды. Обращает на себя внимание очень большой угол между плоскостями поляризации в синих и желтых лучах.

AD Leo является визуальной двойной с расстоянием между компонентами менее 1″ [5]. Весьма вероятно, что это физическая пара, обе компоненты которой аналогично другим подобным звездам являются красными карликами. Поэтому не исключена возможность, что особенности наблюдаемой поляризации света AD Leo отчасти связаны с физической двойственностью звезды, а отчасти с нестационарностью одной из ее компонент. Возможно, что поляризация в разных участках спектра вызвана разными причинами.

Для решения этого вопроса необходимы систематические наблюдения поляризации света AD Leo как во время вспышек, так и между ними. Необходимо также знать степень пространственной близости компонент звезды и их взаимное расположение в картинной плоскости.

Март 1967 г.

Литература

1. V. Oskanjan. Publ. Obs. Beograd, 1964, N 10.
2. H. Babcock. Mount Wilson and Palomar Obs. Ann. report, 1961—1962.
3. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 291.
4. Ю. С. Ефимов, Н. С. Полосухина, Н. М. Шаховской. Наст. том, стр. 3.
5. А. Джой. В сб. «Звездные атмосферы», под ред. Д. Гринстейна. ИЛ, 1963.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ HD 190918

Т. С. Галкина

Проведен анализ сложного спектра звезды HD 190918 по спектрограммам, полученным в 1963—1964 гг. с дисперсией 37 Å/*мм*, в области λλ4900—3600 Å. На основании анализа линий поглощения в спектре HD 190918 высказано предположение о переменности спектрального класса абсорбционной компоненты от O9,0 до O8,0. Спектральный класс эмиссионной компоненты оценен, как WN5,5.

Детальное исследование контура эмиссионной полосы λ4686 He II приводит к заключению об орбитальном движении компоненты HD 190918 с периодом около 105 дней.

Обнаружено изменение интенсивности эмиссии λ4686 He II как в течение одного сезона, так и от сезона к сезону. Измерения эмиссионной полосы λ4686 He II показали систематическое смещение ее в длинноволновую часть спектра на 110 *км/сек* относительно абсорбционной компоненты.

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE CLOSE BINARY SYSTEM HD 190918, by *T. S. Galkina*. — The analysis of the composite spectrum HD 190918 is carried out on the basis of spectrograms, obtained in 1963—1964 (dispersion 37 Å/mm) in the region λλ 4900—3600 Å. The supposition on the variability of the spectral class of the absorption component from O9.0 to O8.0 is expressed on the basis of the analysis of the absorption lines in the spectrum of HD 190918. The spectral class of the emission component is estimated as WN5,5.

The detailed investigation of the contour of the emission band λ4686 He II leads to the conclusion on the orbital motion of components of HD 190918 with the period of about 105 days.

The change of the emission intensity λ4686 He II both in the interval of one season and from a season to a season is discovered. Measurements of the emission band λ4686 He II showed its systematic displacement to the long-wave part of the spectrum by 110 km/sec relative to the absorption component.

Введение

Спектр обычной звезды WR состоит из широких эмиссионных полос, иногда эти полосы с фиолетовой стороны имеют резкое поглощение. Ширина их достигает 50—100 Å, а интенсивности в 10—20 раз превышают яркость непрерывного спектра. У ряда звезд WR наблюдается сложный спектр, когда на обычный спектр поглощения раннего типа (O5 — O9) накладывается ряд эмиссионных полос высокого возбуждения: He II, C IV, C III, O III, O IV, N III, N IV, N V. Такие спектры указывают на наличие двойственности у звезд WR.

До сих пор остается не решенным вопрос, где образуются эмиссионные полосы, которые создают характерную особенность спектров WR. Наиболее распространенная гипотеза принадлежит Билсу [1]. Согласно этой гипотезе эмиссионные полосы образуются в расширяющейся оболочке, окружающей звезду, и ширина их, таким образом, является результатом эффекта Допплера. Этим эффектом легко объясняется ряд особенностей спектров звезд WR, таких, как наличие абсорбционных компонент ярких линий, смещенных в фиолетовую сторону, их ширины и за-

висимость ширины полос от длины волны и потенциала ионизации. Эффекты Зеемана, Штарка и высокое давление, вероятно, не способны произвести такие большие смещения в условиях, которые существуют в звездных атмосферах.

Эта гипотеза встречает ряд трудностей. Например, в рамках ее не объясняются такие факты, как отсутствие эффектов затмения части оболочки звездой и наличие красного смещения эмиссионных полос в спектрах звезд WR. Имеющиеся в настоящее время данные недостаточны, чтобы ответить на вопрос: обусловлено ли красное смещение эмиссионных полос слабостью фиолетовых сторон полос из-за поглощения света центральной звездой в расширяющейся оболочке, или оно имеет гравитационное происхождение? Вероятно, тщательное фотометрическое исследование контуров эмиссионных полос в спектрах как одиночных, так и двойных звезд WR может дать ценную информацию для разгадки природы эмиссии у этих звезд.

В нашу программу исследования физических условий в атмосферах тесных двойных систем раннего спектрального класса входят две звезды, со сложными спектрами, состоящие из спектра поглощения и ряда эмиссий высокого возбуждения, характерных для звезд WR. Ниже будут изложены результаты спектрофотометрического исследования HD 190918. Первоначально, согласно гарвардской классификации, HD 190918 приписывали спектр типа Ор. Пласкетт [2] в 1924 г. указал на возможную двойственность этой звезды. В последнее время ее спектр оценивается рядом авторов [3,4], как спектр двойной звезды с компонентами WN 5 и O9,5 III. И. М. Копылов [5] оценил спектр абсорбционного компонента, как O9,5 I.

Исследование HD 190918 как двойной звезды впервые выполнил Вилсон в 1949 г. [3]. В 1946—1948 гг. он получил ряд спектрограмм для определения орбиты системы. Эти наблюдения показали малую амплитуду лучевой скорости компоненты, дающей спектр поглощения ($K_B = 10$ *км/сек*, $\gamma_B = -21{,}8$ *км/сек*), и несколько бóльшую для компоненты WR по измерениям эмиссионной полосы λ4686 He II ($K_W = 38$ *км/сек*, $\gamma_W = +88$ *км/сек*). Период изменения лучевой скорости, возможно, равен 85 дней. Из того факта, что угол наклонения орбиты оказывается мал (около 18°), автор делает вывод, что наблюденное красное смещение полосы λ 4686 He II не связано с ориентацией полярных осей звезд по отношению к лучу зрения, а происходит в атмосфере звезды WN.

1. Наблюдения. В 1963—1964 гг. в интервалах 130 и 74 дней получено 55 спектрограмм HD 190918 с дисперсией 37 Å/*мм* у H_γ с помощью дифракционного спектрографа АСП-11 на 1220-*мм* рефлекторе Крымской обсерватории (наблюдаемая область спектра от λ4900 до λ3600 Å). В табл. 1 приведены дата, юлианский день, число спектрограмм для 1963 г. и 1964 г. Фотометрическая обработка регистрограмм, которые получены с помощью регистрирующего микрофотометра типа Молля с увеличением 25 раз, проводилась, как и ранее [6].

2. Характерные особенности спектра HD *190918 и классификация его*
Как указывается в литературе, наиболее выдающейся особенностью сложного спектра HD 190918 является эмиссионная полоса λ 4686 He II и полоса λλ 4619—03 N V. Метод обработки, применяемый нами, дал возможность выявить еще ряд эмиссионных полос, но более слабых: λ4861 (H_β, He II), λλ4640—34 N III, λ4542 (He II, N III), λ4200 He II, λ4101 (H_δ, He II), λλ4057—49 N IV, λ4026 He II, λ3782 He II, λλ3745—42 N III, N IV и λ3728. Линии He I не показали явной эмиссии.

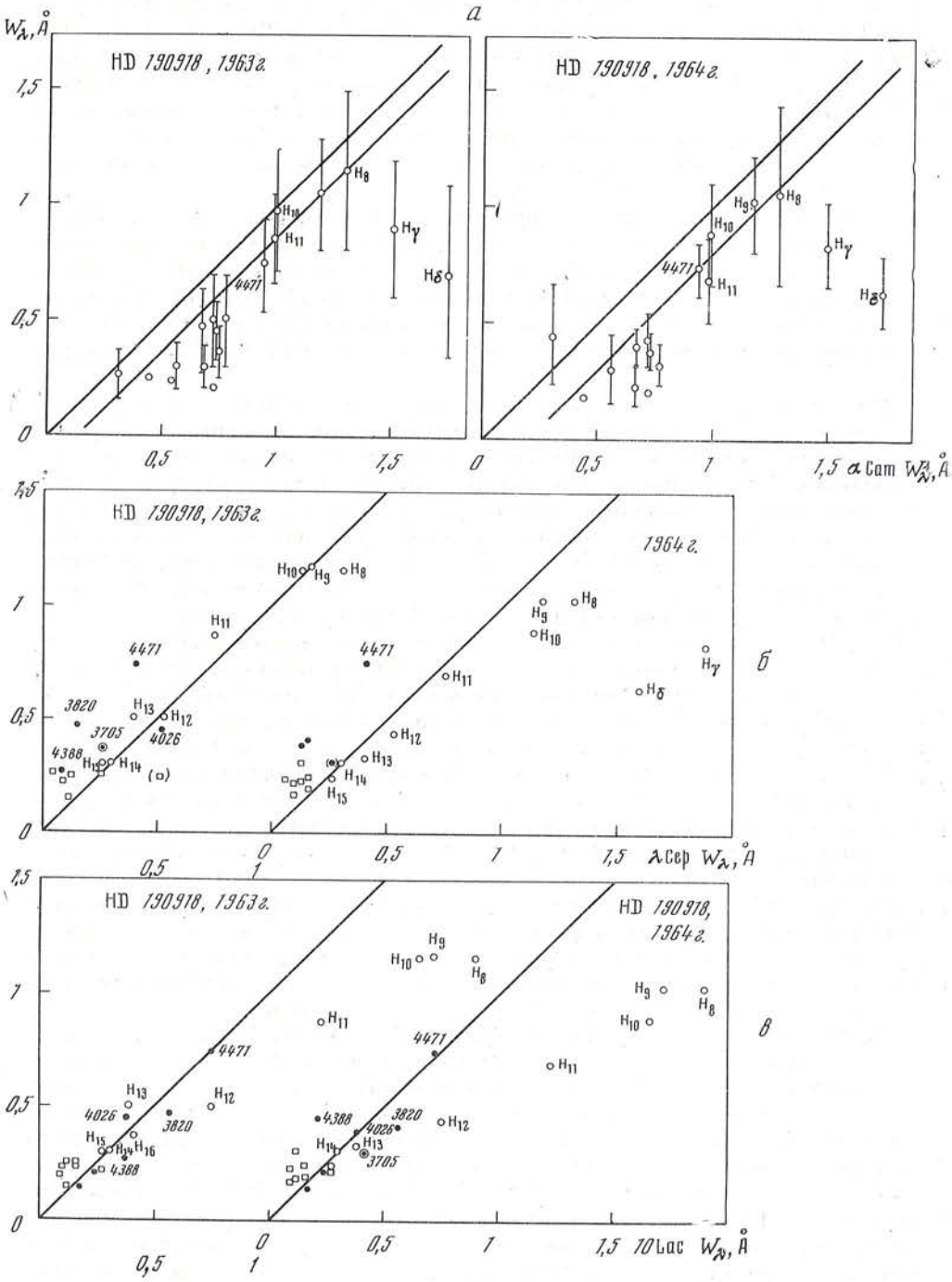
Эмиссионная полоса λ4686 He II действительно самая сильная в спектре. Интенсивность ее составляет 0,8—1,0 по отношению к непрерывному спектру, допплеровская полуширина ее контура — 1700—1800 *км/сек*, ширина крыльев на уровне 0,05 от непрерывного спектра — 50—55 Å, или 3500 *км/сек*.

Таблица 1

1963 г.			1964 г.		
Дата	J. D. 2438...	Число спектрограмм	Дата	J. D. 2438...	Число спектрограмм
25.VII	236,49	1	6.VIII	614,35	2
28.VII	239,46	2	9.VIII	617,33	2
4.VIII	246,47	2	11.VIII	619,39	1
16.IX	289,40	2	13.VIII	621,36	3
22.IX	295,33	1	17.VIII	625,32	2
26.IX	299,28	1	19.VIII	627,38	2
3.X	306,46	1	3.IX	642,28	2
7.X	310,31	2	4.IX	643,28	2
10.X	313,24	2	8.IX	647,27	2
16.X	319,22	2	10.IX	649,30	1
25.X	328,22	2	11.IX	650,27	2
15.XI	349,18	1	16.IX	655,26	2
17.XI	351,16	1	8.X	677,30	2
22.XI	356,21	2	16.X	685,23	2
2.XII	366,22	2	19.X	688,24	2
3.XII	367,20	2			

Согласно классификации звезд WR, разработанной Билсом [7], был оценен спектральный класс, соответствующий наблюденному уровню возбуждения эмиссионных полос. Для классификации обычных звезд WR используется отношение $\frac{\lambda 4605 - \lambda 4622\ \mathrm{N\,V}}{\lambda 4686\ \mathrm{He\,II}}$. Для HD 190918 отношение $\frac{\mathrm{NV}}{\mathrm{HeII}}$ оказывается равным 0,2, что соответствует спектральному подклассу WN5. Но присутствие полос более низкого возбуждения λλ 4640—34 N III заставляет отнести компоненту WR к несколько более позднему классу WN 5,5. Что касается спектра поглощения, то классифицировать его точно гораздо труднее, поскольку линии λ 4542 и λ 4200 He II, которые используются в критериях, замыты эмиссией и в чистом виде их выделить не удается. Кроме того, неизвестно, в какой степени искажен спектр компоненты O влиянием непрерывного спектра компоненты WR. Но можно полагать, что, поскольку спектр поглощения HD 190918 содержит четкие линии бальмеровской серии от H_β до H_{16}, четкие линии He I, Si IV и некоторые линии N III и O III, непрерывный спектр компоненты WR не очень силен.

Было проведено сравнение эквивалентных ширин линий поглощения W_λ H I, He I, Si III, Si IV, N III, наблюдающихся в спектре HD 190918 с W_λ соответствующих линий в спектрах 10 Lac (Sp O9, $M_V = -5^m,10$), λ Cep (Sp O6,35, $M_V = -6^m,46$) и α Cam (Sp O9,45$^+$, $M_V = -6^m,75$). Спектрограммы последних получены ранее Р. Н. Кумайгородской [8]. Оказалось, что эквивалентные ширины всех линий поглощения в спектре HD 190918 меньше, чем в спектре α Cam (фиг. 1, *а*). Сравнение эквивалентных ширин тех же линий в спектрах HD 190918 и λ Cep показало иную картину (фиг. 1, *б*). Линии He I, Si III, Si IV, N III оказались несколько сильнее в спектре HD 190918, чем у λ Cep, тогда как эквивалентные ширины линий водорода, за исключением H_δ и H_γ, оказались близкими в спектрах обеих звезд. И последнее сравнение (фиг. 1, *в*) с 10 Lac показывает, что абсорбционный спектр HD 190918 по эквивалентным ширинам линий поглощения He I, Si III, Si IV, N III близок к спектру 10



Фиг. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения в спектрах

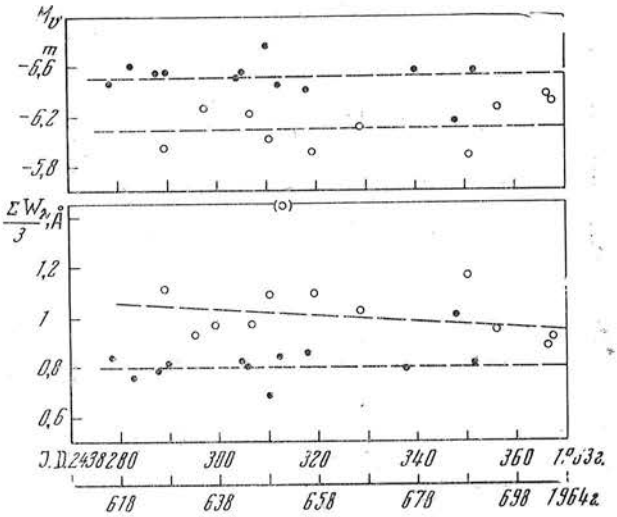
а — α Cam; *б* — λ Cep; *в* — 10 Lac и HD 190918 (слева для 1963 г., справа для 1964 г.)

Lac, но у линий водорода (от H_γ до H_{12}) обнаруживаются большие различия в эквивалентных ширинах. Следует заметить, что максимальные различия в эквивалентных ширинах имеют линии водорода H_γ и H_δ. Это объясняется влиянием эмиссии. Обращает на себя внимание и такой факт, что эквивалентные ширины линий водорода в спектре HD 190918 в 1964 г. несколько меньше, чем в 1963 г. На основании сравнений эквивалентных ширин линий поглощения, показанных на фиг. 1, *а*, *б*, *в*, следует заключить, что спектральный класс абсорбционной компоненты HD 190918 O9 или более ранний.

Используя эквивалентные ширины линий водорода H_9, H_{10}, H_{11} в качестве критерия светимости, согласно [5] была определена абсолютная величина системы HD 190918. Оказалось, что по наблюдениям 1963 г. M_V равно $-6^m,0 \pm 0{,}08$, а в 1964 г. равно $-6^m,47 \pm 0{,}05$. На фиг. 2 показано поведение линий H_9, H_{10}, H_{11} в комбинации $\Sigma W_\lambda/3$ в двух сезонах. О совмещении наблюдений в двух сезонах на одной фигуре будет сказано ниже.

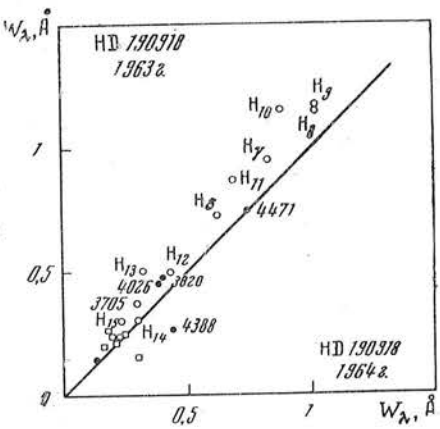
Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения в двух сезонах показывает (фиг. 3), что в 1963 г. увеличены эквивалентные ширины не только линий водорода. Линии He I, Si III, Si IV показывают такую же тенденцию. Увеличение эквивалентных ширин линий водорода должно означать или уменьшение светимости, или изменение спектрального класса в сторону более поздних классов. Увеличение эквивалентных ширин линий He I, Si III, Si IV, N III также отражает и эффект светимости и изменение спектрального класса. Для выяснения действительной причины изменения эквивалентных ширин линий поглощения в спектре HD 190918 от одного сезона к другому были построены зависимости W_λ линий водорода от ее номера n_m для HD 190918 и звезд сравнения 10 Lac, α Cam. Эти зависимости показаны на фиг. 4. Ход зависимости W_λ от n_m, как видно на фиг. 4, для 10 Lac и α Cam показывает явно выраженный эффект светимости. Соответствующие зависимости для HD 190918 в 1963 и 1964 гг., по-видимому, свидетельствуют об изменении спектрального класса примерно от O9,0 до O8,0. В пользу этого вывода говорят, как нам кажется, и зависимости W_λ от n_m, приведенные на той же фигуре для главной компоненты HD 47129, которая показала изменение спектрального класса с фазой от O8,0 до O6,5, согласно [6]. Темными и светлыми треугольниками нанесены W_λ водородных линий для фаз, соответствующих спектральным классам O8,0 и O6,5. Конечно, не исключена возможность и изменения светимости наряду с изменением спектрального класса, но разделить их, не имея параллельных (со спектральными) наблюдений блеска системы, не представляется возможным.

3. Особенности эмиссионного спектра HD *190918*. Поскольку из всех эмиссионных полос в спектре HD 190918 самой сильной является эмиссионная полоса λ4686 He II, она и была подвергнута детальному исследованию. В каждую ночь наблюдений, как показывает табл. 1, как правило, было получено по два спектра. Для детального изучения контура эмиссионной полосы λ4686 He II, а также для выявления слабых эмиссионных полос участки спектра λ4730—4471 Å и λ4200—4000 Å обрабатывались непрерывно по точкам, как и ранее [6], и затем графически усреднялись. Таким образом, контуры эмиссионных полос и прилегающие к ним участки непрерывного спектра получались как среднее из двух спектрограмм. Иногда усреднялись наблюдения двух или трех соседних ночей. В качестве примера на фиг. 5, *а*, *б* показаны контуры полос λ 4686 He II и λλ4620—04 N V, полученные в сентябре 1963 и августе 1964 г. соответственно. Из рассмотрения фиг. 5 можно сделать вывод, что не заметно резких изменений ни в интенсивности эмиссии, ни в форме контура в интервале примерно около одного месяца как у λ4686 He II, так и у λλ4620—04 N V.

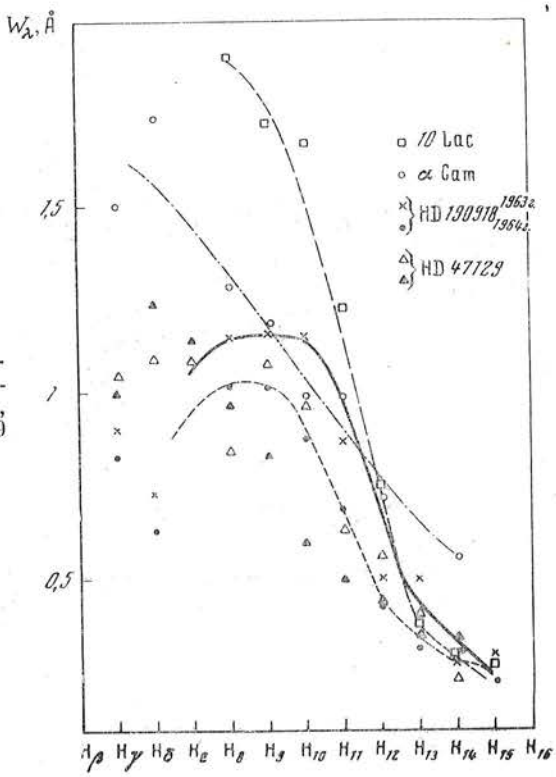


Фиг. 2. Изменение эквивалентных ширин линий H_9, H_{10}, H_{11} в комбинации $\Sigma W_\lambda/3$

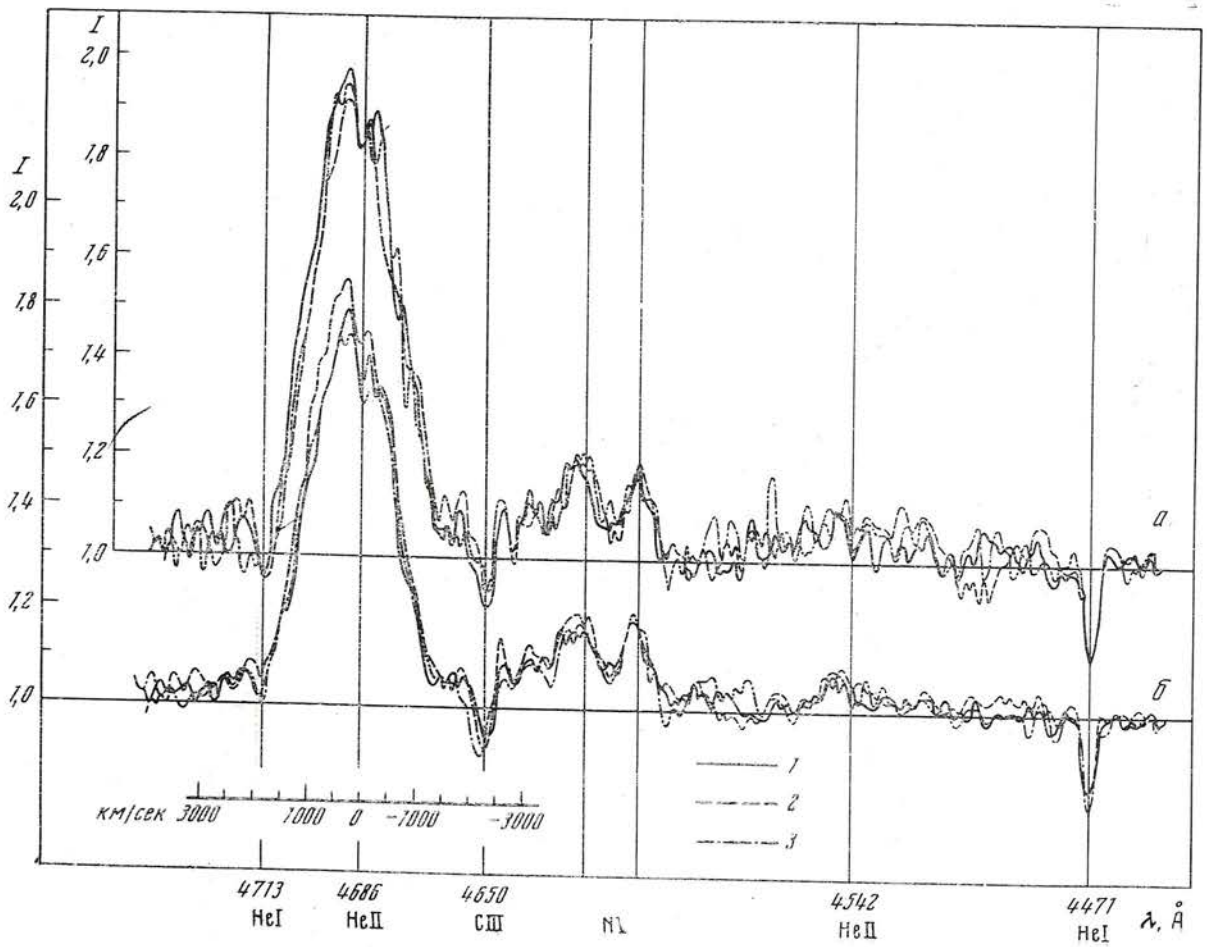
Кружки — наблюдения 1963 г., точки — 1964 г. Вверху показано изменение M_v, найденное по W_λ H_9, H_{10}, H_{11}



Фиг. 3. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения в спектре HD 190918 1963 и 1964 гг.

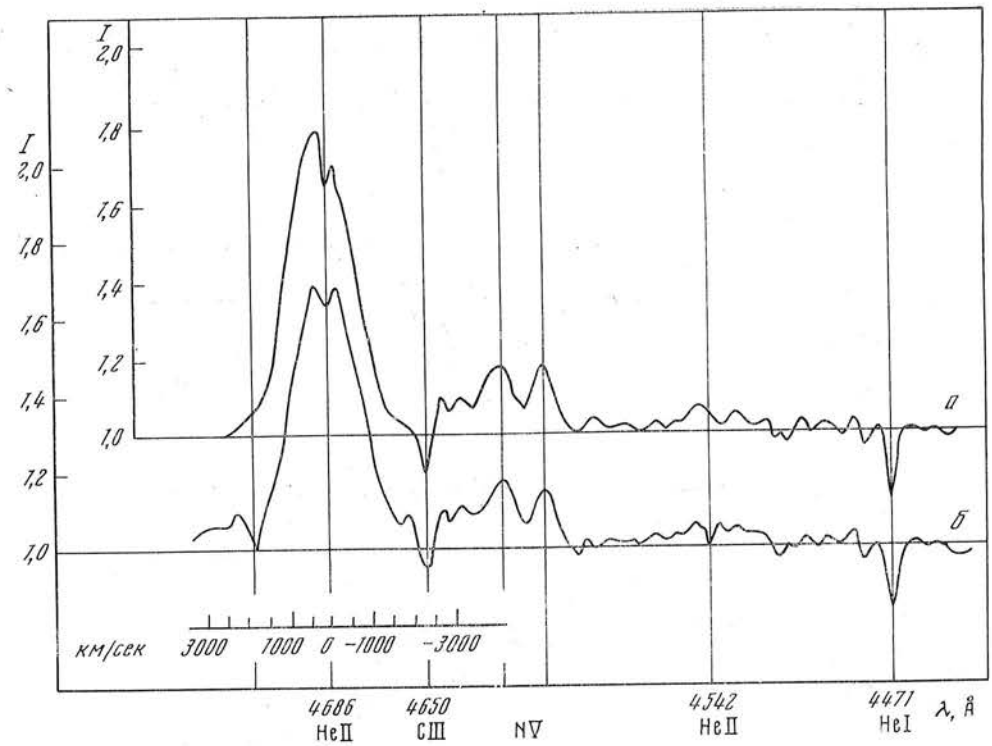


Фиг. 4. Зависимости эквивалентных ширин линий водорода от номера линии для 10 Lac, α Cam, HD 190918 и HD 47129



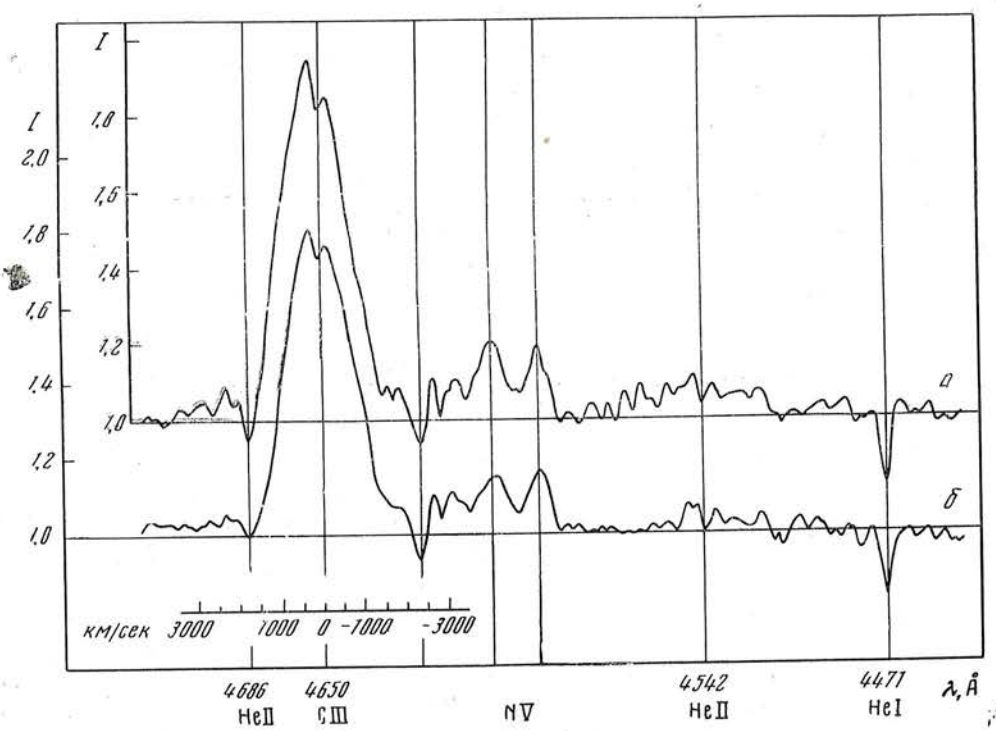
Фиг. 5. Контуры λ4686 He II и λλ4620—04 N V

а — полученные в 1963 г.: *1* — 16.IX; *2* — 22.IX; *3* — 26.IX; *б* — 1964 г.: *1* — 6.VIII; *2* — 13.VIII; *3* — 17.VIII



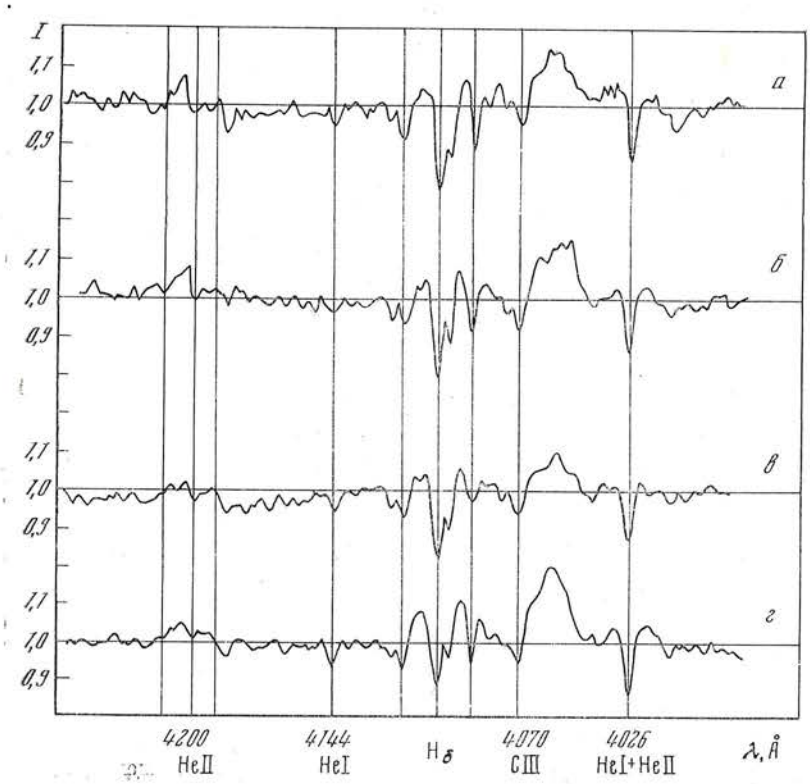
Фиг. 6. Усредненные контуры эмиссий λ4686 He II и прилегающего участка спектра до λ4471 He I

а — по наблюдениям в сентябре (6 спектрограмм); *б* — в октябре (8 спектрограмм) 1963 г.



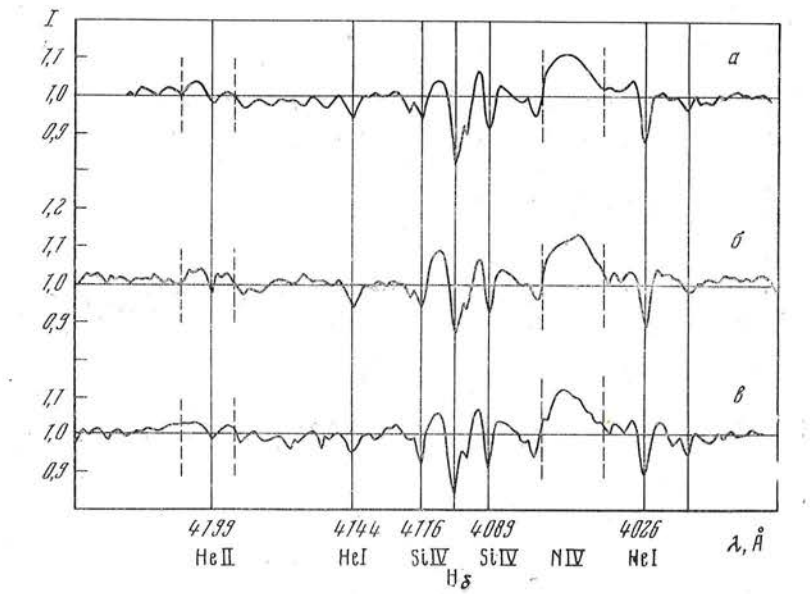
Фиг. 7. Усредненные контуры эмиссий λ4686 He II и прилегающего участка спектра до λ4471 He I

а — по наблюдениям в августе (12 спектрограмм); *б* — в сентябре (8 спектрограмм) 1964 г.



Фиг. 8. Участки спектра в интенсивностях от λ4230 до λ4000 Å, полученные как средние из наблюдений в 1963 г.

а — 16—17.IX (6 спектрограмм); *б* — 7—10.X (4); *в* — 16—25.X (4); *г* — 15—22.XI (4)

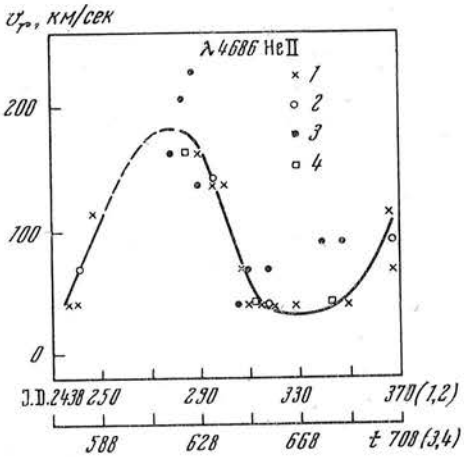


Фиг. 9. Участки спектра в интенсивностях от λ4230 до λ4000 Å, полученные как средние из наблюдений в 1964 г.

а — август (12 спектрограмм); *б* — сентябрь (10); *в* — октябрь (6)

Поэтому в дальнейшем контуры, полученные в интервале одного месяца, были графически усреднены. На фиг. 6 и 7 показаны усредненные таким образом контуры эмиссионных полос λ4686 He II, λλ4620—04 N V и участок спектра до λ4471 для двух месяцев в 1963 г. (фиг. 6) и в 1964 г. (фиг. 7). Фиг. 8 и 9 показывают полученные таким же образом контуры λ4199 He II, λ4101 H_δ, λ4057—49 N IV вместе с прилегающими участками спектра соответственно для 1963 и 1964 гг.

При рассмотрении контура λ4686 He II обращает на себя внимание следующая деталь. На эмиссионный контур накладывается абсорбционное ядро. Эмиссионный контур асимметричен относительно этой абсорбции, причем асимметрия меняется со временем. Чтобы количественно оценить смещение эмиссии относительно абсорбционного ядра, измерялись расстояния центра эмиссионной полосы $\overline{\lambda}_{эм}$ от λ_0, соответствующего абсорбционному ядру. Если абсорбционное ядро образуется в атмосфере компоненты O, эта разность



Фиг. 10. Кривая лучевой скорости компоненты WR, полученная по измерениям эмиссионной полосы λ4686 He II относительно абсорбционного ядра

1 — значения W_λ, измеренные для каждой даты; *2* — по усредненному за месяц контуру в 1963 г.; *3* и *4* — то же для 1964 г.

$\overline{\lambda}_{эм} - \lambda_0$, выраженная в *км/сек*, будет представлять собой лучевую скорость v_r эмиссии λ4686 He II относительно компоненты O; $\lambda_{эм}$ — длина волны середины эмиссионной полосы — находилась методом хорд. При этом мы полагали, что эмиссионный контур не может быть сильно искажен накладывающейся абсорбцией, поскольку у звезд типа O позднего спектрального класса интенсивность линий He II уже достаточно мала. Найденные таким образом значения v_r были нанесены на график в функции времени. Наблюдения 1963 и 1964 гг. хорошо представляют нисходящую ветвь кривой скорости и начало восходящей ветви. Наблюдения двух сезонов удалось свести в одну кривую графически. На фиг. 10 показаны совмещенные ветви кривой скорости за 1963 и 1964 гг. По оси ординат отложены значения v_r, найденные по измеренным разницам $\overline{\lambda}_{эм} - \lambda_0$, по оси абсцисс — юлианские дни; верхний ряд соответствует наблюдениям 1963 г., нижний — 1964 г. Приведенная кривая показывает, что амплитуда скорости эмиссии относительно компоненты O около 150 *км/сек* (от 35 до 185 *км/сек*), средняя скорость составляет примерно + 110 *км/сек* и возможный период 105 дней.

Линии поглощения в спектре HD 190918 не показали заметных смещений, достаточных, чтобы обнаружить их методом, применяемым нами [6]. Поэтому не удалось построить кривую лучевой скорости компоненты O. Так как смещения эмиссионной полосы λ4686 He II измерялись нами по отношению к абсорбционному ядру при предположении, что оно образуется в атмосфере компоненты O, полученное значение (+110 *км/сек*) для компоненты WN должно означать разницу γ-скоростей компонент

Таблица 2

λ, Å	Идентификация	25 и 28.VII сп. 1—3	4.VIII сп. 4, 5	16.IX сп. 7,8	22 и 26.IX сп. 9, 10	3.X сп. 12	7.X сп. 13, 14	10.X сп. 15, 16	16.X сп. 17, 18	25.X сп. 19, 20	15 и 17.XI сп. 25, 26	22.XI сп. 27, 28	2.XII сп. 30, 31	3.XII сп. 32, 33
						1963 г.								
4861	H_β + He II, E_R					0,83	0,53				0,88			
	E_V					0,31	0,80				1,09			
4641,9—34,2	N III	1,13	1,21	1,08	0,98	Передер.	0,95	1,18	1,21	1,06	0,94	1,62	1,22	0,83
4620—04	N V	4,00	4,72	4,04	4,09	»	3,18	3,67	3,58	3,15	2,54	3,52	3,56	3,22
4542+18 Å	He II + N III, E_R	0,49	0,84	1,03	1,16	»	0,29	0,64	0,90	0,20	1,20	0,57	0,46	0,81
—24 Å	E_V	0,33	0,74	0,64	1,52		0,18	0,86	0,61	0,12		0,57	0,54	0,55
4200+12 Å	He II, E_R	0,21	0,70	0,37	0,38	0,42	0,52	0,41	0,21		0,19	0,45	0,27	0,35
—9 Å	E_V	0,11	0,12		0,13		0,08	0,09	0,03		0,20	0,20	0,18	0,20
4101	H_δ + He II, E_R	0,62	0,58	0,21	0,14	0,49	0,23	0,15	0,26	0,14	0,55	0,44	0,52	0,40
	E_V	0,45	0,35	0,12	0,20	0,20	0,13	0,23	0,15	0,24	0,38	0,53	0,42	0,41
4087	?	0,57	0,46	0,30	0,08	0,12	0,12	0,18		0,18	0,30	0,15	0,47	0,23
4057—49	N IV	3,20	3,27	2,11	1,95	2,66	1,45	2,90	1,37	0,84	2,72	2,64	3,72	2,82
4026	He II + He I, E_R	0,62	0,68	0,27	0,50	0,62	0,17	0,03	0,09		0,12	0,18	0,30	0,27
	E_V	0,58:	0,43	0,09	0,09	0,43	0,14	0,09	0,12		0,08	0,47	0,26	0,15
3858	He II	0,24				0,09		0,14	0,10	?		0,20	0,43	?
3783	He II		?							?	0,21		0,20	
3742	N IV	0,76			1,01	0,40	0,34			0,26	0,46	0,48	0,92	0,35
3728	?	0,38			0,30	0,17	0,13			0,09	0,09	0,14	0,21	0,08

Таблица 3

λ, Å	Идентификация	6—11.VIII сп. 1—5	13.VIII сп. 6—8	17.VIII сп. 9, 10	19.VIII сп. 11, 12	3.IX сп. 13, 14	4.IX сп. 15, 16	8.IX сп. 17, 18	10.IX сп. 20	11.IX сп. 21, 22	16.IX сп. 23, 24	8.X сп. 25, 26	16.X сп. 27, 28	19.X сп. 29, 30
						1964 г.								
4861	H_β + He II, E_R	0,52	0,62	0,97	0,80						0,35		0,94	1,08
	E_V	1,09	0,43	1,03	0,67						1,41		1,52	1,03
4641,9—34,2	N III	1,32	1,29	1,00	0,89	1,34	1,07	0,93	1,65	1,38	1,26	1,20	1,16	0,91
4620—04	N V	3,61	4,44	3,72	4,07	3,84	3,68	4,74	4,10	3,72	3,72	4,90	5,42	3,16
4542+18 Å	He II + N III, E_R	0,82	1,71	1,17	0,81	1,28	2,14	1,80	1,68	1,32	0,70	1,80	0,86	1,05
—24 Å	E_V													
—9 Å	He II, E_R	0,39	0,20	0,12	0,34	0,46	0,35	0,60	0,28	0,40	0,23	0,18	0,08	0,62
	E_V								0,13	0,11		0,33:	0,21	
4101	H_δ + He II, E_R	0,20	0,29	0,17	0,14	0,41	0,58	0,05	0,29	0,36	0,27	0,37	0,61	0,29
	E_V	0,17	0,21	0,16	0,08	0,27	0,21	0,15	0,29	0,32	0,21	0,26	0,44	0,23
4087	?	0,11	0,06			0,32	0,21	0,15	0,17	0,20	0,23	0,29	0,09	0,12
4057—49	N IV	1,90	1,58	1,82	1,30	2,50	1,95	1,67	1,76	2,46	1,87	1,87	1,71	1,74
4026	He II + He I, E_R	0,15	0,24	0,15	0,15	0,38	0,21	0,21	0,20	0,37	0,11	0,33	0,23	0,06
	E_V	0,08				0,30	0,17				0,18	0,09	0,18	0,15
3858	He II							0,08	0,14		0,06	0,11	0,17	?
3783	He II	0,26	0,30		0,17	0,15	0,15	0,20			0,15		0,11	
3742	N IV	0,44	0,50	0,17	0,18	0,17	0,37	0,37			0,23	0,21	0,24	0,55
3728	?	0,12		0,06	0,08	0,06	0,17	0,14				0,14	0,11	?

Таблица 4

Дата, 1963 г.	J. D. 2438...	$(W_\lambda)_R$	$(W_\lambda)_V$	$\frac{(W_\lambda)_R}{(W_\lambda)_V}$	W_λ		$\Delta\lambda_D$, Å	$\Delta\lambda_{0,05}$, Å	$\bar{\lambda}_{эм} - \lambda_{0,\ абс}$	
					Å	км/сек			Å	км/сек
25.VII	236,49	14,50	12,30	1,18	26,80	1710	26,8	60	0,72	40
28.VII	239,46	11,50	10,20	1,13	21,70	1385	27,0	58	0,72	40
4.VIII	246,47	14,50	12,74	1,14	27,24	1740	28,3	57	1,78	115
16.IX	289,40	16,60	11,10	1,49	27,70	1770	29	57	2,50	162
22.IX	295,33	13,85	12,08	1,15	25,93	1650	27	56	2,14	137
26.IX	299,28	14,45	11,06	1,30	25,51	1620	27	56	2,14	137
3.X	306,46	12,92	12,22	1,06	25,14	1600	27	56	1,07	68
7.X	310,31	11,95	12,20	0,98	24,15	1540	30,5	55	0,72	40
10.X	313,24	12,95	11,55	1,12	24,15	1560	27	55	0,72	40
16.X	319,22				23,50	1500	25	54	0,72	40
25.X	328,22	10,22	9,27	1,11	19,49	1240	29	57	0,72	40
15—17.XI	349,18—351,16	11,38	10,25	1,11	21,63	1380	26	53	0,72:	40:
22.XI	356,21	11,55	12,75	0,90	24,30	1550	24		0	0
2.XII	366,22	13,00	9,65	1,35	22,65	1445	25		1,78	115
3.XII	367,20	12,40	9,90	1,25	22,30	1420	25		1,07	68

Таблица 5

Дата, 1964 г.	J. D. 2438...	$(W_\lambda)_R$	$(W_\lambda)_V$	$\frac{(W_\lambda)_R}{(W_\lambda)_V}$	W_λ		$\Delta\lambda_D$, Å	$\Delta\lambda_{0,05}$, Å	$\bar{\lambda}_{эм} - \lambda_{0,\ абс}$	
					Å	км/сек			Å	км/сек
6—11.VIII	614,35									
	619,39	13,28	8,90	1,49	22,2	1415	27,8	50	2,50	162
13.VIII	621,36	15,0	9,05	1,66	24,1	1540	27,8	51	3,20	206
17.VIII	625,32	12,82	7,95	1,61	20,8	1325	27,8	46	3,56	228
19.VIII	627,38	11,78	10,01	1,17	21,8	1385	27,8	53	1,78	115
3.IX	642,28	10,0	8,90	1,12	18,9	1205	28,5		0,72::	40::
4.IX	643,28	11,85	11,00	1,08	22,8	1455	29,5		0,72	40
8.IX	647,27	12,48	12,12	1,03	24,5	1560	30	57	1,07	68
10.IX	649,30				22,8	1450	26,5	55		0
11.IX	650,27	10,50	12,62	0,84	23,20	1480	26,5	58,5	0	68
16.IX	655,26	11,00	9,45	1,16	20,65	1320	30	61	1,07	62
8.X	677,30	12,35	11,50	1,08	23,85	1520	31	62	1,42	68
16.X	685,23	14,40	11,20	1,27	25,6	1630	29,8	59	1,42	91
19.X	688,24	9,83	11,42	0,86	21,35	1355	28,3	60	0	0

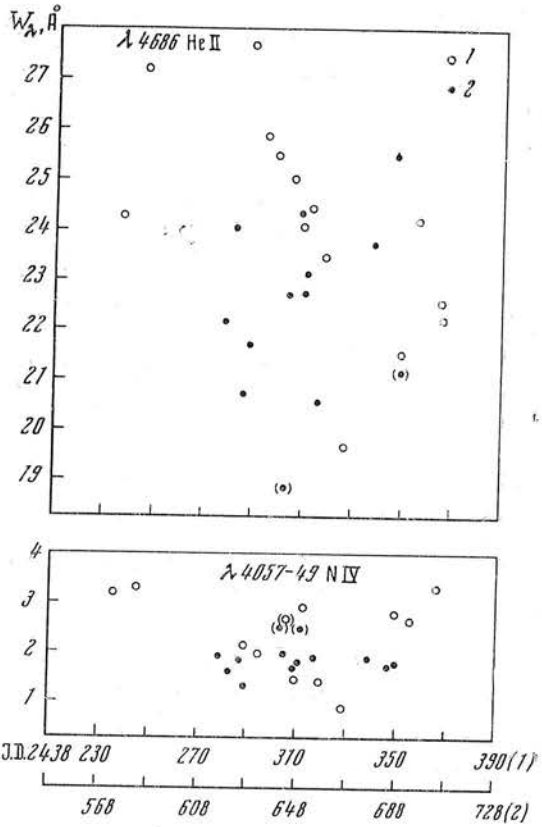
системы ($\gamma_W - \gamma_0 = +110$ *км/сек*). Эта разница в γ-скоростях указывает на то, что эмиссионная полоса λ4686 He II смещена в красную часть спектра на 110 *км/сек*. Такой же результат получил Вилсон [3].

Следующей по интенсивности после полосы λ4686 He II является полоса $\lambda\lambda$4619—03 N V. Наблюдения 1963 и 1964 гг. дают для длин волн, соответствующих максимумам интенсивности, ее значения $\lambda\lambda \geqslant 4620$—04 Å, ширина этой полосы на уровне 0,05 над непрерывным спектром примерно 30—32 Å. Примерно, потому что с длинноволновой стороны полоса N V блендируется с эмиссией λ4641—34 N III. Коротковолновый край полосы довольно резкий.

Для всех наблюденных эмиссионных полос и линий поглощения были оценены эквивалентные ширины. Результаты помещены в табл. 2—7.

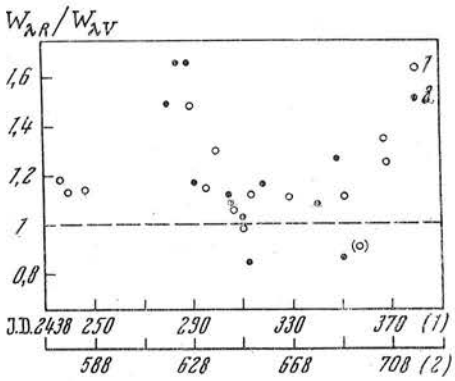
В табл. 2, 3 собраны W_λ (Å) за каждую дату (графы 3—15) в 1963 и 1964 гг. для всех наблюденных эмиссионных полос, кроме λ4686 He II (для каждой даты указаны номера спектрограмм). Данные для последней помещены в табл. 4, 5. Здесь первая графа — дата, вторая — юлианский день, третья — эквивалентная ширина длинноволновой половины полосы $(W_\lambda)_R$, четвертая — коротковолновой половины полосы $(W_\lambda)_V$, пятая — отношение $(W_\lambda)_R/(W_\lambda)_V$, шестая и седьмая — эквивалентная ширина W_λ всей полосы в Å и *км/сек*, восьмая — допплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$, девятая — ширина контура на уровне 0,05 над непрерывным спектром, десятая и одиннадцатая соответственно в Å и *км/сек* — смещения центра эмиссии по отношению к λ_0, соответствующему абсорбционному ядру, $\overline{\lambda}_{эм} - \lambda_0$.

В табл. 6, 7 приведены оценки эквивалентных ширин W_λ линий поглощения в Å для каждой даты в 1963 и 1964 гг. Интересно было проследить поведение как линий поглощения, так и эмиссионных полос за время наблюдений. Для этого построены зависимости эквивалентных ширин эмиссионных полос λ4686 He II и λλ4057—49 во времени для наблюдений 1963 и 1964 гг. Эти зависимости (фиг. 11) для обоих годов совмещены на одном графике в соответствии с кривой скорости. Рассмотрев фиг. 11, можно сделать выводы. 1. Наблюдения 1963 г. показывают заметные изменения интенсивности эмиссии в соответствии с кривой скорости (интенсивность эмиссии уменьшается, когда эмиссионная компонента имеет минимальное смещение в красную часть спектра). 2. Наблюдения 1964 г. дают большой разброс значений W_λ, но можно видеть, что интенсивность эмиссии λ4686 в 1964 г. несколько ниже,



Фиг. 11. Зависимость эквивалентных ширин эмиссионных полос λ4686 He II (вверху) и λλ4057—49 N IV (внизу) от J. D.

1—1963 г.; *2*—1964 г.



Фиг. 12. Зависимости отношения эквивалентной ширины W_{λ_R} — длинноволновой половины к W_{λ_V} — коротковолновой половины контура λ4686 He II от J. D.

1—1963 г.; *2*—1964 г.

Таблица 6

λ, Å	Идентификация	25 и 28.VII	4.VIII	16.IX	22 и 26.IX	3.X	7.X	10.X	16.X	25.X	15 и 17.XI	22.XI	2.XII	3.XII
							1963 г.							
4861,33	H_β, He II					0,27	0,07	0,11	0,17	0,07	0,08			
4340,47	H_γ, He II	0,60	1,12	0,70	0,78	1,20	0,86	0,81	1,02	0,67	0,70	0,58	0,68	0,63
4101,74	H_δ, He II, N III	0,34	0,50	1,13	0,65	1,01	0,66	0,84	0,88	0,55	0,33	0,51	0,64	0,45
3970,07	H_ε, He II, H Ca II	1,23	1,67	1,37	1,32	1,50	1,41	1,04	1,56	1,21	1,41	1,56	1,53	1,45
3889,05	H_8	0,82	0,96	1,46	0,81	0,95	1,56	1,24	1,07	0,92	1,04	1,21	1,11	0,77
3835,39	H_9	0,75	1,75	1,02	0,84	1,01	1,31	1,38	1,12	1,24	1,26	1,15	0,89	1,00
3797,90	H_{10}	0,70	1,22	1,26	1,20	1,12	1,12	1,71	1,10	0,97	1,18	0,98	1,02	0,92
3770,63	H_{11}	0,58	0,72	1,06	0,75	0,77	0,83	1,33	1,07	0,81	0,98	0,69	0,75	0,80
3750,15	H_{12}	0,21		0,79	0,26:	0,37	0,61	0,71:	0,67	0,40	0,46	0,40	0,34	0,37
3734,37	H_{13}	0,08		0,43	0,35	0,32	0,41	0,73	0,46	0,46	0,37	0,43	0,31	0,40
3721,94	H_{14}	0,41:		0,37	0,08	0,17	0,24	0,34	0,29	0,25	0,25	0,31	0,20	0,25
3711,97	H_{15}			0,40	?	0,25	0,31	0,32	0,40	0,17	0,31:	0,20	0,23	
3705,14	H_{16} + He I	0,36		0,52	0,29	0,27	0,40	0,37	0,40	0,31	0,42	0,31	0,22	0,22
	He I													
4921,93	$2^1P^0 - 4^1J$						0,40	0,51	0,27	0,48	0,43			
4387,93	—5	0,18	0,31	0,25	0,30	0,31	0,34	0,37	0,30	0,30	0,19	0,28	0,30	0,15
4143,76	—6	0,14	0,21	0,15	0,23	0,44	0,32	0,29	0,21	0,23	0,23	0,23	0,26	0,29
4009,27	—7	0,03	0,06	0,24	0,30	0,09	0,15	0,23	0,12	0,08	0,14	0,12	0,09	0,11
3926,53	—8					0,15		0,11	0,14	0,08				
3871	—9	0,11				0,17	0,12		0,15	0,05	0,12	0,09	0,09	
3806,56	—11						0,12	0,15	0,15		0,15	0,15	0,11	
4169	$2^1P^0 - 6^1S$				0,12				0,23	0,17	0,03			0,05
3964,73	2^1S	0,09	0,15	0,08	0,24:	0,23	0,18	0,11	0,24 *	0,20	0,30 *	0,37 *	0,30 *	0,30 *

Таблица 6 (окончание)

λ, Å	Идентификация	25 и 28.VII	4.VIII	16.IX	22 и 26.IX	3.X	7.X	10.X	16.X	25.X	15 и 17.XI	22.XI	2.XII	3.XII
						1963 г.								
4471,69	$2^3P^0 - 4^3D$	0,70	0,93	0,53	0,68	0,72	0,79	0,78	0,99	0,71	0,71	0,89	0,56	0,59
4026	—5	0,38	0,46	0,56	0,49	0,32	0,38	0,58	0,55	0,41	0,45	0,50	0,53	0,33
3819,76	—6	0,20	0,41	0,81	0,27	0,63	0,55	0,64	0,44	0,40	0,55	0,46	0,35	0,45
3705,14	—7	0,36		0,52	0,29	0,27	0,40	0,37	0,40	0,31	0,42	0,31	0,22	0,22
3634	—8					0,23	0,18	0,20	0,35	0,31:	0,18:		0,31:	
4713,47	$2^3P^0 - 4^3S$			0,14	0,15	0,22	0,06					0,13		0,14
4120,9	—5	0,14	0,26	0,12	0,21	0,32	0,12	0,18	0,14	0,18		0,14	0,11	0,15
3867	—6	0,12				0,14	0,23		0,20	0,08	0,05	0,09	0,09	
4116	Si IV	0,17	0,32	0,38	0,27	0,41	0,17	0,35	0,30	0,18	0,17	0,20	0,21	0,24
4088,86	Si IV	0,13	0,18	0,37	0,24	0,38	0,30	0,18	0,36		0,14	0,14	0,12	0,11
3791,41	Si III, O III		0,24		0,20	0,21	0,17	0,29	0,28	0,20	0,21	0,41	0,11	0,34
4514,89	N III	0,04	0,18	0,04	0,11		0,13	0,26	0,06	0,13		0,06	0,23	0,17
4511,92	N III	0,13		0,04										
4379,09	N III	0,11	0,30	0,10	0,18		0,06	0,14	0,15	0,12	0,13	0,06	0,25	0,09
4097,31	N III	0,16	0,35	0,48	0,36	0,41	0,24	0,26	0,35	0,15	0,15	0,14	0,05	0,09
3754,67	N III	0,12				0,20	0,20	0,34	0,24	0,20	0,23	0,15		
4650,8	C III	0,26	0,43	0,49	0,18	0,27	0,36	0,43	0,33	0,17	0,17	0,17	0,30	0,10
4187,85	C III, O II	0,42	0,09	0,39	0,26	0,29	0,12		0,21	0,30	0,15	0,15	0,21	0,17
4156,54	C III, O II	0,07							0,12:	0,12		0,05		
4070,30—67,9	C III	0,06	0,14	0,15	0,21	0,38	0,49	0,35	0,43	0,27	0,27	0,33	0,18	0,53
3962	O III	0,15	0,11			0,17	?	?	0,24	0,20	0,30	0,37	0,30	0,30
3759,9—57,2	O III	0,21		0,23	0,34	0,20	0,43	0,51	0,34	0,44	0,31	0,32	0,24	0,32
4481,3	Mg II	0,05	0,05	0,14			0,06	0,25	0,23	0,15	0,18	0,16	0,09	0,15
3933	K Ca II	0,58	0,75	0,52	0,58	0,50	0,58	0,60		0,46	0,64	0,63	0,68	0,57

Таблица 7

λ, Å	Идентификация	6—11.VIII сп. 1—5	13.VIII сп. 6—8	17.VIII сп. 9, 10	19.VIII сп. 11, 12	3.IX сп. 13, 14	4.IX сп. 15, 16	8.IX сп. 17, 18	10.IX сп. 20	11.IX сп. 21, 22	16.IX сп. 23, 24	8.X сп. 25, 26	16.X сп. 27, 28	19.X сп. 29, 30
						1964 г.								
4861,33	H_β + He II	0,13	0,20	0,19	0,35		0,17				0,19		0,08	0,29
4340,47	H_γ, He II	0,75	0,93	0,80	1,05	0,75	0,82	0,99	1,10	0,91	0,65	0,75	1,02	0,66
4101,74	H_δ, He II, N III	0,79	0,83	0,64	0,85	0,48	0,68	0,61	0,53	0,62	0,48		0,76	0,52
3970,07	H_ε, He II, H Ca II	1,19	1,23	1,38	1,36	0,96	1,04	0,99	1,20	0,99	1,00	1,09	1,19	1,22
3889,05	H_8	1,30	1,14	1,44	0,93	0,92	0,83	1,23	1,25	0,72	0,89	1,25	0,55	0,66
3835,39	H_9	1,02	0,85	0,93	1,09	0,86	0,92	0,80	1,18	0,86	0,81	0,87	1,23	1,00
3797,90	H_{10}	0,80	0,84	0,83	0,66	0,80	0,83	0,80	1,10	0,76	0,98	0,95	0,95	0,69
3770,63	H_{11}	0,69	0,59	0,62	0,68	0,80	0,65	0,49	0,89	0,89	0,80	0,55	0,83	0,73
3750,15	H_{12}	0,35	0,34	0,33	0,47	0,31	0,32	0,38	0,50	0,55	0,40	0,35	0,37	0,35
3734,37	H_{13}	0,23	0,24	0,41	0,32	0,32	0,35	0,44	0,66	0,41	0,32	0,31	0,31	0,26
3721,94	H_{14}	0,23	0,15	0,21	0,21	0,18	0,28	0,24	0,46	0,43	0,17	0,15	0,18	0,24
3711,97	H_{15}	0,23	0,20	0,32	0,24	0,21	0,28	0,29		0,32	0,20	0,09	0,37:	0,14
3705,14	H_{16} + He I	0,26	0,30	0,36	0,41	0,32	0,32	0,34			0,31	0,14:	0,46	0,41
4921,93	$2^1P^0 - 4^1D$	0,41		0,35	0,49								0,38	0,51
4387,93	—5	0,66	0,21	0,37	0,25	0,45	0,56	0,70	0,73	0,50	0,25	0,48	0,35	0,26
4143,76	—6	0,17	0,30	0,26	0,23	0,29	0,29	0,15	0,20	0,23	0,12	0,09	0,09	0,35
4009,27	—7	0,09	0,08	0,15	0,15	0,08	0,06	0,11	0,12	0,12	0,12	0,03	0,15	0,37
3926,53	—8	0,14	0,12	?	0,12	0,17	0,20	0,08	0,05	0,28	0,08			
3871	—9	0,17	0,42		0,29	0,06:	0,06:		0,23	0,05	0,05	0,12	0,18	0,12
3806,56	—11	0,09	0,11	0,14	0,10	0,14		0,08	0,15		0,14	0,12		
4169	$2^1P^0 - 6^1S$	0,11		0,08				0,03	0,17		0,03	0,08	0,15	0,11
3964,73	2^1S	0,17	0,15	0,17	0,21:	0,12	0,18	0,12	0,09	0,15	0,09	0,12	0,11	0,14
4471,69	$2^3P^0 - 4^3D$	0,75	0,63	0,70	0,72	0,84	0,61	0,70	0,71	0,74	0,81	0,48	1,09	0,70
4026	—5	0,47	0,38	0,36	0,35	0,30	0,46	0,46	0,33	0,40	0,40	0,41	0,46	0,38

Таблица 7 (окончание)

λ, A	Идентификация	6—11.VIII сп. 1—5	13.VIII сп. 6—8	17.VIII сп. 9, 10	19.VIII сп. 11, 12	3.IX сп. 13, 14	4.IX сп. 15, 16	8.IX сп. 17, 18	10.IX сп. 20	11.IX сп. 21, 22	16.IX сп. 23, 24	8.X сп. 25, 26	16.X сп. 27, 28	19.X сп. 29, 30
						1964 год								
3819,76	—6	0,46	0,38	0,57	0,33	0,46	0,31	0,32	0,38	(0,15)	0,41	0,38	0,34	0,46
3705,14	—7	0,26	0,30	0,36	0,41	0,32	0,32	0,34			0,31	(0,14)	0,46	0,41
3634	—8	0,20:	0,21			(0,14)	0,12							
4713,47	$2^3P^0 - 4^3S$													
4120,9	—5	0,15	0,12	0,12	0,18	0,09	0,04	0,15	0,26	0,16	0,09		0,09	0,12
3867	—6	0,28:	0,23	0,23	0,29	(0,05)	0,06			0,03	0,05	0,12	0,17	0,14
4116,10	Si IV	0,21	0,20	0,12	0,18	0,20	0,15	0,23	0,23	0,20	0,17	0,11	0,21	0,23
4088,86	Si IV	0,26	0,27	0,21	0,29	0,18	0,15	0,24	0,24	0,12	0,18	0,17	0,24	0,21
3791,41	Si III, O III	0,21	0,15	0,20	0,11	0,12	0,15	0,24	0,28	0,26	0,14	0,18	0,34	0,15
4514,89	N III				0,07	0,12	0,04					0,10	0,09	0,06
4511,92	N III			0,07	0,06	0,04	0,03		0,16	0,26	0,10			
4379,09	N III	0,33				0,39	0,20	0,45	0,52	0,33	0,25	0,27	0,16	0,07
4097,31	N III	0,29	0,23	0,21	0,26	0,17	0,20	0,15	0,29	0,23	0,17	0,18	0,23	0,20
3754,67	N III	0,13	0,12	0,15	0,18	0,14	0,18	0,14	0,21	0,18	0,14	0,23	0,21	0,14
4650,8	C III	0,26	0,38	0,39	0,34	0,37	0,13	0,12	0,16	0,20	0,16	0,13	0,13	0,13
4187,85	C III, O II	0,09	0,19	0,26	0,16		0,11	0,12	0,13	0,15	0,15	0,06	0,18	0,04
4156,54	C III, O II	0,09	0,08	0,15	0,03			0,06						0,09
4070,30—67,9	C III	0,24	0,21	0,20	0,32	0,17	0,21	0,44	0,12	0,15	0,15	0,26	0,38	0,24
3962	O III			0,17		0,09	0,14	0,06	0,08	0,14	0,09	0,09	0,17	0,06
3759,9—57,2	O III	0,32	0,23	0,30	0,21	0,26	0,18	0,21	0,35	0,21	0,15	0,24	0,38	0,06
4481,3	Mg II	0,13	0,06	0,19	0,16	0,14	0,04	0,04	0,03	0,12	0,16		0,16	0,07
3933	K Ca II	0,60	0,42	0,45	0,48	0,46	0,60	0,50	0,71	0,61	0,35	0,34	0,50	0,50

чем в 1963 г. Это различие особенно заметно в моменты, соответствующие максимальной скорости удаления эмиссионной компоненты. Рассмотрение зависимости W_λ от J. D. для полосы λλ4057—49 Å N IV не позволяет сказать что-нибудь определенное. Как будто характер изменения ее интенсивности такой же, как и у полосы λ4686 He II.

На основании проведенного анализа сложного спектра HD 190918 пока трудно сделать определенное заключение о строении системы, но можно отметить следующее. Наблюдения 1963—1964 гг. подтверждают вывод Вилсона [3] о наличии орбитального движения в системе HD 190918 и систематического смещения эмиссионной полосы λ4686 He II на 110 *км/сек* в длинноволновую часть спектра. Это смещение, по-видимому, связано со стратификацией вещества в атмосфере компоненты Вольф-Райе.

Интересным нам кажется тот факт, что отношение $(W_\lambda)_R/(W_\lambda)_V$ для полосы λ4686 He II остается почти всегда больше единицы (как показывает фиг. 12). По аналогии со звездами Be [9] это должно указывать на расширение оболочки, окружающей звезду.

Уменьшение интенсивности эмиссии λ4686 He II в 1964 г. в сравнении с 1963 г. и изменение абсорбционной компоненты (в смысле спектра и, возможно, светимости), по-видимому, взаимосвязаны.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить И. М. Копылова и А. А. Боярчука за ценные советы при обсуждении настоящей статьи, а также Г. Н. Панкратову за помощь при обработке спектрограмм.

Март 1967 г.

Литература

1. C. S. Beals. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria B. C., 1930, **4**, N 17.
2. J. S. Plaskett. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria B. C., 1924, **2**, N **16**.
3. O. S. Wilson. Astrophys. J., 1949, **109**, 76.
4. N. G. Roman. Astrophys. J., 1951, **114**, 492.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 156.
6. Т. С. Галкина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 175; 1967, **37**, 205.
7. C. S. Beals. Trans. I. A. U., 1938, **6**, 248.
8. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 242.
9. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1957, **34**, 193.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНО БЫСТРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. II

Э. А. Витриченко

Составлена программа наблюдений для наиболее надежно отобранных быстрых OB-звезд на основании списка [1].

По спектрограммам, полученным на 122-*см* рефлекторе Крымской обсерватории с дифракционным спектрографом АСП-11 (дисперсия 15 и 37 Å/*мм*), определены эквивалентные ширины линий у 13 исследуемых и 5 стандартных звезд. В линейчатом спектре быстрых звезд не найдено никаких особенностей, отличающих эти объекты от стандартных звезд. Проведена двумерная количественная классификация исследуемых и стандартных звезд. Содержание гелия по отношению к водороду, определенное двумя независимыми методами, у быстрых и стандартных звезд оказалось одинаковым. Определены скорости вращения ($v \sin i$) у 13 быстрых звезд. Распределение скоростей вращения у 34 быстрых звезд списка [1] более похоже на распределение скоростей вращения спектрально-двойных звезд, чем одиночных.

Спектроскопическими и фотоэлектрическими методами изучена двойственность быстрых звезд. Уточнены элементы орбиты HD 3950. Не подтверждена переменность лучевой скорости HD 188439. Подтверждена переменность лучевой скорости звезд HD 167330, HD 167451 и HD 175514. Доля двойных среди звезд нашего списка оценивается в 20—45%.

В приложении описана методика определения лучевых скоростей OB-звезд с дифракционным спектрографом.

AN INVESTIGATION OF HIGH VELOCITY EARLY TYPE STARS (RUN-AWAY). II, by *E. A. Vitrichenko.*— The program of observations for the most safely picked out fast OB-stars is compiled on the basis of the list [1].

The equivalent line-widths of 13 investigating and 5 standard stars are determined from spectrograms, obtained with the grating spectrograph АСП-11 of the 122-cm reflector of the Crimean observatory (dispersion 15 and 37 Å/mm). No peculiarities, differing fast stars from standard ones were found in the line spectrum. The two-dimensional quantitative classification of investigating and standard stars is given. The content of helium with respect to hydrogen, determined by two independent methods is found to be equal in fast and standard stars.

Velocities of rotation ($v \sin i$) of 13 fast stars are determined. The distribution of rotation velocities of 34 fast stars of the list [1] is more like the distribution of rotation velocities of spectral binaries, than that one of single stars.

The duplity of fast stars was investigated by spectroscopic and photoelectric methods. Elements of HD 3950 orbit are made more precise. The variability of the radial velocity of HD 188439 is not corroborated. The variability of the radial velocity of HD 167330, HD 167451 and HD 175514 is corroborated. The percentage of binaries among stars of our list is 20—45%.

The method of the determination of radial velocities of OB-stars with a grating spectrograph is described in Appendix.

В [1] на основе статистического изучения движений OB-звезд был подтвержден вывод Блаау [2] о том, что среди звезд ранних спектральных классов существует группа объектов с аномально большими пространственными скоростями. Там же составлен список звезд, заподозренных в принадлежности к этой группе.

Для выяснения природы быстрых звезд и их места в эволюции Галактики необходимо изучить свойства этой группы объектов. Гипотеза Блаау [2] о происхождении аномально быстрых звезд в результате вспышки сверхновой звезды в тесной двойной системе позволяет наметить пути для такого изучения. Во-первых, катастрофическая фаза развития быстрых звезд могла оставить следы в их линейчатом спектре. Во-вторых, благодаря сохранению момента вращения распределение осевых скоростей вращения быстрых звезд должно быть похожим на распределение осевых скоростей вращения тесных спектрально-двойных систем. В-третьих, поскольку часть двойных звезд после взрыва одной из компонент может разлетаться, следует ожидать уменьшения относительного числа двойных систем среди аномально быстрых звезд по сравнению со звездами поля.

Здесь указанные выше вопросы изучаются на примере 13 аномально быстрых звезд из списка [1].

При составлении программы наблюдений для спектрального анализа быстрых звезд мы воспользовались табл. 2 из [1]. Для исследования были взяты те звезды, которые отобраны либо по лучевой скорости ($|\Delta v_r| \geqslant 3\sigma_r$, где Δv_r — лучевая скорость звезды без средней местной скорости ОВ-звезд, σ_r — дисперсия лучевых скоростей), либо по двум компонентам пространственного движения одновременно (скорости вдоль галактоцентрических осей относительно местного центроида больше трех дисперсий соответствующих скоростей), либо по критерию $36 \leqslant |\Delta v_r| \leqslant 3\sigma_r$ и одновременно по одной из компонент пространственного движения. В этих случаях надежность отбора быстрых звезд составляет около 90%.

Сведения об этих звездах даны в табл. 1. Первые графы таблицы понятны, в последних графах даются: пекулярные (относительно местного центроида) скорости вдоль галактоцентрических осей; лучевая и пространственная пекулярные скорости; признак, по которому звезда отнесена к быстрым; ссылка на каталог двойных звезд, если звезда там содержится. Двойственность HD 3950 обнаружена нами [5].

В табл. 1 включены только те звезды, которые доступны на широте обсерватории для спектроскопических исследований.

I. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ

Наблюдения проводились на 122-*см* рефлекторе Крымской обсерватории с дифракционным спектрографом АСП-11 (дисперсия 37 и 15 Å/*мм*). Все измерения, относящиеся к дисперсии 15 Å/*мм*, будут в дальнейшем отмечаться звездочкой возле номера звезды. Щель спектрографа бралась 0,3 *мм*, что в проекции на пластинку составляет 0,022 *мм*. Использовалась эмульсия 0aO.

Всего для спектрофотометрической обработки были отобраны 42 спектрограммы 13 звезд из табл. 1 и 38 спектрограмм 5 стандартных звезд. Стандартные звезды были выбраны из [6] таким образом, чтобы для каждой из исследуемых звезд нашлась близкая по спектральному классу и светимости стандартная звезда.

В табл. 2 даны сведения о материале наблюдений. Здесь и в дальнейшем стандартные звезды отмечены курсивом.

§ 1. Отождествление линий и определение эквивалентных ширин

С помощью микрофотометра обсерватории [7] были получены регистрограммы в прямых интенсивностях. Линии отождествлялись на регистрограммах для каждой звезды независимо с помощью таблиц Мур [8]. Такая процедура нужна для того, чтобы не упустить каких-либо линий, имеющихся в спектрах быстрых звезд и отсутствующих в спектрах

Таблица 1

HD	l^{II}	b^{II}	1950,0 α	1950,0 δ	m_v	Sp	Пекулярные скорости, *км/сек* θ	π	ς	v_r	v_p	Признак	Двойственность (источник)
3950	121°,56	−10°,51	$0^h39^m,8$	+52°04′	$6^m,93$	B0	−50	−50	−22	+63	74	v_r	[5]
34078	172,09	−2,26	5 13,0	+34 15	5,81	O9,5 V	+114	+61	+46	+62	137	θ, v_r	[3]
54575	229,07	−3,47	7 06,5	−15 51	8,47	B6e	+40	−32	−1	−52	51	v_r	[4]
167330	17,66	+2,17	18 12,4	−12 33	8,23	O9 I—II	−133	−2	+416	−36	437	ς, v_r	[4]
167451	16,82	+1,51	18 13,1	−13 36	8,23	B0,5 Ib	+349	+162	+357	−14	525	π, θ	[4]
172488	23,97	−1,63	18 38,1	−8 46	7,62	B0,5 V	−58	−86	+18	+47	106	π, v_r	
173637	25,32	−2,54	18 43,9	−7 59	9,0	B1 IV	−142	−33	+194	−59	243	v_r	
175514	41,71	+3,38	18 53,0	+9 17	8,59	O8 : Vn	−28	+130	−33	−103	137	v_r	[4]
178487	25,78	−8,56	19 06,5	−10 18	8,7	B0	−153	−29	+69	−64	170	v_r	
188439	81,77	+10,33	19 51,5	+47 41	6,15	B0,5 IIIp	−55	−24	+32	−49	68	θ, ς, v_r	[4]
191566	72,75	+1,35	20 07,3	+35 20	7,7	B0,5 IV	−27	+93	−18	−42	99	π, v_r	
198846	77,25	−6,23	20 50,1	+34 28	7,1	B0 IV	−64	+108	−141	−46	189	θ, π, ς, v_r	[4]
224905	116,83	−1,82	23 59,1	+60 11	8,47	B1 V	+118	−136	+71	+12	194	θ, π	

Таблица 2

HD	Дата	Экспозиция	Область, Å
3950 *	10.IX 1965 г.	2h30m	4300—4700
	15.IX	2h15m	4300—4700
	7.X	2h10m	4300—4700
	9.IX	1h30m	3600—4150
	21.IX	3h	3600—4150
	26.IX	2h	3600—4150
34078 *	18.X	1h30m	4250—4900
	9.XI [1]	3h	4250—4900
	7.XII [2]	3h	4250—4900
	12.IX	1h40m	3700—4150
	18.IX	1h20m	3700—4150
	18.IX	1h10m	3700—4150
54575	11.I 1966 г.	5h	3750—4500
	24.X	3h10m	3750—4500
	25.X	4h20m	3750—4500
83754	6.IV 1965 г.	10m, 10m, 10m	3700—4900
83754 *	11.I 1966 г.	1h	4250—4900
	11.I	30m	3700—4400
	7.V	30m	3700—4400
	7.V	40m	3700—4400
143275	6.IV 1965 г.	1m, 1m, 1m	3700—4900
143275 *	19.III	3m	4300—4900
	6.IV	2m, 2m	4300—4900
	19.III	5m, 5m	3700—4250
	6.IV	2m	3700—4250
167330	7.V 1966 г.	3h40m	3700—4900
	23.V	3h30m	3700—4900
	31.V	4h10m	3700—4900
167451	8.V	4h	3700—4900
	25.VI	5h50m	3700—4900
	1.VII	4h40m	3700—4900
172488	18.IX 1965 г.	3h20m	3700—4900
	19.IX	3h40m	3700—4900
	20.IX	3h25m	3700—4900
173637	31.VII	5h	3700—4900
	28.V 1966 г.	5h	3700—4900
	28.VI	5h15m	3700—4900
175514	26.V	5h10m	3700—4900
	29.VI	6h	3700—4900
	3.VII	4h10m	3700—4900
178487	30.VI	5h40m	3700—4900
	10.VII	3h50m	3700—4900
	11.VII	6h30m	3700—4900
184915	14.VIII 1965 г.	7m, 7m, 8m	3700—4900
188439 *	20.VIII	1h20m	3700—4500
	20.VIII	1h15m	3700—4500
	26.X	1h30m	3700—4500

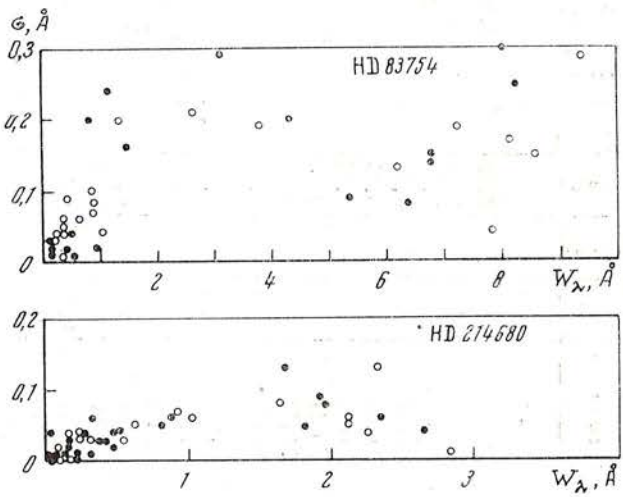
Таблица 2 (окончание)

HD	Дата	Экспозиция	Область, Å
191495	30.VII	3h, 2h, 50m	3700—4900
	13.VIII	3h30m	3700—4900
191566	17.VIII 1966 г.	4m	3700—4900
	18.VIII	5m	3700—4900
	21.VIII	7m	3700—4900
214680	31.VII 1965 г.	2m	3700—4900
	26.X	4m, 5m	3700—4900
214680 *	26.X	25m, 25m, 25m	4300—4900
	26.X	20m, 20m, 20m	3600—4250
218376	31.VII	3m, 3m, 3m	3700—4900
218376 *	28.X	25m	4250—4700
	27.X	30m, 30m, 50m	3600—4300
224905	10.VIII	3h 20m	3700--4900
	15.VIII	5h 10m	3700--4900
	16.IX	2h50m	3700—4900

[1] Спектрограмма получена на 2,6-м рефлекторе с дисперсией 5 А/мм.
[2] Спектрограмма получена на 2,6-м рефлекторе с дисперсией 10 А/мм.

стандартных звезд, или наоборот. Однако, несмотря на тщательные поиски, такие линии не были найдены. Это подтверждает сделанный в [9] вывод о том, что в спектрах быстрых звезд нет выделяющих их особенностей.

Табл. 3 содержит эквивалентные ширины линий поглощения. Неотождествленные линии, имеющиеся в таблице, как правило, слабы и могут в ряде случаев быть совпадением колебаний зерна на всех регистрограммах данной звезды. Однако часть из них, по-видимому, реальна и нуждается в изучении.



Фиг. 1. Примеры зависимости вероятной ошибки среднего от эквивалентной ширины

Кружки — дисперсия 37 А/мм, точки — 15 А/мм

Таблица 3

λ, Å	Элемент	3950* I	3950* II	34078*	54575	83754	83754*	143275	143275*	167330	167451	172488	173637	175514	178487	184915	188439*	191495	191566	214650	214650*	218376	218376*	224905
4922	He I							0,54							2,0:					0,70		1,2:		
4861	H_β			3,20			4,90	4,41		1,58	2,14	3,15	2,10:	2,56	3,0:	2,6:		3,8:	3,4:	3,5:	4,0:	4,25		5,3:
4731							0,37:																	
4713	He I			0,19			0,39		0,42	0,56	0,30	0,35			0,39			0,50	0,31	0,31	0,28	0,36	0,30	0,52
4710	O II			0,04																	0,03	0,12		
4705	O II			0,05											0,49						0,05	0,17	0,16	
4699	O II			0,05											0,24						0,03	0,17	0,12	
4686	He II			0,48						0,35	0,22			0,80				0,53		1,03	1,04			
4684	Si III			0,07																				
4683	Si III			0,06								0,09												
4676	O II	0,13	0,05	0,06								0,12			0,30						0,06	0,16	0,20	
4684	O II			0,04								0,04									0,04		0,10	
4666	C III			0,05								0,07												
4662	O II	0,09		0,04			0,20					0,15			0,55						0,03	0,18	0,23	
4654	Si IV			0,09			0,15														0,08		0,10	
4651	O II	0,16	0,10	0,21								0,22			0,83				0,56		0,16		0,39	
4650	C III			0,22				0,81	0,85	0,96	0,99	0,31			1,01	0,94		1,16		0,55	0,28	0,95		
4649	O II			0,12															0,34		0,08		0,39	
4647	C III	0,09	0,09	0,27								0,13								0,36	0,33		0,19	
4643	N II											0,10												0,16
4642	O II	0,14	0,03	0,09								0,27			0,60				0,24		0,10	0,38	0,42	
4641	N III			0,05								0,12								0,24	0,05			
4639	O II			0,07				0,28	0,30	0,30	0,55	0,13			0,32	0,65						0,19	0,24	
4634	N III			0,04							0,18										0,08			
4631	Si IV			0,08								0,07			0,17					0,16	0,17	0,18		
4630	N II															0,25							0,21	
4628											0,17	0,08												
4621	O II																					0,08	0,13	
4617																							0,15	
4609																						0,06		

4608	N II																						0,06	0,13	
4602	O II																							0,18	
4594	C III										0,28	0,09										0,04			
4596	O II	0,10		0,04											0,20								0,10	0,21	
4591	O II	0,10	0,03	0,05											0,30				0,22				0,17	0,27	
4575	Si III	0,13	0,03	0,05							0,20	0,16			0,31				0,24				0,18	0,26	
4571																			0,16						
4568	Si III	0,17	0,06	0,08				0,19	0,21		0,30	0,31			0,48				0,27				0,31	0,39	
4553	Si III	0,21	0,07	0,11				0,23	0,26		0,29	0,32			0,63	0,46			0,23			0,05	0,32	0,43	
4546	N III														0,12							0,02			
4542	He II			0,45						0,30								0,19		0,62		0,42			
4535	N III																			0,13					
4524	N III						0,09															0,05			
4518	N III																					0,04			
4516	C III																			0,16		0,05			
4515	N III									0,30												0,13			
4511	N III									0,25										0,09		0,12			
4488	N II																							0,10	
4484																								0,07	
4481	Mg II	0,10	0,08	0,12	0,28	0,36	0,32		0,34	0,25	0,19	0,28	0,32	0,22	0,31	0,28		0,22	0,20	0,21	0,11	0,24	0,21	0,42	
4478	O II																							0,09	
4476	O II	0,04	0,06																					0,10	
4472	He I	0,60	0,30	0,73	0,63	1,04	0,96	0,75	1,21	1,01	0,73	0,93	1,10	0,43	1,02	1,11	0,89	1,00	1,30	0,93	0,81	1,14	0,91	1,26	
4470	[He I]																						0,14		
4468	O II																						0,15		
4465	O II											0,14									0,04	0,13	0,13		
4463																						0,05			
4457																						0,06			
4452	O II																					0,08			
4448	O III																				0,02				

Таблица 3 (продолжение)

λ, Å	Элемент	3950* I	3950* II	34078*	54575	83754	83754*	143275	143275*	167230	167451	172488	173637	175514	178487	184915	188439*	191495	191566	214680	214680*	218376	218376*	224905
4447	N II	0,04	0,05																			0,10	0,10	
4438	He I	0,07	0,06				0,18											0,09				0,09	0,12	
4433	N II	0,05	0,05															0,19				0,05	0,09	0,39
4431																						0,05		
4430	Мзв									3,3	1,5			1,1	1,6				1,2			0,5	0,8	
4428	Mg II											0,07				0,22			0,14			0,07	0,12	
4427	N II	0,05	0,07	0,05																				0,33
4421																				0,06				
4417	O II	0,11	0,04	0,09							0,64	0,18			0,30	{0,49	{0,69	{0,15	0,17	{0,08	0,02	0,21	0,23	
4415	O II	0,12						0,31				0,20			0,40				0,19		0,02	0,29	0,32	{0,36
4411	C II																		0,11			0,09		
4409																				0,07				
4406	O II																							0,20
4396	O II											0,14			0,14							0,10		
4392	Ne II			0,05																	0,03			
4388	He I	0,28	0,23	0,40	0,59	0,86	0,74	0,43	0,62	0,55	0,38	0,56	0,66		0,54	0,74	0,54	0,47	0,68	0,44	0,38	0,57	0,70	0,97
4378	N III, C III			0,06		0,33				0,28		0,08			0,18				0,16	0,15	0,09	0,10	0,09	
4373	C II											0,13							0,21			0,07	0,09	0,33
4367	O II			0,09				0,23				0,17			0,28	0,21	0,30		0,18	0,11	0,04	0,19	0,18	
4364						0,20																		
4362	S III						0,17	0,14														0,06	0,05	
4360	O III											0,09												
4354	N III																					0,09		
4351	O II	0,04	0,06	0,05			0,11			0,21					0,28				0,17			0,22	0,17	
4349	O II	0,13	0,08	0,13				0,15			0,40	0,30	0,45	0,33	0,58	0,72	0,69	0,30	0,22	0,16	0,06	0,34	0,34	
4347	O II			0,03																			0,11	
4346	O II	0,07	0,04	0,04							0,35	0,15	0,44		0,34			0,10			0,03	0,20	0,16	
4340	H_γ	2,80		2,33	4,78	9,45	9,29	3,61	3,81	1,93	2,20	2,93	2,36	2,49	2,24	2,19	2,66	2,55	4,28	2,83	2,36	2,35	2,36	4,21
4337	O II														0,19						0,03		0,10	
4333	S III, O II											0,06							0,16			0,11	0,09	

4332	O II	0,03	0,05									0,10			0,28	0,27							
4330														0,28									
4328	Si IV																		0,16	0,06			
4326	O II, C III	0,05	0,03	0,05							0,18	0,14			0,18						0,02		
4320	O II	0,12	0,01	0,06		0,33	0,20					0,25			0,29				0,18		0,05	0,13	0,16
4317	O II	0,06		0,06			0,14		0,28		0,16	0,17			0,19	0,33	0,43		0,23		0,05	0,11	0,15
4312	O II																		0,13				
4309	O II					0,35						0,08							0,13				
4306																							0,07
4304	O II			0,03							0,32				0,19						0,05	0,05	0,10
4303	O II			0,03								0,10							0,11				
4299				0,04																			
4295	O II											0,05							0,11				
4291	O II																			0,05			
4289	O II									0,18													
4286	C II														0,18								
4285	S III															0,29			0,14				0,11
4283	O II									0,18		0,09								0,04		0,08	0,08
4281	O II											0,11								0,08			
4276	O II											0,18			0,39	0,32		0,14	0,20	0,04		0,11	0,11
4273	O II																						0,08
4267	C II						0,20		0,34			0,23			0,26			0,13	0,19	0,05		0,10	0,17	0,19
4254	S III, O II			0,08							0,20	0,23			0,36	0,27		0,16	0,17	0,08	0,07	0,16	0,23
4242	N II																					0,06	0,17
4240	O III														0,18								
4237	N II																						0,09
4212	Si IV																			0,04	0,06		
4200	He II									0,28				0,43				0,22		0,24	0,50		
4190	O II										0,20	0,14							0,11		0,03	0,05	0,12

Таблица 3 (продолжение)

λ, Å	Элемент	3950* I	3950* II	34078*	54575	83754	83754*	143275	143275*	167330	167451	172488	173637	175514	178487	181915	188439*	191495	191566	214680	214680*	218376	218376*	224905
4187	C III																	0,26		0,10	0,08		0,03	
4186	O II											0,08			0,27				0,11			0,06	0,10	
4176	N II											0,06												
4174	N IV										0,14										0,04			
4169	He I											0,10			0,14					0,06	0,03		0,11	0,14
4163	S II														0,12					0,06	0,06			
4156	C III																				0,04			
4153	O II	0,09	0,02									0,21			0,21			0,14	0,17	0,06	0,04	0,12	0,12	
4152	C III																				0,03			
4149																			0,07					
4147	S II																						0,04	
4146	N II, O II																				0,05		0,07	
4144	He I	0,26	0,16	0,28	0,54	0,62	0,50	0,61	0,36	0,24	0,50	0,51	0,38		0,44	0,48	0,47	0,34	0,68	0,19	0,21	0,36	0,41	0,65
4141	O II																						0,04	
4138	N I														0,10								0,06	
4133	O II	0,08		0,06				0,24							0,18						0,03	0,09	0,11	
4131	Si II					0,26	{0,28			0,14								{0,12	0,09					{0,16
4128	Si II					0,19				0,14									0,12					
4121	He I			0,25		0,27	0,21	0,48	0,44	0,23	0,55	0,48	0,45		0,50	0,42	0,58		0,53	0,18	0,14	0,38	0,33	0,26
4119	O II	0,18	0,08	0,08														0,50			0,04		0,19	
4118	Ne II	0,10																						
4116	Si IV			0,21						0,46	0,11				0,41			{0,25	0,17	0,17	0,21	0,14	0,16	
4114	O II	0,08	0,00																					0,10
4112	O II																				0,02	{0,12	0,09	
4111	O II										0,22				0,24				0,21		0,01		0,06	
4109	O II																				0,01			
4107	O II										0,25										0,01			
4105	O II																						0,10	
4103	N III																				0,10			
4102	H_δ	3,17		2,50	4,26	8,61	8,06	4,12	3,53	1,47	1,53	2,46	2,39	2,61	2,30	1,97	2,63	2,53	3,87	2,26	2,65	2,13	2,73	2,84

4097	N III			0,16						0,73	0,50				0,35				0,15	0,29	0,21	0,12	0,13	
4096	O II																						0,10	
4094	O II																						0,05	
4093	O II			0,04							0,14				0,22				0,11		0,03		0,09	
4089	Si IV			0,25				0,27	0,39	0,65	0,37	0,15	0,30		0,55	0,34	0,48	0,45	0,36	0,28	0,30	0,21	0,33	
4087	O II	0,19	0,01																				0,08	
4085	O II	0,06	0,00								0,29	0,13			0,25				0,22			0,08	0,13	
4082	N II	0,05						0,17				0,12												
4080	P III																				0,04			
4079	O II					0,27						0,12			0,13						0,02		0,08	
4076	O II	0,04		0,08				0,21	0,34		0,49	0,29	0,22		0,37			0,25	0,21	0,05	0,08	0,17	0,26	0,22
4074	O III	0,10	0,03	0,03																				
4072	O II										0,28	0,13	0,31		0,33	0,58	0,88		0,25	0,06	0,06			
4071	O II			0,06				0,33														0,14	0,24	
4070	O II	0,09	0,04	0,17					0,45	0,36	0,46	0,27			0,46			0,50	0,35	0,25	0,16	0,18	0,32	
4069	C III			0,09										0,20							0,09			
4068	C III	0,15	0,06	0,09				0,18													0,07			
4061	O II										0,31										0,04		0,09	
4059	S II	0,06	0,02																					
4044	N II										0,19					0,25							0,04	
4041	N II, O II										0,18											0,08	0,08	
4037																0,20								
4035	N II, O II																					0,05	0,06	
4026	He I	0,85		0,64	0,80	0,93	0,93	0,80	0,94	0,71	0,73	0,68	1,00	0,44	0,79	0,84	0,88	0,76	1,03	0,72	0,81	0,79	0,80	0,97
4024	He I																						0,12	
4012						0,23																		
4009	He I	0,19	0,20	0,13	0,31	0,19	0,28	0,36	0,34	0,19	0,25	0,28	0,27		0,31	0,32	0,35	0,23	0,42	0,09	0,06	0,29	0,32	0,46
4007																							0,07	
3999	N III																				0,02			
3995	N II	0,06	0,03									0,07				0,21			0,05			0,06	0,19	0,14

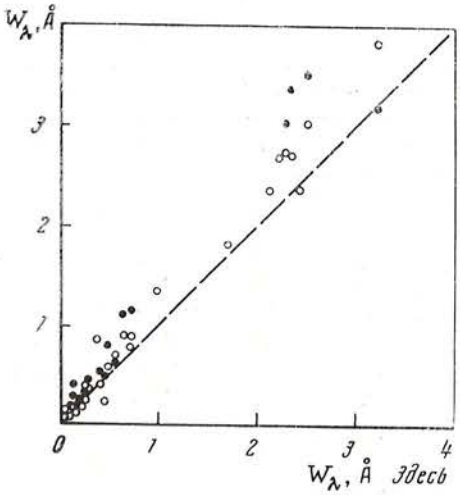
Таблица 3 (продолжение)

λ, A	Элемент	3950* I	3950* II	34078*	54575	83754	83754*	143275	143275*	167330	167451	172488	173637	175514	178487	184915	188439*	191495	191566	214680	214680*	218376	218376*	224905
3989																			0,06					
3986	S III																						0,04	
3983	O II														0,22		0,27		0,15			0,10	0,12	
3878	P III, C II																		0,11			0,05		
3973	O II			0,05								0,12							0,22			0,14	0,18	
3970	H_ε	3,31		2,28	5,42	8,14	8,25	3,31	3,29	2,23	3,53	2,46	3,21	3,15	2,64	2,34	2,95	2,75	3,73	2,13	2,25	2,15	2,52	3,50
3968	Ca II	0,40		0,07								0,22		1,05			0,10				0,14		0,12	
3965	He I	0,10	0,06	0,18						0,37		0,16			0,52	0,17			0,18	0,10	0,14	0,18	0,20	
3962	O III, S III			0,07				0,12		0,17									0,10	0,10	0,07		0,04	
3958																				0,08				
3956	N II																						0,06	
3954	O II											0,21			0,34		0,20		0,18			0,13	0,13	
3945	O II										0,26	0,07	0,18						0,14			0,08	0,07	
3943	N III														0,15		0,18							
3934	Ca II	0,40		0,12		0,30				0,75	1,00	0,41	0,70		0,75	0,34	0,28	0,42	0,54	0,19	0,12	0,17	0,20	0,68
3929	S III																						0,05	
3926	He I	0,15	0,12	0,05		0,25			0,29			0,31		0,37	0,37	0,49	0,46	0,26	0,33	0,14		0,13	0,16	0,56
3924	Si III, He II	0,06	0,05	0,04								0,14		0,25					0,16		0,21	0,10	0,11	
3921	C II	0,04	0,01	0,02																			0,08	0,27
3919	C II	0,07		0,02								0,32			0,25		0,31		0,22			0,14	0,11	
3912	O II	0,07	0,01	0,03								0,11			0,22						0,11	0,12		
3908	O II																						0,03	
3905	P III											0,08												
3899	S III											0,09												0,18
3896	O II											0,08												
3894	O II											0,05												
3889	H_8	2,64		2,22	4,86	7,87	6,77	2,87	3,00	1,44	2,02	2,26	2,94	2,51	2,31	2,02	1,90	2,49	3,48	2,33	1,83	2,15	1,89	3,06
3887																							0,03	
3885	He I																						0,06	
3882	O II	0,05	0,03								0,54	0,09			0,41	0,31				0,07		0,11	0,12	

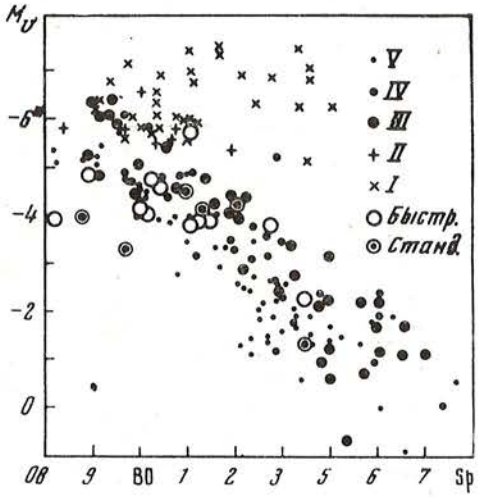
3876	O II, C II	0,06	0,03						0,16			0,15			0,26				0,24			0,09	0,11	0,33
3872	He I	0,05	0,07									0,19				0,37		0,24	0,19			0,12	0,09	
3868	He I, C II	0,06	0,06	0,06					0,17			0,16			0,31			0,23	0,22	0,08	0,06	0,15	0,13	
3864	O II	0,05	0,01																	0,06		0,09	0,06	
3857	O II, He II													0,18							0,02	0,04		0,55
3853												0,08												
3850	Mg II	0,02	0,01																					
3848	O II											0,10									0,02			
3845	S II	0,04	0,03																					
3843	O II																						0,06	
3838	S III, He I																						0,12	
3835	H_9	3,01		2,42	4,15	7,24	6,71	3,37	3,39	1,90	3,02	2,69	3,06	1,92	2,64	2,47	2,46	2,37	3,61	2,13	1,94	2,42	2,43	3,24
3827																						0,05		
3820	He I	0,78		0,56	0,95	0,87	0,87	0,87	1,21	0,94	1,38	0,80	1,67	0,40	1,04	0,91	0,86	0,80	1,05	0,65	0,48	0,78	0,71	1,13
3811	O II																				0,03			
3807	Si III			0,07								0,24			0,42	0,43	0,31		0,21			0,24		
3806	He I	0,12	0,07						0,26														0,18	
3798	H_{10}	2,72		2,11	5,85	6,23	6,34	2,93	2,85	2,11	2,88	2,91	3,38	1,66	2,12	2,15	2,31	2,40	3,30	2,07	1,97	2,23	2,47	3,54
3791	O III, Ne II			0,08								0,08			0,29					0,10	0,09	0,11	0,07	
3787	P II																					0,06		
3785	He I																						0,04	
3777	Ne II								0,16			0,12										0,08	0,06	
3774	O III																				0,05			
3771	H_{11}	2,40		1,69	4,25	5,59	5,36	2,12	2,01	1,72	3,13	2,12	2,86	1,13	1,76	2,07	1,59	1,66	2,46	1,66	1,68	1,81	1,96	2,70
3769	He I																					0,06		
3766	Ne II																						0,04	
3762	Si IV, P II			0,06								0,12									0,08		0,06	
3760	O III			0,15											0,36					0,23	0,21	0,05		
3757	O III			0,10																0,12	0,13			
3755	O III, N III			0,08																0,15	0,15	0,08		

Таблица 3 (окончание)

λ, A	Элемент	3950* I	3950* II	34078*	54575	83754	83754*	143275	143275*	17330	167451	172488	173637	175514	178487	184915	188439*	191495	191566	214680	214680*	218376	218376*	224905
3750	H_{12}	1,84		0,99	2,40	3,78	4,29	1,14	1,43		2,39	1,61	1,52	1,00	1,63	1,54		1,22	1,54	0,97	0,87	1,34	1,37	2,21
3740	O II	0,03	0,01									0,16								0,08				
3737	O IV																			0,09				
3734	H_{13}	1,20		0,37		2,65	3,09	0,79	0,88		1,75	1,03		0,54	1,23	0,90		0,58	0,93	0,49	0,48	0,98	0,94	1,6
3727	O II	0,08	0,02	0,06								0,07			0,47					0,15	0,06	0,16	0,18	
3722	H_{14}	0,72		0,13		1,37	1,12	{0,90	{0,51			0,73				0,73		0,31		0,26	0,27	0,55	0,62	1,1
3718	S III																					0,10	0,07	
3714	O III			0,04																	0,07			
3713	O II			0,14																			0,10	
3712	H_{15}	0,62				0,92	1,46		0,41			0,56			0,84	0,51		0,34		0,32	0,12	0,63	0,41	0,8
3710	O III, S III			0,05																			0,06	
3707	O III			0,06																	0,06			
3705	H_{16}, He I, O III	0,56		0,36		0,47	0,42:		0,63:			0,61:			0,86	0,52		0,37		0,38	0,24	0,83	0,36	0,7
3703	O II																			0,10	0,09		0,12	
3694	Ne II			0,06																	0,04			
3664	Ne II																				0,04			
3652	He I																				0,03	0,10		
3634	He I																				0,14	0,38	0,33	
3614	He I																				0,04	0,21	0,15	
3587	He I																					0,41		



Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин у HD 34078, полученных здесь, с эквивалентными ширинами, полученными Д. Михаласом [10] (точки) и Т. М. Барташ [11] (кружки)



Фиг. 3. Часть диаграммы Герцшпрунга — Рессела, построенная по материалам И. М. Копылова [6]

Звезды различных классов светимости показаны разными значками

Ошибки определения эквивалентных ширин существенно зависят от ширин контуров линий. У звезд с широкими линиями они наибольшие. На фиг. 1 приведены два примера (крайние случаи) зависимости вероятной ошибки среднего по трем определениям от эквивалентной ширины.

Из данных табл. 3 видно, что эквивалентные ширины линий, полученные по спектрограммам с дисперсией 37 Å/*мм*, удовлетворительно согласуются с эквивалентными ширинами линий, определенных по спектрограммам с дисперсией 15 Å/*мм*. Однако для дальнейшего анализа мы не будем брать среднее, а используем те и другие измерения отдельно. Таким путем мы искусственно удваиваем число стандартных звезд. Одновременно мы имеем возможность изучить влияние дисперсии на получаемые результаты.

Для всех исследуемых звезд, кроме HD 34078 (AE Aur), эквивалентные ширины (W_λ) получены впервые. На фиг. 2 дано сравнение W_λ линий для звезды AE Aur, полученных здесь, с W_λ, полученных в [10] методом сканирования, а также с W_λ из [11], полученными фотографическим путем.

§ 2. Двумерная классификация

Эквивалентные ширины линий из табл. 3 были использованы для двумерной количественной спектральной классификации. Взяты критерии, предложенные в [6]. И. М. Копылов любезно разрешил воспользоваться неопубликованными рабочими таблицами, облегчающими классификацию.

В табл. 4 приведены спектральные классы и визуальные светимости вместе с вероятными ошибками их определения. В последних графах даны для сравнения спектральные классы и светимости из [6]. Классы светимости, приведенные в таблице, определены нами по положению звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рессела (см. фиг. 3), где разными значками показаны звезды различных классов светимости, имеющие количественную классификацию в [6].

Таблица 4

Звезда	Настоящая работа					[6]	
	Sp	σ	M_v	σ	Класс	Sp	M_v
3950 * I	B1,2	±0,3	$-3^m,86$	$\pm 0^m,10$	V		
3950 * II	B1,1	0,4	−3,80	0,21	V		
34078 *	O8,2	0,4	−3,92	0,09	V	O9,5	
54575	B4,0	0,5	−2,2	1,1	III		
83754	B4,8	0,8	−0,5	0,7	IV	B5,0	$-0^m,5$
83754 *	B3,2	0,2	−2,1	0,6	IV	B5,0	−0,5
143275	O8,2	0,2	−3,25	0,10	V	B0,0	
143275 *	B1,2	0,4	−3,38	0,14	V	B0,0	
167330	B0,4	0,4	−5,11	0,15	V		
167451	B0,3	0,4	−4,68	0,17	V		
172488	B1,5	0,3	−3,86	0,10	V		
173637	B2,8	0,2	−3,8	0,4	V		
175514	O9,5	0,2	−4,9	0,1	V		
178487	B1,1	0,3	−5,7	0,2	II		
184915	B2,0	0,3	−4,4	0,2	IV	B0,6	−5,5
188439 *	B0,0	0,5	−4,16	0,24	V		
191495	B1,4	0,5	−3,81	0,12	V		
191566	B0,1	0,3	−4,00	0,12	V		
214680	O9,3	0,3	−4,03	0,08	V	O8,2	−5,10
214680 *	O8,3	0,3	−3,89	0,08	V	O8,2	−5,10
218376	B0,7	0,3	−4,12	0,09	IV	B0,9	−4,61
218376 *	B1,3	0,2	−4,85	0,07	III	B0,9	−4,61
224905	B2,5	0,2	−3,08	0,13	V		

Особый интерес представляет классификация компонент двойной системы HD 3950. В качестве нулевого приближения мы предположили, что относительное распределение энергии в спектрах обеих звезд одинаково (звезды имеют одинаковые спектральные классы) и что истинные интенсивности линий гелия также одинаковы (звезды имеют одинаковую светимость). Тогда из наблюдаемого отношения интенсивностей компонент линий гелия легко получить разность величин звезд

$$\Delta m = 0^m,47 \pm 0^m,07.$$

С учетом этой разности мы исправили W_λ линий, приведенных в табл. 3. Спектральная классификация, произведенная по этим W_λ (см. табл. 4), показала, что в пределах ошибок спектральные классы и светимости компонент совпадают, и дальнейших приближений не потребовалось.

На фиг. 3 показана часть диаграммы Герцшпрунга — Рессела, построенная по материалам [6]. Большинство исследуемых звезд (11 из 13) расположено в пределах главной последовательности. Особое положение занимает AE Aur, которая лежит у ее нижней границы (возможно, самая молодая звезда из исследуемых).

Для дальнейшего анализа важно отметить, что стандартные звезды по положению на диаграмме достаточно хорошо совпадают с исследуемыми: их средние координаты (B1,0; $-3^m,4$) и (B1,4; $-4^m,1$) соответственно.

§ 3. Отношение водорода к гелию

Существует мнение (см. [9, 12]), что аномально быстрые ОВ-звезды могут иметь аномальный химический состав в связи с тем, что в их развитии предполагается катастрофическая стадия (в рамках гипотезы Блаау [2]). Поэтому мы сочли интересным сравнить обилие гелия по отношению к водороду у исследуемых и стандартных звезд.

Отношение водорода к гелию мы определили двумя методами. По отношению эквивалентных ширин линий [13]

$$\lg \frac{\mathrm{He}}{\mathrm{H}} = \frac{5}{2} \lg \frac{W_\lambda (4471)}{W_\lambda (4340)} - 0{,}23\theta + 0{,}55,$$
$$\lg \frac{\mathrm{He}}{\mathrm{H}} = \frac{5}{2} \lg \frac{W_\lambda (4026)}{W_\lambda (4102)} - 0{,}23\theta + 0{,}50; \qquad (1)$$

и методом перехода к оптически тонкому слою [14]:

$$\lg \frac{\mathrm{He}}{\mathrm{H}} = \lg \frac{NH\,(\mathrm{He}\ 2^1 P)}{N_{02}H} + 0{,}73. \qquad (2)$$

где NH (He 2^1P) — число атомов гелия в состоянии 2^1P, $N_{02}H$ — число атомов водорода на втором уровне над 1 $см^2$ фотосферы. Для изучаемых звезд зависимость lgHe/H от температуры слаба, поэтому в (2) она не входит. При определении $N_{02}H$ учитывались поправки за переналожение линий [15]. Результаты этих определений представлены в табл. 5.

Таблица 5

Звезда	lg He/H (1)	lg He/H (2)	Звезда	lg He/H (1)	lg He/H (2)
3950 * I	—0,55	—0,81	188439 *	—0,72	—0,34
3950 * II	—1,26	—0,84	*191495*	—0,68	—0,70
34078 *	—0,87	—1,13:	191566	—0,88	—0,82
54575	—1,54	—1,38	*214680*	—0,73	—0,67
83754	—1,93	—1,44:	*214680* *	—0,98	—0,90
83754 *	—1,74	—1,18	*218376*	—0,44	—0,82
143275	—1,24	—0,71	*218376* *	—0,70	—0,56
143275 *	—0,85	—0,54	224905	—0,70	—0,65
167330	—0,26	—0,86			
167451	—1,52	—1,16			
172488	—0,85	—0,68			
173637	—0,42	—1,25:	среднее: быстрые	—0,89±0,08	—0,86±0,06
175514	—1,44	—0,73:	стандартные	—0,96±0,11	—0,78±0,07
178487	—0,52	—0,56			
184915	—0,34	—0,33			

В конце таблицы даны средние величины для быстрых и стандартных звезд с их вероятными ошибками. Оба метода дают удовлетворительно согласующиеся результаты, показывающие, что заметного различия в обилии гелия между быстрыми звездами и стандартными нет.

Из всего изложенного можно сделать вывод, что спектрофотометрическими методами не удалось обнаружить никаких особых свойств быстрых звезд, которые позволяли бы отличить их от нормальных ОВ-звезд.

II. ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ

В [12] распределение скоростей вращения ($v \sin i$) у 12 быстрых звезд сравнивалось с распределением $v \sin i$ у одиночных и спектрально-двойных звезд. Здесь этот вопрос изучается на почти в три раза большем материале.

§ 1. Определение скоростей вращения

Для определения $v \sin i$ у быстрых звезд было использовано 80 спектрограмм быстрых и стандартных звезд. На регистрограммах были измерены ширины линий на половине ее глубины ($\Delta\lambda$). Использовались две линии: λ4026 He I и λ4471 He I. Для оценки ширины инструментального контура измерялась межзвездная линия λ3933 Ca II. Результаты измерений приведены в табл. 6. Здесь во 2-й графе дано число использованных спектрограмм, в 3—8-й графах величины $\Delta\lambda/\lambda \cdot 10^3$, усредненные по нескольким измерениям. В 9-й графе приведены $v \sin i$ из [16]. Эти значения мы использовали для построения редукционного графика, показанного на фиг. 4. С его помощью по известным величинам $\Delta\lambda/\lambda \cdot 10^3$ мы определили $v \sin i$, а по ошибкам величин $\Delta\lambda/\lambda \cdot 10^3$ (по тому же графику) — ошибки в $v \sin i$. Определенные таким путем скорости вращения вместе с вероятными ошибками приведены в последней графе табл. 6.

В табл. 7 даны скорости вращения из [16] для быстрых звезд из списка [1]. Для звезды HD 198846 (Y Cyg) $v \sin i$ обеих компонент взяты из [17].

Таким образом, нам оказались известны скорости вращения 34 быстрых звезд, определенные в системе каталога [16].

§ 2. Исследование скоростей вращения

Для сравнения скоростей вращения быстрых звезд со скоростями вращения одиночных звезд, с одной стороны, и спектрально-двойных — с другой, мы составили гистограмму $v \sin i$ для последних на основе того же каталога [18], из которого выделялись быстрые звезды. К спектрально-двойным были отнесены те звезды из [18], которые содержатся в [4]. К одиночным относились те звезды из [18], которых нет в каталогах [3, 4, 19]. Всего было выбрано 86 спектрально-двойных и 195 одиночных звезд, для которых в [16] определены $v \sin i$.

На фиг. 5 приведена гистограмма $v \sin i$ для одиночных, спектрально-двойных и аномально быстрых звезд. В правом верхнем углу отрезками соответствующих прямых показано, как изменится результат, если в каком-нибудь интервале $v \sin i$ добавить или отнять одну звезду.

Рассмотрение фиг. 5 приводит к выводу, что все три гистограммы мало отличаются друг от друга. Наибольшее отличие между ними в интервале 0—50 *км/сек*, и здесь относительное число быстрых звезд совпадает с относительным числом спектрально-двойных. Средняя скорость вращения быстрых звезд также ближе к средней скорости вращения спектрально-двойных звезд:

$$< v \sin i > \text{(быстрые)} = 158 \text{ км/сек},$$
$$< v \sin i > \text{(сп.-дв.)} = 157 \text{ км/сек},$$
$$< v \sin i > \text{(одиночные)} = 129 \text{ км/сек}.$$

В [9] указывалось на возможность корреляции между $v \sin i$ и пространственной скоростью v_p. Эта возможность основана на предположении, что для тесных двойных систем скорости вращения в среднем пропорциональны скоростям орбитального движения, которым, в свою очередь,

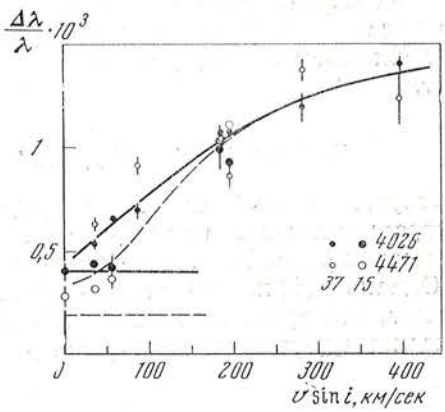
Таблица 6

Звезда	n	λ4026		λ4471		λ3933		$v \sin i$ [16]	$v \sin i$ (настоящая работа)
		15	37	15	37	15	37		
3950 I	2			0,37		0,19			40 ±10
3950 II	2			0,25		0,19			10 10
34078	6	0,40		0,28		0,16		0	
54575	2		1,44		0,95		0,59		260 50
83754	7	0,93	1,08	1,10	0,86			195	
143275	9	0,99	1,07	1,04	1,05			182	
167330	3		0,92		0,75				130 10
167451	3		0,74		0,66				90 20
168302 [1]	1		1,12		1,15		0,81		230
172488	3		0,72		0,74		0,40		100 10
173637	3		0,74		0,73		0,51		100 20
175514	3		0,77		0,81		0,53		110 30
178487	3		0,60		0,63		0,48		70 10
184915	3		1,19		1,37		0,39	280	
188439	3	1,42				0,19			400 50
191495	3		1,40		1,23		0,41	390	
191566	3		0,70		0,91		0,41	85	
193793 [2]	3	0,58				0,22			90 10
214680	9	0,43	0,53	0,31	0,63	0,19	0,45	29	
218376	7	0,41	0,66	0,36		0,22	0,36	54	
224905	3		1,36		1,26		0,47		350 70

[1] Спектрограмма получена на 2,6-м рефлекторе с дисперсией 80 Å/мм.
[2] Спектрально-двойная [4]. О-компонента.

Таблица 7

Звезда	$v \sin i$	Звезда	$v \sin i$	Звезда	$v \sin i$
36576	280	74455	280	195592	180
53138	60	92964	70	198846 I	150
57060	140	135240	250	198846 II	150
58978	260	135591	130	200310	320
64503	220	149038	130	210839	160
66811	200	152234	150	216411	100



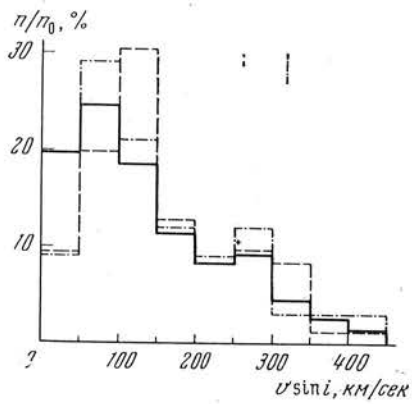
Фиг. 4. Редукционный график для определения $v \sin i$ по полуширине линий

Сплошная линия и маленькие значки — для дисперсии 37 Å/мм, штриховая линия и большие знаки — для 15 Å/мм. Внизу отрезками прямых показана средняя полуширина межзвездной линии кальция λ3933 для обеих дисперсий

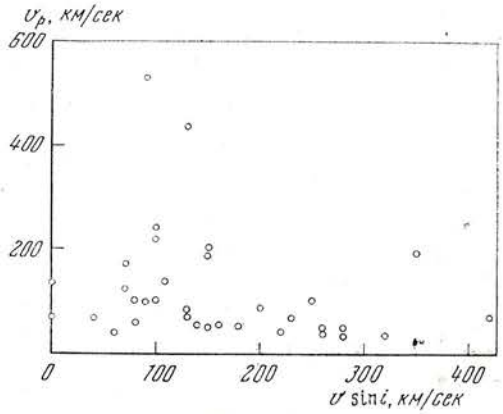
пропорциональны (при прочих равных условиях) пространственные скорости быстрых звезд. Предполагается также, что ось вращения всегда перпендикулярна плоскости орбиты.

На фиг. 6 исследуемые звезды нанесены на плоскость ($v \sin i$, v_p). На этой плоскости точки должны находиться в пределах угла, ограниченного осью абсцисс и прямой с положительным наклоном, проходящей через начало координат (ввиду различия в $\sin i$). Корреляция явно отсутствует.

Мы выбрали звезды, у которых $|v_r| \approx v_p$. В этом случае $i \approx 90°$ (при тех же предположениях). Здесь корреляция должна иметь вид прямой



Фиг.5. Распределение скоростей вращения для одиночных (сплошная линия), спектрально-двойных (штриховая) и быстрых (штрих-пунктирная) звезд



Фиг. 6. Положение 43 быстрых звезд на плоскости (v_p, $v \sin i$)

линии, проходящей через начало координат. Однако и на таком графике корреляция отсутствует.

Исследование скоростей вращения быстрых звезд приводит к следующим выводам.

1) Распределение скоростей вращения быстрых звезд и их средние скорости вращения несколько отличаются от тех же величин для одиночных и для спектрально-двойных звезд; однако по этим характеристикам быстрые звезды больше похожи на спектрально-двойные, чем на одиночные звезды.

2) Отсутствие корреляции между скоростью вращения и пространственной скоростью быстрых звезд указывает на большое разнообразие условий их образования (в рамках гипотезы Блаау): разная скорость потери массы, различное первоначальное отношение масс компонент, разная доля потери массы и различные эксцентриситеты первоначальных орбит.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙСТВЕННОСТИ БЫСТРЫХ ЗВЕЗД

Отсутствие двойных систем среди аномально быстрых звезд ранних спектральных классов наряду с тем, что OB-звезды с малыми скоростями, как правило, двойные, послужило основой выдвинутой Блаау гипотезы [2]. Однако в [1] показано, что число двойных систем среди быстрых звезд не ниже, чем среди нормальных. Здесь спектроскопическими и фотоэлектрическими методами исследуется двойственность звезд из табл. 1.

§ 1. Спектрально-двойная звезда HD 3950

Двойственность этой быстрой звезды обнаружена нами [5] по раздвоению линий. В [5] приведены наблюдения лучевых скоростей и даны предварительные элементы орбиты. Здесь привлечены новые наблюдения, уточнены элементы орбиты и сделана попытка найти затмение. Методика определения лучевых скоростей описана в Приложении.

Использовались спектрограммы с дисперсией 15 Å/*мм*. Результаты всех измерений приведены в табл. 8. На фиг. 7 показана кривая лучевых скоростей, построенная по этим наблюдениям. Новые элементы кривой лучевых скоростей получены следующие: $v_{\text{макс}}$ (II) = J. D. 2439013,65+ +5,551 E, где эпоха определена для максимума скорости вторичной компоненты. Способом Лемана — Фильеса были заново вычислены элементы орбиты (табл. 9). Здесь же для сравнения даны предварительные элементы из [5]. Рядом с каждой величиной приведена ее вероятная ошибка.

Таблица 8

J. D. 2439...	v_r, *км/сек*			Вероятная ошибка		
	I	II	Ca II	I	II	Ca II
013,483	—112	— 14	—14	±5	±4	±1
013,550	—112	— 6		1	5	
014,433	—112	— 15		9	6	
015,522	— 91		—12	5		2
019,453	—110	— 7		2	4	
019,552	—108	— 7		3	2	
020,566	— 78		—18	3		1
022,419	— 80	—139	—23	7	6	
022,451	— 95	—137	—21	4	2	
023,536	— 89		—30	2		
024,557	—108	— 5		3	8	
025,545	—113	— 35	—20	8	8	
030,417	—115	— 1	—19	4	3	0
038,504	— 59	—176	—27	2	3	
041,563	—117	0		3		
407,389	—138	— 5	— 8	3	4	1
438,295	— 56	—166	—23	2	4	0

Важно отметить следующие обстоятельства. Во-первых, новые наблюдения, сделанные в 1966 г., подтверждают двойственность звезды, обнаруженную в 1965 г. Во-вторых, большое значение γ (по абсолютной величине) не оставляет сомнения в том, что звезда принадлежит к быстрым звездам. В-третьих, обращает на себя внимание некоторое различие в относительном обилии гелия (см. ч. I) у компонент. Можно, конечно, усомниться в реальности этого факта, поскольку разделение линий водорода представляет значительную трудность. Здесь необходимы наблюдения с большой дисперсией.

Фотоэлектрические наблюдения были поставлены с целью обнаружить затмение. Если масса главной компоненты около 7 $\mathfrak{M}_\odot$, то по величине $m_1 \sin^3 i = 0{,}67$ легко найти, что в этом случае $i \approx 30°$. Если же при этом система достаточно тесная, то затмение возможно.

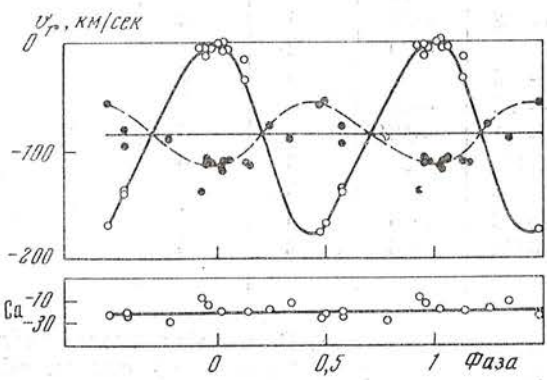
Наблюдения были выполнены на 640-*мм* телескопе Крымской обсерватории с двумя фильтрами, дающими систему, близкую к BV. Звездой

Таблица 9

Элемент	[5]		Настоящая работа	
P, дни	5,565	±0,010	5,551	±0,001
e	0,086	0,016	0,092	0,002
$m_1 \sin^3 i$ (⊙)	0,67	0,01	0,66	0,01
$m_2 \sin^3 i$ (⊙)	0,21	0,01	0,22	0,01
$a_1 \sin i$, *км*	$2{,}1 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^5$	$2{,}2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^5$
$a_2 \sin i$, *км*	$6{,}7 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^5$	$6{,}6 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^5$
T, J. D.	016,55	0,19	017,01	0,02
Ep, J. D.	013,60	0,06	013,65	0,02
$m_1 : m_2$	3,2	0,1	2,93	0,07
ω_1, *град*	347	32	60,1	0,5
γ, *км/сек*	—85	1	—86	1

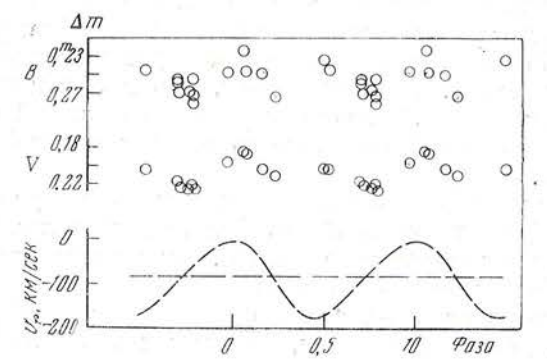
сравнения служила HD 3802, контрольной звездой сравнения — HD 3682. В ночь делалось несколько оценок, которые затем усреднялись. Наблюдения представлены на фиг. 8.

Из рассмотрения фиг. 8 видно, что блеск звезды меняется. Особенно хорошо это заметно по наблюдениям через фильтр V. При этом область минимального блеска удовлетворительно совпадает с моментом, когда $v_r = \gamma$. По-видимому, здесь действительно имеет место частное затмение. Однако, прежде чем исследовать кривую блеска, необходимо существенно увеличить ряд наблюдений, чтобы подтвердить реальность затмения и получить более точную кривую блеска.



Фиг. 7. Кривая лучевых скоростей HD 3950

Темные кружки — компонента I, светлые — II; внизу показаны измерения межзвездных линий кальция



Фиг. 8. Кривая блеска HD 3950

Внизу дана кривая лучевых скоростей вторичной компоненты. Штриховой прямой показана γ-ось; размеры кружков соответствуют средним ошибкам

§ 2. О двойственности звезды HD 188439

Впервые двойственность этой звезды была заподозрена Пласкеттом и Пирсом в 1931 г. [19] по большому расхождению отдельных определений лучевых скоростей.

Линдс [20] наблюдал эту звезду фотоэлектрически в мае-июне 1959 г. Он обнаружил колебания блеска с периодом $0^d,3775$ и амплитудой, $0^m,03$. Однако в июле-августе того же года подтвердить период ему не удалось.

В 1965—1966 гг. мы получили 25 спектрограмм звезды HD 188439 с целью изучить переменность лучевых скоростей. Исследовалась область λλ3800—4400 Å (дисперсия 15 Å/*мм*). Результаты измерений приведены в табл. 10.

Таблица 10

J. D. 243...	v_r		Вероятная ошибка		J. D. 243...	v_r		Вероятная ошибка	
	*	Ca II	*	Ca II		*	Ca II	*	Ca II
8983,290	—82	— 7	±4	±1	9370,297	—70	—13	±7	±0
93,317	—69	—14	5	0	70,352	—70	—17	8	0
93,375	—60	—17	4		70,411	—72	—18	1	2
93,442	—72	—12	7	3	70,472	—59	—15	13	0
9014,271	—55	— 5	4	1	76,229	—80	—13	6	4
14,323	—56	—13	6	0	76,286	—84	— 7	12	4
25,247	—72	—12	3	2	76,341	—79	—15	9	2
38,250	—76	— 3	5	1	76,397	—54	—16	6	0
60,191	—87	— 9	3	1	76,453	—91	—17	7	
62,233	—57	— 6	5	3	77,222	—70	—13	7	2
92,354	—81	—13	6	0	77,288	—74	—11	7	2
95,177	—66	—14	5	3	77,363	—49	—19	8	
9370,242	—93	—18	7	0	Среднее	—71	—12,8	6,2	1,4

Поскольку у звезды очень широкие линии, соответствующие скорости вращения около 400 *км/сек* (см. ч. II), то можно ожидать блендирование линий, которое приведет к систематическому их смещению. Это повлечет за собой увеличение ошибки определения v_r по одной спектрограмме и различие в v_r, определенных по разным спектрограммам, если использовать различные линии. Для того чтобы учесть это обстоятельство, мы нашли средние систематические уклонения v_r, определенных по данной линии, от v_r, среднего по всем линиям. Эти поправки приведены в табл. 11. Табл. 10 составлена с учетом этих разностей.

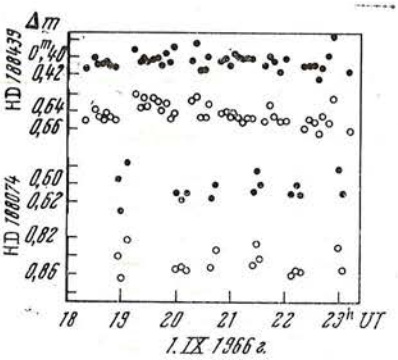
Таблица 11

λ, Å	Элемент	Δv_r	λ, Å	Элемент	Δv_r
3770,632	H_{11}	— 6	4026,189	He I	—10
3797,900	H_{10}	— 7	4071,380 *	O II	+20
3819,606	He I	—25	4101,737	H_δ	+ 2
3835,386	H_9	+19	4340,468	H_γ	+ 4
3889,051	H_8	+ 2	Межзвездные		
3970,074	H_ε	+ 7	3933,664	Ca II	+ 1
4009,370	He I	+ 2	3968,470	a II	— 1

* Бленда нескольких линий O II. Длина волны вычислена как средневзвешенное, весами служили интенсивности из [3].

Прежде всего нужно решить вопрос о том, переменны ли лучевые скорости этой звезды. Для этого сравним две величины: среднюю квадратичную ошибку одного определения лучевой скорости по одной пластинке (в нашем случае $\sigma_1 = 6{,}2$ *км/сек*) и среднее квадратичное уклонение всех лучевых скоростей от средней скорости ($\sigma_* = 8{,}0$ *км/сек*). Различие между ними можно целиком приписать ошибкам методики. Тогда следует сделать вывод, что лучевая скорость звезды постоянна.

Мы сделали попытку согласовать наши измерения лучевых скоростей и измерения из [19] с полученным из фотоэлектрических наблюдений периодом [20]. Однако согласия добиться не удалось. Были сделаны также многочисленные попытки найти период изменения лучевых скоростей методом проб, но и это не дало никаких положительных результатов.



Фиг. 9. Наблюдения блеска HD 188439 с двумя звездами сравнения: HD 188252 (точки) и HD 188209 (кружки)

Внизу для сравнения показаны наблюдения контрольной звезды. Наблюдения выполнены Т. С. Белякиной

Переменность блеска, обнаруженная в [20], могла бы быть связанной с нестационарными явлениями в оболочке, существование которой вполне возможно, поскольку скорость вращения звезды близка к предельной. В таком случае эти нестационарные явления в первую очередь должны проявляться в эмиссии бальмеровских линий.

На 640-*мм* телескопе было проведено фотоэлектрическое слежение за звездой в течение 5 час. Использовался интерференционный фильтр, центрированный на H_β, с полосой пропускания 70 Å. Были выбраны две звезды сравнения: HD 188252 и HD 188209. Контрольной звездой сравнения была HD 188074. Результаты наблюдений показаны на фиг. 9. Систематические колебания интенсивности H_β не обнаружены. Случайные колебания блеска HD 188439 такого же порядка величины, как и у контрольной звезды сравнения.

§ 3. О звездах HD 167330 и HD 167451

У звезды HD 167330 было замечено раздвоение линий и изменение лучевых скоростей в больших пределах [21]. Наши измерения лучевых скоростей приведены в табл. 12. Они также указывают на переменность скорости. Так, средняя квадратичная ошибка одного определения (по одной пластинке) $\sigma_1 = 5{,}5$ *км/сек*, а средний квадратичный разброс измерений $\sigma_* = 9{,}7$ *км/сек*.

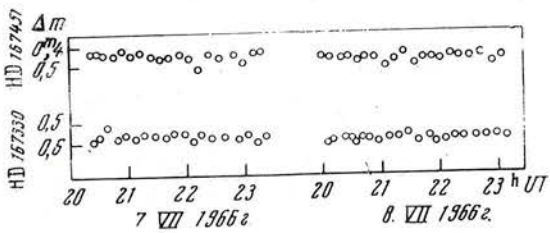
На двух из шести спектрограмм HD 167451, полученных Нейбауэром [21], линии раздваиваются. Наши измерения, приведенные в табл. 12, дают ошибку одного определения $\sigma_1 = 6$ *км/сек*, а разброс измерений $\sigma_* = 13$ *км/сек*.

Обе звезды наблюдались фотоэлектрически на 640-*мм* телескопе без фильтра. Звездой сравнения (общей для обеих звезд) была HD 167311, контрольная звезда сравнения — HD 167048. Цель этих наблюдений: выяснить, не являются ли изменения лучевой скорости следствием физической переменности, которая, в свою очередь, может проявляться в

Таблица 12

Звезда	J. D. 243...	Звезда		Ca II	
		v_r, км/сек	σ, км/сек	v_r, км/сек	σ, км/сек
167330	8926,43	+ 18	±8		
	9253,47	— 8	6		
	9269,47	— 15	4		
	9277,46	+ 11	4		
167451	9254,48	— 11	6		
	9302,41	— 11	3		
	9308,41	— 29	7		
	9326,39	— 53	8		
172488	9023,26	+ 23	6	+12	±0
	9024,26	+ 21	9	+14	9
175514	9272,44	—101	11	+25	1
	9306,40	— 81	5	+26	0
	9310,46	+ 14	7	+28	9
	9325,41	+189	19	+22	0

колебаниях блеска. Результаты представлены на фиг. 10, откуда видно, что блеск обеих звезд во время наблюдений оставался постоянным. Небольшое уменьшение среднего блеска (на $0^m,02$) между 7 и 8.VII 1966 г. можно объяснить поярчанием звезды сравнения, так как блеск контрольной звезды сравнения упал на такую же величину.



Фиг. 10. Результаты наблюдений блеска HD 167330 и HD 167451

Таким образом, несмотря на то, что периодичность колебаний лучевых скоростей звезд HD 167330 и HD 167451 не обнаружена, можно думать, что они спектрально-двойные. Однако имеются серьезные возражения против отнесения этих звезд к классу быстрых. Рассмотрим их подробнее.

Пространственные скорости обеих звезд нереально велики (см. табл. 1). В окрестностях Солнца, где точность определения пространственных скоростей лучше, OB-звезды с такими большими скоростями не наблюдаются. Следовательно, здесь можно ожидать ошибку либо в определении расстояний, либо в определении собственных движений. Это подтверждается еще и тем, что лучевые скорости звезд весьма умеренны (см. табл. 1). Согласно нашим определениям звезда HD 167330 не может быть отнесена к быстрым звездам по лучевой скорости. В той области неба, где расположены эти звезды, система N 30, в которой определены их собственные движения, имеет существенные систематические ошибки [22]. Наконец,

в каталоге [18] звезды отнесены к сверхгигантам, в то время как по нашей классификации (см. ч. I) они карлики.

Другие звезды табл. 1 не имеют таких противоречий. Напомним, что надежность отбора звезд из табл. 2 составляет около 90%. В таком случае 1—2 звезды из табл. 1 не относятся к быстрым. По-видимому, такими звездами, ошибочно попавшими в список быстрых звезд, являются HD 167330 и HD 167451.

§ 4. О двойственности других звезд программы наблюдений

HD 34078 (AE Aur). Звезда содержится в каталоге визуально-двойных звезд [3]. В [2] утверждается, что по данным автора звезда ошибочно отнесена к визуально-двойным и является одиночной. Однако сами данные, подтверждающие этот вывод, в [2] не приводятся. Будем считать двойственность этой звезды сомнительной.

HD 54575. В спектре звезды имеются эмиссионные линии. Лучевая скорость, измеренная по резким линиям поглощения (которые могут возникать в оболочке), оказывается переменной [20]. Нам не удалось получить спектрограммы этой звезды, пригодные для определения лучевых скоростей. Поскольку спектр звезды сложный, периодические изменения лучевых скоростей не установлены, а их случайные изменения могут быть приписаны нестационарным явлениям в атмосфере одиночной звезды, вопрос о двойственности HD 54575 требует дальнейшего изучения.

HD 175514. В [23] измерено всего две спектрограммы этой звезды и отмечено расхождение между наблюдениями. Мы измерили четыре спектрограммы HD 175514. Измерения представлены в табл. 12. Средняя вероятная ошибка одного измерения $\sigma_1 = 10$ *км/сек*, а вероятный разброс отдельных измерений $\sigma_* = 94$ *км/сек*. Переменность лучевой скорости сомнений не вызывает. Звезда отобрана как быстрая по лучевой скорости (см. табл. 1). Однако наши измерения дают среднюю лучевую скорость +1 *км/сек*. Если дальнейшее изучение звезды покажет, что скорость центра масс системы такого же порядка величины, то звезда не может быть отнесена к быстрым. Согласно нашим измерениям амплитуда изменения лучевых скоростей HD 175514 больше 290 *км/сек*, можно ожидать период меньше 70 дней.

HD 198846 (Y Cyg). Совершенно надежно установлено, что это спектрально-двойная звезда с затмением [4]. Поэтому наблюдения ее не проводились.

HD 172488, HD 173637, HD 178487, HD 191566, HD 224905. Эти звезды не содержатся в каталогах двойных звезд. Измерения лучевой скорости мы сделали только для HD 172488 (см. табл. 12). Приведенные измерения указывают на постоянство лучевой скорости. Нет оснований сомневаться, что другие звезды также одиночные.

Из всего изложенного можно сделать следующее заключение: из 13 исследуемых звезд две, по-видимому, не относятся к быстрым. Из оставшихся 11 две достоверно спектрально-двойные (20%), шесть одиночных (55%), двойственность остальных звезд (25%) требует дальнейшего изучения.

Заключение

Тщательное изучение спектрограмм быстрых звезд и сравнение их со спектрограммами стандартных звезд такого же спектрального класса и светимости не выявили сколько-нибудь заметных особенностей в спектрах быстрых звезд. Содержание гелия по отношению к водороду у быстрых и у стандартных звезд оказывается одинаковым. Двумерная коли-

чественная классификация показала, что быстрые звезды не занимают особого положения на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Из всех этих фактов можно сделать вывод, что катастрофическая стадия эволюции быстрых звезд (предполагается справедливость гипотезы А. Блаау [2]) не оставила заметных следов в их химическом составе, строении и других свойствах, проявляющихся в линейчатом спектре.

По скоростям вращения быстрые звезды также не занимают особого положения. Распределение скоростей вращения быстрых звезд удовлетворительно согласуется с распределением скоростей вращения как одиночных, так и спектрально-двойных, но больше напоминает последнее. Для уверенного заключения нужно исследовать большее число объектов.

Отсутствие корреляции между пространственной скоростью и скоростью вращения может означать большие различия в условиях образования отдельных быстрых звезд.

Согласно проведенному здесь анализу число двойных систем среди быстрых звезд заключено в пределах 20—45%. Существование двойных систем приводит к предположению, что не все быстрые звезды, испытавшие вспышку компоненты, отрываются от остатка сверхновой звезды. В таком случае интересно изучать такие системы, поскольку по их современному состоянию можно восстановить некоторые детали вспышки сверхновой [12]. С другой стороны, число двойных звезд среди быстрых оказывается несколько меньше обычного для ОВ-звезд числа двойных систем, которое составляет 70% [2]. Если дальнейшее исследование, сделанное по большему числу объектов, подтвердит этот результат, то это может означать, что часть двойных систем, одна из компонент которой взорвалась как сверхновая, может распадаться и образовывать одиночные звезды с большими пространственными скоростями.

Автор искренне благодарен В. И. Бурнашеву, Л. Ф. Истомину и Л. И. Перфильевой за помощь в обработке материала, а также Р. Е. Гершбергу за полезные обсуждения и постоянное внимание к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ
ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ОВ-ЗВЕЗД НА ДИФРАКЦИОННОМ СПЕКТРОГРАФЕ

В 1964 г. в Крымской обсерватории начато систематическое изучение аномально быстрых звезд ранних спектральных классов [1]. В [1] был поставлен ряд задач по их дальнейшему изучению, одна из которых — исследование их двойственности — требует измерений лучевых скоростей. В связи с этим возникла необходимость разработать методику определения лучевых скоростей звезд с дифракционным спектрографом.

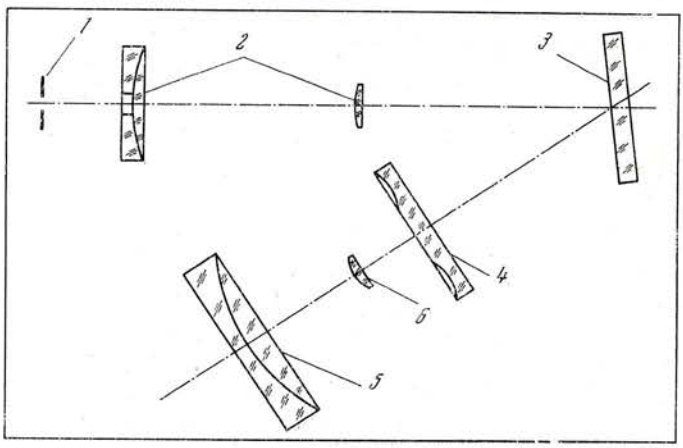
§ 1. Спектрограф

Спектрограф АСП-11 был сконструирован по расчетам М. В. Лобачева на Ленинградском государственном оптико-механическом заводе (фирма ЛОМО). В 1961 г. он был установлен в фокусе Нэсмита 122-*см* рефлектора Крымской обсерватории. Оптическая схема спектрографа показана на фиг. 11. Здесь *1* — щель, *2* — кассегреновский коллиматор ($F = 2485$ *мм*, $F/19$), *3* — сменная решетка, *4* — пластина Шмидта, *5* — зеркало камеры ($F = 184{,}5$ *мм*, $F/1{,}6$), *6* — линза поля, за которой ставится кассета с фотопластинкой. Дифракционная решетка, с которой получены спектрограммы, имеет 1200 *штрихов/мм*, рабочий порядок второй, дисперсия 15 Å/*мм* в области λλ3800—4400 Å.

Ширина щели спектрографа была выбрана 0,3 *мм*, что при фокусе телескопа в 24 *м* составляет 3″,5; при этом проекция щели на пластинке равна 0,022 *мм*.

Спектр сравнения давала лампа с полым катодом (Fe + Ne), установленная в 1965 г. вместо железной дуги. В измеряемой области спектра все линии лампы принадлежат железу, кроме трех линий нейтрального марганца: λλ4030,755; 4033,073; 4034,490 Å.

Стендовые испытания спектрографа, сделанные на заводе, и испытания спектрографа на телескопе в различных положениях показали наличие смещений линий до 100 *км/сек*. В связи с этим в обсерватории был



Фиг. 11. Оптическая схема спектрографа АСП-11

проведен ряд работ по устранению конструктивных и монтажных недостатков прибора, среди которых наиболее важные: укрепление узла решетки, улучшение фиксации кассеты и крепления камеры. Окончательные испытания показали, что при самых неблагоприятных условиях никаких сколько-нибудь заметных гнутий не наблюдается. Впечатывание спектра сравнения в начале и в конце каждой экспозиции целиком исключает влияние остаточного гнутия.

§ 2. Измерение и редукция спектрограмм

Измерение оригинальных спектрограмм производилось на одном из двух микроскопов: фирмы Carl Zeiss и фирмы ЛОМО (ИЗА-2). Оба микроскопа имеют стеклянную измерительную шкалу и винтовой нониус-микрометр. Поле зрения освещалось лампой дневного света.

Измерения производились обычным способом. Выбирались 20—30 одиночных равноотстоящих линий в спектре сравнения и все измеримые линии звезды, рекомендованные, например, в [24]. На каждую из этих линий по нескольку раз слева и справа наводилась широкая двойная нить микроскопа. Увеличение выбиралось таким, чтобы между линией спектра сравнения и нитями оставался светлый промежуток. Опыт показал, что это значительно увеличивает точность наведения. После измерения спектрограммы в одном направлении пластинка поворачивалась на 180° по позиционному углу, и все измерения повторялись. Вся процедура измерений одной пластинки вместе с усреднением и переписыванием для вычисления на машине занимает 6—8 час.

Обработка измерений производилась на ЭВЦМ «Минск-1» обсерватории по программе, составленной Д. Н. Рачковским. Методом наименьших квадратов вычислялись коэффициенты a_i полинома третьей степени вида $\lambda = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3$, удовлетворяющего измерениям спектра сравнения. Здесь λ — табличные длины волн спектра сравнения, x —

средний отсчет микроскопа С помощью этого полинома машина вычисляла и выдавала на печать следующие величины:

а) коэффициенты полинома;

б) невязки; под ними понимаются разности длин волн линий спектра сравнения, вычисленные по полиному с помощью отсчетов микроскопа минус табличные;

в) длины волн линий звезды, вычисленные по этому полиному;

г) лучевые скорости по каждой из линий звезды. Затем аналогичным способом машина вычисляла и выдавала на печать величины «а» — «г» для полинома пятой степени.

Далее машина «очищала» программу от ошибок при отождествлении спектра сравнения и от описок. Для этой цели из программы выбрасывалась та линия, для которой невязка по полиному третьей степени наибольшая. Опыт показал, что невязки по полиному пятой степени использовать для исправлений нельзя, так как часто машина будет выбрасывать соседнюю правильную линию, а неправильную оставлять. В то же время полином пятой степени в некоторых случаях, как будет показано дальше, дает лучшее приближение.

Машина повторяла вычисления и «очищала» программу от следующей ошибки. После того как все невязки становились одного порядка, вычисления прекращались. Чаще всего приходилось выбрасывать 2—3 линии. Вся процедура вычислений занимает 10—15 мин. для каждой спектрограммы.

Отдельно вычислялись поправки за движение Земли по программе, составленной Н. В. Годовниковым.

* * *

Табличные длины волн спектра сравнения и звезды, вводимые в программу, брались из [8]. Систематические ошибки в длинах волн линий ОВ-звезд исследованы в [25]. Там выведены средние значения разностей «лучевая скорость по линии минус средняя лучевая скорость по всему спектру». Показано, что эта разность зависит от дисперсии и связана с блендированием линий. Можно было бы сделать подобное исследование и для нашей дисперсии, однако из самой постановки работы ясно, что учет результатов работы типа [25] при достаточно большом числе измеряемых линий не изменит результата, а лишь формально уменьшит ошибку.

Сравнение длин волн линий железа из списка [8] (железная дуга) и из списка [26] (лампа с полым катодом) показало, что различие между ними приведет к систематической ошибке порядка — 0,2 *км/сек*, что несущественно при точности наших измерений.

§ 3. Анализ ошибок

Описанным способом были измерены шесть спектрограмм для пяти стандартных звезд ранних спектральных классов. Лучевые скорости для звезд γ Peg, ζ Cas, AE Aur и 102 Her взяты из [24], а для 10 Lac — из [27]. Результаты измерений сведены в таблицу, где даются:

1—3-я графы — название звезды, условный номер спектрограммы и число линий в спектре звезды, использованных для определения лучевой скорости. Повторение номера со звездочкой означает повторную обработку, в которой исправлены ошибки в отождествлении линий спектра сравнения, замеченные при первой обработке;

4-я графа — лучевая скорость, определенная нами. Здесь и в следующих графах все величины выражены в *км/сек*;

Звезда	Номер спектрограммы	n	$\bar{v}$	σ	Δ	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_5	σ_6
γ Peg	30	9	+1,5	±2,0	±1,2	±0,7	±2,0	±0,0	±0,2	±1,0	±1,0
γ Peg	31	12	+3,1	1,1	0,6	0,2	2,4	0,0	0,2	0,2	0.9
γ Peg	31 *	12	+4,4	1,3	0,2	0,2	2,4	0,0	0,2	0,9	0,3
ζ Cas	50	11	−1,9	1,6	1,3	0,3	2,2	0,0	0,2	0,6	0,5
AE Aur	38	9	+45,3	3,0	4,7	2,2	4,9	0,1	0,4	1,7	0,2
102 Her	77	12	−12,9	1,1	0,0	2,6	5,8	0,1	0,4	0,7	0,6
102 Her	77 *	10	−11,5	1,0	0,5	2,6	5,8	0,1	0,4	0,7	0,6
10 Lac	118	10	−10,2	2,1	0,6	0,6	1,4	0,0	0,1	0,8	0,7
		Среднее . .		±1,6	±1,1	±1,2	±3,4				

5-я графа — вероятная ошибка, вычисленная по формуле

$$\sigma = 0{,}67 \sqrt{\frac{\Sigma (v - \bar{v})^2}{n(n-1)}},$$

где v — лучевая скорость по какой-либо линии, $\bar{v}$ — лучевая скорость по всем линиям, n — число линий. Величина σ характеризует внутреннюю точность измерений;

6-я графа — вероятное уклонение от каталожного значения в предположении равной точности наших и каталожных определений. Величина Δ, характеризующая внешнюю точность измерений, вычислялась по формуле

$$\Delta = 0{,}67 \frac{\bar{v} - v_0}{2},$$

где v_0 — лучевая скорость, взятая из [24, 27].

7 и 8-я графы — вероятные ошибки одного наведения на линию спектра сравнения и на линию звезды;

9 и 10-я графы — вероятные ошибки измерения всех линий сравнения и всех линий звезды. Они получены делением величин, содержащихся в графах 7 и 8 на корень квадратный из произведения соответствующего числа линий на число наведений. Чаще всего делалось по восемь наведений на каждую линию для каждого положения пластинки.

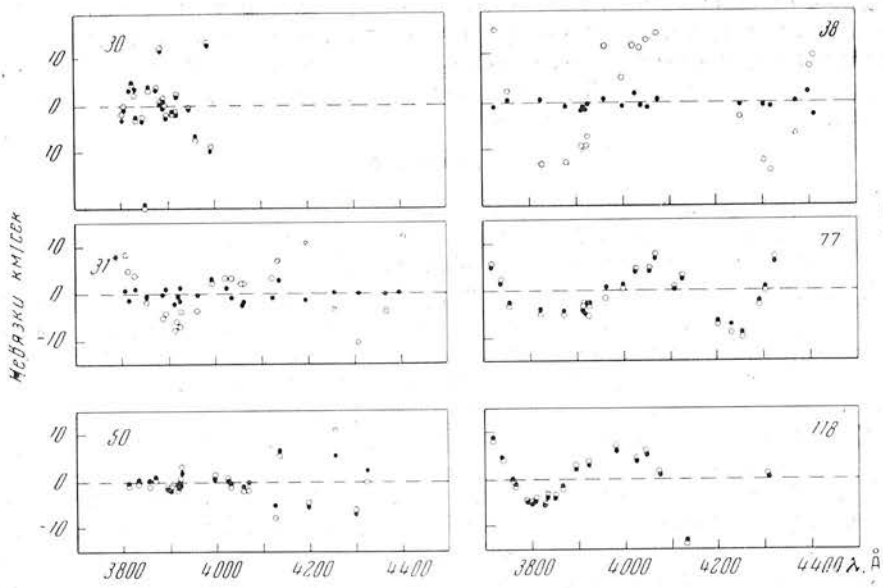
11 и 12-я графы — вероятные невязки по полиномам третьей и пятой степеней для всех измерений.

Сравнение 5 и 6-й граф показывает, что довольно хорошая внутренняя точность (в среднем ± 1,6 *км/сек*) измерения одной пластинки подтверждается и хорошей внешней сходимостью ($\bar{\Delta} = \pm 1{,}1$ *км/сек*). Небольшое систематическое различие наших определений и [24, 27], равное −1,9 *км/сек*, нельзя считать надежно установленным из-за небольшого числа звезд.

Наибольшее расхождение ($\bar{v} - v_0 = -14{,}0$ *км/сек*), наблюдаемое у AE Aur, может быть связано с переменностью звезды, известной из фотоэлектрических наблюдений. Это тем более вероятно, что линии межзвездного кальция в спектре этой звезды показали различие всего +2,8 *км/сек*.

В литературе часто отмечается переменность лучевых скоростей у ранних звезд с амплитудой в несколько *км/сек*, например у 10 Lac. Это может также привести к фиктивному ухудшению внешней точности.

Измерения спектрограмм, полученных в разные сезоны, были выполнены разными лицами и на разных микроскопах, однако это не оказало существенного влияния на точность результатов.



Фиг. 12. Зависимость невязок по полиномам третьей (светлые кружки) и пятой (темные кружки) степеней от длины волны

Числа на рисунках означают условный номер спектрограммы

Рассмотрение 7—12-й граф показывает, что наибольшая ошибка вносится при построении полиномов по линиям спектра сравнения. Это может быть связано с двумя причинами: блендированием линий спектра сравнения и неточной аппроксимацией измерений спектра сравнения полиномом. На фиг. 12 показана зависимость невязок для линий спектра сравнения по полиномам третьей и пятой степеней от длины волны для нескольких измерений. Шесть рисунков, собранных на фиг. 12, можно совершенно четко разбить на три типа.

I тип. Сюда относятся результаты обработки спектрограмм 31* и 38. Здесь невязки по полиному третьей степени дают плавную кривую, а по полиному пятой степени — прямую линию. Очевидно, что в таких случаях необходимо и достаточно использовать аппроксимирование измерений полиномом пятой степени. Разброс темных кружков около прямой можно целиком объяснить ошибками измерений.

II тип. Сюда относятся измерения спектрограмм 30 и 50, где оба полинома дают прямую линию, но с большим разбросом, который, по-видимому, связан с ошибочным приписыванием длины волны линиям спектра сравнения. Здесь было достаточно использования полинома третьей степени.

III тип. У измерений спектрограмм 77 и 118 заметна волна как у приближения полинома третьей степени, так и пятой. В этом случае к измеренным лучевым скоростям нужно относиться с осторожностью, а дифференциальные сдвиги линий измерять нельзя. Причина столь странного поведения невязок осталась неясной, но при более или менее равномерном распределении линий звезды по измеренному участку спектра (что чаще всего имеет место на практике) это обстоятельство не приведет к большим ошибкам.

С помощью 7 и 8-й граф можно определить минимальное число наведений на линии спектра сравнения и звезды для получения заданной точности. Для этого нужно воспользоваться очевидной формулой

$$n = \frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^2,$$

где σ_0 — ошибка одного наведения, σ — требуемая точность, n — искомое число наведений. Однако нужно помнить, что здесь измерялись стандартные звезды с резкими линиями. При измерении звезд с широкими линиями число наведений на линии звезды, очевидно, должно быть увеличено.

Заключение

1. Разработана методика определения лучевых скоростей с дифракционным спектрографом. Вероятные как случайные, так и систематические ошибки составляют всего 1—3 *км/сек*.

2. Получение спектрограмм в разное время года без термостатирования спектрографа, использование различных кассет, измерение на разных микроскопах и различными лицами — все это не вносит каких-либо существенных ошибок в измеряемую лучевую скорость.

3. Лампа с полым катодом является удобным источником спектра сравнения. Использование длин волн из [8] для лампы не вносит существенных ошибок.

4. При исследовании дифференциальных сдвигов линий необходимо строить зависимости типа представленных на фиг. 12 и вносить соответствующие поправки за остаточную волну, возникающую из-за неточности представления измерений спектра полиномом.

5. Можно значительно ускорить процесс измерения и увеличить точность результатов только одним путем: создать электронную измерительную машину типа [28, 29] с выходом на перфоленту. Особенно важно применение таких машин для измерений лучевых скоростей звезд с широкими линиями.

Автор глубоко признателен Д. Н. Рачковскому и Н. В. Годовникову за составление программы для вычисления на ЭВЦМ и постоянное внимание к работе.

Часть спектрограмм измеряли студенты-практиканты Н. В. Рыбина и В. И. Бурнашев.

Март 1967 г.

Примечания при корректуре

1. Дополнительное изучение звезды HD 175514 показало, что это спектрально-двойная звезда с затмением. Однако по γ-скорости система не может быть отнесена к аномально быстрым объектам (см. Астрон. циркуляр, № 448, 1967 и Изв. Крымской астрофиз. обс., 40).

2. Показанная на фиг. 12 «волна», как выяснилось, связана с некоторыми ограничениями вычислительной программы. Ее можно избежать путем масштабирования исходных данных.

Литература

1. Э. А. Витриченко, Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 193.
2. A. Blaauw. Bull. Astron. Inst. Netherland, 1961, **15**, № 505, 265.
3. R. G. Aitken. NGC of double stars, 1932, Wash.
4. С. Н. Корытников, М. П. Лавров, Д. Я. Мартынов. Библиография спектрально-двойных звезд, вып. 1—4. М., 1961—1963.
5. Э. А. Витриченко. Астрон. ж., 1967, **44**, 1121.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 156.
7. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 331.
8. C. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, № 20.
9. G. Wallerstein, S. C. Wolff. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1965, **77**, № 454, 12.
10. D. Mihalas. Astrophys. J., 1964, **140**, № 3, 885.
11. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 37.
12. И. С. Шкловский. Сверхновые звезды. Физматгиз, 1966.
13. A. Unsöld. Zs. Astrophys., 1944, **23**, 100.
14. A. Unsöld. Zs. Astrophys., 1941, **21**, 22.

15. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 11.
16. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 44.
17. R. H. Koch, E. C. Olson, K. M. Joss. Astrophys. J., 1965, **141**, № 3, 955.
18. V. C. Rubin et al. Astron. J., 1962, **67**, 491.
19. J. S. Plaskett, J. A. Pearce. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1931, **5**, № 1, 69.
20. C. R. Lynds. Astrophys. J., 1959, **130**, № 2, 577.
21. F. J. Neubauer. Astrophys. J., 1943, **97**, 300.
22. P. Brosche, H. Howacki, W. Strobel. Veröf. Astron. Inst. Heidelberg, 1964, № 15.
23. R. F. Sanford, P. W. Merrill. Astrophys. J., 1938, **87**, 518.
24. Курс астрофизики и звездной астрономии, ред. А. А. Михайлов, т. 1. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1951, стр. 318.
25. A. H. Batten. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1965, **77**, № 456, 210.
26. Trans. I. A. U., 1958, **10**, 216.
27. J. Grygar. Bull. Astron. Inst. Netherland, 1964, **17**, № 4, 305.
28. H. Gollnow. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1962, **123**, № 5, 27. (Русский перев.: Новые методы в астрофизике. Мир, 1964, стр. 43).
29. M. R. Bouigue. Publ. Obs. Haute-Provence, **5**, № 47.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О ЗВЕЗДАХ ТИПА RW Aur И НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ (Ia) РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 Å/*мм*, проведено сравнение спектров звезд BU Tau и V923 Aql типа Ia со спектрами нормальных звезд. Различие в спектрах сравниваемых звезд объясняется присутствием оболочек у переменных звезд BU Tau и V923 Aql.

Звезда V923 Aql имеет дефицит водорода. Величины электронной плотности $\lg n_e = 12{,}86$ и скорости $v_D = 36$ *км/сек*, полученные для оболочки V923 Aql, говорят о том, что оболочка V923 Aql является более разреженной, чем атмосфера сверхгиганта 6 CasA.

Сравнительное изучение 10 переменых звезд типа RW Aur и Ia [9, 11, 12, 15 и настоящая работа показывают:

1) нет заметного различия в химическом составе сравниваемых переменных и нормальных звезд;

2) для большинства переменных звезд электронные плотности несколько выше, чем для нормальных звезд;

3) отношение содержания водорода к содержанию гелия в ранних B-звездах указанных типов такое же, как в нормальных звездах.

Все изученные нами переменные, за исключением трех Be-звезд, располагаются у нижней границы главной последовательности и ниже своих звезд сравнения, что говорит о молодом возрасте исследованных переменных.

ON STARS OF RW AUR TYPE AND IRREGULAR VARIABLES (Ia) OF EARLY SPECTRAL CLASSES, by *T. M. Rachkovskaya*.— Spectra of BU Tau and V923 Aql stars of Ia type and spectra of normal stars are compared on the basis of spectrograms, obtained with dispersion 15 Å/mm. The difference in spectra of comparable stars is explained by the fact that the variable stars BU Tau and V923 Aql have shells.

The star V923 Aql has a deficit of hydrogen.

Values of the electronic density $\lg n_e = 12.86$ and velocities $v_D = 36$ km/sec, obtained for the shell of V923 Aql, indicate that the shell of V923 Aql is more rarefied than the atmosphere of the supergiant 6 Cas A.

The comparative investigation of 10 variable stars of RW Aur and Ia types [9, 11, 12, 15 and the present paper] show:

1) there is no noticeable difference in the chemical composition of comparable variable and normal stars;

2) for the majority of variable stars electronic densities are somewhat higher than for normal stars;

3) the hydrogen helium ratio in early B-stars of indicated types is the same as in normal stars.

All variables, investigated by us, with the exception of 3 Be-stars, are disposed by the lower boundary of the main sequence and below their stars of comparison. This indicates the young age of the investigated variables.

§ 1. Исследование спектров звезд BU Tau и V 923 Aql

Проведено сравнительное изучение спектров звезд BU Tau и V 923Aql, которые согласно [1, 2] принадлежат к типу неправильных переменных ранних спектральных классов (этот тип звезд в [1, 2] обозначается символом Ia, которым для краткости мы и будем пользоваться в дальней-

шем). В качестве звезд сравнения были изучены ξ Peg (для BU Tau) и 2 Cyg (для V923 Aql). Кроме того, при исследовании оболочки V 923Aql мы использовали в качестве звезды сравнения сверхгигант 6 Cas A, спектр которого был изучен в [3].

Сведения о наблюдениях переменных звезд представлены в табл. 1. Общие сведения об исследуемых звездах даны в табл. 2: в первой графе дается название звезды; во второй — величина звезды; в третьей — спектральный класс согласно [1, 2] для переменных звезд и согласно [4] для звезд сравнения; в четвертой графе записан спектральный класс по нашим оценкам; пятая графа содержит определенную нами величину M_v; шестая графа дает величины скоростей вращения, полученные по нашим наблюдениям.

Таблица 1

Звезда	Дата	Экспозиция, h,m	Спектральная область λ, Å	Звезда	Дата	Экспозиция, h, m	Спектральная область, λ, Å
BU Tau	4.IX 1965 г.	1.10	4400—4900	V923 Aql	30.IX 1965 г.	1	3700—4400
		50	3700—4400		3.X	1.45	4400—4700
	22.X	1	4400—4900			1.40	3700—4400
	19.I 1966 г.	1	4400—4900		14.X	35	3700—4400
		1	3700—4400		21.X	3	3700—4400
		1.10	3700—4400		22.X	3	4400—4700
		1.20	3700—4400		14.VII 1966 г.	1.50	4400—4700
						1.15	3700—4400

Таблица 2

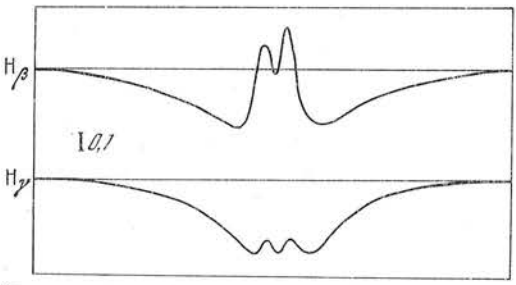
Звезда	m_{pg}	Sp [1, 2, 4]	Sp	M_v	$v \sin i$, км/сек
BU Tau	4,9—5,5	B8	B7	−0,30	290
ξ Peg	3,60	B8	B8	+0,20	200
V923 Aql	6,3—6,4	B5	B7	−2,35	280
2 Cyg	4,86	B5	B2,5	−1,70	190

Спектры указанных звезд были сфотографированы при помощи дифракционного спектрографа 1220-*мм* рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 15 Å/*мм* в спектральном интервале λλ 3700—4900 Å, на пластинках Kodak 0aO. Калибровка спектрограмм производилась при помощи ступенчатого ослабителя на спектрографе ИСП-51. Затем спектрограммы были записаны на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением в 50 раз, получены контуры водородных линий и определены эквивалентные ширины всех спектральных линий. Для определения спектральных классов звезд использованы зависимости из [5, 6]. Как видно из табл. 2, наши оценки спектральных классов звезд несколько отличаются от приводимых в [1, 2, 4].

Спектральный класс оболочки V923 Aql определен по эквивалентным ширинам линий Fe II: λ4385 и λ4173 + λ4179 Å из зависимостей, приведенных в [6],— и оказался равным A4.

Используя эквивалентные ширины линий и критерии, предложенные в [6,7], мы нашли абсолютную величину M_v для изучаемых звезд (табл. 2).

Спектр BU Tau — звезды с оболочкой хорошо изучен как в моменты возникновения и исчезновения оболочки вокруг нее, так и в обычном состоянии. А. Слеттебак [8] отмечает, что последние наблюдения спектра BU Tau в 1954 г. говорят о том, что оболочка вокруг звезды ослабевает. Это проявляется в уменьшении эмиссии в водородных линиях и в едва заметном присутствии металлических линий оболочки. Спектрограммы, полученные нами, подтверждают процесс ослабевания оболочки,— в пользу этого говорит полное отсутствие металлических линий. В [8] величина эмиссии водородных линий не приводится, поэтому нельзя ничего сказать о количественном изменении эмиссии за период с 1954 по 1966 г.



Фиг. 1. Контуры линий H_β и H_γ у BU Tau

Присутствующие в спектре водородные линии имеют вид широких абсорбций, на которые накладывается эмиссия в виде двух компонент. Эмиссия имеет наибольшую интенсивность в первых членах бальмеровской серии, и на некоторых спектрограммах заметна до H_9. На фиг. 1 приведены средние контуры H_β и H_γ.

Для определения эквивалентных ширин водородных линий поглощения для BU Tau мы освободили их контуры (кроме линий H_β и H_γ, где эмиссия довольно сильная) от эффекта эмиссии, как это делалось в [9]. По каждой спектрограмме были получены W_λ и затем усреднены, поскольку расхождения в значениях W_λ по отдельным определениям были небольшие. Результаты приведены в табл. 3. Как видно из данных таблицы, W_λ водородных линий несколько меньше, чем у звезды сравнения.

Кроме водородных линий, в спектре BU Tau видны широкие линии гелия, интенсивность которых превышает интенсивность гелиевых линий звезды сравнения ξ Peg. Эти расхождения указанных выше линий, видимо, вызваны различием в спектральных классах.

Несколько линий Si II, присутствующих в спектре BU Tau, по интенсивности почти не отличаются от линий Si II у ξ Peg.

V923 Aql — звезда с оболочкой. Общее описание спектра дано в [10]. Спектрограммы, полученные нами, говорят о том, что качественно спектр V923 Aql не изменился.

При рассмотрении спектра V923 Aql нетрудно заметить две системы линий: одни линии — широкие (водород, гелий) — принадлежат спектру атмосферы звезды, другие — резкие (водород, металлы) — своим происхождением обязаны оболочке, окружающей звезду. Поэтому при исследовании спектра V923 Aql мы ставили две цели: определить физические характеристики как атмосферы звезды, так и оболочки. Отождествление линий приводится в табл. 4 и 5.

Водородные линии V923 Aql являются «составными»: на широкую линию поглощения, возникающую в атмосфере звезды, симметрично относительно центра линии налагается резкое абсорбционное ядро — оболочечная линия. Поэтому, прежде чем определять эквивалентные ширины водородных линий, мы попытались графически отделить линию оболочки от линии звезды.

Как уже говорилось, в качестве звезды сравнения для V923 Aql была выбрана 2 Cyg. Сравнивая контуры водородных линий V923 Aql и 2 Cyg, мы нашли, что они хорошо совпадают, за исключением центральной ча-

Таблица 3

λ, Å	Элемент	BU Tau		ξ Peg		λ, Å	Элемент	BU Tau		ξ Peg	
		W_λ, Å	n	W_λ, Å	n			W_λ, Å	n	W_λ, Å	n
4861	H_β			15,10	4	3970	H_ε	8,60	4	9,82	4
4549	Fe II			0,12	3	3933	Ca II			0,19	3
4481	Mg II	0,54	3	0,43	3	3889	H_8	8,30	4	9,06	4
4471	He I	0,69	3	0,36	3	3864	Si II			0,08	4
4391	Mg II			0,15	2	3856	Si II	0,13	3	0,19	4
4388	He I	0,25	2			3835	H_9	7,64	4	8,82	4
4385	Mg II			0,19	3	3820	He I	0,28	4	0,18	4
4340	H_γ			12,45	4	3798	H_{10}	6,80	4	7,34	4
4144	He I	0,28	3	0,16	4	3771	H_{11}	5,40	4	6,31	4
4131	Si II }	0,38	4	0,36	4	3750	H_{12}	3,55	4	4,83	4
4128	Si II }					3734	H_{13}	2,20	4	3,74	4
4121	He I	0,21	3			3727	H_{14}	1,30	4	2,34	4
4102	H_δ	9,70	4	10,4	4	3712	H_{15}	1,15	4	1,75	4
4026	He I	0,69	5	0,32	4	3706	H_{16} + He I			1,01	4
4009	He I	0,20	4			3697	H_{17}			0,51	4
						3691	H_{18}			0,29	4

Таблица 4

λ, Å	Элемент	V923 Aql		2 Cyg		λ, Å	Элемент	V923 Aql		2 Cyg	
		W_λ, Å	n	W_λ, Å	n			W_λ, Å	n	W_λ, Å	n
4713	He I			0,29	1	3889	H_8	5,50 (0,25)	5	6,55	2
4481	Mg II	0,62	3	0,32	2	3872	He I			0,26	2
4471	He I	0,91	3	1,13	2	3867	He I			0,20	1
4438	He I			0,10	1	3863	Si II	0,08	5	0,07	1
4422	He I			0,13	1	3856	Si II	0,15	5	0,12	2
4417	O II			0,13	1	3854	Si II	0,08	4	0,12	2
4388	He I	0,47	2	1,18	1	3835	H_9	5,57 (0,24)	5	5,20	3
4340	H_γ	6,12 (0,29)	5	6,55	3	3820	He I	0,22	4	1,38	3
4325	O II, C II			0,15	2	3798	H_{10}	4,88 (0,28)	5	5,25	3
4303	O II			0,06	2	3771	H_{11}	4,06 (0,26)	5	4,10	3
4267	C II			0,12	3	3750	H_{12}	3,08 (0,42)	5	2,80	3
4275	O II			0,08	2	3734	H_{13}	2,06 (0,45)	5	1,83	4
4144	He I	0,47	5	0,74	3	3727	H_{14}	1,10 (0,60)	5	1,14	2
4131	Si II	0,27	5	0,11	3	3712	H_{15}	0,88 (0,48)	5	0,66	2
4128	Si II	0,26	5	0,08	3	3706	H_{16} +	0,74 (0,51)	5	0,78	2
4121	He I	0,11	5	0,35	3		+ He I				
4102	H_δ	6,02 (0,21)	5	6,15	3	3697	H_{17}	0,62	5		
4076	Si IV			0,16	2	3691	H_{18}	0,51	4		
4026	He I	0,95	5	1,31	2	3689	H_{19}	0,47	3		
4009	He I	0,37	5	0,69	2	3683	H_{20}	0,45	3		
3970	H_ε	6,60 (0,22)	5	6,45	3	3679	H_{21}	0,35	1		
3933	Ca II	0,81	5	0,15	2	3676	H_{22}	0,31	1		
3927	He I	0,28	4	0,37	2	3674	H_{23}	0,33	1		
3919	C II			0,15	2	3671	H_{24}	0,22	1		
						3669	H_{25}	0,22	1		

Таблица 5

λ, Å	Элемент и номер мультиплета	lg $gf\lambda$	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$	n	λ, Å	Элемент и номер мультиплета	lg $gf\lambda$	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$	n
4635	Fe II 186	3,78	1,40	3	4395	Ti II 19	1,42	1,40	2
4629	Fe II 37	2,33	1,66	2	4393	Fe I 473	—	1,40	2
4596	Fe II 38	0,87	1,46	3	4385	Fe II 27	2,30	1,82	2
4588	Cr II 44	3,50	1,44	3	4352	Fe II 27	2,64	1,81	5
4584	Fe II 38	2,79	1,98	3	4326	Fe I 42	3,49	1,44	4
4576	Fe II 38	1,83	1,47	3	4303	Fe II 27	2,28	1,62	4
4558	Cr II 44	3,79	1,84	3	4296	Fe II 28	2,11	1,27	3
4556	Fe II 37	2,42	1,79	3	4233	Fe II 27	2,95	1,97	4
4549,5	Fe II 38	2,59	1,98	3	4178	Fe II 28	2,26	1,83	5
4522,6	Fe II 38	2,68	1,66	2	4173	Fe II 27	2,36	1,80	5
4520	Fe II 37	2,17	1,55	3	4122	Fe I 28	1,56	**1,53**	5
4513	Fe II 37	2,24	1,67	3	4066	Fe II 214	—	**1,52**	5
4508	Fe II 38	2,30	1,67	3	4014	Fe I 802	3,62	**1,14**	5
4494	Fe II 222	4,71	1,49	2	3938	Fe II 3	1,20	1,25	4
4491	Fe II 37	1,99	1,46	2	3936	Fe II 173	3,78	1,18	3
4450	Ti II 19	0,68	1,49	2	3850	Fe I 2	2,77	1,46	4
4417	Fe II 27	2,16	1,70	2	3761	Ti II 13	—	1,68	3
4401	Fe II 72	2,32	1,13	2	3759	Ti II 13	—	1,78	4

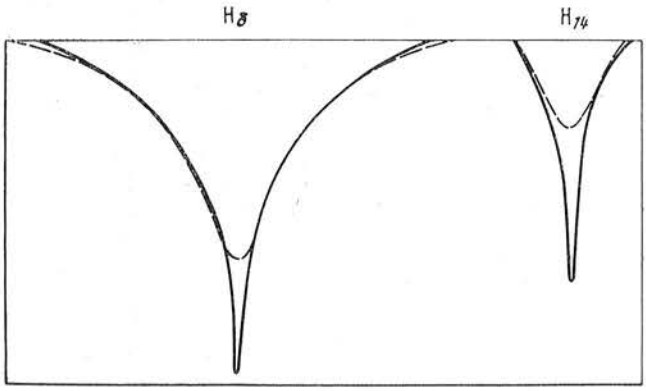
сти, той, где происходит наложение линии, образующейся в оболочке. Совпадение в крыльях контуров водородных линий двух звезд дает основание считать, что линии водорода у V923 Aql имеют такие же глубины, как и у 2 Cyg; это позволило нам остальную часть водородной линии в V923 Aql отнести к оболочке. Такое разделение мы проделали для всех водородных линий до H_{16}, так как для 2 Cyg бальмеровские линии более высоких номеров вследствие переналожения крыльев не видны (вероятно, согласно сказанному этот факт имеет место и для V923 Aql). На фиг. 2 в качестве иллюстрации приводим средние контуры двух водородных линий V923 Aql и 2 Cyg.

Эквивалентные ширины водородных линий звезды и оболочки V923 Aql приведены в табл. 4. В скобках даны W_λ для линий оболочки. Из данных таблицы видно, что интенсивность водородных линий V923 Aql такая же, как у звезды сравнения 2 Cyg. Эквивалентные ширины линий гелия, наблюденных в спектре V923 Aql, меньше, чем у 2 Cyg. Поэтому естественно различие в спектральных классах обеих звезд (см. табл. 2); для определения спектральных классов звезд мы использовали главным образом линии гелия.

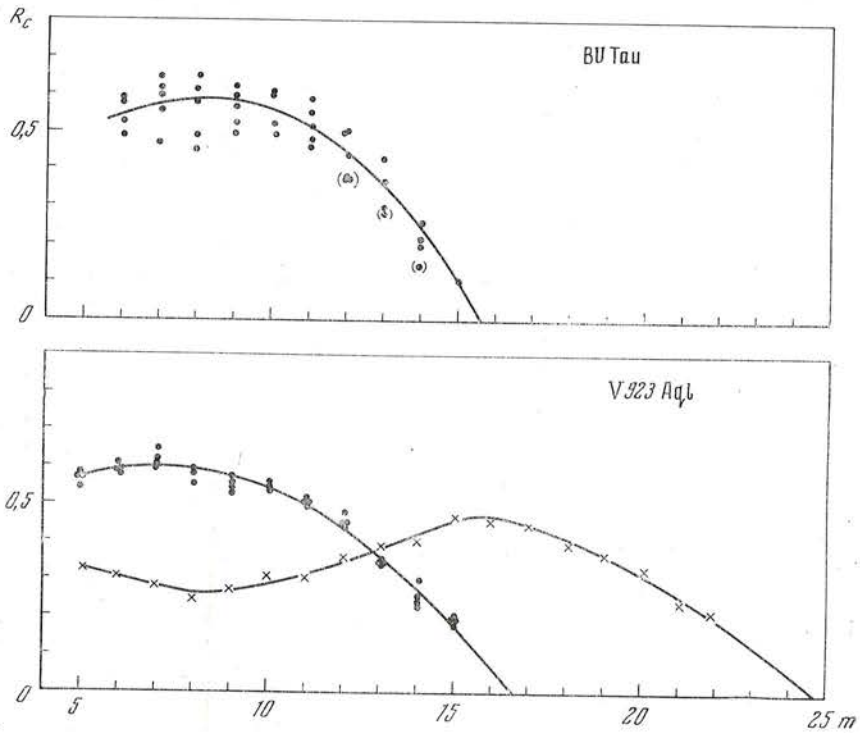
На основании эквивалентных ширин водородных линий, используя ту же методику и формулы, что и в [11, 12], мы определили следующие характеристики атмосфер звезд и оболочки.

1. Электронная плотность lg n_e (m) была вычислена по номеру m последней наблюденной бальмеровской линии (формула Инглиса — Теллера). Для определения величины m были построены зависимости R_c — центральной глубины линии от номера линии; для переменных звезд и оболочки они приведены на фиг. 3. Продолжив кривую зависимости до пересечения с осью абсцисс, мы получили значения m. Результаты определения lg n_e (m) даны в табл. 6 и 7.

2. Используя формулу Унзольда, дающую зависимость между эквивалентной шириной линии и числом атомов водорода в атмосфере звезды

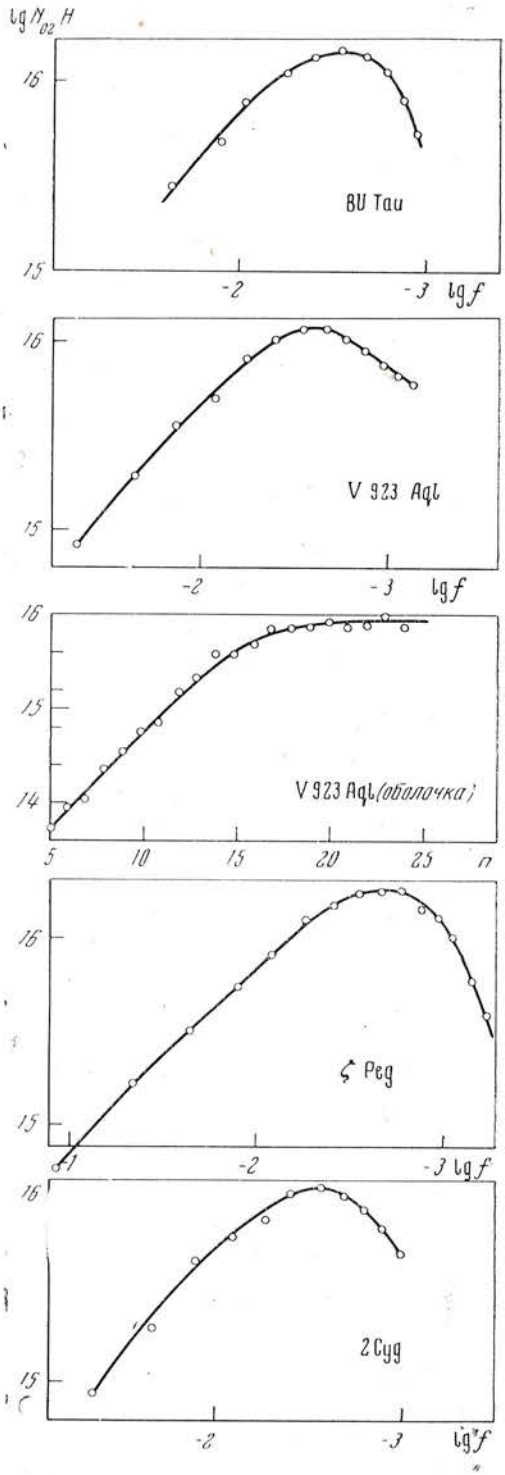


Фиг. 2. Сравнение контуров линий H_δ и H_{14} для V923 AqI (сплошная линия) и 2 Cyg (штриховая линия)



Фиг. 3. Зависимость центральных глубин водородных линий от номера линии

Точки — линии атмосферы звезды, крестики — линии оболочки



Фиг. 4. Определение величины $\lg N_{02}H$

на втором энергетическом уровне над 1 $см^2$ фотосферы, мы определили величину $\lg N_{02}H$. На фиг. 4 представлены зависимости $\lg N_{02}H$ от $\lg f$ (или n) для исследуемых звезд. Из этих зависимостей мы получили предельные значения $\lg N_{02}H$ для звезд и оболочки, данные в табл. 6 и 7.

Из графиков фиг. 3 были определены также значения предельной центральной глубины линии R_c (табл. 7).

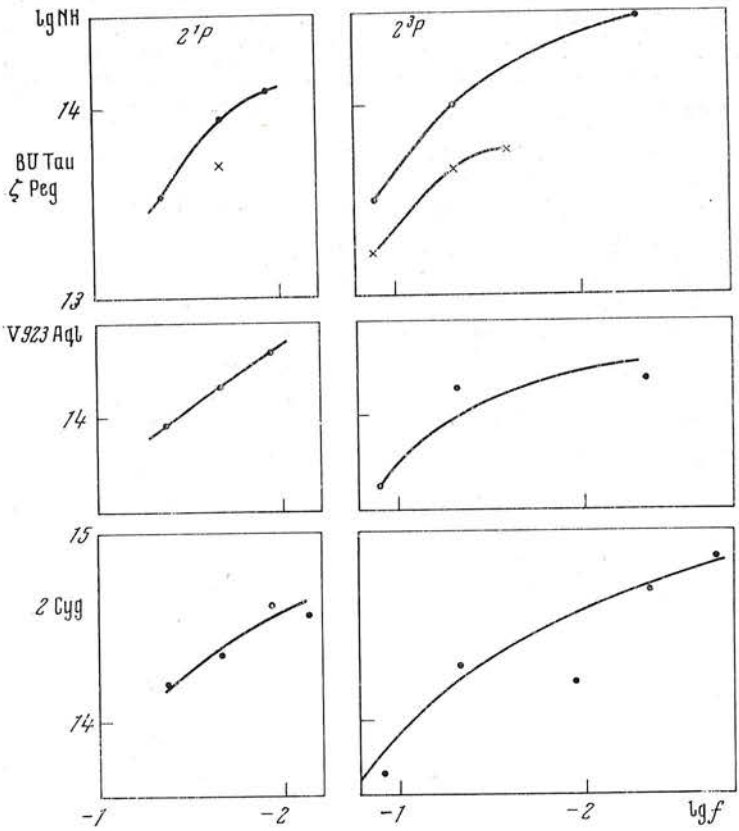
На фиг. 5 представлены зависимости $\lg NH$ от $\lg f$ для линий гелия, имеющих общие нижние уровни 2^1P или 2^3P. По зависимостям лишь приблизительно можно судить о числе атомов гелия, населяющих уровни 2^1P и 2^3P.

ЛИНИИ МЕТАЛЛОВ В ОБОЛОЧКЕ V923 Aql

В табл. 5 приводится отождествление металлических линий, принадлежащих оболочке V923 Aql. В первой графе даются длины волн наблюденных линий, во второй — элемент, которому принадлежит данная линия, и номер ее мультиплета согласно [13]; в третьей — силы осцилляторов, взятые из [14]; в четвертой — величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$; в пятой дано число спектрограмм, по которым определялись эквивалентные ширины линий.

Нетрудно видеть, что подавляющее большинство линий принадлежит ионизированному железу Fe II. Поэтому мы имели возможность построить кривую роста по линиям Fe II и определить некоторые физические характеристики оболочки V923 Aql.

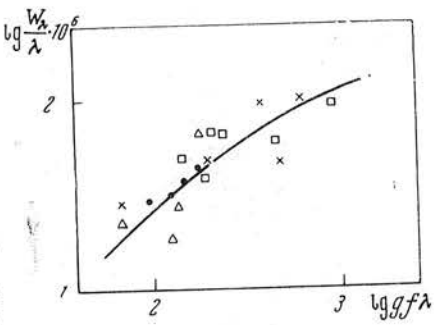
Кривая роста строилась обычным способом по линиям четырех мультиплетов Fe II: 27, 28, 37, 38 [13], наиболее многочисленным и интенсивным. По оси абсцисс откладывались ве-



Фиг. 5. Зависимости величины lg NH для уровней нейтрального гелия 2^1P и 2^3P от величины lg f (крестики относятся к ζ Peg)

личины lg $gf\lambda$, по оси ординат lg $\frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$. Затем кривые роста, построенные для каждого мультиплета, совмещались путем сдвига вдоль оси абсцисс до наилучшего совпадения. Наблюденная кривая роста была совмещена с теоретической (сплошная линия на фиг. 6). Различными значками нанесены линии, относящиеся к разным мультиплетам.

В качестве теоретической кривой роста мы выбрали кривую, рассчитанную К. Хунгером для однородной модели Милна — Эддингтона для случая истинного поглощения. Именно эта кривая была выбрана по двум соображениям. Во-первых, как отмечалось многими авторами (например, [3]), выбор той или иной теоретической кривой роста практически не влияет на окончательные результаты. Во-вторых, в качестве звезды сравнения для оболочки V923 Aql мы использовали сверхгигант 6 Cas A (A2,5 Ia), спектр которого был изучен в [3] и для которого авторы использовали указанную выше теоретическую кривую роста.



Фиг. 6. Кривая роста для оболочки V923 Aql, построенная по линиям Fe II

Смещая наблюденную кривую роста вдоль оси ординат до совпадения с теоретической, мы определили величину $\lg 2R_c\, v_D = 1{,}60$ для оболочки V923 Aql. Для R_c из фиг. 3 получаем $R_c = 0{,}47$. Можно думать, что эта величина занижена процентов на 20. Тогда, принимая $R_c = 0{,}55$, получим значение для допплеровской скорости v_D (табл. 6).

По известным $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ из кривой роста были определены величины $\lg\ \eta_0 = \frac{N_i H f \lambda}{2R_c v_D \pi}$ для Fe II и затем, с учетом $\lg gf\lambda$ и $\lg\ 1/2R_c v_D \pi$ находились величины $\lg N_i H/g_i$. Величины $\lg N_i H/g_i$, определенные по линиям с общим нижним уровнем, были усреднены. Таким образом, были получены $\lg NH/g = 16{,}70$ для уровня b^4P, с которого возникают линии, принадлежащие мультиплетам 27 и 28, и $\lg NH/g = 16{,}71$ для уровня b^4F, с которого появляются линии мультиплетов 37 и 38.

В табл. 6 проводится сравнение некоторых физических характеристик оболочки V923 Aql и атмосферы сверхгиганта 6 CasA. Оно показывает, что оболочка V923 Aql более разреженная, чем атмосфера сверхгиганта 6 Cas A.

Таблица 6

Объект	Sp	$\lg n_e$	$\lg N_{02}H$	$\lg 2R_c v_D$	v_D, км/сек
V 923 Aql оболочка	A4	12,86	15,92	1,60	36
6 Cas A	A2,5	14,53	15,80	1,40	19

Таблица 7

Звезда	R_c	$\lg n_e\ (m)$	$\lg N_{02}H$
BU Tau	0,65	14,16	16,16
ξ Peg	0,75	13,76	16,25
V 923 Aql	0,60	14,10	16,07
2 Cyg	0,64	14,20	16,06

Рассмотрев табл. 7, можно сделать следующие выводы.

1. Существует небольшое различие в остаточных интенсивностях водородных линий в атмосферах звезд, которое, видимо, вызвано недостаточно точным учетом влияния оболочки в BU Tau и V923 Aql.

2. Электронная плотность в атмосфере BU Tau примерно на полпорядка больше, чем у звезды сравнения.

3. Величины $\lg N_{02}H$ оказались одинаковыми для переменных звезд и звезд сравнения.

Спектральный класс V923 Aql, определенный по водородным линиям, примерно B2,5, тогда как по линиям He I он B7. Если спектральный класс принять окончательно B7, можно считать, что у V923 Aql содержание водорода ниже, чем у нормальных звезд того же спектрального класса. Абсолютная величина M_v для V923 Aql определялась по W_λ водородных линий для спектрального класса B7.

BU Tau и V923 Aql, как и звезды, изученные нами ранее, нанесены на диаграмму спектр — светимость (фиг. 7). Обсуждение этой диаграммы и других выводов, полученных в результате сравнительного изучения спектров звезд типов RW Aur и Ia, проводится в следующем параграфе.

§ 2. Обсуждение результатов изучения звезд типа RW Aur ранних спектральных классов и типа Ia

Нами были исследованы спектры 10 переменных звезд типа RW Aur и Ia (типы переменности согласно [1, 2]) и 13 нормальных звезд, которые были использованы как звезды сравнения. Результаты исследования опубликованы в [9, 11, 12 и 15] и здесь.

Цель исследования заключалась в следующем.

1. Изучение и сравнение спектров переменных звезд со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса и класса светимости. Эта задача представляла интерес, поскольку такое исследование раньше не проводилось, и вообще для многих, особенно слабых, звезд этих типов спектральных наблюдений не было. Подобные наблюдения могли дать дополнительные факты для выяснения природы изменения блеска звезд типов RW Aur и Ia.

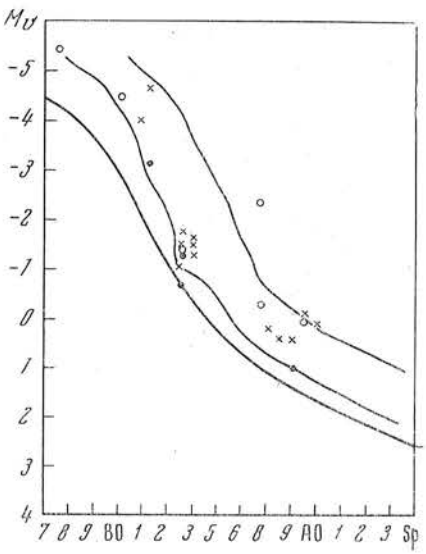
2. Определение места переменных звезд указанных типов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела, что представляет интерес с точки зрения звездной эволюции.

В результате исследования выяснилось следующее.

1. Нет заметного различия в химическом составе изученных переменных звезд и звезд сравнения, если их спектральные классы и классы светимости одинаковы.

2. Для большинства переменных звезд электронная плотность в атмосфере звезды оказалась несколько выше, чем для звезд сравнения.

3. Отношение содержания водорода к содержанию гелия в ранних B-звездах типа RW Aur и Ia, по-видимому, такое же, как и в нормальных звездах.



Фиг. 7. Положение исследованных нами звезд типа RW Aur и Ia на диаграмме спектр — светимость

Выяснено, что эмиссия, наблюденная в водородных линиях и в линиях λ3729 и λ3726 Å [O II] у звезд NU Ori и V372 Ori [11, 12], возникает в туманности NGC 1982, окружающей эти звезды. По отношению интенсивностей линий [O II] сделана оценка электронной плотности туманности $\lg n_e = 2{,}6$.

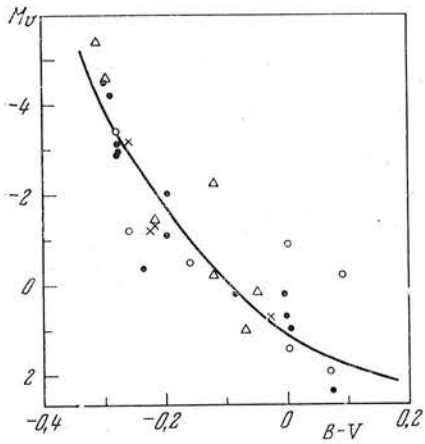
Зная M_v и спектральный класс для исследованных звезд, мы нанесли их на диаграмму Герцшпрунга — Рессела (фиг. 7). На фиг. 7 полоса, ограниченная двумя сплошными тонкими линиями, показывает положение звезд главной последовательности [6]. Жирная линия определяет положение линии нулевого возраста согласно [6]. Точками обозначены звезды типа RW Aur, кружками — звезды типа Ia, а положение звезд сравнения отмечено крестиками. На диаграмму нанесена также звезда S Mon (типа Ia, Sp = O7,5, $M_v = -5^m{,}5$), изученная в [7].

Фиг. 7 позволяет сделать следующие выводы. Звезды типа RW Aur и Ia ранних подклассов B лежат вблизи нижней границы главной последовательности (а KX Ori ложится на линию нулевого возраста) — ниже нормальных звезд. Этот факт, видимо, можно объяснить тем, что указанные звезды — молодые объекты, которые после стадии гравитационного сжатия вступают в стадию ядерных реакций. Как раз в этот момент нестационарные процессы в звездах наиболее вероятны.

Be-звезды BU Tau и o Her располагаются ближе к верхней границе главной последовательности, т. е. их возраст превышает возраст указанных звезд типа RW Aur; они, видимо, уже уходят с главной последовательности. Согласно [16], звезда представляет собой ядро, окруженное оболочкой.

Именно момент нахождения звезд у верхней границы главной последовательности характеризуется сжатием ядра звезды и расширением оболочки [16], т. е. звезда находится в некотором критическом состоянии, когда имеют место условия, благоприятные для возникновения нестационарных процессов в звезде. Известно [17], что звезды Be обнаруживают вспышки (например, Плейона (BU Tau), γ Cas); кроме того, в этой зоне диаграммы Герцшпрунга — Рессела лежат другие пекулярные звезды.

V923 Aql, в отличие от других изученных нами переменных, имеет бо́льшую светимость, чем нормальные звезды того же спектрального класса, и расположена выше главной последовательности. Этот факт можно объяснить следующим. Во-первых, V923 Aql является Be-звездой, а объекты этого типа, как уже отмечалось, расположены вблизи верхней границы главной последовательности или выше нее. Во-вторых, на основании того, что в V923 Aql содержание водорода ниже, чем следовало бы ожидать для спектрального класса B7 (см. § 1), можно считать, что V923 Aql ушла с главной последовательности.



Фиг. 8. Диаграмма M_v, $(B-V)$ для скопления Ориона [16]

Некоторые из изученных нестационарных звезд входят в скопления. Например, все исследованные нами переменные в созвездии Ориона входят в скопление Ориона. Звезда BU Tau входит в рассеянное скопление Плеяд, AE Aur связана с туманностью IC 405.

Так как мы установили, что спектры переменных звезд типа RW Aur и Ia не отличаются от спектров нормальных звезд, то естественно предполагать, что не существует и различия в спектрах переменных и непеременных звезд, входящих в скопление.

К. А. Стренд [18] построил диаграмму M_v, $(B-V)$ для скопления Ориона (фиг. 8), из которой видно, что как переменные, так и нормальные члены скопления располагаются вдоль главной последовательности до спектрального класса A0. На фиг. 8 точками обозначены непеременные члены скопления, кружками — переменные звезды. Сплошная линия представляет главную последовательность звезд.

На диаграмму Герцшпрунга — Рессела, построенную Стрендом для скопления Ориона, мы нанесли наблюденные нами переменные звезды: крестиками обозначены звезды в Орионе, треугольниками — остальные переменные звезды, Величину $B-V$ для наших переменных мы определили по спектральному классу.

В [18] наблюдалась лишь одна звезда, входящая в нашу программу,— NU Ori. Спектральный класс, определенный нами для NU Ori,— B 1,2, а $M_v = -3^m,15$. По фотоэлектрическим наблюдениям [17] NU Ori имеет цвет $B-V = -0^m,28$, что соответствует спектральному классу между B0,5 и B1 и $M_v = -3^m,4$. Видно, что наши оценки и оценки Стренда достаточно хорошо согласуются.

На основании фиг. 8 можно сделать вывод, что как переменные, так и непеременные члены скопления, а также наблюденные нами переменные звезды

располагаются на диаграмме Герцшпрунга — Рессела одинаково. Это естественно, так как скопление Ориона молодое и исследованные нами переменные, как показали наблюдения, — также молодые объекты.

Однако, как уже отмечалось, у нижней границы главной последовательности располагаются не только переменные, входящие в скопление Ориона, но и другие переменные объекты. Поэтому можно считать, что именно на этом этапе эволюционного пути некоторые звезды в силу причин, присущих самим звездам, обнаруживают нестационарные явления. Такими причинами могут быть довольно большие скорости вращения, возможно, двойственность или какие-то процессы, происходящие в ядрах звезд. Несомненным остается факт молодости изученных объектов.

В заключение приношу благодарность А. А. Боярчуку за ценные советы и замечания при выполнении работы, а также Г. Н. Шараповой и Г. Н. Панкратовой за помощь в обработке спектрограмм и изготовление рисунков.

Март 1967 г.

Литература

1. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. I. Изд-во АН СССР, 1958.
2. Б. В. Кукаркин и др. Первое дополнение ко второму изданию «Общего каталога переменных звезд». Изд-во АН СССР, 1960.
3. Т. С. Галкина, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 35.
4. C. Jaschek, H. Conde y A. C. d. Sierra. Observatorio Astronomico de la Universided Nacional de la Plata, Serie Astronomica, 1964, № 28(2).
5. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 54.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 148.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 156.
8. A. Sletteback. Astrophys. J., 1954, **119**, 460.
9. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**.
10. P. W. Merrill, C. G. Burwell. Astrophys. J., 1949, **110**, 387.
11. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **31**, 37.
12. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 128.
13. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, № 20.
14. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 234.
15. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 210.
16. Дж. Бербидж, Э. М. Бербидж. Происхождение и эволюция звезд. ИЛ, 1962.
17. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин. Нестационарные звезды. Физматгиз, 1963.
18. K. Aa. Strand. Astrophys. J., 1958, **128**, 14.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ АТМОСФЕРЫ γ UMi

В. В. Леушин

Измерены эквивалентные ширины водородных линий и линий некоторых металлов. Обнаружена переменность с $P = 0^d.108449$ линий H_{11} — H_{20} и некоторых металлических линий. Проведен анализ кривых роста для Fe I и Fe II. Получено v_l (Fe I)= =1,8 *км/сек*, v_l (Fe II) = 3,6 *км/сек*. Определено электронное давление lg P_e=1,66 по H, lgP_e = 0,95 по Fe.

ON SOME PECULIARITIES OF THE ATMOSPHERE OF γ UMi, by *V. V. Leushin.*—The equivalent widths of hydrogen lines and that ones of some metals are measured. The variability with $P = 0^d.108449$ of lines H_{11} — H_{20} and some metallic lines is discovered. The analysis of curves of growths for Fe I and Fe II is carried out. It is obtained: v_l (Fe I) = 1,8 km/sec, v_l (Fe II) = 3,6 km/sec. The electron pressure lg P_e = 1,66 by H and lg P_e = 0,95 by Fe is determined.

γ UMi является представителем Ар-звезд. Как известно, пекулярные звезды имеют в среднем бо́льшую светимость, чем звезды того же спектрального класса. Они расположены компактной группой на диаграмме Гершпрунга — Рессела в области класса светимости III. В этом отношении особенно выделяется γ UMi. Она находится примерно на $2^m.0$ выше основной последовательности пекулярных звезд [1]. К особенностям γ UMi относится аномальное усиление линии K Ca II.

γ UMi, как и большинство пекулярных звезд, изменяет свой блеск (амплитуда $0{,}01$—$0^m.02$, а иногда $0{,}05$—$0^m.10$). Е. Мейер [2] дает период изменений блеска Max = J.D.2427904,468+$0^d.14335E$, который не совпадает с периодом изменения лучевых скоростей ($P = 0^d.108449$), установленным О. Струве по спектрам, полученным в 1922 г. В [3] элементы О. Струве подтверждены спектрами 1963 г. Там же обсуждается амплитуда изменения скоростей по линиям различных элементов (скорость по линии λ4481 Mg II имеет амплитуду в 70 *км/сек*, по линиям водорода и K Ca II — меньше).

Г. Уивер [4], рассматривая спектры γ UMi с дисперсией 10 Å/*мм*, обнаружил, что на широкие мелкие линии звезды, образованные быстро вращающейся звездой, наложены резкие линии оболочки. Он отметил, что характер спектра звезды не остается постоянным (на спектрах 1911—1912 гг. линии оболочки присутствуют, а на спектрах 1952 г. их нет). Д. Манино [5], изучавший спектр γ UMi в 1951 г., сообщает о присутствии эмиссионных линий He I и O II. Все это делает γ UMi довольно интересным объектом.

Здесь предпринята попытка изучения некоторых физических условий в атмосфере γ UMi. Для этого были использованы спектрограммы, полученные на спектрографе АСП-11 1220-*мм* телескопа Крымской астрофизической обсерватории (табл. 1). Время во второй графе таблицы дано

Таблица 1

Дата	Время, h, m	Фаза	Экспозиция, *мин*	Спектральная область λλ, Å	Дисперсия, Å/*мм*	Эмульсия
21.VIII 1963 г.	22.00	0^P,160	10	3650—4680	33	103 aO
	22.13	,243	12	3650—4680	33	103 aO
	22.27	,326	13	3650—4680	33	103 aO
	23.05	,575	10	3650—4680	33	103 aO
	23.17	,648	10	3650—4680	33	103 aO
	23.33	,750	12	3650—4680	33	103 aO
	23.46	,832	10	3650—4680	33	103 aO
19.XI 1963 г.	19.35	,960	9	3650—4240	14	0 aO
	20.06	,145	9	3650—4240	14	0 aO
30.XI 1963 г.	18.31	,985	7	4130—4640	14	0 aO
	19.25	,326	13	4130—4640	14	0 aO
20.V 1966 г.	23.17	,863	7	3835—4540	15	0 aO
	23.32	,964	8	3835—4540	15	0 aO
	23.42	,029	7	3835—4540	15	0 aO
	23.56	,112	14	4460—4880	15	0 aO
21.V 1966 г.	0.09	,195	16	4460—4880	15	0 aO
	0.21	,278	16	4460—4880	15	0 aO

для середины экспозиции, а фаза рассчитана по элементам О. Струве [3] (J. D. 2420320,473+0^d,108449E).

По регистрограммам с 50-кратным увеличением для дисперсии 15 Å/*мм* и 100-кратным для дисперсии 33 Å/*мм* было проведено отождествление линий (использовались главным образом результаты [5]) и измерение эквивалентных ширин (см. табл. 2 и 4).

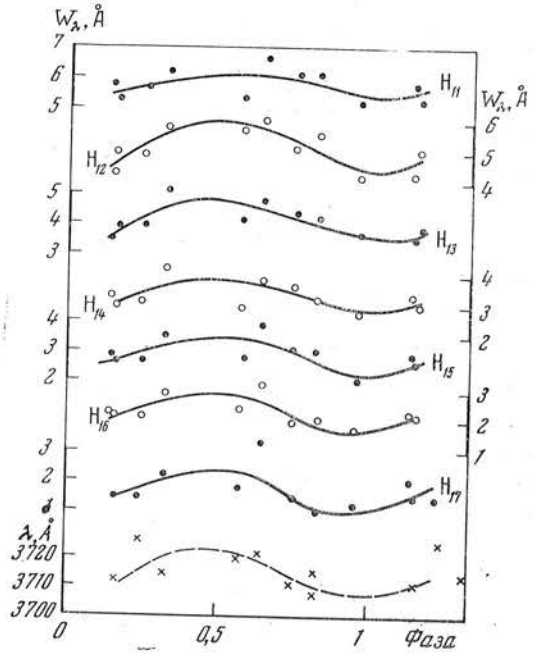
Таблица 2

Линия	λ, Å	R_c	W_λ, Å	Амплитуда изменений [1]	ε, %
H_β	4861,67	0,80	10,53	—	2,1
H_γ	4340,6	0,71	9,70	—	18,5
H_δ	4101,75	0,72	9,33	—	2,9
H_ε	3969,9	0,83	10,02	—	1,9
H_8	3889,2	0,71	8,12	—	2,6
H_9	3835,7	0,74	7,75	—	6,2
H_{10}	3797,6	0,72	6,52	—	5,5
H_{11}	3770,6	0,73	5,68	0,7	4,8
H_{12}	3750,2	0,74	5,14	1,7	3,5
H_{13}	3734,4	0,68	4,21	1,4	5,0
H_{14}	3721,6	0,63	3,35	1,0	6,8
H_{15}	3711,9	0,57	2,96	1,4	9,1
H_{16}	3704,1	0,52	2,33	1,4	10,0
H_{17}	3697,0	0,47	1,85	1,5	10,0
H_{18}	3691,7	0,40	1,46	—	38,0
H_{19}	3686,7	0,37	1,20	—	37,5
H_{20}	3682,8	0,21	0,64	—	47,0

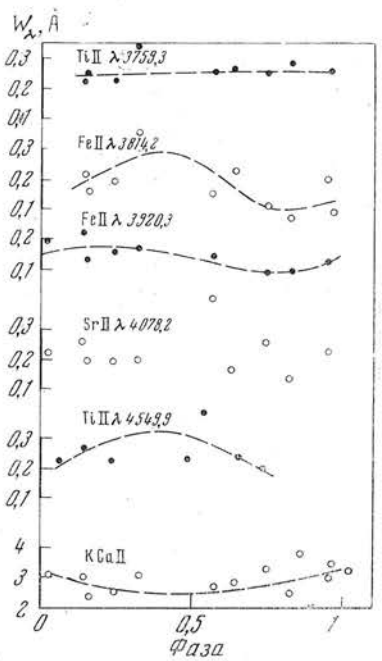
[1] Различие между крайними значениями кривой изменения W_λ.

Водородный спектр. Анализ эквивалентных ширин и контуров водородных линий дал следующие результаты.

1. Эквивалентные ширины H_{11} — H_{17} меняются в течение периода, определенного О. Струве (см. фиг. 1). Рассеяние точек для H_{18} — H_{20} порядка амплитуды колебаний W_λ. Для H_{12} — H_{17} много меньше. Наибольшая амплитуда колебаний W_λ обнаружена у H_{12}. Для линий H_4 — H_{10} провести кривую изменения W_λ по элементам периодичности, рассчитанными О. Струве, не удалось. Поэтому в табл. 2 для этих линий приведены средние значения и вероятные ошибки (предполагается, что W_λ для этих линий различаются лишь из-за ошибок измерений).



Фиг. 1. Зависимость W_λ для линий H_{11} — H_{17} (точки и кружки) и положения бальмеровского скачка (крестики) от фазы



Фиг. 2. Зависимость W_λ металлических линий от фазы

Сопоставление наших определений W_λ с результатами [6] показывает удовлетворительное согласие, по отношению же к результатам [5] наши значения W_λ имеют меньшие значения, причем у H_γ различие достигает 2,5 Å, а у H_{15} — всего 0,6 Å.

Необходимо заметить, что большая ошибка в W_λ для H_γ может быть объяснена переменностью, так как значение в табл. 2 есть простое среднее из всех измерений, и ошибка для H_γ (а также для H_β — H_δ и H_{18} — H_{20}) считалась как вероятная относительная ошибка этого среднего, а не от значения W_λ, полученного из кривой изменения (как это сделано для H_{11} — H_{17}). В пекулярных звездах ε UMa и HD 224801 обнаружены флуктуации в W_λ, достигающие 1±0,1 Å за минуту [7]. Возможно, что в γ UMi существует нечто подобное (это в какой-то мере объясняет сравнительно большую ошибку в W_λ для линий H_β, H_γ и H_δ).

Для контроля реальности изменения W_λ H_{11} — H_{17} были проведены измерения положения бальмеровского скачка (т. е. длины волны, соответствующей середине интенсивности непрерывного спектра до и после скачка). При этом предполагалось, что если изменения W_λ для H_{11} — H_{17} есть эффект проведения непрерывного спектра, то скачок будет сме-

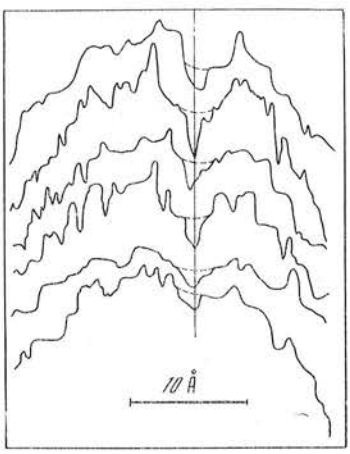
щаться в красную сторону при уменьшении W_λ (так как эти линии расположены на скачке и крылья их перекрываются) и в фиолетовую — при увеличении W_λ. Измерения дали противоположный результат, тот, который должен ожидаться при развитии крыльев линий и ядер (фиг. 1). Ошибка в измерениях положения скачка может достигать 5 Å, в то же время колебания положения его достигают 15 Å.

2. По полученным значениям W_λ, R_c, D (по нашим измерениям $D = 0{,}45$) были определены $\lg N_{02}H$ и $\lg n_e$ (табл. 3).

Таблица 3

Метод	$\lg N_{02}H$	$\lg n_e$
Инглиса — Теллера	—	12,91
Унзольда (без поправок)	16,35	14,81
Унзольда (с поправками)	17,51	13,65
Минарта	17,37	13,79

Методика определения общепринятая. Используя результаты [8] в значение $\lg n_e$, полученное вторым методом, были введены поправки за перекрытие крыльев высших членов серии Бальмера и за влияние электронов



Фиг. 3. Регистрограммы оболочечной линии λ3814,2 Fe II

Дисперсия 14 А/мм, увеличение 50 раз

на расширение водородных линий. Для этого на графиках для поправок была проведена интерполяция по спектру, светимости и величине W_λ (H_γ, H_δ). В результате получена поправка $-(\delta + \Delta) = 0{,}38+0{,}78=1{,}16\pm\pm0{,}5$.

3. Путем сравнения полученных контуров H_β, H_γ и H_δ с теоретическими оценено эффективное ускорение силы тяжести ($\lg g = 2{,}5$). По массе (из соотношения масса — светимость) и радиусу (из соотношения «светимость ($M_v = -1^m{,}7$) — температура (8700° K) — параллакс») оценено динамическое ускорение силы тяжести ($\lg g = 3{,}2$).

Линии металлов. Анализ атмосферы γ UMi по линиям металлов затруднен тем, что быстрое вращение замывает слабые линии, а сильные блендируются друг с другом. Несмотря на это, были измерены эквивалентные ширины ряда линий, построены для них кривые изменения с периодом, измерены эквивалентные ширины и полуширины оболочечных линий, а по линиям Fe I и Fe II построены кривые роста.

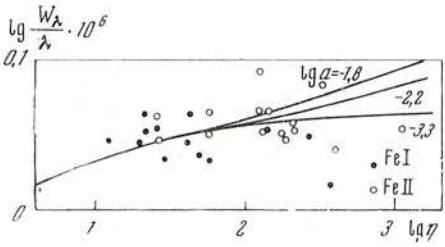
Таблица 4

Номер мультиплета	λ, Å	lg gf/λ	ε_i, эв	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ атмосфера	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ оболочка	Бленда
				Fe I		
2	4325,9		0,00	1,54		Mn II (6), Ti I (43), Sc II (15)
3	4232,6			1,74	1,15	Fe II (27), Cr II (31)
4	3878,6	2,29	0,09	1,62		V II (33), Fe I (20)
4	3920,3	2,00	0,12	1,62		Zr II (42)
4	3930,1	2,16	0,09	1,47		Mn II, Ti II (34)
20	3820,6	3,82	0,86	1,32		
20	3850,0	3,11	1,01	1,50		V II (33)
20	3872,5	3,02	0,99	1,51		Fe II (29)
41	4367,9	1,27	1,61	1,59		Ti II (104)
43	4005,7	3,40	1,56	1,82		V II (32), Fe II (127)
43	4045,6	4,17	1,48	1,69		Mn I (48), Zr II (30)
43	4072,0	3,94	1,61	1,65		Cr II (26)
43	4143,4	3,51	1,56	1,68		Cr II (162)
68	4528,3	3,54	2,18	1,68		Ti II (104)
72	3950,0	3,27	2,18	1,66		Mn II, Y II (6)
152	4198,5	3,61	2,40	1,81		Mn II
278	3997,2	3,96	2,73	1,70		Mn II, Zr II (16), V II (9)
				Fe II		
26	4584,1		2,69	1,96	1,24	Fe II (37)
27	4128,6	1,46	2,57	1,81		Si II (3)
27	4273,0	1,90	2,69	1,83		Fe I (152), Cr I (1)
27	4351,9	2,64	2,69	1,72		Fe I (71)
27	4385,7	2,38	2,57	1,88		Ti II (104)
27	4416,0	1,88	2,77	2,02	1,06	Sc II (14), Ti II (40)
28	4178,6	2,04	2,57	1,84	1,08	Cr II (26)
28	4258,2	1,72	2,69	1,69		Fe I (152)
32	4314,6	1,00	2,68	1,86	1,07	Sc II (15), Ti I (43)
37	4489,2	1,88	2,82	1,67		Mn (?), Ti II (115)
37	4491,4	2,00	2,84	1,71		Ti II (115)
37	4515,3	1,84	2,83	1,67		
37	4666,9	2,11	2,82	2,14		Fe I (559)
38	4508,3	2,38	2,84	1,58		
38	4528,3			1,68		Fe I (68)
38	4541,9	1,93	2,84	1,64		Cr II (39)
43	4656,4	0,06	2,88	1,84		
127	4024,6	1,38	4,48	1,81		V II (32), Ti II (11)
148	4172,7		4,71	1,84	1,23	Ti II (105), Fe I (19)
153	3814,2	3,72	4,72	1,88	1,27	Ti II (12)
				Ti II		
13	3759,3		0,60	1,77	1,57	
19	4394,8	1,42	1,08	1,78	0,84	
				Cr II		
11	3761,9	2,69	2,69	1,76	1,20	Mn I
				Mg II		
4	4481,3	8,51	8,83	2,13		

1. Результаты измерения эквивалентных ширин приведены в табл. 4. Вероятная ошибка среднего для большинства линий (в таблице даны средние значения по всем измерениям) находится в пределах от 20% для $W_\lambda \sim 0{,}1$ Å до 10% для $W_\lambda \sim 0{,}3$ Å. В то же время некоторые эквивалентные ширины меняются в два раза и более. Это, очевидно, вызвано переменностью линий. Для некоторых таких линий приведены графики изменений с фазой (фиг. 2), там же для сравнения представлена линия, не меняющая W_λ со временем (Ti II λ3759,3). Ниже перечислены линии, которые, вероятно, изменяются, но с периодом, определенным О. Струве:

Cr II 3761,9; Fe II 4128,6; Fe II 4172, 7; Fe II 4236,6;
Ti II 4534,6; Cr II 4555,6; Cr II 4588,6.

2. На наших спектрограммах удалось отождествить и измерить 10 линий оболочки (фиг. 3 показывает регистрограммы наиболее сильной линии оболочки λ3814,2 Fe II). Измерение полуширин линий звезды и оболочки (2,6 и 0,8 Å соответственно) позволило, предполагая сохранение углового момента вещества при выбросе его в оболочку, оценить радиус оболочки ($R_{об} = 3{,}2\ R_{зв}$; $R_{зв} = 10\ R_\odot$). Вероятная ошибка измерения полуширин линий для звезды и оболочки 1,1 и 2,2% соответственно.



Фиг. 4. Кривая роста для Fe I и Fe II

3. Результаты анализа кривых роста для Fe I и Fe II дают следующие значения: v_t (Fe I) = 1,8 *км/сек*, v_t (Fe II) = 3,6 *км/сек*, lg P_e(Fe I, Fe II) = 0,95; $T_{ион}$ (Fe I, Fe II) = 7200°K (фиг. 4).

Согласие с lg P_e (H) = 1,66 и с $T_{ион}$ = 7400° K, которые получаются из lg n_a для водорода и из шкалы эффективных температур И. М. Копылова, хорошее. Относительные числа обилия ионов железа следующие: lg N (Fe I) = 15,8, lg N (Fe II) = 19,1. Необходимо отметить, что результаты, полученные из кривых роста, ненадежны, так как линии железа сильно блендированы. Значения v_t, наверное, завышены, однако согласие в $T_{ион}$ говорит в пользу полученных результатов.

К сожалению, по нашим спектрограммам не удалось измерить достаточное количество линий оболочки для более детального ее анализа.

Автор благодарен И. М. Копылову за обсуждения и советы при выполнении данной работы.

Декабрь 1966 г.

Литература

1. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 148.
2. E. Meyer. Astron. Nachrichten, 1936, **259**, 237.
3. J. Sahade, M. Friebols-Conde. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1963, **75**, 39.
4. H. Weaver. Astrophys. J., 1952, **116**, 541.
5. D. Mannino. Contr. Observat. Astron. Universit. di Padova in Asiago, 1952, N 25.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 180.
7. H. Wood. Astron. J., 1965, **70**, 151.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 11.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ОКИСИ ТИТАНА α-СИСТЕМЫ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД КЛАССА М

М. Е. Боярчук

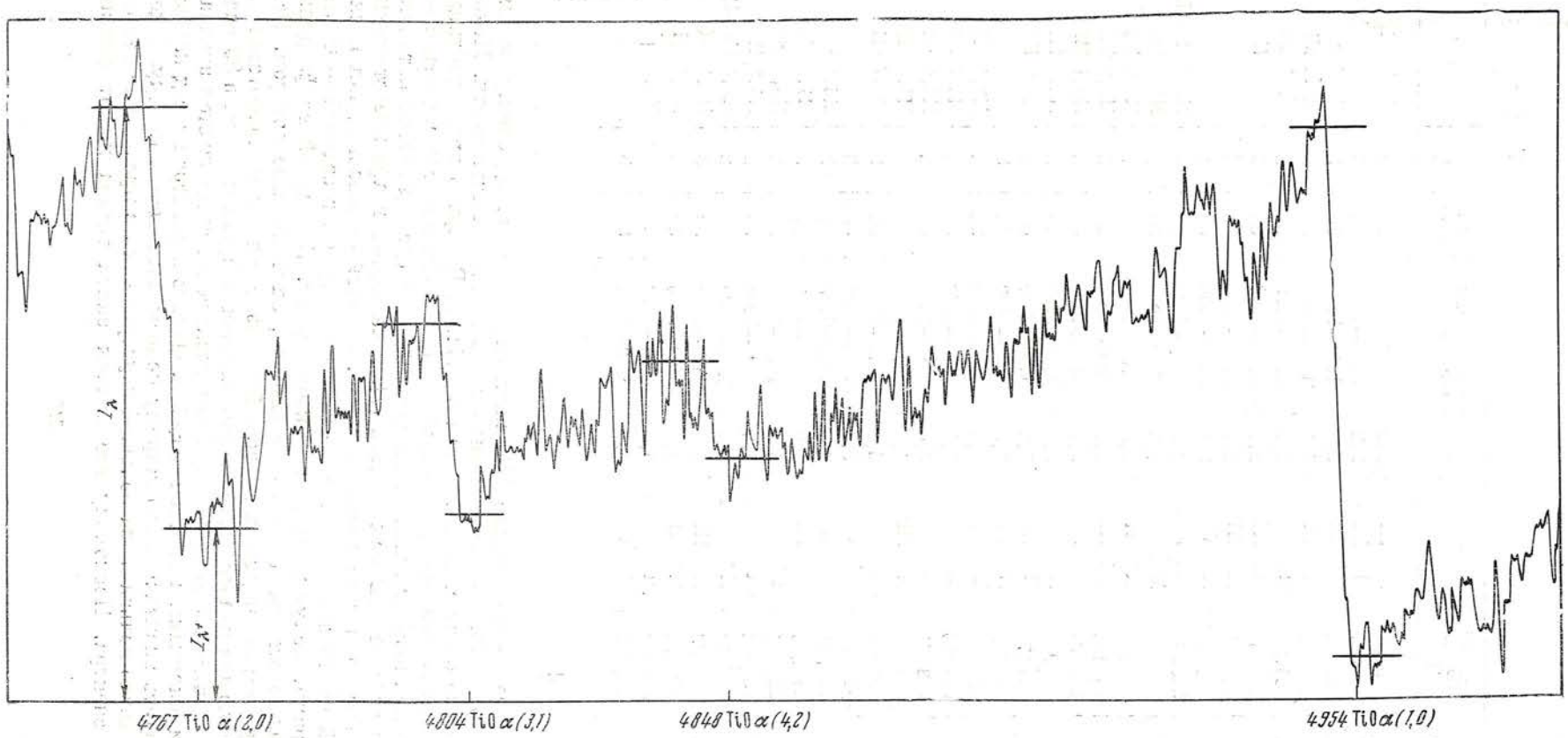
На основании 110 спектрограмм 28 звезд спектральных классов М0 — М8 изучены полосы поглощения окиси титана. Проведено отождествление полос титана α-системы в спектрах звезд и сделаны количественные оценки интенсивности голов полос (см. табл. 2). Рассмотрено изменение интенсивности голов полос окиси титана со спектральным классом (см. фиг. 4).

ABSORPTION BANDS OF TITANIUM MONOXIDE OF α-SYSTEM IN STELLAR SPECTRA OF M CLASS, by *M. E. Boyarchuk.*— Absorption bands of titanium monoxide are investigated on the basis of 110 spectrograms of 28 stars of M0— M8 spectral classes. The identification of titanium bands of α-system in stellar spectrum is carried out. Intensities of band heads (see table 2) are estimated quantitatively. The intensity change of band heads of titanium monoxide with the spectral class is considered (fig. 4).

Полосы окиси титана являются одной из наиболее заметных черт спектров звезд спектрального класса М (рис. 1). Поэтому глазомерные оценки их интенсивности уже давно используют для определения спектрального класса этих звезд [1,2]. Большое число работ посвящено определению длин волн голов полос поглощения окиси титана в спектрах М-звезд [3,4]. В 1938 г. П. П. Добронравин провел отождествление и подробные измерения длин волн голов полос поглощения окиси титана α-и γ-систем в спектрах звезд α Her, β Peg, R Lyr и δ Vir [5]. Количественного определения интенсивностей полос до сих пор не было проведено. Однако для решения некоторых задач полезно знать интенсивности голов полос поглощения. Так, например, знание интенсивностей голов полос при расчетах звездных моделей атмосфер позволит сравнить наблюдения с теорией. Среди звезд спектрального класса М имеется много нестационарных звезд. Нестационарные процессы часто сопровождаются дополнительным излучением, а чтобы выделить это излучение, необходимо хорошо знать распределение излучения М-звезды в нормальном состоянии в таких характерных местах спектра, как полосы окиси титана.

Работа посвящена количественному определению интенсивностей голов полос поглощения окиси титана α-системы в спектрах звезд М0 — М8. Для этой цели были сфотографированы спектры 20 звезд класса М на дифракционном спектрографе СП-72 2,6-*м* телескопа Крымской астрофизической обсерватории в течение 1965—1966 гг. Фотографии спектров звезд получены на пластинках Kodak 0aO в интервале $\lambda\lambda$5200—3900 Å и на пластинках Kodak OF в интервале $\lambda\lambda$6700—4000 Å. Все спектрограммы имели дисперсию 80 Å/*мм*.

Для некоторых М-звезд удалось выбрать спектрограммы из стеклянной библиотеки Симеизской обсерватории, которые получены в 1935—1940 гг. на призменном спектрографе 40″ телескопа на пластинках Imperial, 1200 и Panchromatic. Дисперсия спектрограмм была 26,5 Å/*мм* при λ4000 Å и 61 Å/*мм* при λ5000 Å.



Фиг. 1. Регистрограмма спектра звезды R Lyr (M5 III)

Таблица 1

Звезда	Номера HD или BD	Sp	m_v	Спектральная область λλ, Å	D, Å/мм	n	Sp
β And	6 860	M0 III	$2^m,2$	5200—3900	80	5	M0,5 III
	6 860	M0 III	2,2	6700—4000	61	5	
75 Leo	98 118	M0 III	5,4	5200—3900	80	3	M0,6 II
λ Dra	100 029	M0 III	4,1	5200—3900	80	3	M0,6 III
53 Gem	55 870	gM1	5,9	5200—3900	80	2	M0,4 III
δ Oph	146 051	M1 III	2,7	5200—3900	80	5	M0,8 III
	146 051	M1 III	2,7	6700—4000	61	4	
	1 326a	M1 V	8,1	5200—3900	80	2	
β Peg	217 906	M2 II—III	2,3	6700—4000	61	6	M2,7 II—III
	4 174	M2e	7,5	6700—3900	80	2	M1,6 III
α Cet	18 884	M2 III	2,8	6700—4000	61	7	M1,9 III
	150 102	M2 III	7,1	5200—3900	80	5	M2,9 III
δ Vir	112 300	M3 III	3,7	6700—4000	61	3	M3,1 III
4 Ori	30 959	M3	5,2	5200—3900	80	2	M2,0 III
μ Gem	44 478	M3 III	3,2	5200—3900	80	7	M3,0 III
	44 478	M3 III	3,2	6700—4000	61	3	
	186 776	M3 III	6,4	6700—3900	80	6	M3,4 III
30 Psc	225 935	gM3	4,4	5200—3900	80	2	M3,4 III
57 Peg	218 634	gM4	5,4	5200—3900	80	2	M4,1 III
ρ Per	19 058	M4 III	4,1	6700—4000	61	5	M4,0 III
	34 269	gM4	5,9	5200—3900	80	3	M3,7 III
	+4°3561	M4 VI	9,6	5200—3900	80	2	
α Her	156 014	M5 II	3,5	6700—4000	61	3	M5,1 II
R Lyr	175 865	M5 III	4,0	6700—4000	61	3	M4,7 III
71 Peg	221 615	gM5	5,5	5200—3900	80	2	M5,2 III
2H UMi	132 813	gM5	4,5	5200—3900	80	2	M4,3 III
RS Cnc	78 712	M6 Ib—II	5,3	5800—3900	61	2	M6,4 Ib—II
	90 068	M6 III	7,3	5200—3900	80	3	M4,4 III
g Her	148 783	M6 III	4,7	5200—3900	80	4	M6,2 III
R Cas	224 490	gM7e	5,5	6700—4000	61	4	M6,8 III
450 Aql	184 313	M8 V	6,7	5200—3900	80	3	

Всего было использовано 110 спектрограмм 28 звезд спектральных классов M0 — M8, преимущественно третьего класса светимости. Некоторые данные об этих звездах даны в табл. 1. В первой графе таблицы приведены названия звезд, во второй — номера HD или BD, в третьей — спектральный класс и класс светимости звезды в системе MK из каталога [6] или в системе HD из каталога [7], в четвертой графе представлена видимая визуальная звездная величина, в пятой — область длин волн, в которой получался спектр, в шестой — дисперсия, в седьмой — число спектрограмм, полученных для каждой звезды. В восьмой графе даны спектральные классы и классы светимости, определенные автором. Все спектрограммы исследуемых M-звезд были измерены на микрофотометре, регистрирующем непосредственно интенсивности с увеличением в 80 раз.

Обычно интенсивность линейчатого спектра характеризуется эквивалентными ширинами линий поглощения. Однако в спектрах звезд класса M определить эквивалентную ширину полосы поглощения молекулы достаточно точно нельзя из-за большой неуверенности в проведении непрерывного спектра. Поскольку все полосы окиси титана имеют резкий

кант с фиолетовой стороны, так называемую голову полосы поглощения, которая почти всегда отчетливо выделяется, поэтому в качестве количественной характеристики полосы определялись скачки интенсивности спектра у головы полосы поглощения, т. е. отношение $I_{\lambda+}/I_{\lambda-}$, где $I_{\lambda+}$ — интенсивность спектра с длинноволновой стороны от канта полосы, а $I_{\lambda-}$ — интенсивность спектра с коротковолновой стороны от канта полосы поглощения. На фиг. 1 показаны $I_{\lambda+}$ и $I_{\lambda-}$ для полосы λ4761.

При отождествлении полос окиси титана на регистрограммах М-звезд были использованы списки длин волн голов полос поглощения окиси титана, составленные Кристи [8], измерения длин волн голов полос поглощения в спектрах М-звезд, выполненные П. П. Добронравиным [5], а также таблицы Пирса и Гейдона [9].

Была предпринята попытка измерить интенсивности всех полос поглощения α-системы. Однако в спектрах М-звезд многие полосы TiO α-системы либо недостаточно интенсивны, чтобы можно было измерить величину скачка, либо слишком искажены влиянием других полос или сильных линий поглощения. На головы полос поглощения TiO α-системы во многих случаях приходятся головы полос TiO γ- и β-систем или головы полос молекул ZrO, AlO, ScO, YO, LaO, VO, MnO, т. е. молекул, наиболее распространенных в спектрах М-звезд. В коротковолновой части спектра тесные группы атомных линий часто образуют бленду, которая очень сильно искажает полосу поглощения TiO. Чтобы выявить влияние на полосы поглощения TiO других молекул, были просмотрены соответствующие таблицы [9].

Для того чтобы установить влияние сильных линий поглощения, могущих исказить значение скачка, были рассмотрены участки спектров звезд K4 — K6, совпадающие с положением полос TiO. Если полосы поглощения TiO сильно изменяются со спектральным классом, т. е. в спектрах звезд K4 — K6 отсутствуют, в спектрах M0 слабы, а в спектрах звезд M8 очень интенсивны, то линии поглощения в спектрах звезд K5 — M0, напротив, изменяются сравнительно мало. Поэтому отсутствие сильных линий поглощения в определенном участке спектра звезды K6 дает возможность считать, что в этом же участке длин волн в спектре М-звезды также не будет сильных линий поглощения.

В результате подобного рассмотрения оказалось, что только несколько голов полос поглощения окиси титана можно считать свободными от блендирования, а именно: λ6268 (3,6), λ6215 (2,5), λ6159 (1,4), λ6106 (0,3), λ5862 (2,4), λ5810 (1,3), λ5759 (0,2), λ5448 (0,1). Однако в спектрах звезд более поздних классов, M4 — M8, полосы поглощения значительно усиливаются, а линии поглощения настолько ослабевают, что количественная оценка и других полос проводится также уверенно.

Определения величин скачков были сделаны для всех заметных в спектре и не сильно искаженных блендированием полос поглощения окиси титана TiO α-системы для каждой из исследуемых звезд. Поскольку спектры некоторых звезд фотографировались на разных спектрографах, то необходимо было установить, не существует ли систематических различий в оценках полос поглощения. Для этого были сравнены величины скачков для звезд β And, δ Oph и μ Gem, спектры которых получены на том и другом спектрографе. Систематических различий не оказалось. Это дало основание считать, что все величины скачков определены в одной системе. Все измеренные значения скачков полос поглощения окиси титана α-системы даны в табл. 2, где для каждой звезды и длины волны, соответствующей голове полосы поглощения, приведены значения отношения интенсивностей $I_{\lambda+}/I_{\lambda-}$. Измерения показали, что некоторые полосы поглощения окиси титана в спектрах звезд M0, M1 очень слабы, и несмотря на то, что измерить длину волны головы такой полосы можно, определить интенсивность скачка не удается.

Таблица 2

λ	n′, n″	Звезда													
		β And	75 Leo	λ Dra	53 Gem	δ Oph	1326a	β Peg	HD 4174	α Cet	HD 150102	δ Vir	4 Ori	μ Gem	HD 186 776
6384	(5,8)	0,935				0,970		0,954	0,935	0,902		0,939		0,940	0,925
6340	(4,7)	0,942				0,960		0,955	0,944	0,969		0,895		0,930	0,957
6268	(3,6)	0,850				0,820		0,816	0,805	0,765		0,738		0,828	0,777
6215	(2,5)	0,868				0,785		0,890	0,750	0,820		0,723		0,796	0,756
6159	(1,4)	0,655				0,660		0,485	0,499	0,586		0,429		0,503	0,400
6106	(0,3)	0,975				0,975		0,960	0,965	0,875		0,936		0,948	0,940
5862	(2,4)	0,889				0,850		0,749	0,840	0,810		0,736		0,720	0,757
5810	(1,3)	0,948				0,870		0,800	0,833	0,793		0,786		0,730	0,688
5759	(0,2)	0,953				0,918		0,828	0,810	0,904		0,815		0,737	0,735
5598	(3,4)	0,884				0,843		0,875	0,820	0,826		0,759		0,794	0,718
5547	(2,3)	0,979				0,950		0,966	0,910	0,899		0,894		0,870	0,880
5497	(1,2)	0,910				0,950		0,877	0,841	0,930		0,820		0,805	0,708
5448	(0,1)	0,850				0,810		0,410	0,537	0,633		0,401		0,400	0,470
5359	(4,4)	—										0,916		0,850	0,810
5308	(3,3)	—										0,905		0,910	0,848
5261	(2,2)	0,845				0,748		0,713	0,740	0,725		0,717		0,756	0,800
5240	(1,1)	0,835:				0,855:		0,712	0,817	0,834		0,796		0,841	0,815
5167	(0,0)	0,5[illegible]0	—	0,448	0,450	0,520	0,680	0,217	0,369	0,237	0,184	0,154	0,261	0,205	0,284
5092	(4,3)	—													
5050	(3,2)	—													
5000	(2,1)	—													
4955	(1,0)	0,645	0,715	0,649	0,642	0,631	0,650	0,365	0,482	0,397	0,255	0,240	0,390	0,241	0,166
4893	(5,3)	—													
4848	(4,2)	—										0,808:	0,838:	0,838:	0,710:
4804	(3,1)	0,788:	0,812:	0,801:	0,893	0,820	0,880	0,684	0,763	0,723	0,688	0,640	0,822	0,620	0,564
4761	(2,0)	0,824	0,842	0,873	0,852	0,745	0,795	0,402	0,654	0,687	0,476	0,493	0,612	0,498	0,382
4714	(6,3)	—													
4669	(5,2)	—													
4626	(4,1)	0,850:	0,903:		0,972:	0,875:	0,895:	0,736	0,831	0,807	0,708	0,725	0,788	0,734	0,635
4584	(3,0)	0,913:	0,920:		0,965	0,875	0,882	0,678	0,888	0,725	0,814	0,695	0,816	0,684	0,663
4548	(7,3)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,875:	0,876:	0,874:	0,830:
4506	(6,2)	—	—	—	—	—	—	0,824:	0,910:	0,822:	0,806:	0,865	0,822	0,766	0,838
4462	(5,1)	—	—	—	—	—	—	0,640	0,693	0,707	0,729	0,658	0,708	0,660	0,567
4422	(4,0)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,622:	0,850:	0,740:	0,745:
4352	(7,2)	—	—	—	—	—	—	0,680	0,765	0,675	0,725	0,573	0,737	0,504	0,595

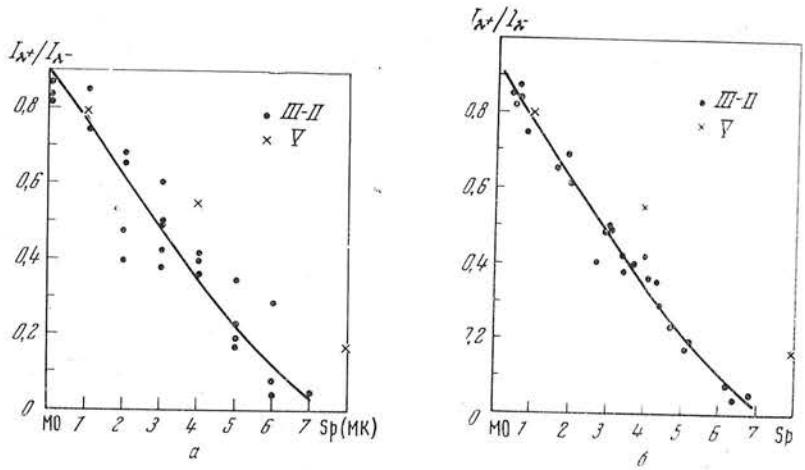
Таблица 2 (окончание)

λ	n′, n″	Звезда													
		30 Psc	57 Peg	ρ Per	HD 34269	BD +4°3561	α Her	R Lyr	71 Peg	2H UMi	RS Cnc	HD 90068	g Her	R Cas	450 Aql
6384	(5,8)			0,914			0,905	0,920						0,857	
6340	(4,7)			0,945			0,904	0,925						0,845	
6268	(3,6)			0,810			0,830	0,919						0,702	
6215	(2,5)			0,782			0,760	0,784						0,600	
6159	(1,4)			0,365			0,341	0,393						0,159	
6106	(0,3)			0,954			0,923	0,912						0,780	
5862	(2,4)			0,610			0,511	0,606						0,298	
5810	(1,3)			0,660			0,643	0,670						0,618	
5759	(0,2)			0,741			0,657	0,758			0,418			0,628	
5598	(3,4)			0,760			0,778	0,785			0,713			0,655	
5547	(2,3)			0,920			0,935	0,891			0,870			0,851	
5497	(1,2)			0,766			0,738	0,763			0,678			0,700	
5448	(0,1)			0,328			0,181	0,305			0,230			0,138	
5359	(4,4)			0,830			0,738	0,765			0,559			0,519	
5308	(3,3)			0,887			0,723	0,835			0,627			0,596	
5261	(2,2)			0,680			0,717	0,741			0,378			0,535	
5240	(1,1)			0,770			0,726	0,747			0,563			0,550	
5167	(0,0)	0,164	0,108	0,114	0,128	0,450	0,075	0,057	0,133	0,216	0,100	0,124	0,111	0,101	0,230
5092	(4,3)		0,739	0,760	0,840	0,706	0,826	0,820	0,760	0,800	0,760	0,822	0,724	0,677	0,663
5050	(3,2)		0,599	0,773	0,819	0,752	0,705	0,713	0,548	0,743	0,690	0,755	0,457	0,583	0,690
5000	(2,1)		0,441	0,615	0,663	0,723	0,632	0,398	0,533	0,552	0,371	0,434	0,415	0,325	0,405
4955	(1,0)	0,218	0,169	0,194	0,231	0,321	0,084	0,069	0,135	0,168	0,024	0,165	0,058	0,038	0,080
4893	(5,3)						0,705	0,903	0,860	0,872	0,883	0,823	0,722	0,836	0,919
4848	(4,2)	0,770:	0,700	0,790	0,743	0,872	0,756	0,720	0,648	0,640	0,615	0,657	0,615	0,482	0,677
4804	(3,1)	0,567	0,535	0,610	0,543	0,782	0,448	0,394	0,387	0,457	0,226	0,578	0,344	0,180	0,407
4761	(2,0)	0,421	0,360	0,421	0,397	0,550	0,172	0,233	0,191	0,347	0,038	0,291	0,077	0,049	0,168
4714	(6,3)										0,802	0,826	0,710	0,750	0,720
4669	(5,2)		0,663	0,683	0,675	0,854	0,648	0,672	0,562	0,620	0,607	0,678	0,609	0,500	0,578
4626	(4,1)	0,647	0,698	0,691	0,728	0,783	0,590	0,611	0,450	0,592	0,380	0,515	0,324	0,260	0,586
4584	(3,0)	0,723	0,629	0,645	0,545	0,820	0,435	0,469	0,344	0,538	0,217	0,541	0,244	0,121	0,400
4548	(7,3)	0,870:	0,789:	0,863:	0,815:	0,905:	0,754	0,774	0,788	0,760	0,773	0,811	0,646	0,663	0,768
4506	(6,2)	0,809	0,782	0,768	0,832	0,892	0,697	0,743	0,658	0,773	0,677	0,725	0,700	0,540	0,639
4462	(5,1)	0,638	0,660	0,710	0,680	0,728	0,623	0,708	0,553	0,643	0,412	0,705	0,455	0,361	0,604
4422	(4,0)	0,730:	0,754	0,738	0,648	0,773	0,569	0,659	0,495	0,675	0,453	0,714	0,518	0,281	0,632
4352	(7,2)	0,580:	0,690	0,622	0,655	0,650	0,533	0,540	0,482	0,566	0,557	0,620	0,550	0,403	0,536

Таблица 3

n'	n''								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	5167	5448	5769						
1	4955		5497	5810	6159				
2	4761				5862	6215			
3		4804					6258		
4		4626						6340	
5		4462	4669						6384
6			4506						
7			4352						
8				4395					
9				4254					
10					4294				

П. П. Добронравин в [5] привел наглядную теоретическую диаграмму, на которой изображены наиболее вероятные переходы для полос поглощения окиси титана для α-системы. Диаграмма представлена на табл. 3,

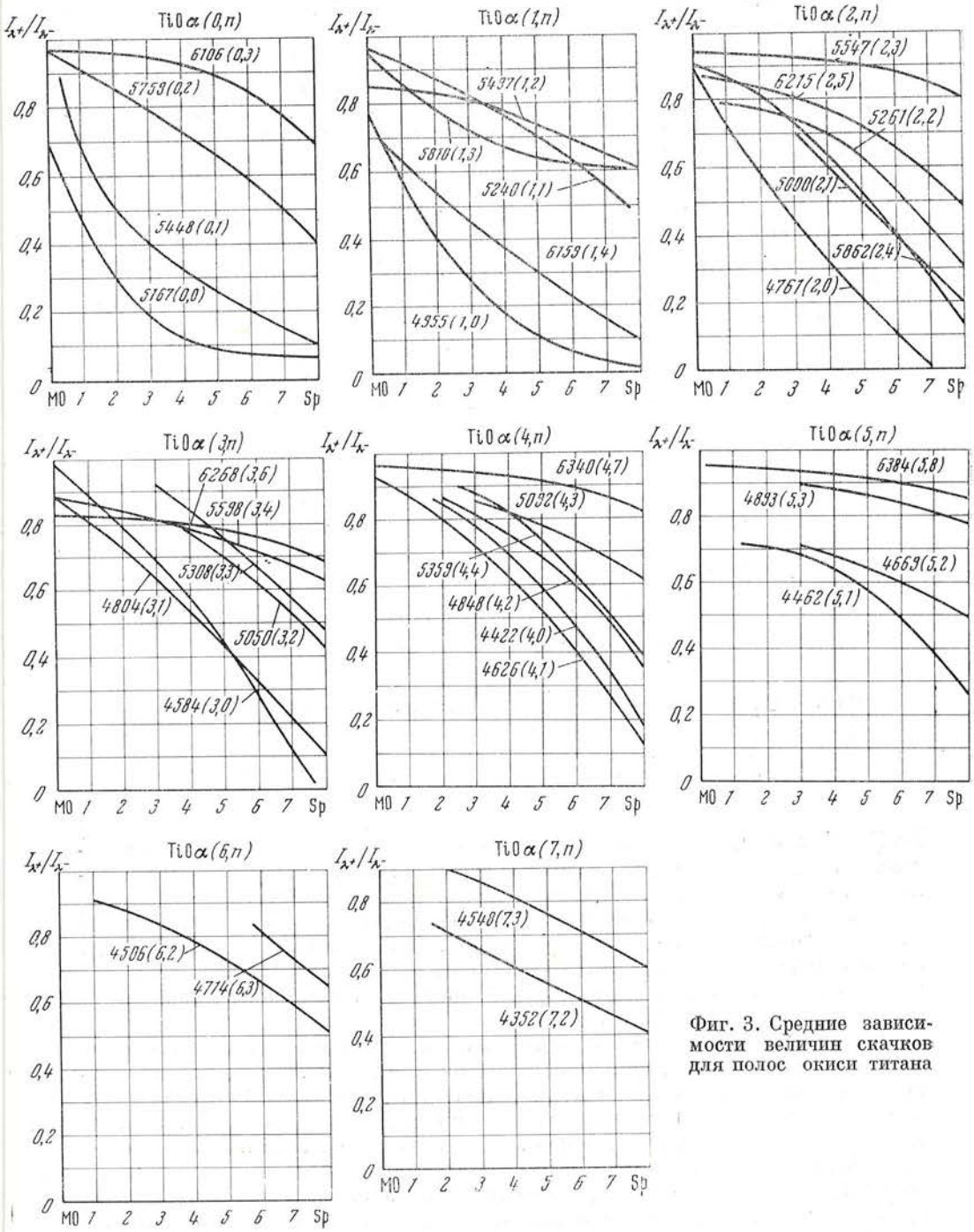


Фиг. 2. Изменение скачка для полосы λ4761 TiO α (2,0) со спектральным классом в системе МК (*а*) и со спектральным классом, определенным автором (*б*)

где n' и n'' — квантовые числа верхних и нижних колебательных уровней соответственно. Мы воспользовались этой диаграммой, чтобы сравнить наблюдаемое распределение полос по колебательным переходам с теоретическим.

Из сравнения теоретической диаграммы и значений наблюдаемых интенсивностей голов полос (см. табл. 2) видно, что наиболее интенсивны полосы, соответствующие малым квантовым числам колебательных уровней. Наиболее вероятные теоретические скачки голов поглощения оказались и наиболее уверенными из определений интенсивностей скачков, наблюдаемых в спектрах звезд.

Исключение составляют только некоторые полосы. Так, в длинноволновой части спектра го́ловы полос λ6384 α (5,8), λ6327 α (4,7) и λ6215 α(2,5) очень слабы как в звездах М ранних спектральных подклассов, так



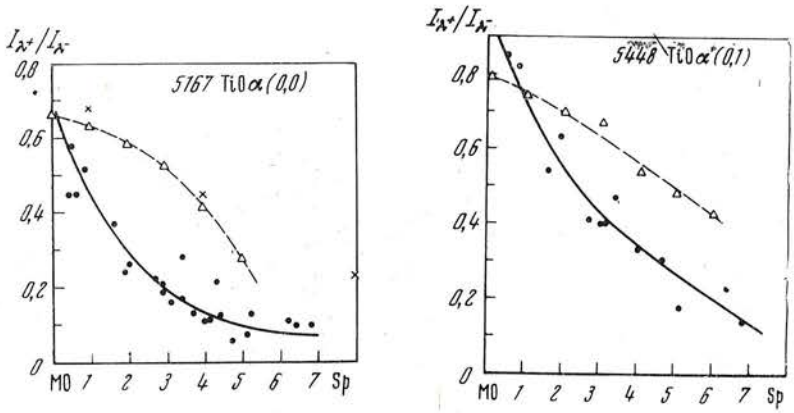
Фиг. 3. Средние зависимости величин скачков для полос окиси титана

и поздних. Интенсивность для них определяется неуверенно. В коротковолновой части спектра многие головы полос поглощения значительно блендированы сильными линиями поглощения. Так, для голов полос TiO λ4714 α (6,3), λ4669 α (5,2), λ4548 α (7,3), λ4462 α (5,1), λ4352 α (7,2) интенсивности скачков определялись с большой осторожностью и только в звездах более поздних спектральных подклассов, M4 — M8, где интенсивность самой полосы преобладает над интенсивностью линий. Головы полос поглощения TiO при λ4395 α (8,3), λ4254 α (9,3), λ4294 α (10,4)

настолько сильно искажены линиями поглощения, что определить сколько-нибудь уверенно значение интенсивности их скачков не удалось.

Величины скачков полос изменяются со спектральным классом. Чтобы дать более четкие зависимости изменения скачков со спектральным классом, была проведена классификация всех исследуемых звезд. Для определения классов светимости использовались критерии Кинана — Моргана [10], λ4215 Sr II : λ4250 Fe I, λ4045 Fe I : λ4077 Sr II, λ4376 Fe I : λ4383 Fe I, λ4383 Fe I : λ4390 Fe I, V I. Для уточнения спектральной классификации были использованы величины наиболее сильных и уверенных скачков и спектральные классы звезд в системе МК.

Для голов полос λ5167 TiO α (0,0), λ5448 TiO α (0,1), λ4955 TiO α (1,0), λ5810 TiO α (1,3), λ6159 TiOα(1,4), λ4761 TiOα(2,0), λ5862 TiOα (2,4),



Фиг. 4. Изменение скачка для полос λ5167 TiO α (0,0) и λ5448 TiO α (0,1) со спектральным классом

Точки — звезды класса светимости III, кресты — звезды класса светимости V, треугольники— значения величин скачков, полученные в работе [11]

λ4584 TiOα(3,0), λ4804 TiOα(3,1), λ4626 TiOα(4,1) были построены зависимости $I_{\lambda+}/I_{\lambda-}$ — Sp (МК), как показано на фиг. 2,*а*. По этим зависимостям были определены спектральные классы всех звезд. Спектральные классы, полученные по разным скачкам, были усреднены для каждой звезды и приведены в восьмой графе табл. 1. С этими новыми значениями спектральных классов были перестроены зависимости $I_{\lambda+}/I_{\lambda-}$ — Sp для всех голов полос поглощения TiO. Разброс точек на кривых значительно уменьшился (см. фиг. 2, *б*).

Используя новые спектральные классы, мы рассмотрели изменения скачков полос поглощения окиси титана α-системы. Наилучшие зависимости изменения интенсивности головы поглощения TiO со спектральным классом получились для полос, образованных с нулевого, первого и второго колебательных уровней. Для полос, образованных в результате переходов между колебательными уровнями, соответствующими большим квантовым числам, значения скачков оказались существенно меньшими; они показывают незначительное изменение со спектральным классом. Все это наглядно видно на фиг. 3, которая построена по данным табл. 2. Представляло интерес сравнить вычисленные нами значения интенсивностей голов полос поглощения TiO с другими определениями. Это удалось сделать только для полос TiOα (0,0) и TiO (0,1), изученных в [11]. Сравнение представлено на фиг. 4, из которой видно, что значения скачков в [11] систематически занижены. По-видимому, это есть результат того, что в [11] данные об интенсивностях голов полос получены по спектрам с очень малой дисперсией, порядка 300 А/*мм*.

В заключение приношу глубокую благодарность П. П. Добронравину за ценные советы и обсуждение работы, А. А. Боярчуку и Р. Е. Гершбергу за получение некоторых спектрограмм, а также Г. Н. Шараповой за помощь в обработке материала наблюдений и подготовке графиков к печати.

25 марта 1967 г.

Литература

1. D. M. Cameron, J. J. Nassau. Astrophys. J., 1955, **122**, 177.
2. Y. Fujita, Y. Yamashita, F. Kamijo, T. Tsuji, K. Utsumi. Publ. Domin. Astrophys. Obs. Victoria, 1965, **12**, N 8, 293.
3. C. D. Shane. Lick. Obs. Bull., 1921, **10**, 131.
4. N. T. Bobrovnikoff. Astrophys. J., 1933, **78**, 211.
5. П. П. Добронравин. Цирк. ГАО, 1938, **24**, 3.
6. C. Jaschek. Catalog of Stellar Spectra classified in the M—K System. Observ. de la Plata, 1964.
7. A. Bechvar. Atlas Coeli II — Katalog 1950.
8. A. Christy. Phys. Rev., 1929, **33**, N 4, 701.
9. R. W. B. Pearse, A. G. Gaydon. The indentification of molecular spectra, 1963.
10. W. W. Morgan, P. C. Keenan, E. Vellman. An atlas of stellar spectra, 1944.
11. A. Pedoussaut. J. Observ., 1962, **45**, N 10, 257.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД AX Per, CI Cyg и BF Cyg

А. А. Боярчук

На основании 19 спектрограмм (дисперсия 80 Å/*мм*) получены относительные интенсивности эмиссионных линий (см. табл. 3) и распределение энергии в непрерывных спектрах AX Per, CI Cyg и BF Cyg (см. фиг. 1—3). Рассмотрены лучевые скорости, опубликованные ранее. Показано, что данные наблюдений можно объяснить, предположив, что исследуемые звезды являются двойными, состоящими из холодного гиганта M5III и горячей звезды низкой светимости (см. табл. 5). Обе компоненты окружены туманностью, имеющей массу $\sim 10^{30}$ *г* и $n_e \sim 10^7$ *см*$^{-3}$ (см. табл. 5).

THE SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF SYMBIOTIC STARS AX PER, CI CYG and BF CYG, by *A. A. Boyarchuk.*— Relative intensities of emissive lines (table 3) and the energy distribution in continuous spectra of AX Per, CI Cyg and BF Cyg (fig. 1—3) are obtained of the basis of 19 spectrograms (dispersion 80 Å/mm). The radial velocities, published earlier, are considered. It is shown, that the data of observations can be explained by the supposition, that the stars under investigation are binaries, consisting of the cold giant M5 III and a hot star of low luminosity (table 5). The both components are surrounded by a nebula with the mass of $\sim 10^{30}$ g and $n_e \sim 10^7$ cm^{-3} (table 5).

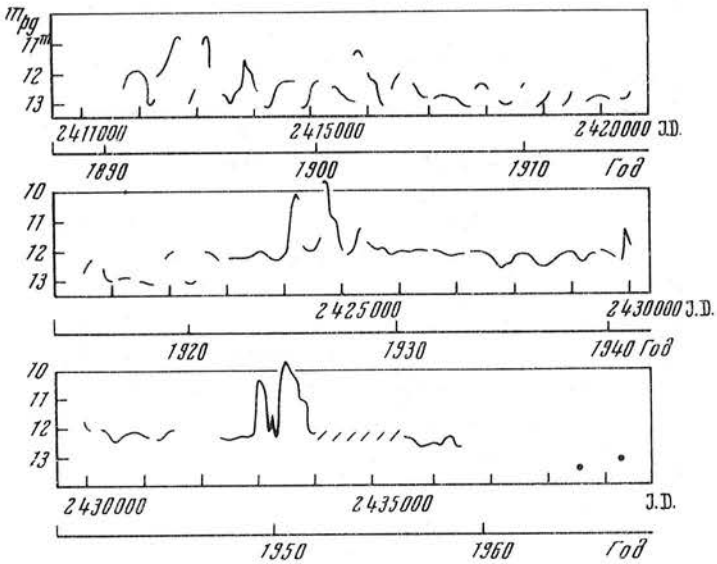
Симбиотические звезды являются одними из наиболее интересных небесных объектов. Их спектры одновременно содержат большое число эмиссионных линий высокого возбуждения (He II, [Ne V], [Fe VII] и др.) и линии и полосы поглощения, соответствующие очень холодным звездам (Ca I, TiO и др.). Природа этих звезд еще до конца не выяснена. Наиболее правдоподобна гипотеза о двойственности этих звезд, хотя существуют и другие. Одной из основных причин, препятствующих пониманию природы этих объектов, является отсутствие достаточного числа надежных количественных фотометрических данных об интенсивности эмиссионных линий и непрерывного спектра и их изменений. В Крымской астрофизической обсерватории в 1962 г. были начаты систематические спектрофотометрические и колориметрические наблюдения симбиотических звезд. Результаты спектрофотометрического исследования звезд AG Dra, AG Peg и Z And опубликованы ранее [1—4]. Здесь будут изложены результаты наблюдений звезд AX Per, CI Cyg и BF Cyg.

Эмиссионные линии в спектрах исследуемых звезд были открыты в 20-х годах нашего столетия. С тех пор различными авторами получено несколько десятков спектрограмм звезд AX Per, CI Cyg и BF Cyg, опубликованы также оценки блеска звезд. Ниже мы изложим основные результаты выполненных ранее исследований.

AX Per. Эмиссия в линии H_α открыта Мейелл на спектре, снятом с объективной призмой в 1930 г. [5]. На щелевых спектрограммах, полученных Мерриллом в 1931 г., были обнаружены эмиссионные линии высокого возбуждения и довольно интенсивные полосы TiO [5]. Это дало

возможность отнести AX Per к группе симбиотических звезд. Следующие спектральные наблюдения были выполнены Свингсом и Струве в 1939 г. [6] и затем продолжались различными авторами [6—9] с перерывами до 1957 г. Эти наблюдения показали, что степень возбуждения эмиссионного спектра менялась довольно существенно. Так, линии высокоионизованных элементов [Fe VII] и [Fe VI], довольно сильные в 1940 г., полностью исчезли в 1941 г. [6]. В октябре 1950 г. спектр AX Per напоминал спектр типичной звезды типа Be [9].

Наблюдения блеска AX Per показали, что он меняется в довольно больших пределах. На фиг. 1 представлена кривая блеска в фотографических лучах, составленная на основании [10—14]. Заштрихованная область соответствует приводимому в [13] сообщению, что с 1952 по 1956 г. фотографическая величина AX Per колебалась в пределах 12,1—12^m,4.

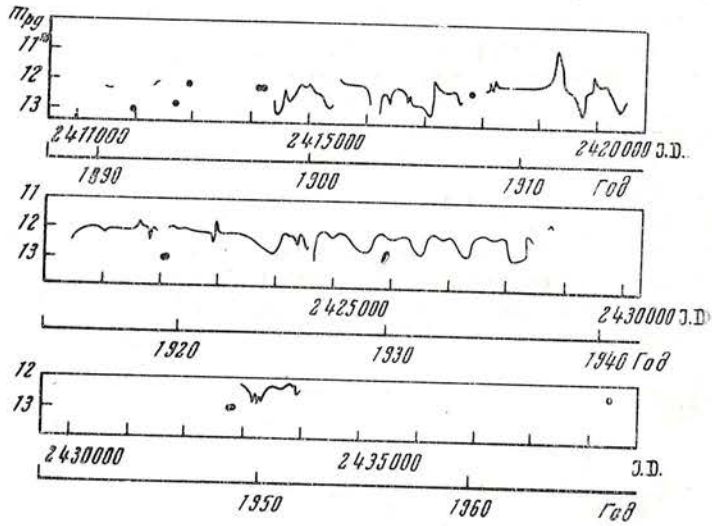


Фиг. 1. Кривая блеска AX Per

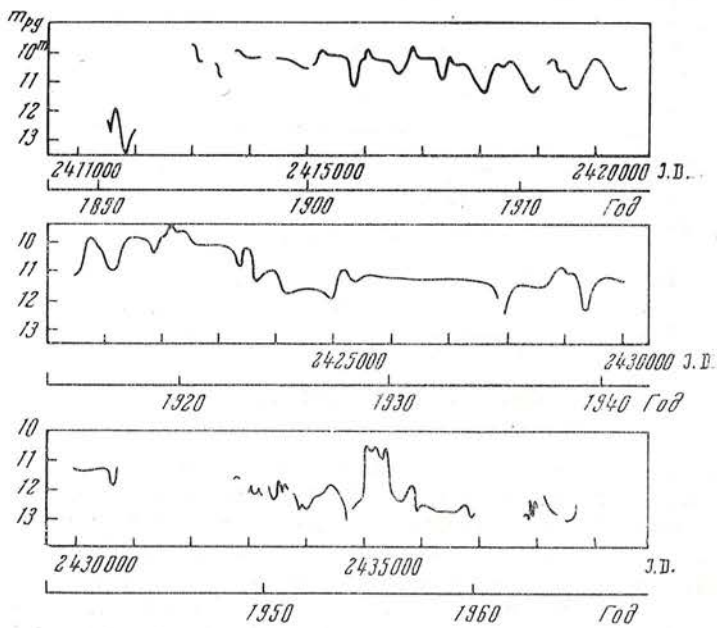
Сопоставление степени возбуждения эмиссионного спектра и блеска звезды показывает, что, как правило, степень возбуждения уменьшается при возрастании блеска. Спектр типа Be наблюдался во время большой вспышки 1950 г. Свингс и Струве [6] предположили, что изменение степени возбуждения эмиссионных линий происходило вследствие переменности горячей компоненты, температура которой колеблется около 150 000° K. Несмотря на то что спектры AX Per наблюдались неоднократно, лишь в [7] были сделаны количественные оценки интенсивностей эмиссионных линий и определена спектрофотометрическая температура.

CI Cyg. Эмиссионные линии водорода в спектре этой звезды открыты Кэннон в 1922 г. [15]. На щелевых спектрограммах, полученных Меррилом в 1931 г. [5], четко видны полосы поглощения TiO и многочисленные эмиссионные линии H, He I, He II, [O III] и др. Это дало основание отнести CI Cyg к группе симбиотических звезд. В дальнейшем спектры этой звезды наблюдались несколько раз [6, 7, 16—18]. Существенных изменений в степени возбуждения и интенсивности эмиссии не было обнаружено. Свинг и Струве [6] считают, что по своим характеристикам CI Cyg похожа на AX Per.

На фиг. 2 представлена средняя кривая блеска в фотографических лучах, составленная по [18, 19]. Мы видим, что в основном звезда испыты-



Фиг. 2. Кривая блеска CI Cyg



Фиг. 3. Кривая блеска BF Cyg

вала неправильные колебания между 12—13^m. В 1911 г. звезда увеличила яркость до 10^m,7. Другая вспышка произошла в 1937 г. [20]. Согласно [21], при возрастании блеска звезды от $m_{pg} = 12^m,2$ до $m_{pg} = 11^m,6$ ее показатель цвета изменился от +1,4 до +0^m,7, т. е. звезда стала голубее.

BF Cyg. Переменность блеска была открыта в 1914 г. [22]. Однако до 1940 г. эта звезда не привлекала к себе внимания. Несколько спектрограмм низкой дисперсии, полученных в 1925 и 1931 гг., показывали лишь эмиссионные водородные линии. Но спектрограмма, полученная в 1940 г., содержит типичные черты симбиотической звезды: полосы TiO и эмиссионные линии высокого возбуждения [23]. Спектры BF Cyg имеют две особенности по сравнению со спектрами других симбиотических звезд. Первой особенностью является присутствие в спектре довольно сильных ли-

ний [Fe III] [23]. Вторая состоит в том, что интенсивность запрещенных линий [O III] и [Ne III] существенно меняется в течение нескольких дней [23]. Это дало возможность Аллеру [18] определить электронную плотность $n_e \sim 10^6$.

На фиг. 3 представлена кривая блеска BF Cyg, составленная по [18, 24—26]. Мы видим, что характер кривой блеска меняется со временем. Так, в 1900—1920 гг. происходили квазипериодические колебания в пределах $m_{pg} = 10—11^m$ с $P \sim 754^d$ [24]. В начале 30-х годов звезда мало меняла свой блеск. В последнее время блеск BF Cyg меняется в пределах $12—13^m$ без явно выраженного периода. Как и в случае других симбиотических звезд, при изменении блеска BF Cyg меняется ее показатель цвета. Так, при $m_{pg} \sim 10^m_,0$ $CI \approx 0^m_,0$, а при $m_{pg} \approx 11^m_,0$ $CI \approx +0^m_,3$ [24].

Аллер [18] предложил, что система BF Cyg состоит из звезды gM4, переменной горячей звезды, протяженной оболочки, где возникают эмиссионные линии [Fe II] и Fe II, протяженной атмосферы, где возникают линии H, He I, и внешней туманности с $n_e \sim 10^6$ $см^{-3}$, $T_e \sim 8000°$ K, где возникают линии [O III] и [Ne III].

1. Наблюдения

В 1964 и 1965 гг. получен ряд спектрограмм исследуемых звезд с помощью щелевого спектрографа СП-72 [27] (дисперсия 80 Å/*мм*) 2,6-*м* телескопа им. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории (некоторые данные о них приведены в табл. 1). В третьей графе этой таблицы указан спектральный интервал, для которого спектрограммы имеют пригодную плотность для фотометрирования непрерывного спектра. Слово «линии» означает, что на спектрограмме только достаточно сильные линии имеют нормальную плотность. При фотографировании все спектрограммы расширялись до 0,3 *мм*. Время наблюдений выбиралось таким образом, чтобы в момент середины экспозиции звезда находилась недалеко от меридиана. С целью учета влияния чувствительности аппаратуры и прозрачности земной атмосферы на интенсивности линий и непрерывного спектра исследуемых звезд одновременно наблюдались звезды с известным распределением энергии: 2 Cyg (B3 IV), ω Aur (A0 V), GC 21246 (A2 V) и GC 33021 (B3 V). При этом разность $\sec z_{пер.зв.} - \sec z_{ст.зв.}$ не превышала 0,10.

Все полученные спектрограммы были измерены на микрофотометре, дающем запись интенсивностей [28]. Затем были определены относительные интенсивности эмиссионных линий, скачки у полос поглощения окиси

Таблица 1

Дата	Экспозиция, h, m	Спектральный интервал λλ, Å	Дата	Экспозиция, h, m	Спектральный интервал λλ, Å
	AX Per			CI Cyg	
27.IX 1964 г.	1.30	Линии	29.X 1964 г.	4.40	5000—3400
	1.30	»	30.X	3.20	5000—3400
28.IX	4.38	»		40	Линии
29.IX	5.29	4760—3800	1.XI	3	5000—3500
11.X	7	5000—3650		BF Cyg	
12.X	8	5000—3700	27.IX 1964 г.	2	Линии
13.X	9.10	5000—3500		1	»
3.XI 1965 г.	5	5000—3400	26.X	4.23	4900—3700
	2	Линии	27.X	4.15	4950—3700
			28.X	4	5000—3400
			31.X	5	5000—3300

титана, остаточные интенсивности сильных линий поглощения и распределение энергии в непрерывном спектре. Данные о спектре поглощения приведены в табл. 2 отдельно для каждой звезды в графах, озаглавленных «набл.». Табл. 3 содержит данные об относительных интенсивностях эмиссионных линий ($I_{H_\beta}=100$). В конце таблицы даны наблюдаемые эквивалентные ширины некоторых водородных линий.

Таблица 2

λ, Å	Элемент	AX Per				CI Cyg		BF Cyg	
		1964 г.		1965 г.		1964 г.		1964 г.	
		набл.	теор.	набл.	теор.	набл.	теор.	набл.	теор.
r_0									
4227	Ca I	0,11	0,48	0,53	0,55	0,57	0,62	0,90	0,93
3933	Ca II	0,4	0,75						
D									
4954	TiO (1,0)	0,21	0,22	0,40	0,35	0,25	0,27	0,55	0,65
4761	TiO (2,0)	0,34	0,40	0,71	0,52	0,45	0,49	0,80	0,80
4533	TiO (3,0)	0,47		0,82		0,60		0,85	

На фиг. 4 сплошной линией представлено наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре звезд. Результаты наблюдений позволяют заключить, что AX Per, CI Cyg и BF Cyg во время наших наблюдений имели в своих спектрах типичные черты симбиотических звезд. Однако легко заметить, что в деталях AX Per, CI Cyg и BF Cyg существенно различаются. При интерпретации данных наблюдений мы будем исходить из следующей модели: симбиотическая звезда представляет собой двойную звезду, состоящую из нормального холодного гиганта и горячей звезды низкой светимости и окруженную сравнительно плотной туманностью небольших размеров.

Ранее в рамках этой модели удалось объяснить основные данные наблюдений звезд AG Dra [1], AG Peg [2] и Z And [4]. Наши наблюдения в 1964 г. были выполнены в течение довольно короткого периода. Между спектрограммами, полученными в различные даты, не было обнаружено заметных различий. Поэтому в табл. 2 и 3 и на фиг. 4 приведены средние значения для всего периода наблюдений.

Согласно фотоэлектрическим наблюдениям Т. С. Белякиной (личное сообщение), блеск AX Per во время наблюдений 1954 г. был равен $m_{pg} = 13^m,5$, т. е. блеск звезды был слабейшим за все время наблюдений. Спектр поглощения виден очень четко. Напротив, эмиссионная составляющая спектра слаба. Эквивалентная ширина линий H_γ и H_δ была более чем на порядок меньше, чем в спектрах других симбиотических звезд и в спектре AX Per в 1965 г. Бальмеровский скачок не удалось обнаружить даже на спектрограмме 13.X 1964 г., которая имеет хорошую плотность в этой области. Вместе с тем эмиссионный спектр с весьма высокой степенью возбуждения: линии λ4686 He II и λ3425 [Ne V] более интенсивны, чем H_β, а линия λ3760 [Fe VII] практически равна по интенсивности последней.

Наблюдения, выполненные в следующем году, показали, что спектр AX Per претерпел заметные изменения. Наиболее разительным является существенное усиление эмиссионного спектра. Эквивалентные ширины водородных линий возросли примерно в 6 раз. В спектре наблюдается довольно сильный бальмеровский скачок. При этом заметно уменьшилась степень возбуждения эмиссионного спектра. Несколько уменьшились

Таблица 3

λ, Å	Элемент, номер мультиплета	AX Per			CI Cyg		BF Cyg		
		1964 г.	1965 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$	1964 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$	1962 г.	1964 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$
5015	He I		0,88		0,49			0,64	
5007	[O III] 1		0,80	—0,01		—0,01	1,98	2,21	—0,01
4959	[O III] 1			0,00			1,52	1,71	
4922	He I		0,65		0,58			0,81	
4861	H_β	2,00	2,00		2,00	0,00	2,00	2,00	0,00
4755	[Fe III] 3			+0,01		+0,01		—0,08	+0,01
4734	[Fe III] 3							—0,10	
4713	He I		0,38		0,26			0,29	
4702	[Fe III] 3							0,25	
4686	He II	2,11	1,42	0,02	1,48	0,02	1,60	0,76	
4658	[Fe III] 3							0,45	0,02
4647	C III 1				—0,03			0,48	
4640	N III 2		0,21		0,34			0,51	
4629	Fe II 37				0,15			0,34	
4584	Fe II 38		0,18	0,03	0,02	0,03		0,37	
4555	Fe II 37				—0,21			0,17	0,03
4549	Fe II 38				—0,28			0,04	
4541	He II	0,95	0,05		0,09				
4523	Fe II 38				—0,03			0,24	
4515	Fe II 37				—0,17	0,04		0,09	
4490	Fe II 37				—0,32			0,24	
4471	He I	0,85	0,65	0,04	0,45		0,92	0,79	
4416	Fe II, [Fe II] 6,7				—0,09	0,05		0,36	0,04
4388	He I		0,24		0,24			0,51	
4363	[O III] 2	1,30	0,32	0,05	0,37	0,06		1,35	
4351	Fe II 27				—0,09		1,91	0,12	0,05
4340	H_γ	1,70	1,63		1,53			1,82	
4303	Fe II 27				—0,14			—0,11	
4296	Fe II 28					0,07		—0,27	
4287	[Fe II] 7			0,06	—0,13			0,00	
4277	[Fe II] 21							0,25	
4267	C II 6		—0,04					—0,07	
4244	[Fe II] 21				—0,05			—0,21	0,06
4233	Fe II 27		0,12		0,18	0,08		0,14	
4199	He II			0,07	—0,01				
4178	Fe II 28				0,02			0,25	
4173	Fe II 27				—0,10			0,01	
4144	He I				—0,15	0,09		0,17	0,07
4120	He I, Fe II 28		—0,11	0,08				0,02	
4102	H_δ	1,46	1,51		1,44		1,58	1,57	
4089	Si IV 1					0,10		0,04	
4070	[S II] 1		0,19		—0,04			0,10	0,08
4026	He I	1,00	0,45	0,09	0,29	0,11		0,60	
4009	He I							0,04	
3970	H_ε	1,20	1,31		1,28	0,12	1,43	1,50	0,09
3965	He I							0,21	

Таблица 3 (окончание)

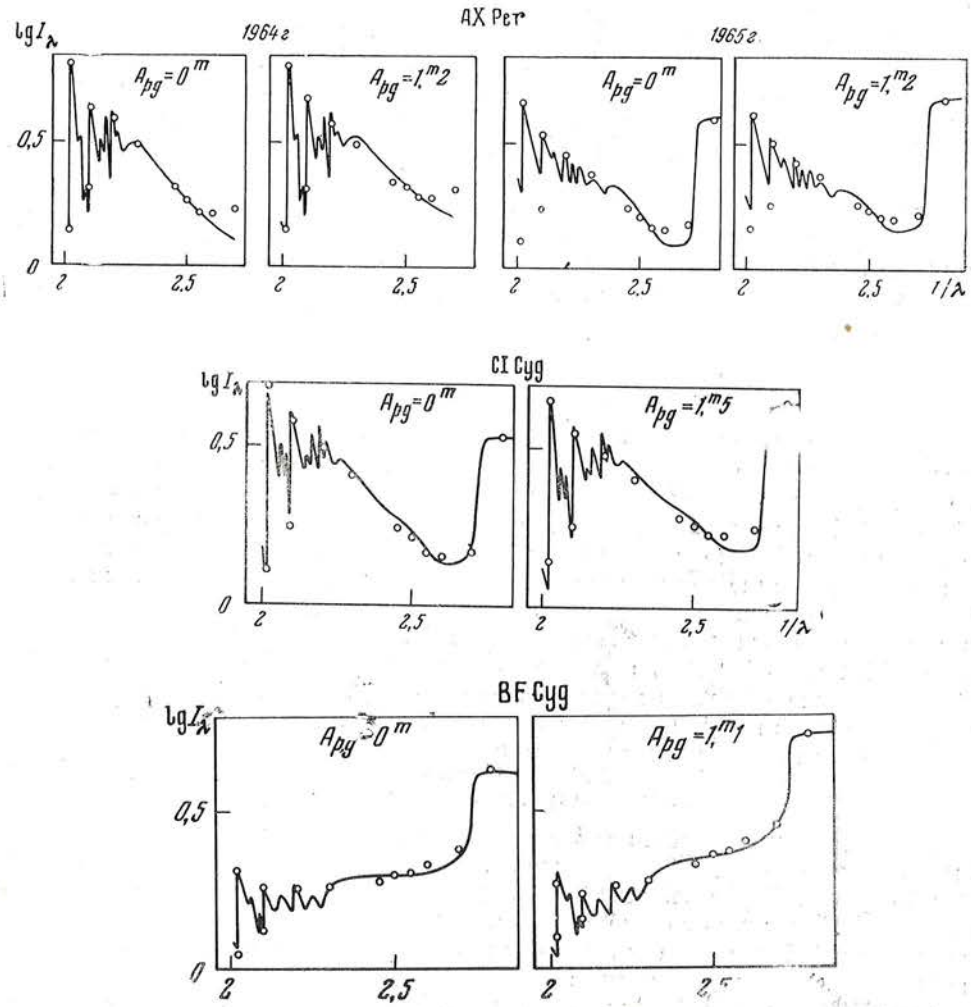
λ, Å	Элемент, номер мультиплета	AX Per			CI Cyg		BF Cyg		
		1964 г.	1965 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$	1964 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$	1962 г.	1964 г.	$\Delta \lg I_{м.з.пог.}$
3938	Fe II 3			0,10				0,15	
3933	Ca II 1		0,75		0,28				
3905	Si I 3		0,42			0,13		0,18	0,10
3889	H_8	1,42	1,42		1,18			1,26	
3868	[Ne III] 1		0,46	0,11	0,24		1,78	1,62	
3835	H_9		1,15		0,93			1,07	0,11
3820	He I		0,59	0,13	0,20	0,14		0,37	
3798	H_{10}		1,05		0,81			1,00	
3781			0,53					0,43	
3770	H_{11}		0,93		0,67	0,15		0,95	0,12
3760	[Fe VII] 3, O III 2	1,96	1,07		1,16			0,22	
3750	H_{12}		0,92		0,63			0,93	
3734	H_{13}		0,92	0,13	0,61	0,16		0,66	
3722	H_{14}		0,84		0,46			0,65	
3712	H_{15}		0,83		0,40			0,62	
3704	H_{16}		0,76		0,35			0,59	0,13
3697	H_{17}		0,55					0,42	
3691	H_{18}			0,14		0,17		0,34	
3587	[Fe VII] 3		0,74	0,16	0,89	0,19			
3444	O III 15		1,15	0,18	0,92	0,22			
3425	[Ne V] 1	2,65	1,50	0,18	1,75	0,22			
3345	[Ne V] 1				1,18	0,24			
	W_λ (H_γ)	3,4	22		85		52	24	
	W_λ (H_δ)	2,8	17		82		24	14	

глубины линий поглощения и скачки у голов полос TiO. К сожалению, во время спектральных наблюдений не были сделаны фотоэлектрические оценки блеска. Судя по спектрограммам, AX Per в 1965 г. была примерно на $\Delta m_{pg} \approx 0^m,7$ ярче, чем в 1964 г.

Спектр CI Cyg в 1964 г. был очень похож на спектр AX Per 1965 г. К сожалению, неизвестно, какой блеск имела звезда в момент спектральных наблюдений. Судя по экспозициям спектрограмм, $m_{pg} \approx 12^m,7$, т. е. CI Cyg находилась в своем обычном состоянии.

Эмиссионные линии в спектре BF Cyg характеризуются более низкой степенью возбуждения, чем у двух звезд, рассмотренных выше. Согласно [26], во время наших спектральных наблюдений BF Cyg имела $m_{pg} = 12^m,8$.

Прежде чем перейти к количественному анализу спектрограмм, необходимо учесть влияние межзвездного поглощения. К сожалению, до сих пор не опубликовано данных о величине межзвездного поглощения в Галактике в направлении исследуемых звезд. По нашей просьбе Л. П. Метик исследовала межзвездное поглощение в направлении CI Cyg и BF Cyg. Чтобы использовать полученные ею результаты, необходимо знать расстояние до исследуемых звезд. Из интенсивностей полос TiO следует, что у холодных компонент CI Cyg и BF Cyg примерно одинаковые спектраль-



Фиг. 4. Распределение энергии в непрерывном спектре симбиотических звезд без учета и с учетом влияния межзвездного поглощения

Кружки соответствуют теоретическому распределению энергии

ные классы M5. По соотношению интенсивностей линий λ4215 Sr II: λ4250 Fe I следует, что холодная компонента CI Cyg имеет класс светимости III. Такой же класс светимости следует принять и для холодной компоненты BF Cyg. Если предположить, что холодные компоненты CI Cyg и BF Cyg являются нормальными гигантами, то их светимость будет $M_v = -0^m,4$. Предполагая, что излучение холодной компоненты составляет лишь часть общего излучения (см. табл. 5), мы на основании результатов, полученных Л. П. Метик, определили расстояние и величину межзвездного поглощения для обеих звезд. Данные приведены в табл. 4.

Таблица 4

Звезда	r, *knc*	A_{vis}	A_{pg}	Sp холодной компоненты
AX Per	2,1	$1^m,0$	$1^m,2$	M5 III
CI Cyg	1,7	1,2	1,5	M5 III
BF Cyg	2,0	0,9	1,1	M5 III

Для AX Per данные о межзвездном поглощении были найдены на основании [29]. В 1964 г. спектр поглощения практически не искажался излучением других источников. Используя интенсивности полос TiO и отношение интенсивностей линий λ4215 Sr II : λ4250 Fe I мы определили спектральный тип холодной компоненты M5 III. Предполагая, что в 1964 г. практически все излучение в фотографической области спектра возникает в атмосфере холодной компоненты, на основании данных [29] мы определили величину межзвездного поглощения и расстояние до AX Per, которые также приведены в табл. 4.

Поправки относительных интенсивностей линий за межзвездное поглощение, $\Delta \lg I_{\text{м.з.пог}}$, представлены в табл. 3 для каждой звезды. Распределение энергии в непрерывном спектре звезд, исправленное за влияние межзвездного поглощения, показано на фиг. 4.

2. Исследование непрерывного спектра

Как и в случае AG Dra, AG Peg и Z And попытаемся представить непрерывный спектр исследуемых звезд как спектр суммарного излучения трех источников: холодной звезды M5 III, туманности и горячей звезды с $T \sim 10^{5°}$ K. Будем предполагать, что распределение энергии в спектре горячей звезды близко к планковскому. Тогда при $T \approx 10^{5°}$ K возможная ошибка в величине температуры не приведет к заметному изменению распределения энергии в спектре горячей компоненты. В [2, 3] показано, что в случае симбиотических звезд спектр ионизованного водорода при $T_e \sim 17000°$ K и $n_e > 10^6$ хорошо представляет непрерывный спектр туманности. Распределение энергии в спектре звезды M5 III взято из [30], внесены лишь исправления для районов скачков у голов полос TiO согласно [31]. Затем для избранных значений длин волн были составлены уравнения типа

$$aI_{\text{M5 III}} + bI_{\text{тум}} + cI_{\text{гор.зв}} = I_{\text{набл}}. \quad (1)$$

Решая способом наименьших квадратов систему таких уравнений, мы можем найти долю излучения каждой компоненты для любой длины волны. В табл. 5 приведены результаты вычислений для трех длин волн. Из этой таблицы следует, что только в 1964 г. доля излучения туманности в общем излучении AX Per была пренебрежимо мала. Незначительная величина наблюдаемых эквивалентных ширин линий H_δ и H_γ также свидетельствует об этом. Напротив, у CI Cyg, BF Cyg и AX Per в 1965 г. доля излучения туманности была существенна во всех трех участках спектра. Доля излучения горячей компоненты была наибольшей у BF Cyg. Следует отметить, что учет влияния межзвездного поглощения существенно не повлиял на относительные доли излучения различных источников.

На фиг. 4 видно, что теоретическое распределение хорошо согласуется с наблюдаемым распределением энергии, кроме случая AX Per в 1964 г. Отметим, что продолжительность экспозиции спектрограмм AX Per в 1964 г. составляла почти 10 час, и поэтому возможно значительное искажение распределения энергии, возникающее при учете поглощения света в земной атмосфере.

Проверкой предложенной интерпретации непрерывного спектра могут служить остаточные интенсивности сильных линий поглощения. Предполагая, что в спектрах звезд класса M они равны нулю, мы рассчитали их величину в спектре суммарного излучения звезды M5 III, горячей компоненты и туманности. Результаты представлены в табл. 2 в графе, озаглавленной «теор». Из данных таблицы следует, что теоретические значения остаточной интенсивности линии λ4227 Ca I хорошо согласуются с наблюдаемыми во всех случаях, кроме AX Per в 1964 г. Это, вероятно, вызвано переоценкой доли горячей компоненты в общем излучении звезды. Если исходить из остаточных интенсивностей линий λ4227 Ca I и λ3933 Ca II,

Таблица 5

Звезда		AX Per					CI Cyg		BF Cyg	
		1964 г.			1965 г.		1964 г.		1964 г.	
A_{pg}		$0^m,0$	$1^m,2$	остат. инт.	$0^m,0$	$1^m,2$	$0^m,0$	$1^m,5$	$0^m,0$	$1^m,1$
λ=5500 Å	M5 III	0,94	0,93	0,99	0,86	0,81	0,89	0,84	0,60	0,43
	Туманность				0,09	0,13	0,06	0,10	0,14	0,23
	Гор. зв.	0,06	0,07	0,01	0,05	0,06	0,05	0,06	0,26	0,34
λ=4340 Å	M5 III	0,74	0,68	0,94	0,62	0,53	0,67	0,57	0,24	0,14
	Туманность				0,16	0,21	0,12	0,17	0,13	0,18
	Гор. зв.	0,26	0,32	0,06	0,22	0,26	0,21	0,26	0,63	0,68
λ=3640 Å	M5 III	0,08	0,06	0,31	0,04	0,02	0,03	0,02	0,01	0,00
	Туманность				0,68	0,72	0,64	0,67	0,42	0,48
	Гор. зв.	0,92	0,94	0,69	0,28	0,26	0,33	0,31	0,57	0,52
Гор. зв.	$T\cdot10^{-3}$ °K			250	130	140	118	125	78	86
	M_v	2,7	2,8	4,6	2,8	2,4	2,8	2,4	0,5	−0,2
Туманность	$m\cdot10^{-30}$ *г*			$<6\cdot10^{-4}$	0,5	0,9	$<0,06$	$<0,1$	3,5	8,4
	$R\cdot10^{-15}$ *см*			$<0,3$	2,6	3,2	$<0,7$	$<0,9$	7,5	10

то доля излучения горячей компоненты AX Per уменьшится примерно в 5 раз по сравнению с результатами анализа непрерывного спектра. Новые значения приведены в четвертой графе табл. 4.

Учитывая, что наблюдаемое распределение энергии в спектре AX Per в 1964 г. не очень точно, в дальнейшем мы будем придавать больший вес результатам исследования непрерывного спектра по остаточным интенсивностям сильных линий поглощения, а не по распределению энергии.

В [32] предложен метод определения температуры горячей звезды по отношению интенсивностей непрерывного спектра туманности и звезды. Там же опубликованы удобные таблицы для применения этого метода. С их помощью на основании данных табл. 5 мы определили температуру горячих компонент исследуемых звезд. Результаты приведены также в табл. 5. Наиболее высокая температура получилась для компоненты AX Per, а наиболее низкая — для BF Cyg. Это находится в качественном согласии со степенью возбуждения эмиссионного спектра. Так, AX Per в 1965 г. имеет $\lg I_{4686}/I_{H_\beta} = -0,58$, в то время как BF Cyg имеет $\lg I_{4686}/H_{H_\beta} = -1,16$.

Для AX Per в 1964 г. мы можем определить температуру горячей компоненты лишь косвенным путем. Предположим, что блеск холодной компоненты в 1964 и 1965 гг. был одинаков. Тогда согласно табл. 5 горячая компонента изменила блеск на $\Delta m_{pg} \sim 2^m$. Если предполагать, что при этом его болометрическая светимость оставалась постоянной, т. е. $R^2/T^4 = \text{const}$, то тогда изменение блеска связано с изменением температуры следующим соотношением:

$$m_{pg}^1 - m_{pg}^2 = 2,5 \lg \left. \frac{T_1^4 \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T_1}} - 1\right)}{T_2^4 \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T_2}} - 1\right)} \right|_{\lambda=4360\ \text{Å}} . \qquad (2)$$

При $T = 140000°$ K в 1965 г. и $m_{pg}^{1964} - m_{pg}^{1965} \approx 2^m$ из (2) следует, что температура горячей компоненты в 1964 г. должна быть 250000° K. Это самое высокое значение температуры, найденное для горячих компонент сим-

биотических звезд. Трудно оценить ошибку найденного значения температуры. Но чрезвычайно интенсивные линии He II, [Ne V] и [Fe VII] в спектре AX Per в 1964 г. свидетельствуют в пользу приводимого значения.

С другой стороны, во время большой вспышки в 1950 г. спектр AX Per был типичным для звезд типа Be [9]. Будем считать, что в тот момент излучение AX Per в фотографической области спектра полностью принадлежало вспыхивающей горячей компоненте. Тогда, используя кривую блеска и данные табл. 5, можно найти, что $m_{pg}^{1965} - m_{pg}^{1950} \approx 4^m,7$. Из формулы (1) следует, что температура горячей компоненты в 1950 г. была 29000° K. Эта величина соответствует наблюдаемому спектру.

Таким образом, изменение спектра вызывается в основном изменением размеров и температуры горячей компоненты. Легко понять, что эта же причина вызывает и изменение цвета симбиотических звезд при изменении их блеска.

3. Физические условия в туманности

Согласно данным табл. 3, а также ранее опубликованным [8,18], отношение интенсивностей запрещенных линий $I_{4363}/(I_{5007} + I_{4959})$ довольно велико. Это означает, что его величина сильнее зависит от электронной плотности, чем от электронной температуры. Формула, используемая в [8, 18], дает в таком случае неверное, сильно заниженное значение электронной температуры. В [2] приведены соображения, что электронная температура в туманностях симбиотических звезд порядка 17000° K. Принимая это значение, мы можем легко найти величину n_e, используя фиг. 1 из [33]. Из этого графика видно также, что ошибка в принятом значении T_e на $\pm$ 3000° K не приведет к существенному изменению величины n_e. В табл. 6 и 7 приведены значения $\lg n_e$, определенные на основании данных табл. 3, а также [8, 17, 18].

Таблица 6

Звезда	AX Per					
Период наблюдений	Окт. 1952 г. [8]	Окт. 1955 г. [8]	Авг. 1956 г. [8]	Дек. 1956 г. [8]	Окт. 1964 г., табл. 3	Ноябрь 1965 г., табл. 3
$\frac{I_{4363}}{I_{5007} + I_{4959}}$	0,51	0,46	0,55	0,40	>0,50	0,24
$\lg n_e$	7,1	7,0	7,1	6,9	>7,0	6,6

Таблица 7

Звезда	CI Cyg				BF Cyg				
Период наблюдений	Сент. 1950 г. [18]	Авг. 1951 г. [18]	Окт. 1952 г. [17]	Окт. 1964 г., табл. 3	Май 1950 г. [18]	Июль 1950 г. [18]	Окт. 1950 г. [18]	Окт. 1952 г. [17]	Окт. 1964 г., табл. 3
$\frac{I_{4363}}{I_{5007} + I_{4959}}$	>1,0	3 (?)	2 (?)	>1	0,18	0,54 (?)	0,19	0,20	0,10
$\lg n_e$	>7,4	—	—	>7,4	6,4	7,1 (?)	6,5	6,5	6,1

На спектрограммах CI Cyg и AX Per, полученных в 1964 г., линии λ5007 и λ4959 [O III] были очень слабы, и их интенсивность не удалось измерить. Поэтому для этих дат приведена нижняя граница величины электронной плотности. Значок (?) означает, что данные ненадежны. Из данных табл. 6 и 7 следует, что электронная плотность в туманностях, ок-

ружающих исследуемые звезды, не менялась сильно за время наблюдений. Наибольшую электронную плотность имеет туманность CI Cyg, наименьшую — туманность BF Cyg. Следует отметить, что значения n_e для туманности BF Cyg, проводимые в табл. 7, хорошо согласуются со значениями n_e, определенными Аллером [18] по скорости изменения интенсивностей запрещенных линий.

Оценим размеры и массу светящейся части туманности. Из [30] следует, что звезда типа M5 III, имеющая $m_v = 0^m,0$, излучает

$$1{,}35 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å у } \lambda = 4360 \text{ Å}. \tag{3}$$

Средняя абсолютная визуальная величина звезды M5 III равна $M_v = -0^m,4$. Следовательно, абсолютная монохроматическая светимость будет

$$L_{\text{M5 III}} = 2{,}25 \cdot 10^{31} \text{ эрг/сек} \cdot \text{Å}. \tag{4}$$

Светящаяся часть туманности излучает

$$L_{\text{тум}} = n_e n^+ V \varepsilon_\nu \text{ эрг/сек} \cdot \text{Å}, \tag{5}$$

где V — ее объем, ε_ν — объемный коэффициент эмиссии. Из [34] находим, что при $T_e = 17000°$ K, $n_e > 10^6$ и $\lambda = 4360$ Å

$$\varepsilon_\nu = 4{,}8 \cdot 10^{-30} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å}. \tag{6}$$

Используя (4) — (6) и полагая $n_e = n^+$, можно записать:

$$n_e^2 V = 4{,}7 \cdot 10^{60} \frac{I_{\text{тум}}}{I_{\text{M5 III}}} \text{ см}^{-3}. \tag{7}$$

Величину $I_{\text{тум}}/I_{\text{M5III}}$ можно найти из данных табл. 5, а n_e приведены в табл. 6 и 7. Предполагая, что туманность имеет сферическую форму, можно найти размеры и массу ее светящейся части. Результаты вычислений представлены в табл. 5. В 1964 г. туманность AX Per была очень мала и ее вклад в непрерывный спектр пренебрежимо мал. Для определения ее массы и размеров можно использовать наблюдаемую эквивалентную ширину линии H_γ, предполагая, что она не отягощена самопоглощением. Согласно [34], имеем при $T_e = 17000°$ K

$$\varepsilon_{H_\gamma} = 3{,}45 \cdot 10^{-26} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}. \tag{8}$$

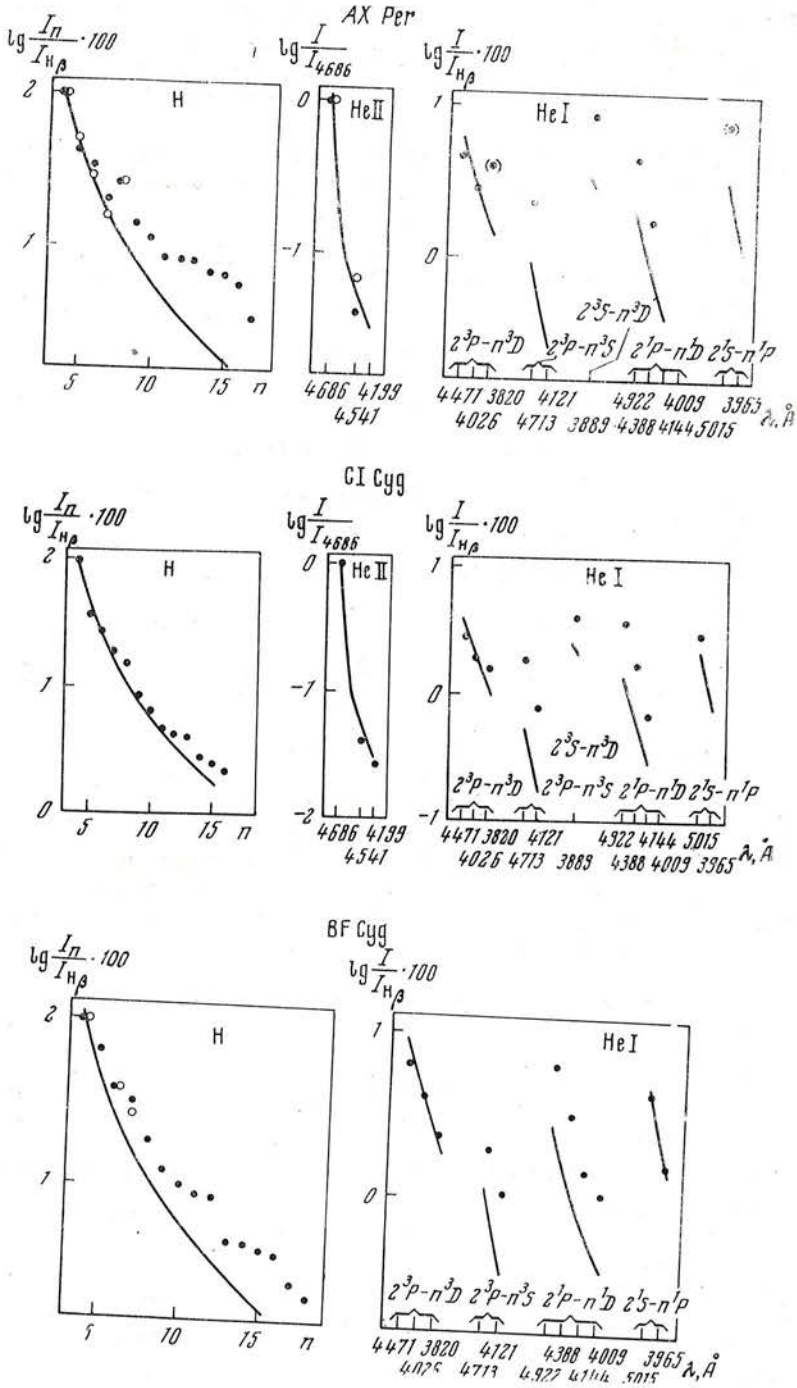
Тогда из (4), (5), (8) следует

$$n_e^2 V = 6{,}5 \cdot 10^{56} W_{H_\gamma} \text{ см}^{-3}, \tag{9}$$

где W_{H_γ} — эквивалентная ширина эмиссионной линии H_γ по отношению к непрерывному спектру звезды M5 III. Эта величина приведена в конце табл. 3. Значение n_e содержится в табл. 6. Результаты вычислений массы и размеров туманности даны в табл. 5. Мы видим, что в 1964 г. туманность AX Per действительно была небольшой.

На фиг. 5 сравнены наблюдаемые относительные интенсивности H, He I и He II с теоретическими, вычисленными для случая B, т. е. при предположении, что туманность непрозрачна лишь для излучения в частотах линий основной серии [35, 36].

Наблюдаемые интенсивности более высоких членов бальмеровской серии в спектрах AX Per (1965 г.) и BF Cyg заметно превышают теоретическое значение. В случае CI Cyg это отклонение заметно меньше. Подобные расхождения наблюдались ранее в спектрах AX Per в 1956 г. [8], а также в спектрах AG Dra [1], AG Peg [2] и Z And [3]. Начиная с H_9 интенсивности высоких членов бальмеровской серии до сих пор не определялись в спектрах CI Cyg и BF Cyg. В табл. 8 приведена еще одна важная характе-



Фиг. 5. Сравнение относительных интенсивностей линий H, He I и He II в спектрах симбиотических звезд

AX Per: сплошные линии представляют теоретические соотношения, кружки — наблюдения 1964 г., точки — наблюдения 1965 г.; CI Cyg: сплошные линии — теоретические соотношения, точки — наблюдения 1964 г.; BF Cyg: сплошные линии — теоретические соотношения, кружки — наблюдения 1962 г., точки — наблюдения 1964 г.

Таблица 8

Звезда	AX Per	CI Cyg	BF Cyg	Случай B $T_e = 17\,000°$ K
период наблюдений	1965 г.	1964 г.	1964 г.	
W_{H_γ}	105	500	133	860
W_{H_δ}	58	400	84	500

ристика бальмеровских линий — эквивалентные ширины эмиссионных линий H_γ и H_δ по отношению к непрерывному спектру ионизованного водорода. Из данных этой таблицы видно, что наибольшее расхождение между теоретическими и наблюдаемыми эквивалентными ширинами отмечается для AX Per и BF Cyg, т. е. для тех звезд, для которых наблюдаемый бальмеровский декремент сильно отклоняется от теоретического. Подобные отклонения наблюдались и у Z And [3]. Там показано, что их можно объяснить, если считать, что водородные линии образуются в неоднородной туманности, часть которой непрозрачна для излучения в частотах бальмеровской серии. По-видимому, такое объяснение будет справедливо и в случае AX Per, CI Cyg и BF Cyg.

Наблюдаемые и теоретические значения относительных интенсивностей линий He II хорошо согласуются друг с другом. Наблюдаемые линии возникают при переходах между высокими уровнями, и трудно ожидать, что оптическая толща туманностей для этих линий будет больше единицы.

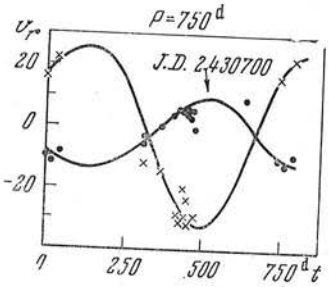
Наблюдаемые относительные интенсивности линий He I заметно отклоняются от теоретических. Раньше отмечалось, что синглетные линии усилены относительно триплетных по сравнению с теоретическим случаем [18, 32]. Но из фиг. 5 видно, что различия носят более сложный характер. Наблюдаемые относительные интенсивности линий, принадлежащих одной серии, практически не отклоняются от теоретических. Но относительные интенсивности линий различных серий даже одной мультиплетности заметно отличаются от теоретических. Так, например, наблюдаемое отношение $I\,(2^3P - n^3S)/I\,(2^3P - n^3D)$ примерно в 5 раз больше, чем следует из теории. В [2] высказано предположение, что различие между теоретическими и наблюдаемыми интенсивностями линий He I вызвано тем, что теория не учитывает переходы под действием электронных ударов и предполагает, что туманность полностью прозрачна для излучения в субординарных сериях.

4. Лучевые скорости

До сих пор опубликовано сравнительно небольшое число измерений лучевой скорости для этих звезд. Для AX Per и CI Cyg имеются измерения всего лишь для восьми дат в период с 1931 по 1952 г. [7, 9, 16, 17]. Эти немногочисленные данные позволяют лишь заключить, что лучевая скорость AX Per и CI Cyg, определенная по эмиссионным линиям,— переменна. Период ее изменений, вероятно, равен 600—800^d, а амплитуда ~ 25 *км/сек*.

Для BF Cyg Меррилл [16, 23] опубликовал измерения 41 спектрограммы с 1940 по 1949 г., из которых следует, что лучевая скорость, определенная по линиям различных элементов, меняется по-разному. Прежде чем анализировать эти данные, необходимо установить, смещение каких линий отражает орбитальное движение компонент. Поскольку линии водорода возникают практически всюду, куда доходят ионизующие излучения горячей компоненты, то, вероятно, их смещение в большей степени отражает изменение условий возбуждения, чем орбитальное движение. Согласно [16, 23],

эмиссионные линии He I временами имеют с коротковолновой стороны абсорбционный спутник. Наличие такого спутника искажает значение лучевой скорости, определяемой по эмиссионной линии. Поскольку интенсивность абсорбционного спутника зависит от условий возбуждения, то линии He I также не очень пригодны для исследования орбитального движения. Как показано в [4], эмиссионные линии Fe II возникают в атмосфере холодной компоненты M5 III. Линия λ4363 Å [O III] зарождается в туманности. Поскольку туманность появляется вследствие выбросов вещества из горячей компоненты, то можно предположить, что она концентрируется к этой компоненте и смещение линии λ4363 Å [O III] в какой-то степени характеризует его движение. На фиг. 6 представлены кривые изменения лучевых скоростей, определенные по эмиссионным линиям Fe II и λ4363 Å [O III]. Период изменений равен 750^d. Если считать, что рассматриваемые лучевые скорости отражают орбитальное движение, то тог-



Фиг. 6. Кривая лучевых скоростей BF Cyg, определенных по эмиссионным линиям Fe II (точки) и λ4363 [O III] (крестики)

да масса холодной компоненты в 3 раза больше, чем горячей. Это согласуется с принятой выше моделью симбиотической звезды. Для определения массы воспользуемся известным равенством

$$\mathfrak{M}_1 \sin^3 i = 1{,}04 \cdot 10^{-7} (K_1 + K_2)^2 K_2 P, \tag{10}$$

где K_1 и K_2 — полуамплитуды лучевых скоростей, выраженные в *км/сек*, P — период в сутках. Подставляя численные данные, находим

$$\mathfrak{M}_{\mathrm{M5\,III}} \sin^3 i = 4{,}2 \mathfrak{M}_\odot. \tag{11}$$

Поскольку масса нормальных гигантов M5 III порядка 10 $\mathfrak{M}_\odot$ то $i \approx 55°$, что вполне вероятно. Согласно третьему закону Кеплера, имеем

$$a_1 + a_2 = P^{2/3} (\mathfrak{M} + \mathfrak{M}_2)^{1/3}. \tag{12}$$

Тогда расстояние между компонентами будет

$$(a_1 + a_2) \sin i = 2{,}9 \text{ а. е.} = 4{,}4 \cdot 10^{13} \text{ см}, \tag{13}$$

т. е. десятки радиусов гиганта M5 III.

Таким образом, анализ распределения энергии в непрерывном спектре, интенсивностей линий и кривых изменения лучевых скоростей показал, что звезды AX Per, CI Cyg и BF Cyg являются двойными, состоящими из холодного гиганта M5 III и переменной горячей компоненты низкой светимости, которые окружены довольно плотной туманностью.

В заключение приношу глубокую благодарность Л. П. Метик за определение межзвездного поглощения, Р. Е. Гершбергу за обсуждение некоторых вопросов и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм.

Март 1967 г.

Литература

1. А. А. Боярчук, Астрофизика, 1966, 2, 101.
2. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1966, 43, 976; 1967, 44, 12.
3. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 155.
4. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1967, 44, 1016.
5. P. W. Merrill. Astrophys. J., 1933, 77, 231.
6. P. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 1940, 91, 546; 1941, 94, 291; 1942, 95, 152; 1942, 96, 254; 1943, 97, 194; 1943, 98, 91; 1945, 101, 224.
7. P. W. Merrill. Astrophys. J., 1944, 99, 481.
8. Tcheng Mao Lin, M. Bloch. Ann. d'Astrophys., 1957, 20, 86.
9. J. Gauzit. Ann. d'Astrophys., 1955, 18, 354.
10. E. M. Lindsay. Harvard Obs. Bull., 1932, № 888, 22.
11. C. Payne-Gaposchkin. Astrophys. J., 1946, 104, 362.
12. W. Wenzel. Mitt. Veränd. Sterne, 1956, № 227.
13. Th. Sieder. Mitt. Veränd. Sterne, 1956, № 238.
14. G. Romano. Publ. Osser. Astr. di Padova, 1960, № 119.
15. A. Cannon. Harvard Obs. Bull., 1922, № 778.
16. P. W. Merrill. Astrophys. J., 1950, 111, 484.
17. Tcheng Mao Lin, M. Bloch. Ann. d'Astrophys., 1954, 17, 6.
18. L. H. Aller. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1954, 9, № 11.
19. N. K. Greenstein. Harvard Obs. Bull., 1937, № 906.
20. D. Hoffleit. AAVSO Abstracts, 14—15 okt. 1966.
21. K. Himpel. Astron. Nachr., 1940, 270, 184.
22. C. R. d'Esterre. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1915, 75, 292.
23. P. W. Merrill. Astrophys. J., 1943, 98.
24. L. Jacchia. Harvard Obs. Bull., 1941, № 915.
25. A. A. Wachmann. Astron. Abhand. Hamburger Sternwarte, VI, N 1, 1961.
26. G. Romano. Mem. d. Soc. Astron. Ital., 1966, 37, № 3.
27. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 3.
28. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 331.
29. А. С. Шаров. Астрон. ж., 1963, 40, 900.
30. R. V. Willstrop. Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 69, 83.
31. М. Е. Боярчук. Наст. том, стр. 114.
32. А. А. Боярчук. Астрофизика, 1967, 3, 203.
33. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник. Наст. том, стр. 147.
34. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 208.
35. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 120, 326.
36. J. S. Mathis. Astrophys. J., 1957, 125, 318; 1957, 126, 493.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ОЦЕНКА ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА ПОТОКА ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet ПО ГЕОФИЗИЧЕСКОМУ ЭФФЕКТУ ПОГЛОЩЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОШУМОВ

Р. Е. Гершберг, Ю. И. Нешпор, П. Ф. Чугайнов

Проведены поиски эффекта внезапного поглощения космических радиошумов во время вспышек звезд типа UV Cet. Такой эффект не обнаружен. Полагая, что величина этого эффекта не превышает флуктуации записи космических радиошумов, оценена верхняя граница возможного потока жесткого излучения от вспышек звезд типа UVCet. Во время сильной вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г., $F_X < 10^{-4}$ *эрг/см²сек*, отношение возможного потока рентгеновского излучения вспышки к потоку в синей области оптического спектра $F_X/F_B < 10^5$. Полученная оценка не позволяет сделать выбор среди возможных механизмов предполагаемого жесткого излучения вспышек.

AN ESTIMATION OF AN UPPER LIMIT OF THE X-RAY FLUX OF THE FLARES OF UV CET TYPE STARS FROM A SUDDEN COSMIC NOICE ABSORPTION EFFECT, by *R. E. Gershberg, Y. I. Neshpor, P. F. Chugainov.*— A search for a sudden cosmic noice absorption during the flares of UV Cet type stars has been carried out. No effect is found. Supposing that effect is smaller than the fluctuations of cosmic noice registrograms the upper limit of a possible X-ray flux of the UV Cet type star flares is estimated. During the strong flare of EV Lac (18.VIII.1960) $F_X < 10^{-4}$ erg/cm² sec and the ratio of a possible X-ray flux of the flare to the flux at the optical band B is $F_X/F_B < 10^5$. These estimations do not permit to make a choice between the possible mechanisms of the supposed X-radiation of stellar flares.

Анализ оптических наблюдений вспышек звезд типа UV Cet позволяет предполагать, что в этих образованиях могут существовать такие физические условия, при которых возникает жесткое рентгеновское излучение [1—3]. Экспериментально это предположение можно проверить с помощью длительных внеатмосферных наблюдений, которые в ближайшее время едва ли осуществимы. Поэтому представляется интересным попытаться обнаружить жесткое излучение вспышек или оценить хотя бы верхнюю границу мощности такого излучения с помощью косвенных геофизических методов, успешно применяемых для исследования жесткого излучения хромосферных вспышек на Солнце. Жесткое излучение ($\lambda < 10$ Å) хромосферных вспышек вызывает внезапные ионосферные возмущения, которые, в частности, проявляются в понижении уровня космических радиошумов. В принципе аналогичные возмущения могут быть связаны и со вспышками звезд типа UV Cet, и в этой заметке сопоставляются данные о вспышках звезд типа UV Cet с уровнем космических радиошумов.

I. Сведения о вспышках звезд типа UV Cet взяты нами из работ [4—6], где приведены результаты фотоэлектрических наблюдений этих звезд, проводившихся в Крымской обсерватории, и из отчета [7], где дан список вспышек, зарегистрированных фотографически на патрульных станциях астрофизической обсерватории Смитсонианского института; кроме того,

использованы фотоэлектрические записи вспышек UV Cet, полученные одним из нас (П. Чугайновым) при выполнении кооперативной работы с обсерваторией Джодрелл Бэнк по одновременному фотометрическому и радиоастрономическому патрулированию этой звезды.

Записи уровня космических радиошумов на различных частотах получены в Крымской обсерватории в ходе многолетних исследований геофизических эффектов солнечной активности [8]. Аналогичные данные, полученные в г. Горьком, были любезно предоставлены в наше распоряжение сотрудниками НИРФИ ГГУ.

В результате совместного рассмотрения этих материалов отобрано 26 вспышек звезд типа UV Cet, во время которых были получены записи фона космического радиоизлучения при условии, что в момент вспышки звезда находилась над горизонтом соответствующей геофизической станции. В таблице собраны данные об этих событиях: дата, момент максимума блеска вспышки, название вспыхнувшей звезды, амплитуда вспышки в звездных величинах в визуальной (V), синей (B) и фиолетовой (U) областях спектра. В трех следующих графах указано, где проводились радиоастрономические измерения на частотах 28, 18 и 13 *Мгц*. Помимо вспышек, перечисленных в таблице, во время нескольких таких событий в НИРФИ ГГУ были получены записи фона космического радиоизлучения на частоте около 6 *Мгц*, но высокий уровень помех исключил возможность поисков малых эффектов по этим записям.

II. При непосредственном рассмотрении записей космических радиошумов, полученных во время вспышек звезд, никаких четких эффектов вспышек обнаружить на удалось. Для уточнения этого результата все записи были исправлены за суточный ход уровня космического радиоизлучения. Эта процедура выполнялась следующим образом. Момент максимума блеска вспышки принимался за нулевой момент времени, и с соответствующей регистрограммы снимался наблюдаемый уровень радиоизлучения $E_{\text{набл}}$ через каждую минуту от -60 до $+90^{\text{m}}$. Далее, на интервалах от -60 до 0^{m} и от $+30$ до $+90^{\text{m}}$ плавными линиями проводился средний наблюдаемый уровень космического радиоизлучения $E_{\text{ср}}$; затем средний уровень на интервале от 0 до $+30^{\text{m}}$ обозначался плавной кривой, лучшим образом соединяющей указанные выше кривые среднего уровня на внешних часовых интервалах без учета уровня радиоизлучения, непосредственно зарегистрированного на этом среднем получасовом интервале. После этого относительное отклонение истинного уровня космических радиошумов от плавно меняющегося среднего уровня вычислялось в каждой из 151 точек по формуле

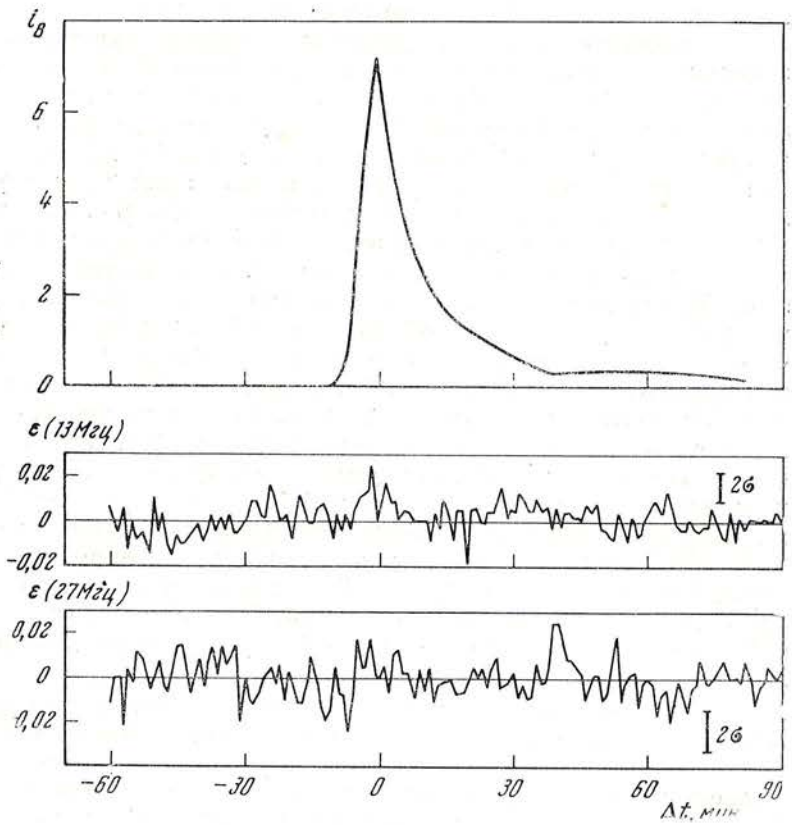
$$\varepsilon = \frac{1}{2} \ln \frac{E^2_{\text{набл}} - E^2_{\text{ш}}}{E^2_{\text{ср}} - E^2_{\text{ш}}} \quad \left(\approx \frac{\Delta E}{E_{\text{ср}}}\right), \tag{1}$$

где $E_{\text{ш}}$ — уровень собственных шумов аппаратуры. (В НИРФИ ГГУ регистрировалась величина E^2, а не E, что было учтено при обработке.)

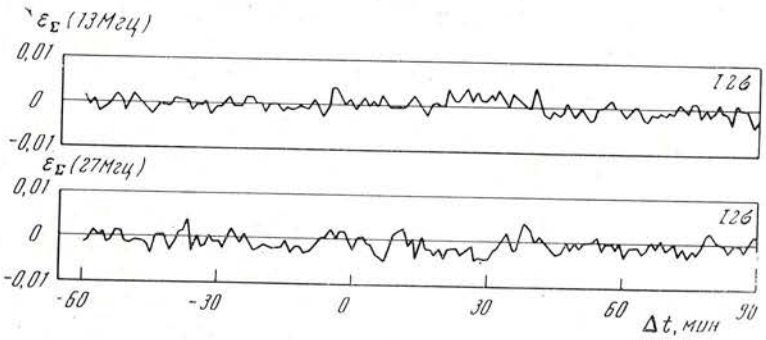
На фиг. 1 приводится сопоставление фотометрической кривой блеска вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г. из [5] — самой сильной вспышки из таблицы — с регистрограммами фона космического радиоизлучения на частотах 13 и 27 *Мгц*, исправленными за суточный ход среднего фона описанным способом. Рядом с каждой регистрограммой дана удвоенная величина среднего случайного отклонения уровня космического радиоизлучения от плавно меняющегося среднего уровня — величина $\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\varepsilon^2}{n-1}}$, вычисленная по двум внешним часовым интервалам: для частоты 13 *Мгц* $\sigma_\varepsilon = 0{,}006$, для 27 *Мгц* $\sigma_\varepsilon = 0{,}009$. Поскольку на приведенных регистрограммах эффект вспышки не виден, то можно утверждать, что этот эффект не превышает величину случайного отклонения уровня космических радиошумов.

Дата	Момент максимума (мировое время), h, m	Звезда	Амплитуда вспышки, Δm			Наблюдения фона космического радиоизлучения на частотах			Поток от вспышки в момент максимума блеска в полосе B, эрг/см²·сек	Характерное время угасания вспышки, мин
			V	B	U	27 Мгц	18 Мгц	13 Мгц		
5.IV 1960 г.	21.24	AD Leo			0,57 (К)	Крым			$2{,}1\cdot10^{-11}$	3,0
18.VIII	22.27	EV Lac	1,08 (К)	2,28 (К)		»		Горький	$1{,}1\cdot10^{-9}$	10
21. IX	23.01	EV Lac		0,92 (К)		»			$2{,}3\cdot10^{-10}$	0,2
21.IX	23.28	EV Lac		1,25 (К)		»			$3{,}4\cdot10^{-10}$	0,4
13.XI	18.42	UV Cet	0,3 (С)			»			$3{,}8\cdot10^{-11}$	
13.XI	21.52	UV Cet	0,3 (С)			»			$3{,}8\cdot10^{-11}$	
7.I 1961 г.	15.58	UV Cet	0,3 (С)				Горький	Горький	$3{,}8\cdot10^{-11}$	
9.I	15.04	UV Cet	0,3 (С)			Крым			$3{,}8\cdot10^{-11}$	
11.I	19.31	UV Cet	0,75 (С)			»			$1{,}3\cdot10^{-10}$	
18.II	19.21	YZ CMi	0,75 (С)			»		Горький	$2{,}3\cdot10^{-10}$	
3.VIII	21.53	EV Lac	0,35 (С)			»			$2{,}8\cdot10^{-10}$	
7.VIII	20.28	EV Lac		0,69 (К)		»			$1{,}4\cdot10^{-10}$	3,4
17.X	16.48	EV Lac		0,80 (К)		»			$3{,}4\cdot10^{-10}$	1,1
31.VII 1962 г.	21.17	EV Lac	0,44 (К)	1,51 (К)		»		Крым	$4{,}8\cdot10^{-10}$	1,3
10.VIII	20.31	EV Lac		1,51 (К)		»			$4{,}8\cdot10^{-10}$	0,3
13.X 1963 г.	22.10	UV Cet	0,7 (К)					Горький	$1{,}1\cdot10^{-10}$	1,6
17.X	0.29	UV Cet	0,5 (С)				Горький	»	$7{,}6\cdot10^{-11}$	
17.X	23.36	UV Cet	0,4 (С)				»	»	$5{,}7\cdot10^{-11}$	
19.X	0.04	UV Cet	0,4 (С)					»	$5{,}7\cdot10^{-11}$	
19.X	23.03	UV Cet	1,5 (К)				Горький		$3{,}4\cdot10^{-10}$	1,0
21.X	21.36	UV Cet	0,3 (С)					Горький	$3{,}8\cdot10^{-11}$	
25.X	23.50	UV Cet	0,45 (С)				Горький	»	$6{,}3\cdot10^{-11}$	
30.IX 1964 г.	1.49	UV Cet	1,00 (К)			Крым		Крым	$1{,}9\cdot10^{-10}$	0,3
4.X	21.38	UV Cet	0,40 (К)			»		»	$5{,}7\cdot10^{-11}$	0,15
6.X	22.33	UV Cet	0,34 (К)			»		»	$4{,}7\cdot10^{-11}$	0,15
9.X	21.03	UV Cet	1,43 (К)			»		»	$3{,}5\cdot10^{-10}$	0,9

Примечание. В столбцах 4—6 таблицы крымские фотометрические наблюдения вспышек отмечены буквой К, наблюдения на патрульных станциях астрофизической обсерватории Смитсонианского института — буквой С.



Фиг. 1. Сравнение фотоэлектрической записи вспышки звезды EV Lac 18.VIII 1960 г. и регистрации космических радиошумов на частотах 13 и 27 *Мгц*



Фиг. 2. Усредненные записи космических радиошумов на частоте 13 *Мгц* (14 вспышек) и 27 *Мгц* (18 вспышек)

В принципе малый эффект может быть выделен на фоне случайных флуктуаций методом наложения эпох. На фиг. 2 даны результаты такого наложения: вверху — усредненная кривая по 14 записям на частоте 13 *мгц*, внизу — усредненная кривая по 18 записям на 27 *Мгц*. При построении этих кривых совмещались «нулевые моменты» отдельных записей, а соответствующие величины ε складывались с весами, обратно пропорциональными квадратам случайных отклонений на отдельных записях:

$$\varepsilon_\Sigma = \frac{\Sigma p_n \varepsilon_n}{\Sigma p_n}; \quad p_n = \frac{1}{(\sigma_\varepsilon^2)_n}. \tag{2}$$

В результате случайная флуктуация фона понизилась до $\sigma_{\varepsilon\Sigma} = 0{,}0015$. Несмотря на это, на фиг. 2 эффект вспышки тоже не виден.

Поскольку искомый эффект оказывается за пределами чувствительности используемого метода, то можно оценить лишь верхний предел потока жесткого излучения от вспышки: поток ионизующей радиации, способный создать понижение уровня космических радиошумов на величину случайной флуктуации этого уровня. Будем считать, что временнóй ход интенсивности космического радиоизлучения при вспышках звезд типа UV Cet таков же, как и при малых хромосферных вспышках на Солнце, и воспользуемся уравнением баланса ионизации земной ионосферы для такого нестационарного возмущающего агента. Кроме того, воспользуемся известными соотношениями между наблюдаемой величиной понижения уровня космических радиошумов, избыточной электронной плотностью в ионосфере, скоростью ионообразования в ионосфере и величиной потока жесткой радиации, приходящей на Землю [9]. Используя эти общие соотношения для жесткого излучения в диапазоне 2—8 Å, получаем, что согласно записи на частоте 13 *Мгц*, сильная вспышка EV Lac 18.VIII. 1960 г. могла сопровождаться всплеском жесткого излучения не выше $4 \cdot 10^{-5}$ *эрг/см²·сек*; радиоастрономические измерения на частоте 27 *мгц* дают $F_{\text{рент}} < 2 \cdot 10^{-4}$ *эрг/см²·сек*. Из-за скоротечности вспышки и неопределенности параметров невозмущенной ионосферы каждая из указанных величин определяется в лучшем случае с точностью до множителя 3—10; поэтому для дальнейших оценок будем считать, что для сильной вспышки EV Lac $F_{\text{рент}} < 10^{-4}$ *эрг/см²·сек* и $F_{\nu\text{рент}} < 10^{-22}$ *эрг/см²·сек·гц*; для средней вспышки на фиг. 2 соответствующие величины в 5 раз меньше.

III. Оценим теперь поток энергии в оптической области спектра от мощной вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г. Воспользуемся приведенной кривой блеска вспышки, построенной в единицах нормального потока от этой звезды, и известной величиной потока от звезды нулевой величины в синей (B) области спектра на границе земной атмосферы: $F_B\ (m_B = 0) = 6{,}3 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см²·сек* (см., например, [10]). Поскольку m_B (EV Lac) $= 11^m{,}5$ [11], то в нормальном состоянии звезды F_B (EV Lac) $= 1{,}6 \cdot 10^{-10}$ *эрг/см²·сек*. Тогда по кривой блеска вспышки получаем, что в момент максимума блеска поток от этой вспышки составлял $F_B^{\text{макс}} = 1{,}1 \cdot 10^{-9}$ *эрг/см²·сек*, а общее количество энергии, пришедшее на 1 *см²* границы земной атмосферы от вспышки за все время ее развития, составило $9{,}8 \cdot 10^{-7}$ *эрг/см²*.

На основании этих фотометрических данных оценим плотность потока непрерывного излучения. Согласно расчетам [12], излучение в непрерывном спектре составляет 31%, а линейчатое излучение — 69% общего излучения в синей области спектра оптически тонкого слоя водорода при $T_e = 20\,000°$K. С другой стороны, из анализа спектральных и узкополосных фотометрических наблюдений вспышек AD Leo и UV Cet [3, 13] следует, что вблизи момента максимума блеска сильных вспышек, когда излучается бóльшая часть всей оптической радиации вспышки, отношение интенсивности непрерывного излучения вспышки к интенсивности бальмеровских линий примерно в 10 раз выше, чем соответствующее отношение в оптически тонком водородном облаке при $T_e = 20000°$ K. Будем считать, что такое же соотношение имело место и во вспышке 18.VIII 1960 г. EV Lac. Тогда получаем следующую оценку: $F_{\text{контин}} = 0{,}8\ F_B$. Поскольку эффективная ширина фотометрической полосы B составляет 1000 Å, то для плотности потока непрерывного излучения вспышки в момент максимума блеска у $\lambda = 4300$ Å получаем $F_\nu^{\text{макс}} = 6 \cdot 10^{-24}$ *эрг/см²·сек·гц*. Таким же путем можно найти, что излучение вспышки в линии H_β составляет около 3% общего излучения вспышки в полосе B, и общее количество энергии, излученное вспышкой EV Lac 18.VIII. 1960 г. в виде H_β-квантов, составило около 10^{32} *эрг*.

Аналогичные оценки можно выполнить и для некоторой средней вспыш-

ки звезды типа UV Cet, которой соответствуют усредненные записи космических радиошумов на фиг. 2. С этой целью в последних графах таблицы приведены величины $F_B^{\text{макс}}$ для всех вспышек и характерное время угасания (интервал времени от момента максимума блеска до момента уменьшения яркости вспышки в e раз) для событий, зарегистрированных фотоэлектрически. (При оценке величин $F_B^{\text{макс}}$ вспышек, кривые блеска которых не регистрировались в синей области спектра, предполагалось, как и в [6], что все звезды типа UV Cet имеют одинаковое распределение энергии по спектру и все вспышки — одинаковые показатели цвета.) К сожалению, все остальные вспышки, перечисленные в таблице, существенно слабее вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г. И если усреднить величины $F_B^{\text{макс}}$ по 14 и 18 вспышкам, для которых усреднены радиоастрономические записи, то получим $2{,}1\cdot10^{-10}$ и $2{,}5\cdot10^{-10}$ *эрг/см²·сек* соответственно. Обе эти величины заметно меньше, чем соответствующий поток от вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г., так что отношение $\sigma_\varepsilon/F_B^{\text{макс}}$ оказывается практически одинаковым для указанной вспышки EV Lac и для некоторой средней вспышки, соответствующей фиг. 2. Кроме того, эта сильная вспышка EV Lac является также самой продолжительной. Поэтому в данном случае метод наложения эпох не позволяет понизить оценку верхней границы отношения потока жесткой радиации вспышки к ее излучению в оптическом диапазоне частот.

IV. Воспользуемся полученными оценками для самого предварительного обсуждения вопроса о жестком излучении вспышек звезд типа UV Cet.

Если искать единый механизм свечения вспышки в оптическом диапазоне частот и в рентгеновских лучах, то, согласно приведенным оценкам, такой механизм должен давать спектр, удовлетворяющий условию

$$\frac{d\lg F_\nu}{d\lg \nu} < +0{,}4 \qquad (3)$$

в диапазоне от $7\cdot10^{14}$ до $2\cdot10^{18}$ *гц*. Тормозное излучение электронов при любой температуре и все известные в астрофизике объекты с синхротронным излучением удовлетворяют этому условию. Далее, этому же условию удовлетворяет излучение абсолютно черного тела при $T < 3\cdot10^6$ °K. Таким образом, ни один из классических механизмов, привлекаемых обычно для объяснения жесткого излучения космических объектов (см., например, [14]), не может быть пока исключен при рассмотрении вспышек звезд типа UV Cet.

Иначе обстоит дело с обратным комптон-эффектом, предлагаемым Г. А. Гурзадяном [15] для объяснения видимого излучения вспышек. Этот механизм дает максимальный эффект в случае, когда оптическая толща для рассеяния быстрых электронов ($E > 5\cdot10^5$ *эв*) на тепловых фотонах в атмосфере звезды порядка единицы; в этом случае каждый быстрый электрон отдает несколько электронвольт в оптическое излучение вспышки, а подавляющую часть своей энергии теряет в виде жесткого излучения (радиационные потери). Таким образом, отношение потока жесткого излучения F_X к потоку оптического излучения $F_{\text{опт}}$ должно быть не менее 10^5. Однако при анализе конкретной вспышки в рамках рассматриваемой гипотезы Г. А. Гурзадян [16] получил для указанной оптической толщи существенно меньшую величину: $\tau \sim 0{,}01$; в таком случае отношение потоков $F_X/F_{\text{опт}}$ должно быть не менее 10^7. Вместе с тем для вспышки EV Lac 18.VIII 1960 г. $F_X/F_B < 10^5$, и это неравенство лишь усилится, если учесть, что $F_B < F_{\text{опт}}$.

Сопоставим теперь отношение $F_X/F_{\text{опт}}$ для различных источников космической жесткой радиации с верхней границей этого отношения, найденного выше для вспышки EV Lac.

Согласно [14], в радиогалактике Cyg A $F_X/F_{\text{опт}} \sim 300$, в радиогалактике Vir A $F_X/F_{\text{опт}} \sim 0{,}3$, в Крабовидной туманности $F_X/F_{\text{опт}} \sim 1$ и в

радиоисточнике Cas A $F_X/F_{опт} \sim 10$. Во время сильной хромосферной вспышки на Солнце 22.VIII 1958 г., согласно [17], $F_X/F_{H_\alpha} \sim 0{,}3$. Далее, по наблюдениям [18], хромосферным вспышкам балла 1 и 1^+ соответствует рентгеновское излучение в диапазоне 0,5—10 Å с общей энергией 10^{29} *эрг*, вспышке балла 2 соответствует 10^{29}—10^{30} *эрг* и вспышке балла 3 — свыше 10^{30} *эрг*. С другой стороны, при вспышке балла 2^+, согласно [19], в виде H_α-квантов выделилось 10^{27} *эрг*; при вспышке балла 3^+, согласно данным [20], пересчитанным для общей длительности вспышки около 1 часа, выделилось в линии H_α около 10^{30} *эрг*. Две другие оценки, приведенные в [21], дают общее излучение в H_α $3 \cdot 10^{30}$ *эрг* для вспышки балла $23 \cdot 10^{29}$ *эрг* для вспышки балла 2^+. Таким образом, для солнечных хромосферных вспышек $F_X/F_{H_\alpha} \sim 100 \div 1$.

Поскольку все приведенные оценки отношения $F_X/F_{опт}$ существенно ниже верхней границы этого отношения, найденного нами для вспышек звезд типа UV Cet, то можно заключить, что при рассмотрении возможных механизмов жесткого излучения звездных вспышек априори не может быть отброшена аналогия ни с одним из известных источников космического рентгеновского излучения.

Таким образом, радиоастрономический метод недостаточно чувствителен для детального исследования жесткого излучения вспышек звезд типа UV Cet, и для проведения таких исследований необходимо привлечь возможности внеатмосферной астрономии.

Выражаем глубокую благодарность Е. А. Бенедиктову за предоставленную возможность использовать радиоастрономические данные, полученные в НИРФИ ГГУ, Б. М. Владимирскому за полезное обсуждение работы и Н. В. Годовникову за помощь в обработке радиоастрономических данных на ЭВМ «Минск-1».

Март 1967 г.

Литература

1. A. D. Andrews. Irish Astron. J., 1965, **7**, 20.
2. Г. А. Гурзадян. Докл. АН СССР, 1965, **166**, 821.
3. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 177.
4. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 171.
5. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 150.
6. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 215.
7. L. H. Solomon. Smithsonian Astrophys. Obs. Special report, 1966, № 210.
8. А. Н. Абраменко, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 149.
9. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
10. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, **43**, 1168.
11. G. S. Mumford. Astron. J., 1956, **61**, 213.
12. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**, 216.
13. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 200.
14. В. Л. Гинзбург. УФН, 1966, **89**, 549.
15. Г. А. Гурзадян. Астрофизика, 1965, **1**, 319.
16. Г. А. Гурзадян. Докл. АН Арм. ССР, 1965, **41**, 287.
17. Б. М. Владимирский, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, И. Г. Моисеев, Ю. И. Нешпор, М. Б. Огирь, И. Н. Одинцова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 74.
18. Compilations of Solar Geophysical Data, CRPL-F, part B, May 1965, Boulder, Colorado.
19. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, **9**, 3.
20. M. A. Ellison. Publ. Royal Obs. Edinburgh, 1952, **1**, 75.
21. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. Мир, 1966, стр. 153.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ФОРМУЛЫ И ГРАФИКИ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ В ЭМИССИОННЫХ ОБЪЕКТАХ

А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг,
Н. В. Годовников, В. И. Пронин

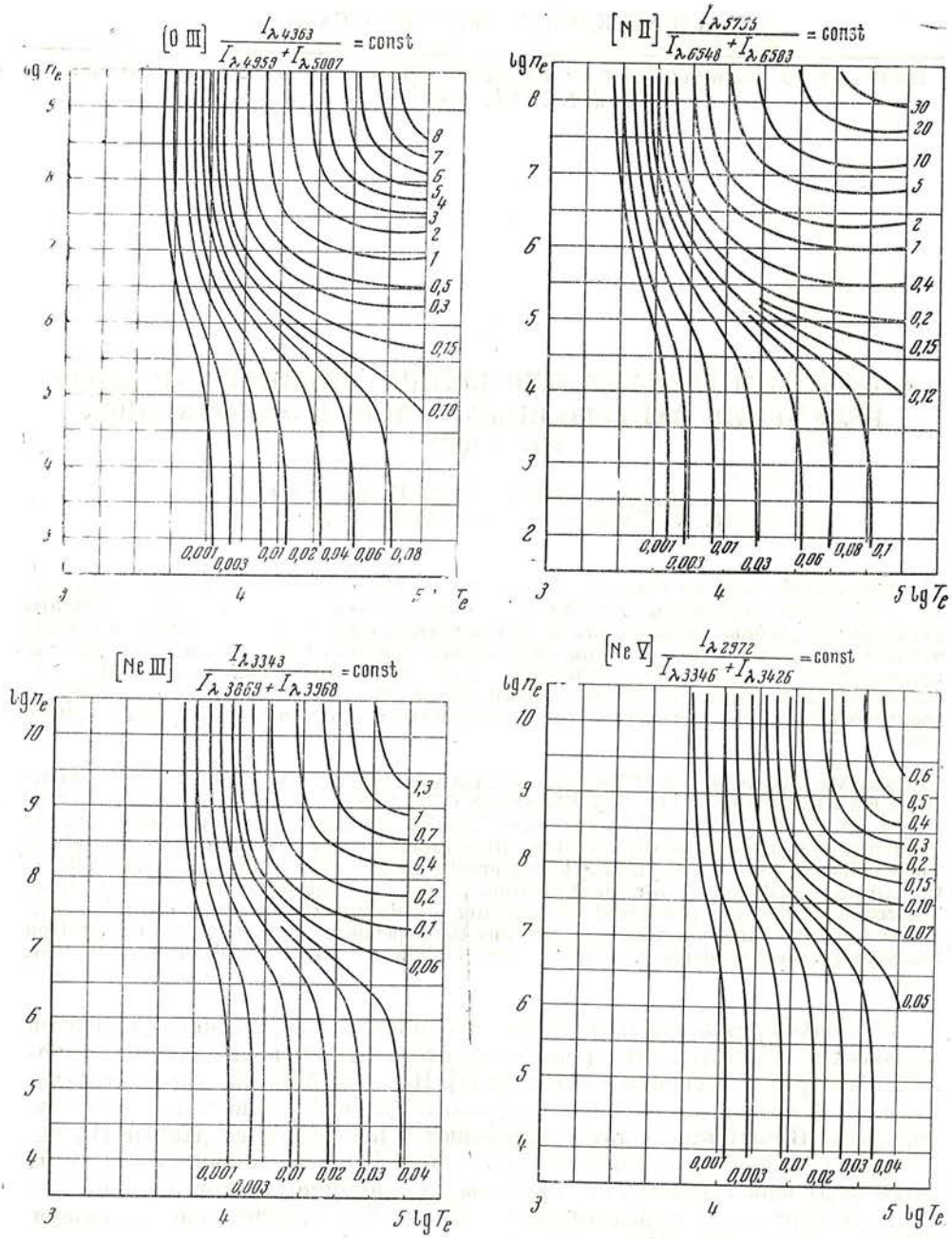
Приводятся рабочие формулы и графики, необходимые для количественного анализа излучения запрещенных линий в эмиссионных объектах. Уточняются результаты [1] и даются удобные графики для быстрого определения физических условий в излучающей среде ситоновским методом «пересечения кривых». Дана общая схема для машинного расчета отношения интенсивностей различных эмиссионных линий и их абсолютной светимости с учетом зависимости этих величин от электронной температуры, электронной плотности, температуры ионизующего излучения и коэффициента дилюции.

FORMULAE AND GRAPHS FOR A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE FORBIDDEN LINES RADIATION OF EMISSION OBJECTS, by *A. A. Boyarchuk, R.E. Gershberg, N. V. Godovnikov, V. I. Pronik.*— Working formulae and graphs necessary for a quantitative analysis of the forbidden lines radiation of emission objects are given. The results [1] are precised and the handy graphs are given for a quick determination of the physical conditions into radiant medium by Seaton «intersection of curves» method. The common scheme is considered for computer calculations of the ratios of line intensities and absolute line luminosities accounting the dependence of these values on electron temperature, electron density, temperature of ionizing radiation and dilution coefficient.

Несколько лет назад нами была опубликована сводка формул, графиков и других вспомогательных данных, необходимых для количественного анализа спектров эмиссионных объектов [1]. Недавно [2] нами существенно дополнены и несколько уточнены результаты [1], относящиеся к излучению водорода. В настоящей статье дополняются и уточняются данные [1], необходимые для анализа запрещенных линий. При выполнении этой работы учтен опыт использования [1], приняты во внимание некоторые уточнения атомных констант и существенно увеличен объем вычислений благодаря использованию ЭВМ «Минск-1».

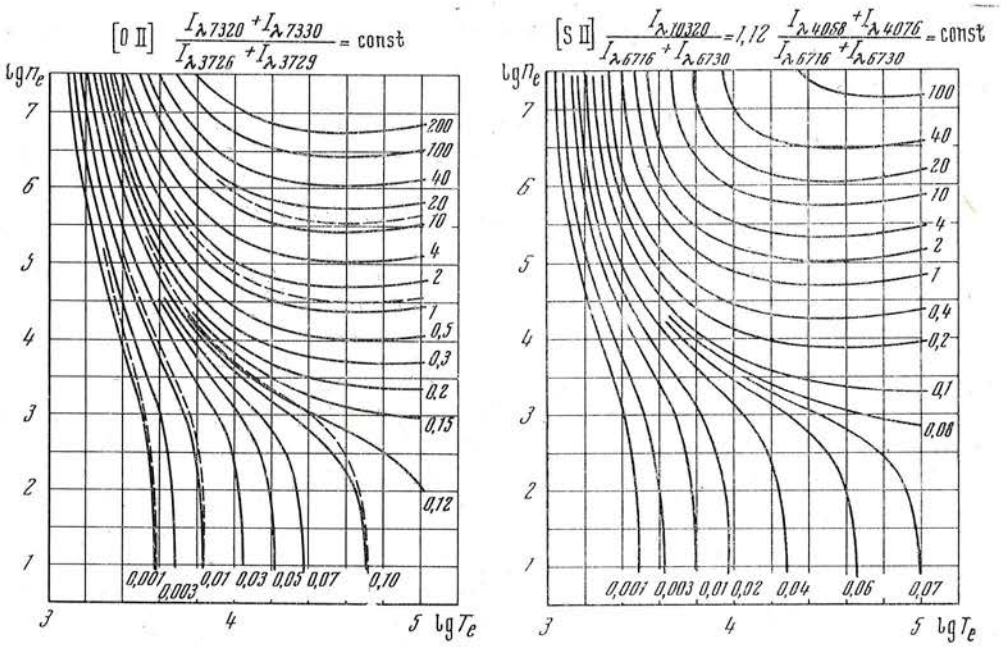
I. Отношения интенсивностей авроральных и небулярных линий I_A/I_N зависят от электронной плотности и электронной температуры излучающего вещества; в [1] даны формулы для отношений интенсивностей линий [O III], [N II], [Ne III] и [Ne V] полученные из условия стационарной населенности трех нижних уровней соответствующих ионов. Вычисленные по этим формулам кривые равных отношений $I_A/I_N = \text{const}$ приведены на фиг. 1. Числа у кривых на этих графиках указывают величины соответствующих отношений.

Ионы O II и S II также имеют запрещенные линии, часто наблюдаемые в эмиссионных объектах. В отличие от четырех указанных выше ионов, второй и третий уровни O II и S II расщеплены на два подуровня каждый.



Фиг. 1. Кривые равных отношений интенсивностей авроральной и небулярных линий [O III], [N II], [Ne III], [Ne V]

Поэтому для расчета относительных интенсивностей авроральных и небулярных линий здесь, строго говоря, необходимо учитывать тонкую структуру термов и рассчитывать относительную населенность не трех, а пяти состояний. Из-за отсутствия данных о сечениях переходов между подуровнями такая полная теория может быть использована лишь для ионов кислорода [3], и на фиг. 2 даны кривые I_A/I_N = const, построенные по этой теории. Если же считать, что распределение ионов по подуровням возбужденных состояний не зависит от физических условий в среде и всегда соответствуе



Фиг. 2. Кривые равных отношений интенсивностей авроральных и небулярных линий [O II], [S II]

статистическим весам подуровней, то отношение авроральных и небулярных линий [O II] может быть найдено по формулам, аналогичным тем, что использованы при построении фиг. 1; результаты таких вычислений для $I_A/I_N = 0{,}001$; 0,01; 0,1; 1 и 10, приведены на фиг. 2 штриховой линией. Из сравнения соответствующих сплошных и штриховых линий на фиг. 2 следует, что пренебрежение тонкой структурой возбужденных уровней O II может дать ошибку до $\Delta \lg n_e \approx 0{,}2$ и $\Delta \lg T_e \approx 0{,}1$.

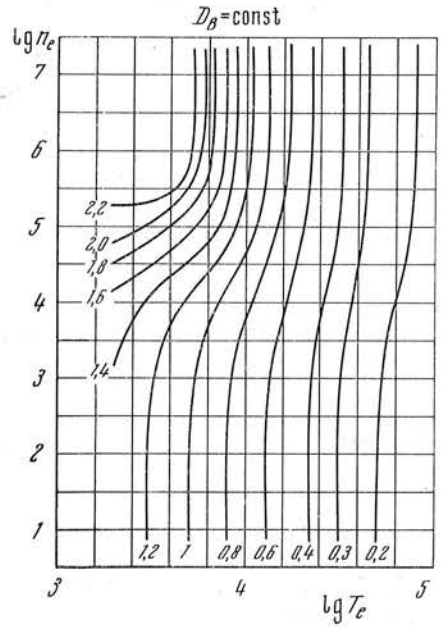
На фиг. 2 даны также кривые равных отношений I_A/I_N для ионов S II, вычисленные без учета расщепления возбужденных уровней, так как для серы неизвестны сечения для переходов между подуровнями. Ошибки этих приближенных расчетов несколько меньше, чем различия сплошных и штриховых линий для [O II]. Авроральная линия λ10320 Å [S II] обычно не наблюдается, но между интенсивностью авроральной и трансавроральных линий существует простое отношение $I_{\lambda 10320}/I_{\lambda 4068} + I_{\lambda 4076} = 1{,}12$, которое позволяет использовать фиг. 2 для анализа наблюдаемых трансавроральных линий ионов серы.

Фиг. 1, 2 могут служить для быстрого определения электронной плотности и температуры в излучающей среде по методу «пересечения кривых», предложенному Ситоном [4]. На фиг. 3 использованы кривые постоянных значений бальмеровского скачка в небулярном континууме $D_{\text{B}}(n_e, T_e) \equiv \lg \frac{I_{\lambda 3647-}}{I_{\lambda 3647+}} = \text{const}$; они построены по данным [2]. При наличии соответствующих наблюдений сочетание кривых $D_{\text{B}} = \text{const}$ с фиг. 1, 2 может существенно повысить эффективность метода «пересечения кривых», поскольку общий ход кривых на фиг. 1, 2 и на фиг. 3 существенно различен.

II. В эмиссионных объектах, оптически тонких для излучения в линии H_β, отношение интенсивности I_i некоторой запрещенной линии к интенсивности I_{H_β} можно записать в виде

$$\frac{I_i}{I_{H_\beta}} = \frac{n_{1r}}{n_p}\,\Theta_i(n_e, T_e), \tag{1}$$

где n_{1r}/n_p — отношение плотности соответствующих ионов (r раз ионизованных атомов) в основном состоянии к плотности протонов, а Θ_i (n_e, T_e) — некоторая функция электронной температуры и плотности. Формулы для вычисления Θ_i (n_e, T_e) приведены в [1]. На фиг. 4—10 даны кривые Θ_i (n_e, T_e) = const для основных наблюдаемых запрещенных линий. Исправлена ошибка, допущенная в [1] при расчете кривых $\Theta_{N_{eIII}}$, и опущены множители $\varkappa$ (T_e), ошибочно использованные в [1] при расчетах Θ_i для линий ионов. Расчеты $\Theta_{[OII]}$ и $\Theta_{[SII]}$ проведены без учета тонкой структуры возбужденных уровней этих ионов. Как и в [1], при вычислении $\Theta_{[SIII]}$ величины $\Omega_{[SIII]}$ получены экстраполяцией зависимости Ω (χ) на фиг. 1 в [1], а величины $\Theta_{[OI]}$ вычислены по коэффициентам деактивации, приведенным в [5]. Параметр Мензела — Бэкера b_4 (T_e), входящий в выражение для Θ_i, вычислен по данным [6].



Фиг. 3. Кривые равных значений величины бальмеровского скачка в эмиссионном континууме

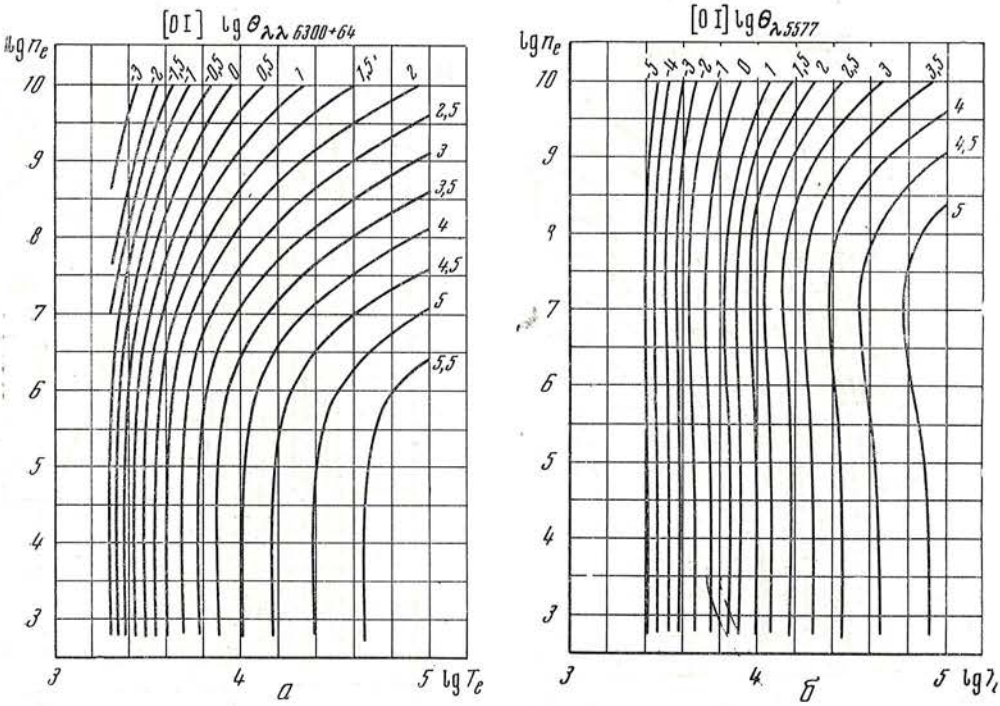
Как следует из данных фиг. 4—10, при низких электронных плотностях, когда удары второго рода несущественны, зависимость функций Θ_i от n_e становится пренебрежимо малой; для таких условий на фиг. 11 дана зависимость lg Θ_i от lg T_e.

III. Здесь мы приведем схему и некоторые результаты более общего рассмотрения свечения запрещенных линий, чем в двух предыдущих разделах.

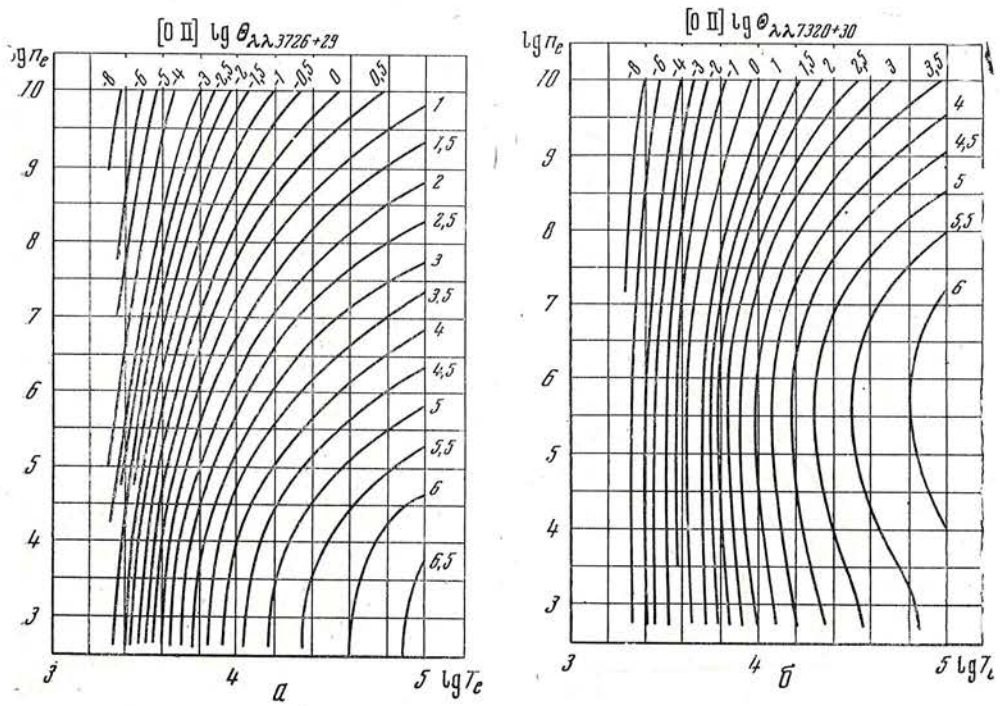
Как известно отношения интенсивностей небулярных, авроральных и трансавроральных линий практически не зависят от степени ионизации соответствующего элемента: в зависимости от степени ионизации может меняться абсолютная светимость этих линий, но их отношения будут практически одними и теми же, какую бы долю от общего числа атомов и различных ионов этого элемента ни составляли рассматриваемые ионы. Поэтому если только в спектре эмиссионного объекта обнаруживаются такие пары линий, то, пользуясь графиками фиг. 1, 2, можно найти электронную температуру и плотность в среде, не привлекая дополнительных соображений, например, о поле излучения в эмиссионном объекте.

Соотношения (1) более общие: в них связаны отношения интенсивностей линий, отношения плотностей соответствующих ионов и протонов и известная функция электронной температуры и плотности. В принципе, зная две последние величины и располагая наблюдаемыми отношениями I_i/I_{H_β} для ионов различных степеней ионизации одного элемента, можно найти относительное обилие этого элемента и водорода. С другой стороны, если из дополнительных соображений известны химический состав и степень ионизации светящегося вещества, то, определив по (1) величину Θ_i (n_e, T_e) для нескольких линий, фиг. 4—10 можно использовать для нахождения электронной плотности и температуры, как и фиг. 1—3 (с этой целью все графики построены в одном масштабе).

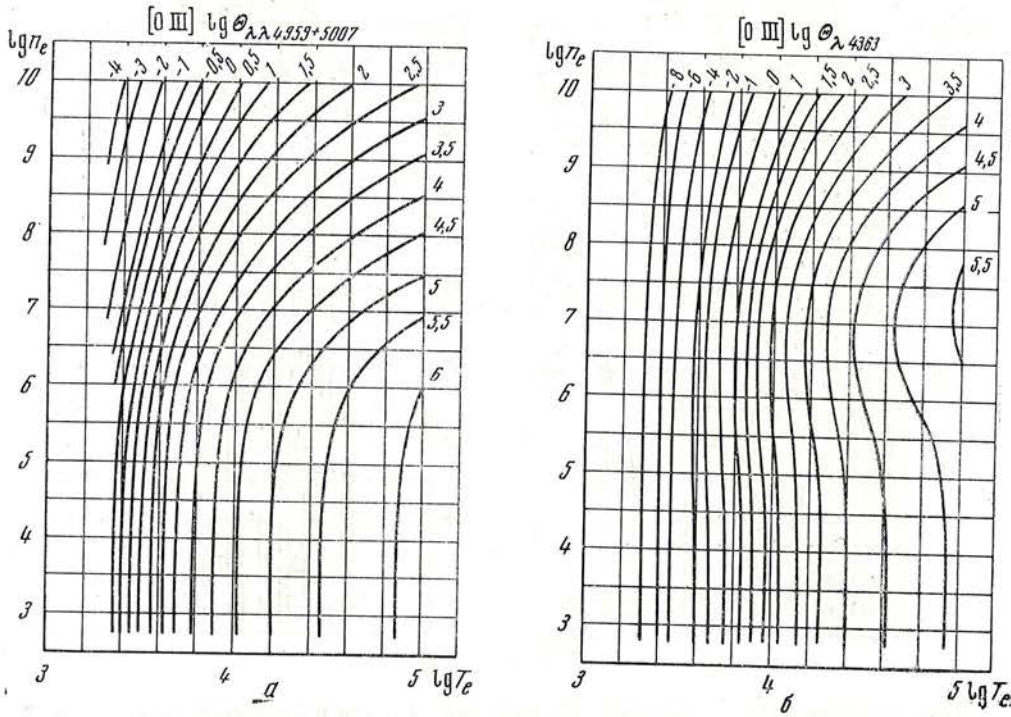
Однако в некоторых нестационарных объектах отношение n_{1r}/n_p, входящее в (1), может меняться, и без специальных расчетов трудно оценить,



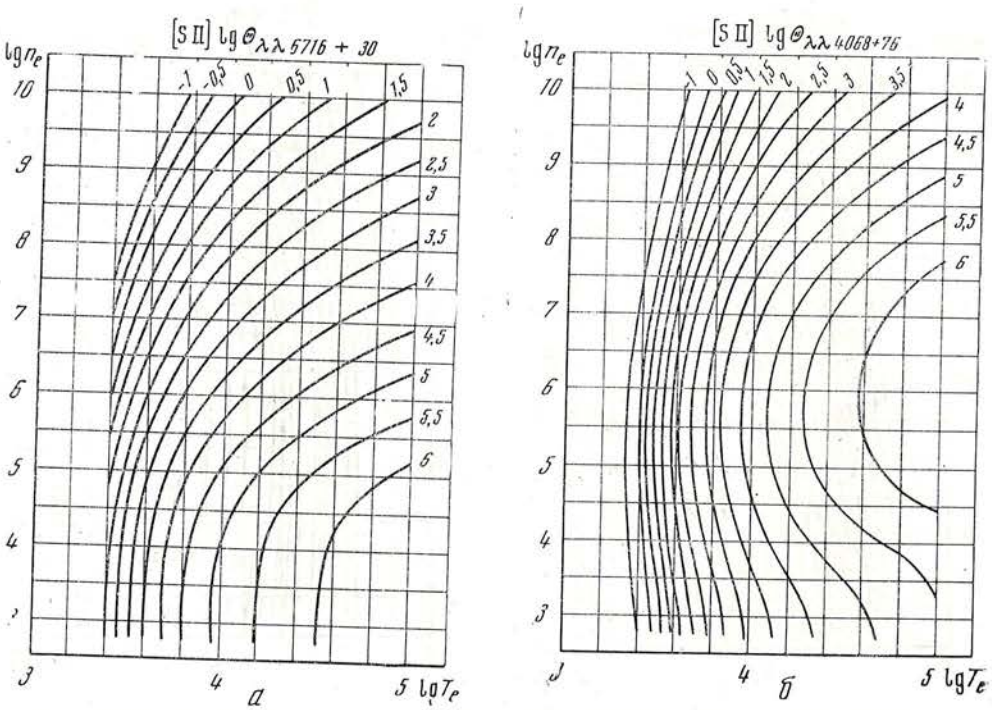
Фиг. 4. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для небулярных линий [O I] (*а*) и для авроральной линии [O I] (*б*)



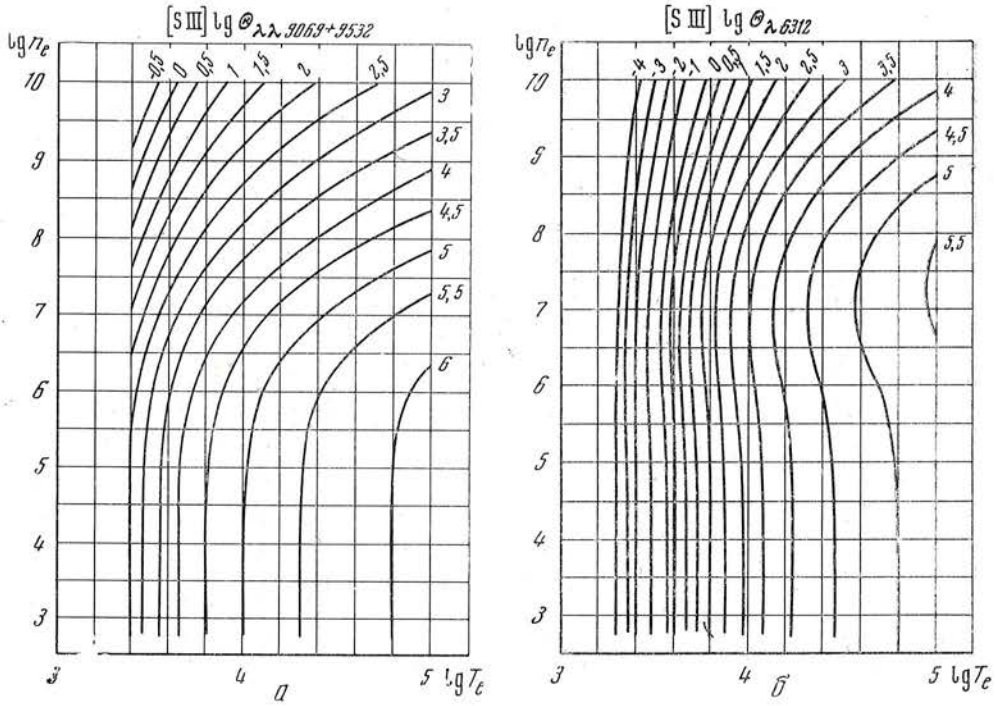
Фиг. 5. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для небулярных линий [O II] (*а*) и для авроральных линий [O II] (*б*)



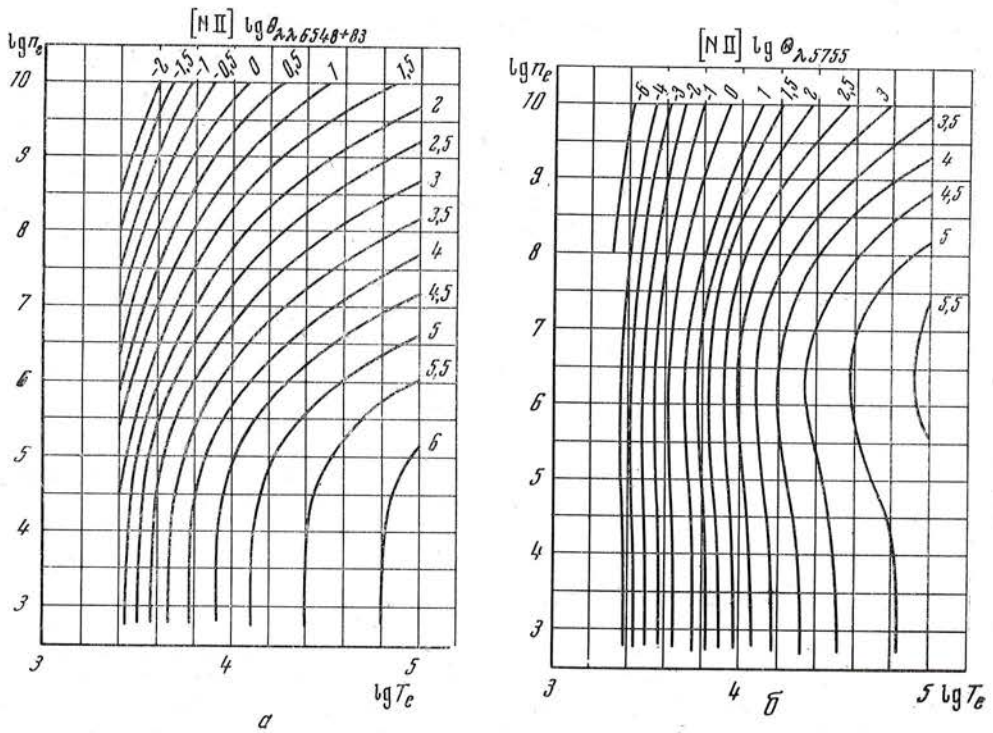
Фиг. 6. Кривые равных значений функции Θ (n_e, T_e) для небулярных линий [O III] (*а*) и для авроральной линии [O III] (*б*)



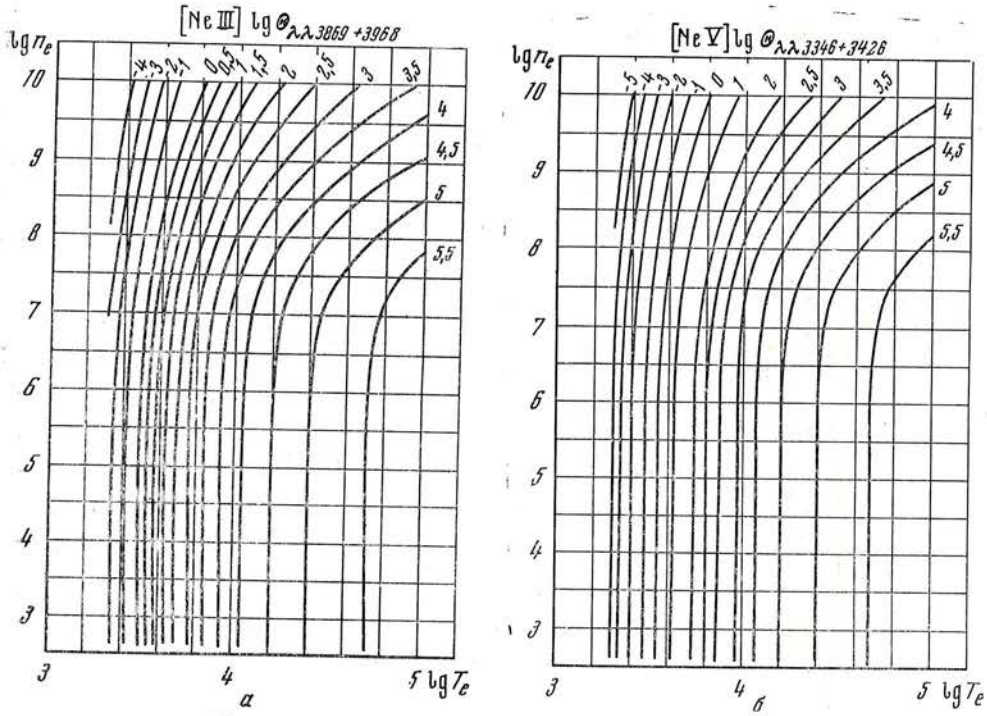
Фиг. 7. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для небулярных линий [S II] (*а*) и для трансавроральных линий [S II] (*б*)



Фиг. 8. Кривые равных значений функции Θ (n_e, T_e) для небулярных линий [S III] (*а*) и для авроральной линии [S III] (*б*)



Фиг. 9. Кривые равных значений функции Θ (n_e, T_e) для небулярных линий [N II] (*а*) и для авроральной линии [N II] (*б*)



Фиг. 10. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для небулярных линий [Ne III] (*а*) и для небулярных линий [Ne V] (*б*)

что сильнее влияет на изменение наблюдаемых отношений $I_i/H_{\mathrm{H}\beta}$: изменение величины $\Theta_i(n_e, T_e)$ или изменение отношения n_{1r}/n_p, определяемого степенью ионизации светящегося вещества. Такие ситуации могут сложиться при расширении оболочек новых звезд, при вспышках симбиотических звезд и т. п. Поэтому, предполагая, что изменение физических условий происходит достаточно медленно, чтобы успевало устанавливаться равновесие, мы составили программу расчета интенсивностей линий с учетом переменной степени ионизации вещества и выполнили такие расчеты для нескольких наиболее интересных эмиссионных линий.

В условиях, когда светятся запрещенные линии, дилюция излучения велика, и практически все ионы (и атомы) находятся в основном состоянии. Тогда отношение n_{1r}/n_p может быть записано в виде

$$\frac{n_{1r}}{n_p} = \frac{n_r}{n_p} = \frac{n(\text{э})}{n(\text{H})} \frac{Q_1(\text{H})}{Q_r(\text{э})}, \tag{2}$$

где n (э) — плотность атомов рассматриваемого элемента во всех стадиях ионизации, а $1/Q_r$ — доля этих атомов, находящихся в r стадии ионизации:

$$Q_r(\text{э}) = \frac{\sum\limits_r n_r(\text{э})}{n_r(\text{э})} \quad \text{и} \quad Q_1(\text{H}) = \frac{n_p + n_{\text{H}}}{n_p}, \tag{3}$$

n_{H} — плотность нейтральных атомов водорода. Ясно, что в ходе таких процессов, как расширение оболочки новой или при вспышке симбиотической звезды, нет оснований ожидать изменения химического состава эмиссионного объекта. Поэтому, оставляя в правой части только переменную часть, запишем соотношение (1) в виде

$$\frac{I_i(\text{э})}{I_{\text{H}\beta}} \frac{n(\text{H})}{n(\text{э})} = \frac{Q_1(\text{H})}{Q_r(\text{э})} \Theta_i(n_e, T_e). \tag{4}$$

Величины Q_r могут быть выражены через относительные плотности ионов в соседних стадиях ионизации. Например, для линий [O III] имеем

$$Q_2(\mathrm{O}) = \frac{n_0(\mathrm{O}) + n_1(\mathrm{O}) + n_2(\mathrm{O}) + n_3(\mathrm{O}) + n_4(\mathrm{O}) + \ldots}{n_2(\mathrm{O})}$$
$$= \frac{n_0(\mathrm{O})}{n_1(\mathrm{O})}\frac{n_1(\mathrm{O})}{n_2(\mathrm{O})} + \frac{n_1(\mathrm{O})}{n_2(\mathrm{O})} + 1 + \frac{n_3(\mathrm{O})}{n_2(\mathrm{O})} + \frac{n_4(\mathrm{O})}{n_3(\mathrm{O})}\frac{n_3(\mathrm{O})}{n_2(\mathrm{O})} + \cdots \qquad (5)$$

В свою очередь, относительные плотности ионов в соседних стадиях ионизации определяются известной формулой ионизации для диффузного вещества:

$$\frac{n_{j+1}(\text{э})}{n_j(\text{э})} = 2{,}414\cdot 10^{15}\,\frac{W}{n_e}\,T_*\sqrt{T_e}\,\frac{q_{j+1}}{q_j}\ln\left(1 - e^{-\frac{\chi_j}{kT_*}}\right)^{-1}, \qquad (6)$$

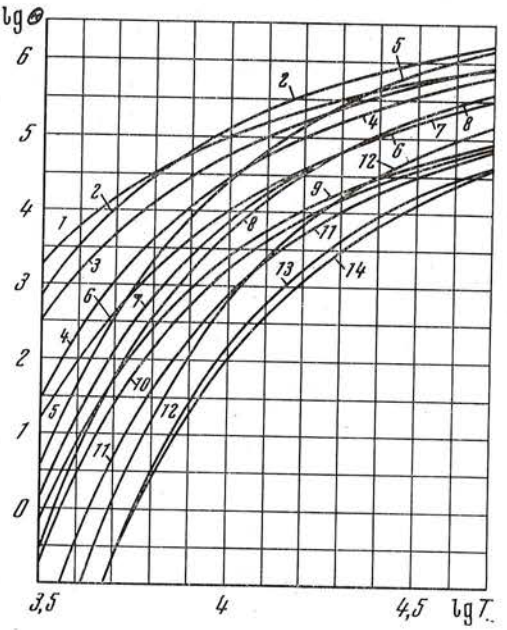
где W — коэффициент дилюции, T_* — яркостная температура источника ионизации в частотах, ответственных за ионизацию ионов $n_j(\text{э})$, q — статистические веса соответствующих ионов, χ_j — j-й потенциал ионизации данного элемента (э). Из (5) и (6) следует, что правая часть соотношения (4) зависит от четырех переменных: n_e, T_e, W и T_*. На фиг. 12—14 приведены в качестве примеров кривые постоянных значений трех отношений. Расчеты выполнены для $W = 10^{-10}$, 10^{-12} и 10^{-14}, $T_* = 30000$, 50000 и 80000° K; эта область (W, T_*) охватывает типичные ситуации в планетарных туманностях и новых звездах.

Для анализа фотометрических наблюдений (например, многолетних наблюдений оболочки новой звезды) необходимы расчеты не относительной интенсивности, а абсолютной светимости различных запрещенных линий с учетом изменений степени ионизации соответствующих элементов. Поскольку

$$I_{\mathrm{H}\beta} = n_e^2\Phi(T_e) \qquad (7)$$

(см. [1]), то для абсолютной светимости запрещенной линии имеем следующее выражение[1]:

$$I_i(\text{э})\frac{n(\mathrm{H})}{n(\text{э})} =$$
$$= n_e^2\Phi(T_e)\frac{Q_1(\mathrm{H})}{Q_r(\text{э})}\Theta_i(n_e, T_e). \qquad (8)$$

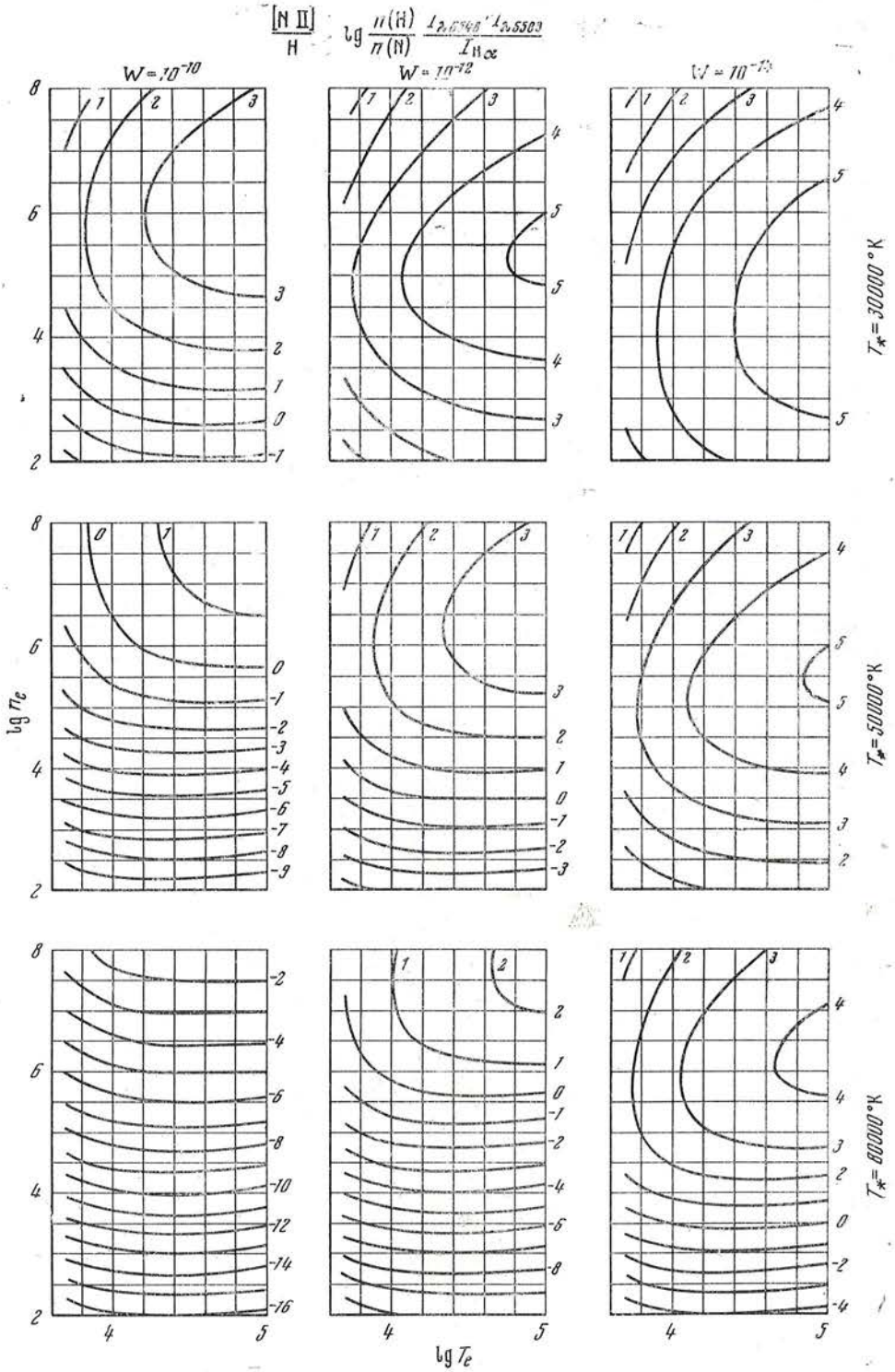


Фиг. 11. Зависимость функций Θ_i (n_e, T_e) от электронной температуры при малых электронных плотностях

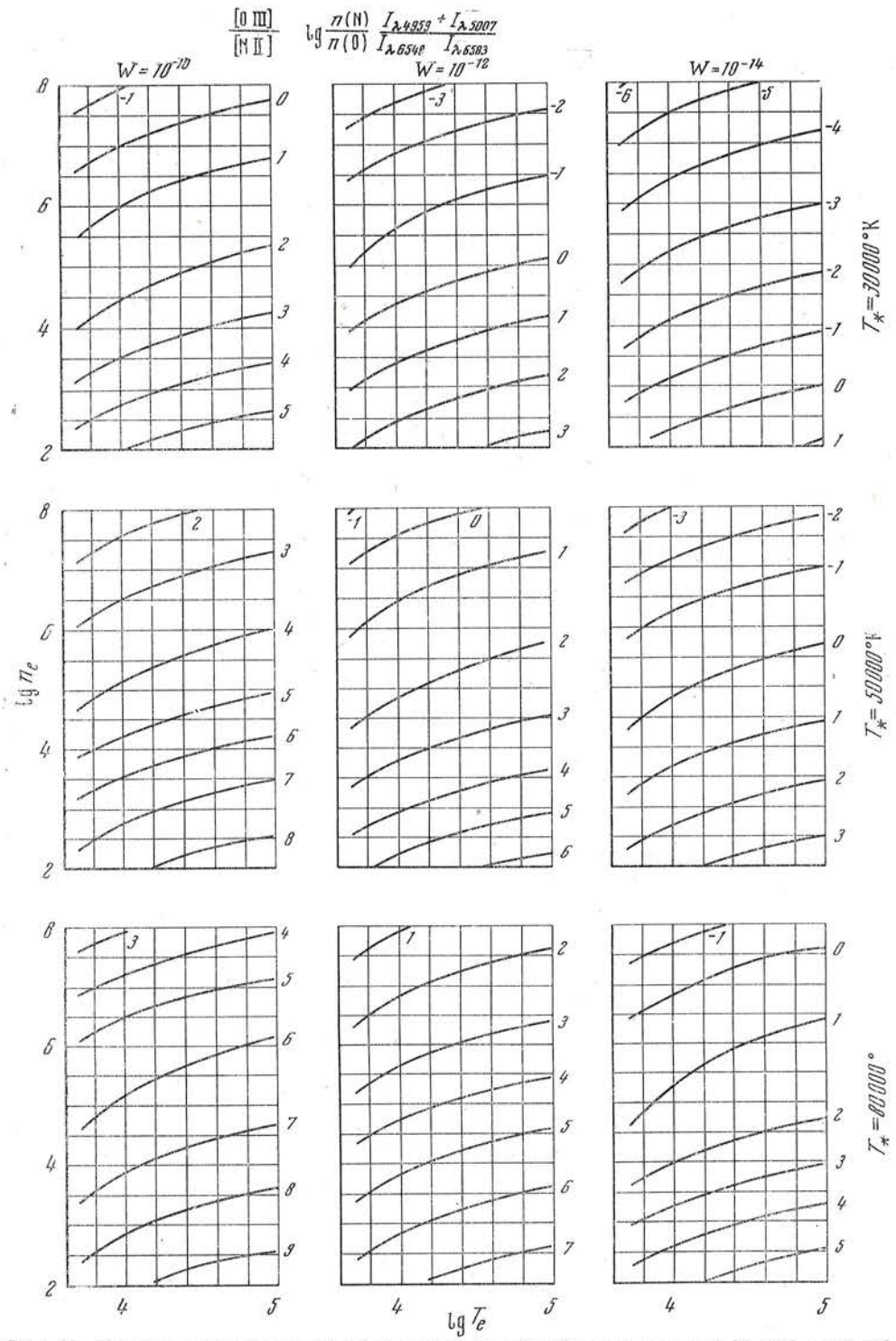
1 — [S III] λλ9069 + 9532; *2* — [S II] λλ6716 + 30; *3* — [N II] λλ6548 + 83; *4* — [O III] λλ4959 + 5007; *5* — [O II] λλ3726 + 29; *6* — [O I] λλ6300 + 64; *7* — [Ne III] λλ3869 + 3968; *8* — [Ne V] λλ3346 + 3426; *9* — [S II] 4068+76; *10* — [S III] λ6312; *11* — [N II] λ5755; *12* — [O II] λλ7320 + 30; *13* — [O III] λ4363; *14* — [O I] λ5577

В качестве примеров на фиг. 15—17 даны кривые постоянной светимости линий [N II], [O III] и [Ne V], вычисленные по формуле (8).

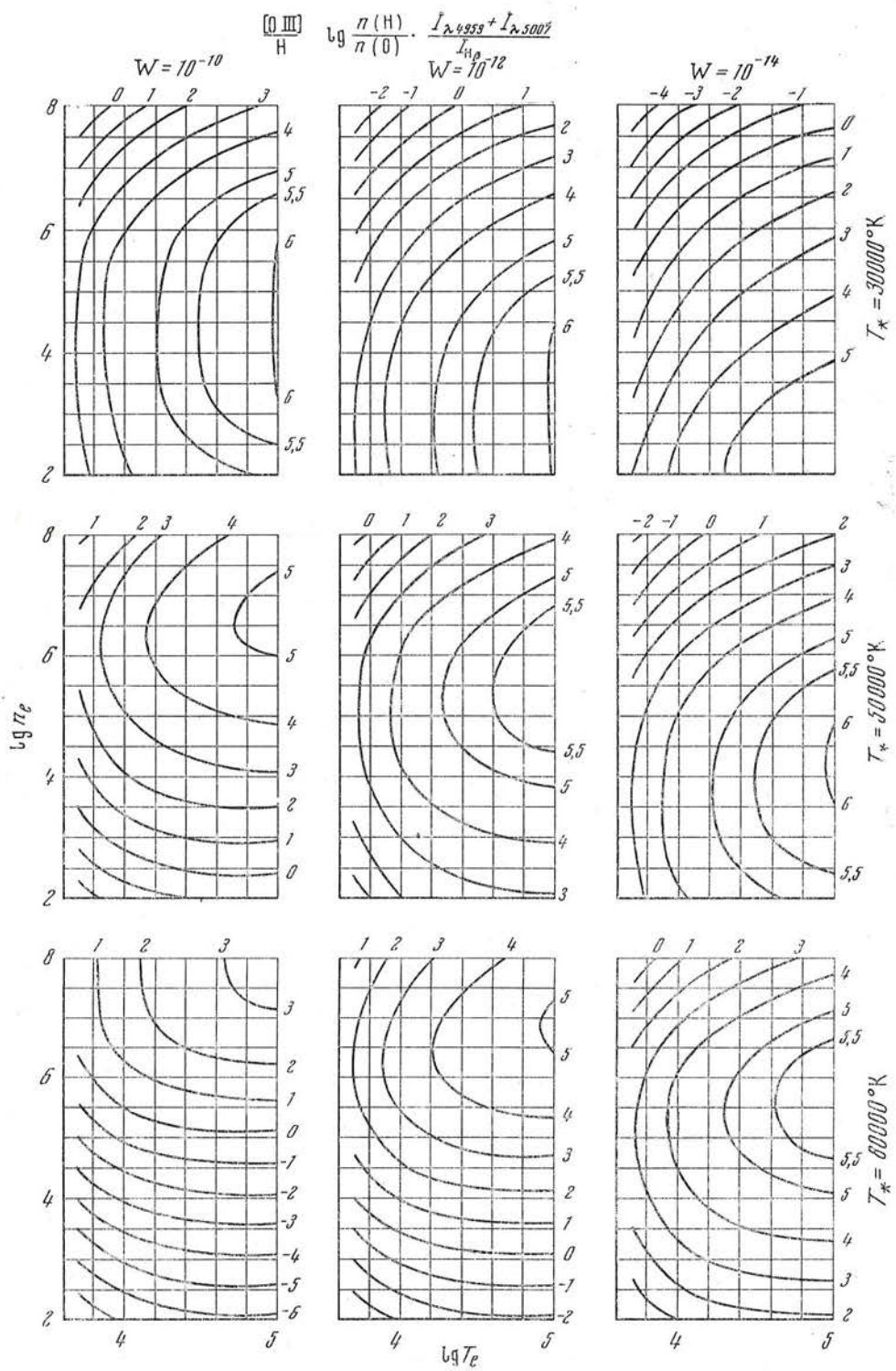
[1] Заметим, что в формулу для Θ_i (n_e, T_e) входит выражение $1/n_e\Phi$ (T_e) (см. [1]), так что фактически вычисление (8) проще, а не сложнее, чем вычисление (4).



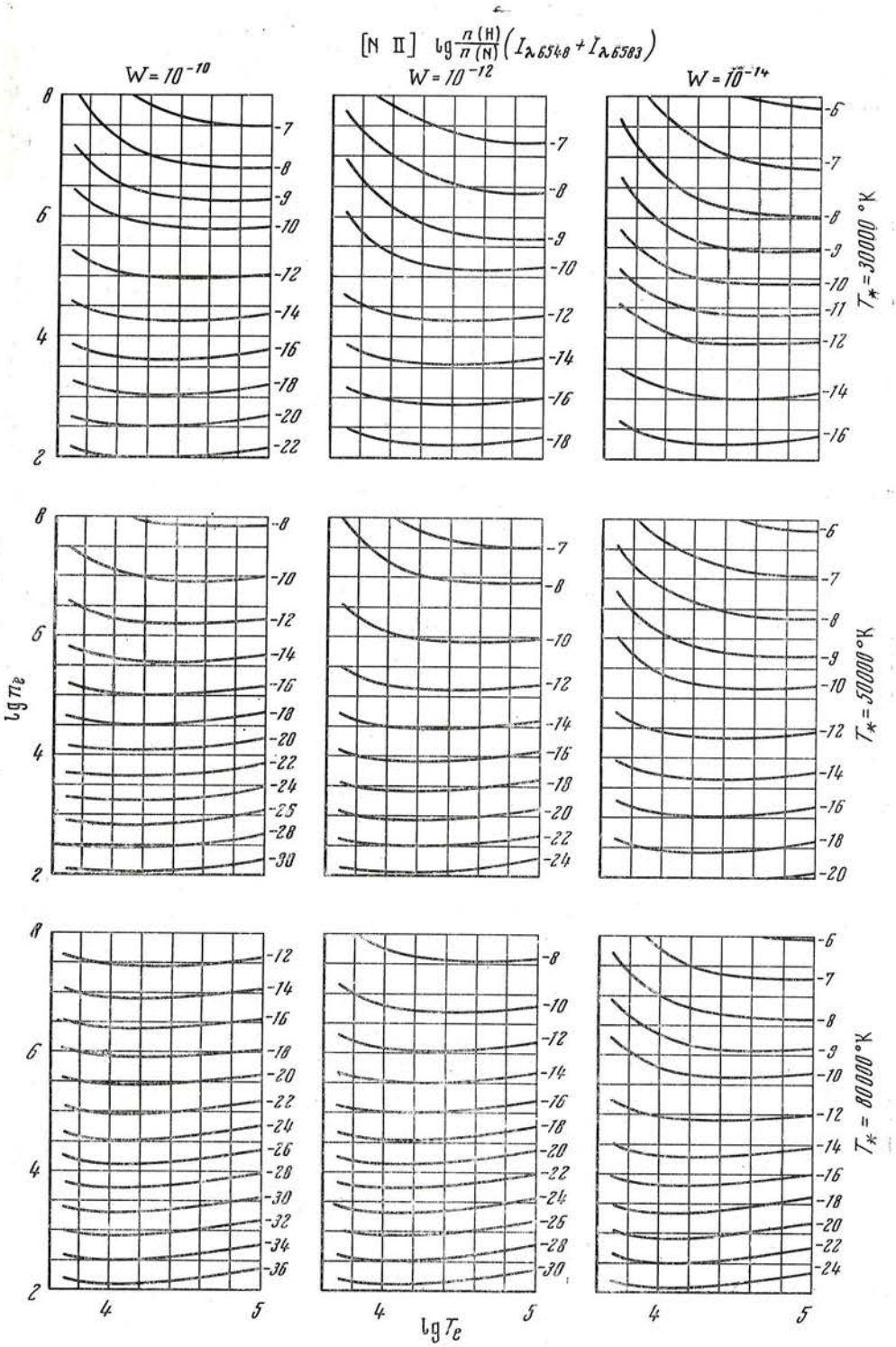
Фиг. 12. Кривые равных отношений интенсивностей небулярных линий [N II] и линии H_α



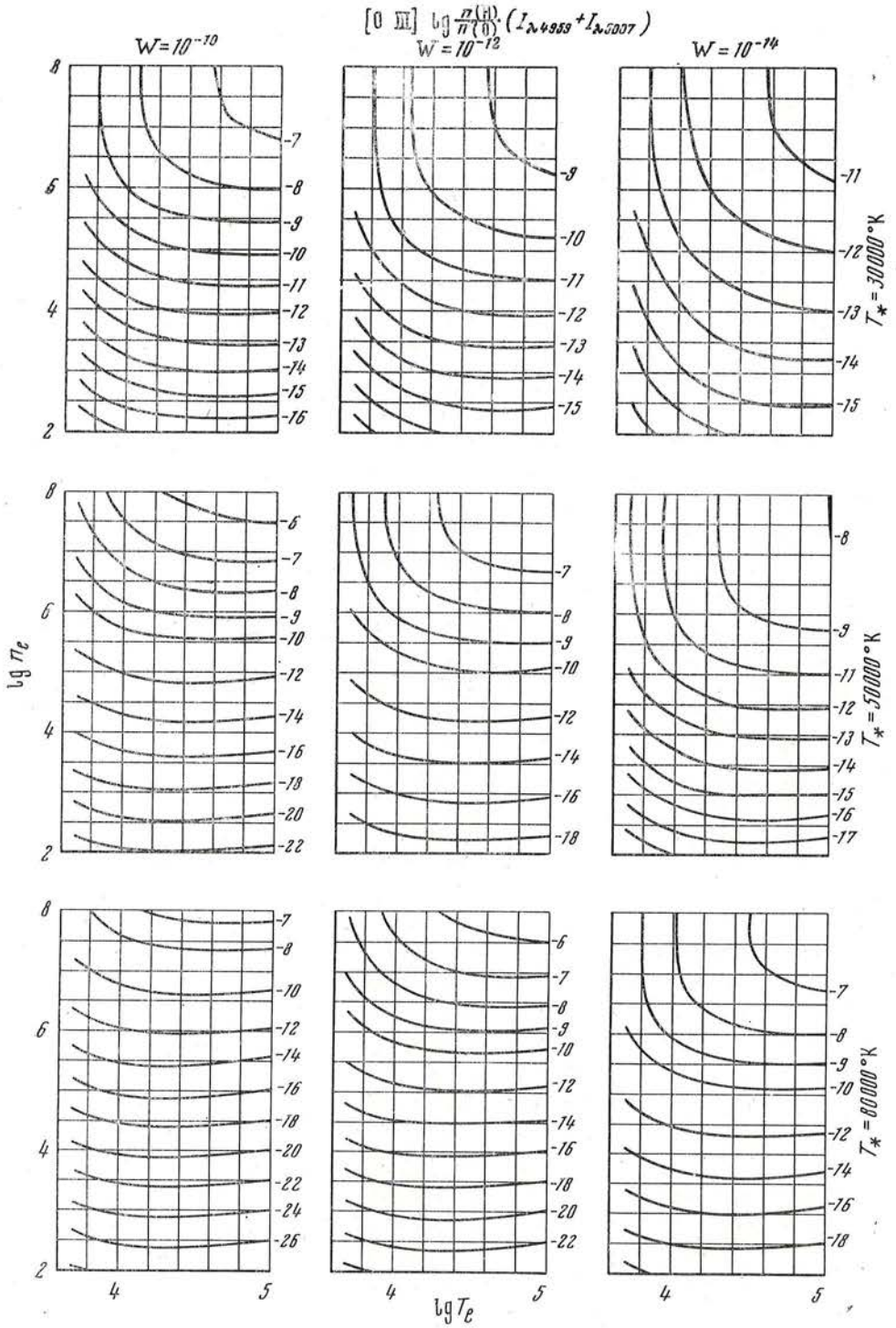
Фиг. 13. Кривые равных отношений интенсивностей небулярных линий [O III] и [N II]



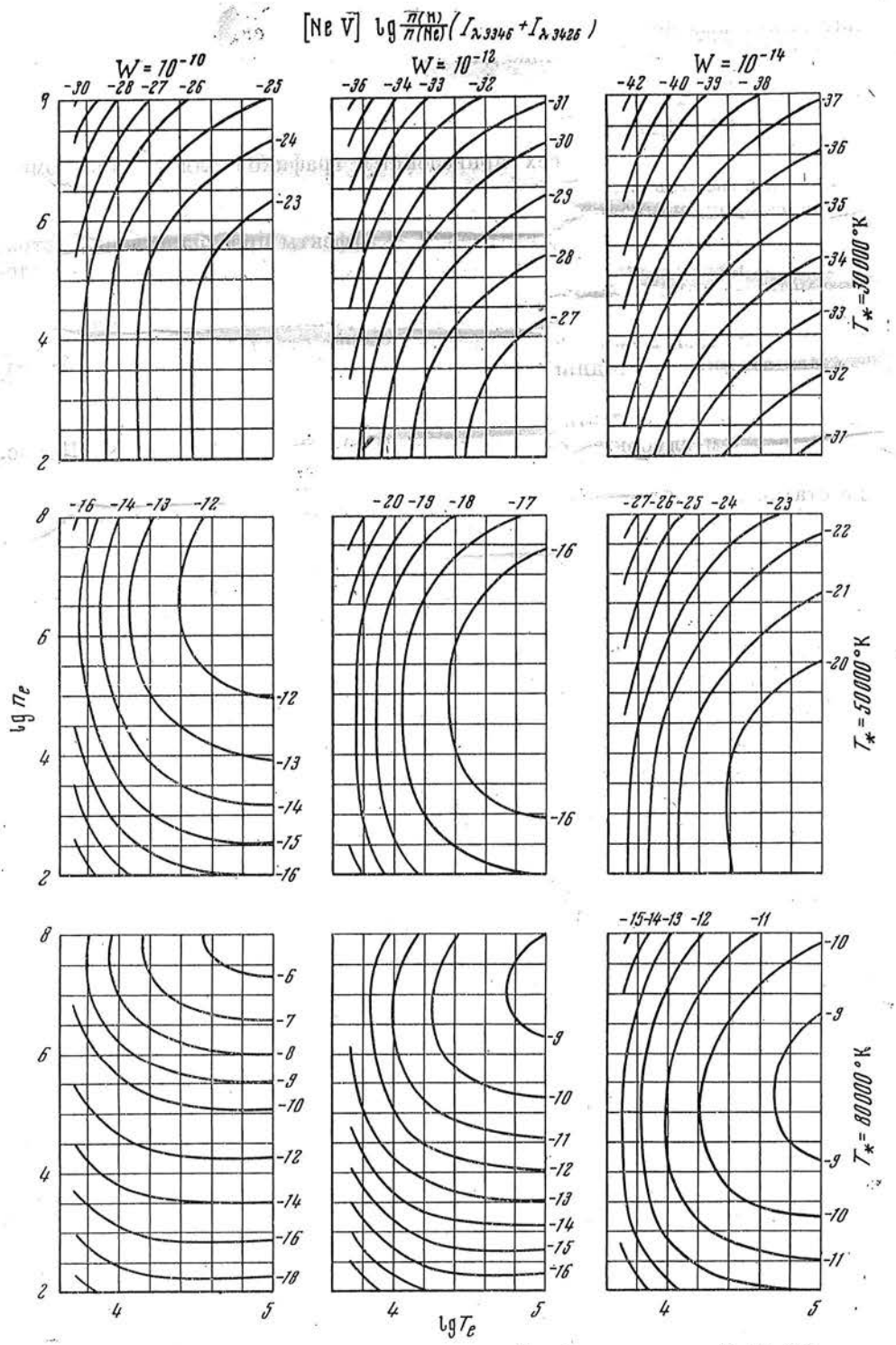
Фиг. 14. Кривые равных отношений интенсивностей небулярных линий [O III] и линии H_β



Фиг. 15. Кривые равных интенсивностей небулярных линий [N II]



Фиг. 16. Кривые равных интенсивностей небулярных линий [O III]



Фиг. 17. Кривые равных интенсивностей небулярных линий [Ne V]

Программа, составленная для расчета соотношений (4), позволяет провести расчет для всех комбинаций линий, приведенных на фиг. 5—10, для различных комбинаций этих линий с бальмеровскими линиями водорода и с λ4686 Å He II, а также для расчетов абсолютных светимостей всех этих линий.

* * *

При использовании всех приведенных графиков для анализа эмиссионных объектов следует помнить, что эффекты резкой нестационарности, когда степень ионизации вещества не успевает прийти в соответствие с быстро меняющимся полем излучения, и эффекты пространственной стратификации физических условий, а также менее вероятные эффекты заселения метастабильных уровней сверху могут привести к ошибочным результатам такого анализа. Возможная роль перечисленных эффектов должна рассматриваться в каждом конкретном случае отдельно.

Все атомные постоянные, входящие в расчеты, взяты нами из [1, 7], причем учтены небольшие уточнения вероятностей переходов для ионов [S II], приведенные в [8].

Выражаем глубокую благодарность Э. А. Витриченко, А. И. Брунс, А. И. Леушиной и Г. Н. Шараповой за помощь в вычислениях и в подготовке статьи к печати.

Март 1967 г.

Литература

1. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 291.
2. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 203.
3. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock. Astrophys. J., 1957, 125, 66.
4. M. J. Seaton. Montly Notices Roy. Astron. Soc., 1954, 114, 154.
5. Сб. «Космическая газодинамика». ИЛ, 1960, стр. 121.
6. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 90.
7. Ch. E. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, № 20.
8. S. J. Czyzak, T. K. Krueger. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, 177.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О НАБЛЮДЕНИИ СЛАБЫХ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ АППАРАТУРЫ

Ю. С. Ефимов, В. В. Прокофьева

Проведены наблюдения затменной переменной RW Tri с помощью высокочувствительной телевизионной аппаратуры с дополнительным усилителем яркости. Показано, что данная аппаратура позволяет изучать весьма быстрые колебания блеска слабых звезд на телескопах среднего размера. Средняя квадратичная ошибка $\sigma_{\Delta m}$ одного измерения разности звездных величин двух слабых звезд составляет $\pm 0{,}08 \div \pm 0^m{,}10$.

ON OBSERVATIONS OF FAINT FAST-VARIABLE STARS BY MEANS OF THE HIGH SENSITIVE TELEVISION APPARATUS, by *Yu. S. Efimov, V. V. Prokofieva.*— Observations of the eclipsing variable RW Tri are carried out by means of the high sensitive television apparatus with an additional brightness amplifier. It is shown that this apparatus allows to investigate very fast variation of brightness of faint stars with telescopes of moderate size. The mean square error $\sigma_{\Delta m}$ of one measurement of magnitude differences of two faint stars is $\pm 0^m{,}08 \div \pm 0^m{,}10$.

Использование телевизионной аппаратуры с дополнительным усилителем яркости (ЭОП) дает возможность получать снимки слабых звезд на телескопах среднего размера с экспозициями 0,1—60 сек. [1, 2]. Это существенно для исследования быстрых изменений блеска короткопериодических переменных и нестационарных звезд, когда важно иметь возможно больше наблюдений за короткий промежуток времени.

В последние годы в Крымской астрофизической обсерватории проводилась работа по выяснению возможности использования телевизионных снимков для измерений блеска звезд. В 1962 г. сделана предварительная оценка точности измерений яркости звезд по почернению в центре их изображений, давшая среднеквадратичную ошибку одного измерения $\pm 0^m{,}15$ [2]. В 1965 г. после усовершенствования аппаратуры и улучшения стабильности ее работы оценена точность измерений блеска звезд по диаметрам их телевизионных изображений: $\pm 0{,}10 \div 0^m{,}15$ [3]. Однако эти оценки точности измерений были сделаны по наблюдениям звезд, полученным с телевизионной системой без дополнительного усилителя яркости. Чуствительность такой системы невелика и для наблюдений слабых звезд она непригодна.

Представляет интерес оценить точность, которую может обеспечить наиболее высокочувствительная аппаратура, состоящая из телевизионной системы и дополнительного усилителя яркости. Такая аппаратура более сложна, чем телевизионная система; она содержит несколько фоточувствительных поверхностей и поверхностей, преобразующих электрический сигнал в световой, и может обладать значительной разницей чувствительности в различных участках поля. Поэтому нами рассматривается примени-

мость описанной аппаратуры только для наблюдений переменных звезд. Во время наблюдений перемещение изображения звезд по полю должно быть минимальным. Это легко достигается при гидрировании по экрану дополнительного кинескопа. Различие чувствительности по полю и возможные небольшие колебания режима работы аппаратуры не влияют на относительные изменения блеска.

Поскольку чувствительность телевизионной системы с ЭОП близка к чувствительности идеального приемника с $\varepsilon = 0{,}1$ [1], то при наблюдениях слабых звезд с малым временем интеграции надо учитывать возможность увеличения ошибок измерения блеска таких звезд за счет флуктуаций светового потока.

Оценим точность измерения блеска звезды δ, определяемую флуктуациями квантового потока от нее (без учета излучения фона неба) при наблюдениях с приемником (собственными шумами которого можно пренебречь), имеющим квантовый выход

$$\varepsilon = \frac{\overline{N}_e}{\overline{N}_*}, \tag{1}$$

где $\overline{N}_e$ — среднее количество фотоэлектронов, соответствующее $\overline{N}_*$ — среднему количеству квантов света от звезды. Предположим, что флуктуации количества фотоэлектронов подчиняются распределению Пуассона. Тогда относительная точность измерения

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\overline{N}_e}}. \tag{2}$$

Количество квантов света от звезды величины m спектрального класса G2, достигшее светоприемника за время t в области спектральной чувствительности мультищелочного фотокатода (0,3—0,9 *ммкм*), равно, согласно [1],

$$\overline{N}_* = 3{,}8 \cdot 10^{4-0{,}4m} D^2 q p_\lambda t, \tag{3}$$

где D — диаметр зеркала телескопа (*мм*), q — коэффициент пропускания оптики, p_λ — средний коэффициент прозрачности атмосферы. Используя (1) — (3), найдем, что

$$\delta = \frac{1{,}62 \cdot 10^{0{,}2m-2{,}5}}{D\sqrt{q p_\lambda \varepsilon t}}. \tag{4}$$

Ниже приводится величина δ для телескопа МТМ-500 ($D = 500$ *мм*, $F = 6{,}5$ *м*, $q = 0{,}3$), когда $p_\lambda = 0{,}8$, $\varepsilon = 0{,}1$:

$$\delta = 2{,}1\,\frac{10^{0{,}2m-1{,}5}}{t^{1/2}} \tag{5}$$

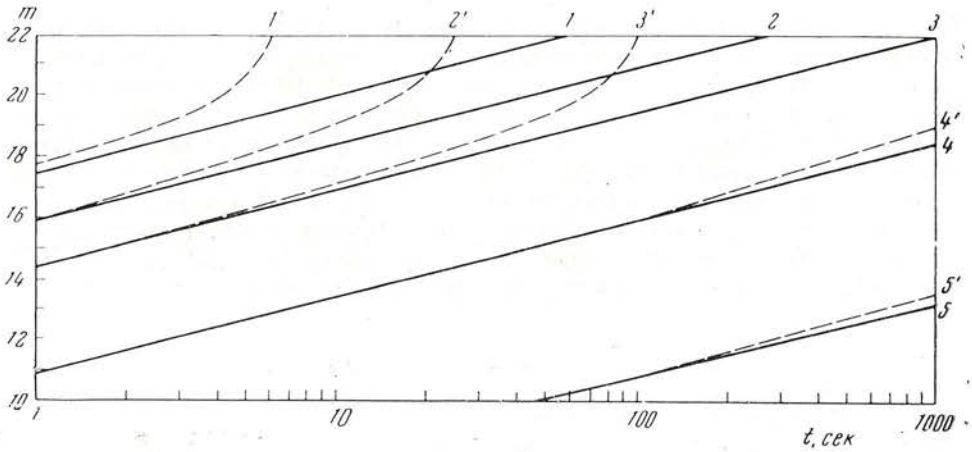
или

$$m = 20{,}^m9 + 2{,}5 \lg t + 5 \lg \delta. \tag{6}$$

Зависимость (6) графически представлена на фиг. 1. Там же штриховыми линиями показаны кривые равной точности измерений суммарного потока от звезды и от фона неба с площадки, равной изображению звезды [1].

Для наблюдений была выбрана затменная переменная RW Tri [4], быстро меняющая яркость во время затмения (длительность затмения около 30 мин., глубина около 2^m). Звезды сравнения имели блеск ярче $14{,}^m5$; экспозиции выбраны равными 20 сек., так что ошибка измерения их блеска из-за флуктуаций квантового потока не превышала $0{,}^m01$ (см. фиг. 1).

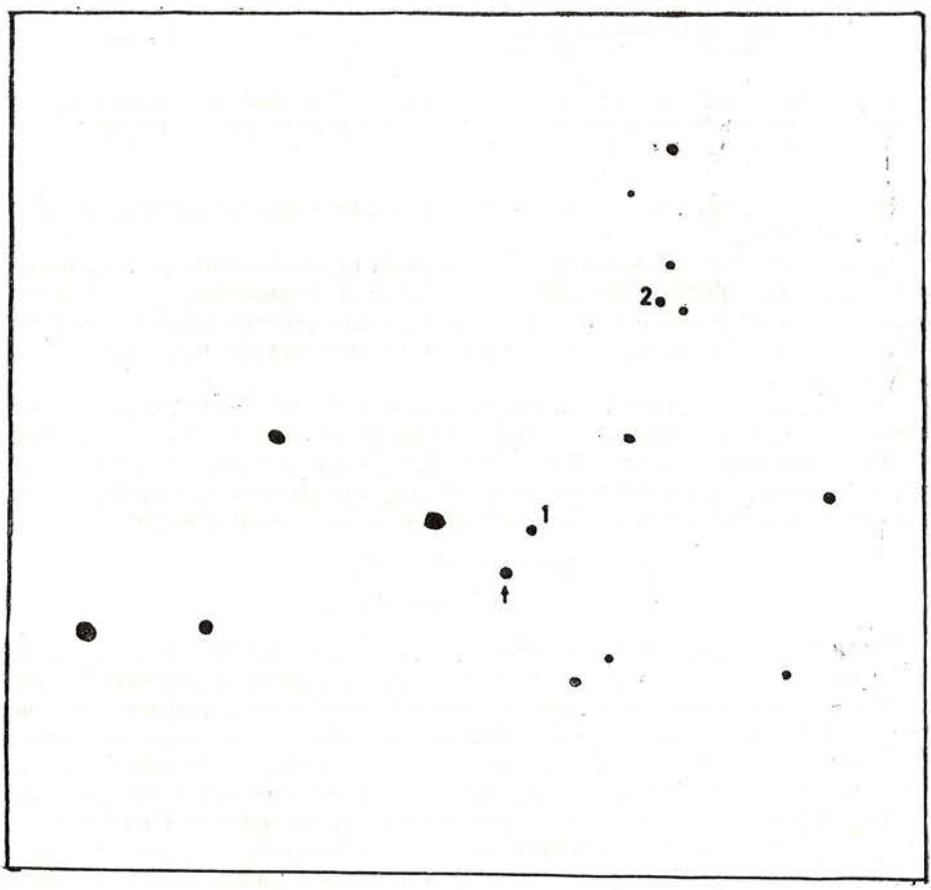
Наблюдения проводились 30.XII 1966 г. на телескопе МТМ-500. Светоприемная головка телевизионной системы (суперортикон ЛИ-211 и ЭОП)



Фиг. 1. Зависимость звездной величины m, измеренной с заданной точностью δ, от времени экспозиции t (прямые линии) на телескопе МТМ-500 с идеальным светоприемником, имеющим квантовый выход $\varepsilon = 0{,}1$

Штриховые кривые при тех же условиях дают точность измерения суммарного светового потока от звезды и от фона неба, для которого принято $m_{\Phi} = 22^{m}{,}0$ с квадратной секунды.

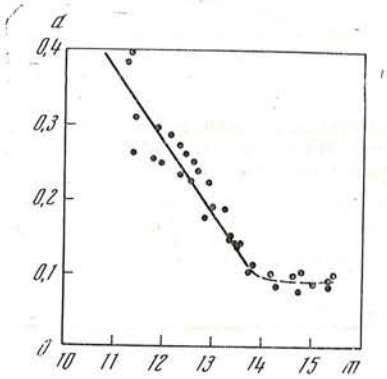
Кривые *1*, *1'* соответствуют $\delta = 20\%$; *2*,*2'* — $\delta = 10\%$; *3*,*3'* — $\delta = 5\%$; *4*,*4'* — $\delta = 1\%$; *5*,*5'* — $\delta = 0{,}1\%$



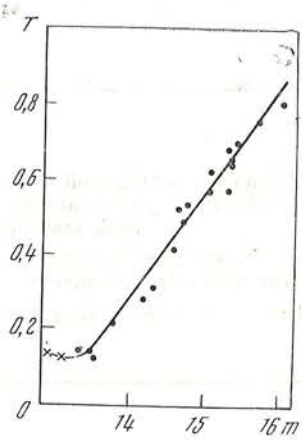
Фиг. 2. Область с переменной RW Tri

Около звезд сравнения указаны их номера

была установлена в фокусе куде. Входной катод ЭОП — мультищелочной. Изображение звезд с экрана кинескопа фотографировалось кинокамерой на мелкозернистую пленку «Микрат-200». Кинокамера управлялась автоматически. Момент начала каждой экспозиции фиксировался печатающим хронографом. Визуальный контроль за наблюдаемой областью и гидирование проводились по изображению звездного поля на экране отдельного кинескопа. Всего было сделано 102 снимка участка неба с переменной звездой с интервалами между снимками 20 сек. Непосредственно после наблюдений RW Tri были сфотографированы скопления NGC 1528 и NGC 2129 [5] при том же режиме работы телевизионной установки.



Фиг. 3. Зависимость визуальной звездной величины от диаметра d изображения звезды



Фиг. 4. Зависимость визуальной звездной величины от пропускания T

На фиг. 2 приведена карта участка неба с переменной звездой и звездами сравнения.

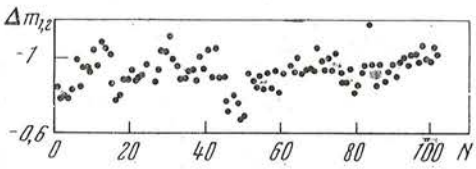
При обработке наблюдений RW Tri нами использовались оба упомянутых метода измерения блеска звезд с целью уточнения пределов применимости и точности каждого из них, а также для определения возможности перехода с одного на другой при больших амплитудах изменения блеска переменной.

По снимкам скоплений получены зависимости визуальных звездных величин от диаметра изображения d и от пропускания T. (T — отношение отсчетов микрофотометра МФ-2 при измерении плотности изображения звезды и фона). Эти зависимости приведены соответственно на фиг. 3 и 4. Линейные участки этих зависимостей представляются в виде:

$$m^d = 14^m_{,}88 - 10{,}04\ d,$$
$$m^T = 13^m_{,}02 + 3{,}50\ T.$$

Зависимость «звездная величина — диаметр» линейна для звезд ярче $14^m_{,}0$ (фиг. 3). В области около $14^m_{,}0$ у нее резкий загиб, и для более слабых звезд она идет почти параллельно оси абсцисс. Изображения всех звезд слабее $14^m_{,}0$ имеют практически одинаковый диаметр. Однако их почернения сильно зависят от яркости звезд. Это позволяет для слабых звезд использовать метод измерения их блеска по почернениям изображений. Из фиг. 4 видно, что этот метод применим для измерения блеска слабых звезд от 13,3 до $16^m_{,}0$. Для измерения блеска более ярких звезд, когда почернение в центре изображения звезды начинает уменьшаться, такой метод уже не применим. Есть небольшой диапазон звездных величин ($\sim 0^m_{,}7$), в котором применимы оба метода.

Отметим, что приведенные диапазоны звездных величин, внутри которых возможны измерения блеска звезд методом измерения диаметров или почернений их изображений, зависят как от экземпляра, типа и режима работы суперортикона, так и от количества света, падающего на его фотокатод. Эксперименты показывают, что при использовании одного и того же суперортикона можно изменять диапазон применимости метода измерения почернений от 1 до 3—4^m, изменяя потенциал сетки мишени суперортикона и величину тока считывающего луча. Обычно в течение одной серии наблюдений эти величины постоянны, поэтому зависимости m^d и m^T, полученные

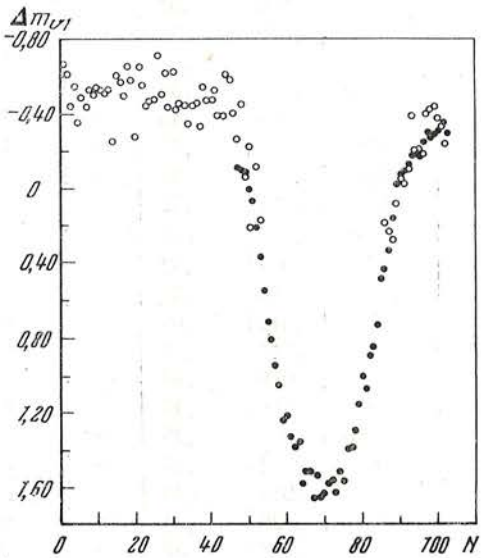


Фиг. 5. Разности звездных величин звезд сравнения № 1 и № 2, определенные методом измерения почернений их изображений

По оси абсцисс отложены номера кадров

по снимкам скоплений в начале и в конце наблюдений, применимы в течение всей серии наблюдений. Влияние возможных небольших изменений наклона этих зависимостей [3] исключается при использовании звезд сравнения, близких по величине к переменной.

По полученным наблюдениям была проведена оценка точности измерений разностей звездных величин двух звезд сравнения, даваемая каждым



Фиг. 6. Кривая блеска RW Tri

По оси абсцисс отложены номера кадров, по оси ординат — разности звездных величин переменной и звезды сравнения № 1, определенные методом измерения диаметров их изображений (кружки) и методом измерения почернений (точки)

методом. Для ярких звезд, когда используется метод измерения блеска звезд по диаметрам их изображений, средняя квадратичная ошибка одного измерения $\sigma_{\Delta m}$ составляет $\pm 0^m.10$. В случае слабых звезд, когда применим метод измерения блеска звезд по почернениям, средняя квадратичная ошибка одного измерения разности звездных величин двух звезд оказалась равной $\pm 0^m.08$. На фиг. 5 приведены результаты измерений разностей звездных величин звезд сравнения № 1 и 2. Анализ распределения ошибок измерений показал, что они подчиняются нормальному закону распределения. Отметим, что во время наблюдений изображение звезды № 2 перемещалось по поверхности фотокатода вследствие вращения поля зрения телескопа.

Результаты наблюдений RW Tri приведены на фиг. 6 и в таблице, где последовательно даются: номер кадра, юлианский момент середины экспо-

Таблица

Номер кадра	J.D. 2439490+	Фаза	Δm^d_{v1}	Δm^T_{v1}	Номер кадра	J.D. 2439490+	Фаза	Δm^d_{v1}	Δm^T_{v1}
1	0,1460	0,853	$-0^m,67$	—	52	,1700	,957	—,13	$0^m,21$
2	,1464	,855	,61	—	53	,1704	,958	+,17	,36
3	,1469	,857	,44	—	54	,1709	,961	—	,54
4	,1474	,859	,55	—	55	,1714	,963	—	,71
5	,1479	,862	,35	—	56	,1718	,965	—	,80
6	,1484	,864	,49	—	57	,1723	,967	—	,95
7	,1488	,865	,44	—	58	,1728	,969	—	1,05
8	,1493	,867	,53	—	59	,1733	,971	—	1,24
9	,1498	,870	,50	—	60	,1737	,973	—	1,21
10	,1503	,872	,54	—	61	,1742	,975	—	1,33
11	,1507	,874	,53	—	62	,1747	,977	—	1,39
12	,1512	,877	,52	—	63	,1752	,979	—	1,36
13	,1517	,878	,43	—	64	,1756	,981	—	1,58
14	,1522	,880	,26	—	65	,1761	,983	—	1,51
15	,1525	,881	,61	—	66	,1766	,985	—	1,51
16	,1531	,884	,57	—	67	,1771	,987	—	1,65
17	,1536	,886	,50	—	68	,1775	,989	—	1,53
18	,1541	,888	,66	—	69	,1780	,991	—	1,65
19	,1546	,890	,58	—	70	,1785	,994	—	1,63
20	,1550	,892	,28	—	71	,1790	,996	—	1,57
21	,1555	,894	,66	—	72	,1794	,997	—	1,56
22	,1559	,896	,56	—	73	,1799	,999	—	1,62
23	,1563	,898	,45	—	74	,1804	,002	—	1,51
24	,1568	,900	,47	—	75	,1809	,004	—	1,56
25	,1572	,902	,48	—	76	,1812	,005	—	1,39
26	,1577	,904	,72	—	77	,1817	,007	—	1,38
27	,1582	,906	,51	—	78	,1822	,009	—	1,29
28	,1587	,908	,62	—	79	,1827	,012	—	1,15
29	,1591	,910	,44	—	80	,1832	,014	—	1,00
30	,1596	,912	,63	—	81	,1836	,016	—	1,07
31	,1601	,914	,43	—	82	,1841	,018	—	,89
32	,1606	,916	,46	—	83	,1846	,020	—	,84
33	,1610	,918	,45	—	84	,1850	,022	—	,72
34	,1615	,920	,35	—	85	,1855	,024	—	,48
35	,1620	,922	,45	—	86	,1860	,026	+,18	,43
36	,1625	,924	,46	—	87	,1864	,028	,22	,33
37	,1629	,926	,34	—	88	,1869	,030	,27	,15
38	,1634	,928	,55	—	89	,1874	,032	,07	,03
39	,1639	,930	,48	—	90	,1878	,034	—,06	—,08
40	,1644	,933	,48	—	91	,1883	,036	,03	,10
41	,1649	,935	,54	—	92	,1888	,038	,11	,13
42	,1653	,937	,40	—	93	,1893	,040	,40	,18
43	,1658	,939	,39	—	94	,1897	,042	,21	,19
44	,1662	,940	,62	—	95	,1902	,044	,21	,19
45	,1667	,943	,59	—	96	,1907	,046	,19	,26
46	,1672	,945	,41	—	97	,1912	,048	,41	,31
47	,1677	,947	,27	$-0^m,12$	98	,1916	,050	,44	,29
48	,1683	,950	,46	,11	99	,1921	,052	,45	,30
49	,1688	,952	,07	,10	100	,1926	,054	,39	,32
50	,1690	,953	—,23	,00	101	,1931	,056	,35	,36
51	0,1695	0,955	+0,21	+0,06	102	0,1935	0,058	—0,25	—0,31

зиции, фаза, вычисленная по элементам [6] и разности звездных величин переменной и звезды сравнения № 1, определенные методом измерения диаметров Δm^d и методом измерения почернений Δm^T. Блеск переменной в максимуме яркости (кадры № 1—46) можно было оценить только методом измерения диаметров. Разброс значений в этой области кривой блеска несколько больше ошибок наблюдения, что может быть вызвано небольшими колебаниями блеска. На наличие таких колебаний блеска вне затмения указано в [4]. В минимуме кривой блеска (кадры № 53—96) использовались результаты измерений, полученные методом почернений. Для построения двух участков кривой (кадры № 46—53 и 86—102) использовались результаты измерения блеска звезд обоими методами. Как видно на фиг. 6, оба метода дают согласующиеся результаты. Кривая затмения прослеживается довольно уверенно. Остановка блеска в минимуме не превышает 4 мин. Флуктуации блеска в минимуме не выходят за пределы удвоенной среднеквадратичной ошибки и поэтому вряд ли реальны. Глубина затмения, по нашим наблюдениям, около $2^m,1$. Однако эта величина может быть отягощена небольшой ошибкой вследствие неучета цветового уравнения при калибровке по скоплениям. Наблюденный гелиоцентрический момент минимума приходится на $UT = 16^h21^m,5$, что дает величину $O - C = +0^d,0016$. Приведенные результаты наблюдений хорошо согласуются с результатами [4].

Резюмируя изложенное, можно сделать заключение, что телевизионный метод с успехом может быть использован для наблюдений слабых быстропеременных звезд. Этот метод сочетает в себе возможность одновременных наблюдений большого числа звезд, высокого разрешения во времени [1, 2] и визуального контроля и гидирования по любой из звезд поля. Среднее квадратичное отклонение одного измерения разности блеска переменной и звезды сравнения $\pm 0,08 \div \pm 0^m,10$. Эта величина сравнима с точностью фотографического метода наблюдений переменных звезд (фокальная фотометрия), который, согласно [7, 8], дает среднеквадратичное отклонение одного измерения $\pm 0^m,07$.

В заключение авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность А. Н. Абраменко, обеспечившему высокое качество работы телевизионной аппаратуры и принимавшему участие в обсуждении результатов.

Март 1967 г.

Литература

1. А. Н. Абраменко, Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, Ю. С. Ефимов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенок. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **33**, 313.
2. Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенок. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 3.
3. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**, 289.
4. M. F. Walker. Astrophys. J., 1963, **137**, 485.
5. A. A. Hoag, H. L. Johnson. B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. Publ. Naval Obs., 1961, second series, vol. XVII, part VII.
6. Supplemento ad Annuario Cracoviense, 1965, № 37.
7. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич. Методы изучения переменных звезд, т. 3, 1948.
8. Г. В. Зайцева. Переменные звезды, 1961, 13, № 6, 435.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СДВИГИ ТЕРМОВ В СПЕКТРАХ Fe I, Ti I, Ni I

В. К. Прокофьев, Г. А. Терез

Рассмотрены сдвиги термов в спектрах Fe I, Ti I и Ni I при переходе от атмосферного давления к пониженному. Подтверждена установленная Бэбкоком [3] большая чувствительность к сдвигам термов более высокой мультиплетности.

Обнаружено, что зависимость сдвигов от энергии термов для Fe I и Ti I подчиняется одной квадратичной зависимости, если рассматривать энергию терма по отношению к энергии ионизации атома.

DIFFERENTIAL TERM DISPLACEMENTS IN SPECTRA OF Fe I, Ti I, Ni I, by *V. K. Prokofiev*, *G. A. Terez*.— Term displacements in spectra of Fe I, Ti I and Ni I in the discharge at the atmospheric pressure and the lower one are considered. The large sensitivity to the displacements of the terms of higher multiplicity, determined by Babcock [3], is confirmed.

It is found out, that the dependence of displacements on the term energy for Fe I and Ti I is submitted to one quadratic dependence in the case of the consideration of the term energy with respect to the energy of atom ionization.

Уже давно астрофизики-спектроскописты заметили, что использование лабораторных длин волн спектральных линий при интерпретации звездных и солнечных спектров приводит к ряду неясностей. По-видимому, измеренные в лаборатории длины волн не вполне соответствуют астрофизическим. Особое недоумение вызывало систематическое расхождение между лабораторными и астрофизическими длинами волн, возрастающее с увеличением потенциала возбуждения линий. Такое различие в длинах волн приводило к выводам о разных лучевых скоростях для атомов одного и того же элемента при использовании линий разных потенциалов возбуждений.

Этот вопрос был обстоятельно изучен П. Ф. Шайн [1] и Г. А. и П. Ф. Шайн [2]. Они рассмотрели систематические дифференциальные смещения линий в спектрах ряда звезд. Наблюдаемые смещения обычно невелики, измеряются несколькими сотыми долями ангстрема, однако при дисперсии современных астрономических спектрографов вполне ощутимы.

Причина расхождения между лабораторными и астрофизическими длинами волн дискутировалась на совещании по астроспектроскопии, проходившем в Крымской астрофизической обсерватории в 1950 г. По-видимому, вопрос заключается в том, что лабораторные длины волн до самого последнего времени измерялись в газовом разряде (дуга, искра), горящем при атмосферном давлении, когда сказывается воздействие межатомных полей, смещающих спектроскопические термы атомов. В астрофизике имеют дело с атмосферами, где давление газа очень мало и межатомного воздействия практически нет. Естественно, такое воздействие сильнее всего проявляется на верхних уровнях атомов; поэтому можно понять, что наблюдаемые эффекты смещения увеличиваются с ростом потенциала возбуждения линий.

Первое подробное исследование дифференциальных сдвигов проведено Бэбкоком [3] в 1927 г. Он измерил длины волн в спектре Fe I для дуги постоянного тока, горящей при атмосферном и пониженном давлениях, и сопоставил их. По сдвигу спектральных линий он определил сдвиги термов и нашел, что действительно сдвиг увеличивается с ростом энергии терма. Этот сдвиг несколько различен для линий разной мультиплетности: для септетов и квинтетов он несколько больше, чем для триплетов. Результаты [3] недавно были снова подробно рассмотрены Мельниковым [4], пришедшим к заключению о некотором различии сдвигов для четных и нечетных термов.

В последние годы выполнено много точных измерений длин волн линий различных элементов в разряде при низких давлениях (полый катод, высокочастотный разряд). Цель подобных исследований: поиски стабильных по разряду и по интенсивности источников излучения для стандартизации длин волн и интенсивностей, получение очень тонких спектральных линий, не отягощенных уширением вследствие давления излучающего или постороннего газа, и уточнение структуры термов атомов. Наличие подобных измерений длин волн позволяет провести сопоставление их с достаточно точными более ранними измерениями в дугах, горящих при атмосферном давлении. В связи с этим мы решили просмотреть имеющийся материал по длинам волн спектральных линий Fe I, Ti I и Ni I, подсчитать сдвиги термов и сравнить их для этих атомов.

§ 1. Дифференциальные сдвиги термов в атоме Fe I

Для анализа сдвигов термов в атоме железа мы располагали следующими материалами, прежде всего указанной работой Бэбкока [3]. Измерения проводились с интерферометром Фабри — Перо, скрещенным со спектрографом с вогнутой дифракционной решеткой, как путем непосредственного сравнения длин волн, излучавшихся при горении дуги при атмосферном и пониженных давлениях, так и путем непосредственного измерения. Стэнли и Дике [5] в разряде полого катода при помощи интерферометра измерили длины волн 189 линий нейтрального железа в области 3570—5709 Å при наполнении неоном. Использовался спектрограф с вогнутой решеткой (радиус кривизны 7 *м*) в установке Водсворта, скрещенной с интерферометром Фабри — Перо с расстоянием между пластинами от 5 до 15 *мм*. Свои результаты авторы сопоставляют с длинами волн, измеренными для дуги в воздухе, которые всегда несколько больше, чем в полом катоде; максимальная разница в длинах волн достигает 0,01 Å.

Подобные же измерения были проведены Стэнли и Меггерсом [6] в лампе безэлектродного разряда. Измерены длины волн 103 линий Fe I в интервале 2954—4064 Å. Лампа безэлектродного разряда содержала несколько миллиграммов $FeBr_3$ и гелий при давлении 2 *мм* рт. ст.

Кроссвайт и Дике [7] дали сводку существовавших к тому времени (1957 г.) измерений длин волн Fe I и провели собственные обширные измерения длин волн и интенсивностей линий Fe I при возбуждении в полом катоде.

Таким образом, мы располагали данными по 487 линиям железа, расположенным в области от 2950 до 6700 Å и принадлежащим 95 термам. В табл. 1 приведен полный список этих линий с указанием номера мультиплета, которому линия принадлежит. Напомним, что в [3] проанализированы сдвиги 130 линий.

Рядом в четырех графах даны сдвиги линий, определенные по материалам [3], [5—7]. Следует отметить, что точность измерений длин волн не во всех работах достаточно высокая, чтобы уверенно определять малые сдвиги. Все же данные различных авторов часто согласуются друг с другом достаточно хорошо, например для λλ 3906, 3820, 3856, 3899 Å и др.

Таблица 1

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹				λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹			
		Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite			Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite
2957,3660	10			16,1	11,5	3161,949	160				10,8
2965,2561	10			18,2	11,1	3175,447	155				29,3
2966,901	10				13,1	3178,015	156				29,3
2973,134	10				22,0	3180,756	7				9,8
2973,237	10				22,0	3182,970	100				7,8
2981,4459	11			10,1	11,1	3184,896	7				9,8
2983,5714	9			9,3	44,4	3191,659	8				9,8
2987,2923	30			21,4	11,1	3193,2268	7			22,6	
2994,4281	9			7,8		3196,930	155				29,3
2994,507	11				55,5	3200,475	155				29,3
2999,5125	30			7,8	11,1	3205,400	155				29,3
3000,452	56				22,2	3214,396	7				9,8
3000,9489	9			8,8	33,2	3215,940	153				29,3
3003,0323	30			21,1	22,2	3222,069	156				29,3
3007,2832	11			8,8	11,1	3225,789	155				29,3
3008,1399	9			9,9	11,1	3229,123	8				19,5
3009,5707	30			15,4	20,8	3234,614	8				9,5
3016,186	30				22,2	3236,2231	7			11,4	9,8
3017,6288	9			18,7	11,1	3239,436	157				38,4
3018,9848	30			23,0		3244,190	153				29,3
3020,4918	9			9,8	33,2	3246,005	8				9,5
3020,640	9				10,7	3254,363	620				18,9
3021,0743	9			17,4	11,1	3257,594	90				9,5
3024,0337	11			9,8	11,1	3265,046	8				18,4
3025,8442	9			20,6		3265,616	90				9,7
3026,4637	30			27,2		3280,261	620				9,2
3031,638	30				11,1	3284,588	91				9,2
3037,3901	9			17,4	10,7	3286,755	91				41,0
3040,4281	30			9,7	11,1	3292,022	680				18,3
3041,639	56				22,2	3292,590	91				9,2
3041,7401	30			21,6		3298,133	90				29,3
3042,6667	30			25,8	11,1	3305,971	91				18,4
3047,6060	9			22,2	21,5	3306,356	91				36,7
3057,040	160				33,3	3323,737	379				8,9
3057,4471	28			14,9	10,8	3340,566	139				8,9
3059,0871	9			12,8	10,8	3347,927	138				9,0
3067,2457	28			21,3	10,4	3355,228	617				17,8
3075,7214	28			22,3		3370,786	304				17,3
3083,7430	28			22,1	20,8	3383,981	83				8,7
3091,578	28				10,4	3389,748	87				60,5
3099,9695	28			17,7	41,6	3392,304	83				8,7
3100,3054	28			23,0	10,4	3392,652	85				8,7
3100,6667	28			18,8		3396,978	26				8,6
3116,633	28				10,4	3399,336	85				17,3
3134,111	28				20,8	3401,521	26				43,2
3142,453	164				32,4	3402,256	614				8,7
3142,888	144				21,6	3404,357	83				52,0
3153,200	161				10,8	3407,461	83				32,0
3160,668	155				9,8	3413,135	85				34,6

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹				λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹			
		Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite			Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite
3417,842	81				8,7	3651,469	295				22,5
3424,284	81				8,7	3669,523	291				22,0
3426,383	25				17,3	3767,314	228				22,0
3427,121	81				17,3	3677,630	291				22,0
3428,192	81				8,7	3679,9152	5		17,6	15,4	15,7
3440,610	6				33,6	3683,0562	5			15,4	
3440,9899	6			8,5		3684,108	292				7,3
3443,8775	6			11,8		3685,998	385				22,0
3445,151	81				26,0	3687,4589	21		22,0	19,8	15,4
3452,273	25				8,6	3695,054	229				22,0
3465,8621	6			15,5	31,0	3697,426	389				14,6
3475,450	6				16,3	3701,086	385				7,3
3476,7036	6			13,2	8,2	3703,556	291				73,0
3490,5749	6			7,4	8,2	3704,463	290				22,0
3497,8420	6			10,5	37,6	3705,5674	5		12,3	10,1	9,5
3513,8196	24			15,3	35,2	3707,048	385				51,0
3521,2630	24			16,1	31,8	3707,824	5				14,6
3526,0415	6			14,3	8,2	3709,2484	21			18,8	
3526,167	24				32,6	3716,442	388				22,0
3533,201	326				65,0	3719,9367	5			15,0	2,9
3536,556	326				16,4	3722,5642	5		10,7	7,9	9,5
3554,122	23				38,6	3724,380	124				22,0
3554,922	326				65,0	3727,6211	21			17,2	26,3
3558,5170	24			16,5	15,4	3732,399	76				22,0
3565,3807	24			14,0	24,8	3733,3191	5		20,0	13,6	19,8
3570,0996	24		25,0	26,4	27,8	3734,8659	21			8,8	35,0
3573,896	611				77,2	3737,1333	5		11,4	11,4	9,5
3581,195	23				18,5	3738,308	609				21,4
3584,663	294				30,9	3743,3640	21			18,5	14,2
3585,320	23				15,5	3745,9013	5			17,7	7,1
3586,114	611				38,6	3748,2639	5			14,9	14,2
3586,9861	23			19,4		3749,4875	21			16,3	14,2
3589,107	23				15,5	3758,2350	21		15,5	16,9	15,7
3594,632	322				17,7	3760,052	177				19,9
3605,450	294				30,9	3763,7910	21		15,5	16,2	8,5
3608,8609	23		13,7	13,7	14,7	3765,5414	608		19,7		24,2
3618,7694	23		16,8	16,0	13,9	3767,1939	21		19,6	17,5	20,6
3621,463	294				33,3	3786,678	22				13,9
3622,001	295				23,1	3787,8825	21		18,0	16,0	21,5
3623,187	180				7,5	3790,0943	22		11,8		16,7
3631,4646	23		15,9	10,6	11,6	3795,004	21				13,9
3634,826	389				7,5	3797,517	607				20,8
3645,822	496				30,0	3798,5134	21			16,7	13,9
3647,8439	569		8,6			3799,5498	21		18,7	22,1	13,2
3647,844	23				15,7	3805,345	608		17,4		17,3
3649,304	5				22,0	3807,534	73				13,9
3649,508	291				22,0	3812,9658	22		13,0		0,4
3650,031	394				37,5	3815,8430	45		19,2		12,5
3650,280	180				15,0	3820,4274	20		14,4	16,4	18,7

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹				λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹			
		Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite			Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite
3821,181	608				41,6	3969,2595	43	14,0	15,8	18,3	25,0
3824,4455	4		10,1	17,1		3977,7437	72		15,2		10,6
3825,8834	20		17,1	17,8	21,4	3981,7743	278		19,5		23,7
3827,8256	45		19,2			3983,9593	277		14,6		18,7
3834,2244	20		17,0	16,3	21,5	3997,3952	278		18,1		10,6
3839,259	529				20,2	3998,054	276				12,5
3840,4397	20			14,2	13,9	4001,6627	72		7,5		
3841,0499	45		12,2		20,0	4005,2440	43	19,0	13,1	16,2	25,6
3843,2596	528		18,9			4009,7154	72		15,0		6,3
3846,803	664				17,6	4014,534	802				18,7
3849,9694	20		70,0		12,5	4021,8696	278		19,1		15,6
3850,820	22				13,9	4045,8147	43	12,0	3,7		5,6
3856,3731	4		11,4	12,6	10,8	4062,4440	359		16,8		28,5
3859,214	175				3,0	4063,5963	43	12,0	8,5	15,1	12,8
3859,9132	4		6,0	8,7	4,7	4066,979	358				17,8
3865,5256	20			18,7	19,2	4067,275	217				18,3
3867,2184	488		18,0			4071,7399	43	13,0	15,0		15,5
3869,5645	284		40,6			4084,499	698	20,0			
3872,5032	20		17,3	16,0	22,4	4100,7389	18		6,5		42,8
3873,7624	175		10,6		4,6	4107,4917	354		19,4		
3878,021	20				20,0	4109,008	522				15,9
3878,5745	4		7,4	10,7	10,5	4109,8053	357		19,4		35,5
3885,512	124				19,7	4114,449	357				17,8
3886,2839	4		6,6	18,0	7,2	4118,5484	801		12,6		
3887,0504	20			19,7	19,7	4120,211	423				26,8
3888,5165	45		19,8		23,0	4121,806	356				17,8
3895,6579	4	6	10,5		11,2	4127,6113	357		15,3		19,6
3897,896	280				40,0	4132,0603	43		13,5		11,9
3898,0111	20			39,0	19,7	4132,903	357				23,8
3899,7086	4	6	5,9		8,5	4134,6774	357		14,6		21,4
3902,9484	45	14	19,8		17,0	4137,002	726				13,9
3906,4814	4	13	12,4	15,0	16,3	4143,8703	43		11,1		15,5
3907,937	280				19,7	4147,6719	42		16,3		23,2
3917,185	20				13,1	4149,372	694				33,6
3920,2601	4	6	14,3	15,6	13,8	4152,1704	18		4,0		13,1
3922,9134	4	10	11,6	14,3	23,0	4153,905	695	33,0			
3927,921	4		3,8	11,5	10,5	4154,502	355				17,0
3930,2931	4	6	9,1	12,3	15,1	4156,803	354				17,0
3935,8143	362		11,7			4170,906	482				17,0
3937,3310	278		17,3			4172,749	19				34,0
3940,882	20				13,2	4174,917	19				34,0
3942,443	364				19,7	4175,640	354				17,0
3948,779	604				19,2	4177,5949	18		7,5		19,6
3949,9553	72		20,5		8,7	4181,7511	354	11,0	14,3		
3951,164	661				2,6	4184,8941	355		13,0		
3952,6045	278		19,1		22,4	4187,0436	152	23,0			17,0
3956,6796	278		15,8		24,4	4187,8015	152	23,0			22,6
3966,066	45				18,7	4191,4358	152	23,0	32,6		33,4
3967,423	604				19,2	4198,3098	152	23,0	33,2		34,0

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹				λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹			
		Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite			Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite
4202,0320	42	12,0	19,1		13,6	4459,121	68				14,8
4203,987	355				17,0	4461,6544	2		8,0		5,9
4206,6985	3		15,7		35,7	4466,554	350				16,8
4207,130	352				17,0	4476,021	350				18,2
4210,3497	152	26,0			28,3	4482,1720	2		15,0		10,9
4213,650	355				17,0	4482,257	68				19,7
4216,1854	3		13,3		17,0	4489,7416	2		9,9		6,9
4219,3641	800	14,4			33,4	4494,5669	68	18,0	18,4		
4222,2181	152		27,6		32,9	4528,6175	68	17,0	20,8		
4227,434	693	36,0			45,0	4531,152	39				13,8
4233,6089	152	28,0	35,8		37,0	4547,851	755				19,3
4235,9433	152	25,0	37,8		42,5	4592,655	39				14,2
4237,432	693				38,8	4602,944	39				9,4
4238,816	693				38,2	4647,4370	409		14,8		14,8
4245,2594	352		13,2		6,8	4667,459	822				18,1
4250,1248	152	24,0				4678,852	821				18,1
4250,7896	42	13,0			22,7	4691,414	409				18,2
4258,3174	3		11,0		25,5	4707,281	554				18,1
4260,4794	152	22,0	31,4		23,8	4710,286	409				18,2
4267,830	482				21,7	4733,596	38				18,1
4271,1589	152	24,0				4736,780	554				13,3
4271,7634	42	14,0	15,8		18,9	4741,533	346				16,6
4282,4057	71	7,0	14,2		15,7	4745,806	821				17,7
4285,445	597				21,6	4772,817	38				13,6
4291,466	3				15,2	4789,654	753				17,3
4294,1271	41	1,0	14,1		18,9	4859,7480	318		19,0		16,6
4298,040	520				21,7	4871,3244	318		29,3		23,3
4299,2409	152	23,0			22,6	4872,144	318				16,6
4307,9048	42		15,6		7,0	4878,2182	318	19,0			16,6
4309,380	414				32,5	4890,762	318				16,6
4315,0872	71	6,0	16,1		15,2	4891,4989	318	26,0	29,2		18,7
4325,7647	42		14,4		16,2	4908,317	318				16,6
4337,0484	41		10,6		13,4	4918,999	318	17,0			12,5
4352,7371	72		15,0		6,3	4920,5096	318	25,0	31,3		12,5
4367,5811	414		16,7		16,0	4924,776	114				16,7
4369,7745	518		15,1		12,4	4938,820	318				16,6
4375,9318	2	1,0			12,9	4939,690	16				12,5
4383,5473	41		9,9		8,3	4957,6059	318		42,0		25,6
4390,954	414				20,7	4966,0968	687	24,0	12,6		9,2
4404,7525	41		8,8		6,2	4982,507	1067				12,0
4408,419	68				20,6	4994,1323	16	8,0			16,0
4415,1250	41		11,7		11,9	5001,871	964	20,0			
4422,568	350				10,7	5006,126	318				4,0
4427,3118	2		10,2		11,4	5012,0712	16	7,0			34,6
4430,618	68				15,5	5014,950	965				12,0
4442,343	68				15,5	5022,245	964	32,0			
4443,197	350				20,7	5041,759	36				12,0
4447,722	68				15,5	5051,6379	16	11,0			
4454,383	350				20,2	5068,7730	383	29,0			

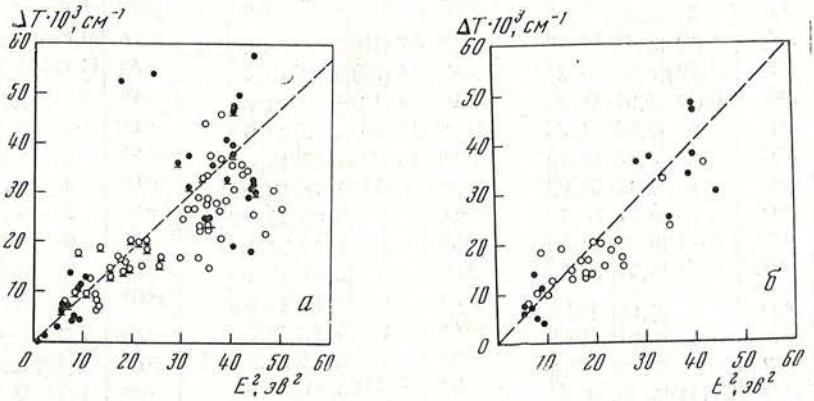
Таблица 1 (окончание)

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹				λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹			
		Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite			Babcock	Stanley	Meggers	Crosswhite
5074,757	1094	27,0				5405,7781	15	6,0	11,5		11,3
5079,226	66				16,0	5410,913	1165		9,0		
5083,3413	16	8,0			3,8	5415,201	1165	7,0	3,4		
5110,4139	1		4,6		5,0	5424,072	1146	10,0			10,6
5123,723	16				7,7	5429,6999	15	7,0	11,2		8,2
5127,363	16				7,7	5434,5268	15	7,0	9,5		10,3
5133,692	1092	8,0	10,2			5445,045	1163	7,0	7,5		
5150,843	16				11,1	5446,9197	15	8,0	8,8		10,0
5162,2886	1039	54,0				5455,6131	15	7,0	15,1		11,2
5166,2841	1		9,4		6,0	5497,5196	15	4,0	11,2		9,2
5167,4905	37	5,0	8,6		10,3	5501,4686	15	6,0	16,4		17,8
5168,9003	1		8,6		11,1	5506,7824	15	8,0	11,8		10,5
5171,5987	36	7,0	10,4		11,4	5569,6253	686	22,0	25,8		23,6
5191,4615	383		28,5		22,5	5572,8501	686	21,0	25,8		22,0
5192,3509	383	21,0	28,5		25,0	5576,095	686	13,0	23,9		
5194,943	36				3,7	5536,7634	686	19,0	24,8		23,3
5198,714	63				3,7	5602,3529	686		27,1		
5202,339	66				25,8	5615,6521	686	20,0	26,8		26,8
5204,5840	1		6,7		0,7	5624,5501	686	21,0	25,8		22,6
5208,6007	553	22,0				5656,8247	686	22,0	27,8		33,2
5216,2770	36		11,9		15,8	5662,5220	1087	16,0			
5227,1911	37	6,0	11,3		14,7	5709,3364	686	25,0	25,8		
5232,9474	383	21,0	25,6		19,9	5753,134	1107	33,0			
5235,392	1031				18,5	6024,066	1178	22,0			
5242,4955	843				11,0	6065,488	206	8,0			
5247,065	1				14,8	6136,621	169	6,0			
5250,211	1				18,5	6137,697	206	14,0			
5250,6490	66	7,0			11,1	6191,563	169	10,0			
5263,3134	553	23,0			31,6	6219,286	62	3,0			
5266,5626	383	20,0	26,2		23,8	6230,733	206	13,0			
5269,5402	15	11,0			12,5	6246,329	816	23,0			
5270,3602	37	4,0			10,7	6252,561	169	10,0			
5281,7970	383	18,0	25,4		21,7	6254,263	111	10,0			
5283,6283	553	23,0			25,6	6301,510	816	13,0			
5302,3073	553	26,0	28,0		27,0	6318,023	168	12,0			
5307,3633	36		9,1		15,3	6335,337	62	12,0			
5324,1864	553	22,0			22,4	6336,833	816	17,0			
5328,042	15				12,5	6393,605	168	10,0			
5328,534	37				14,2	6400,013	816	22,0			
5332,9020	36		10,5		14,2	6408,028	816	18,0			
5339,9371	553	22,0	28,6		27,0	6411,659	816	10,0			
5341,0255	37	4,0	5,6		7,5	6421,355	111	12,0			
5367,470	1146	6,0	9,0		8,9	6430,852	62	10,0			
5369,965	1146	9,0	9,0		8,9	6494,985	168	10,0			
5371,4926	15	9,0	10,7		12,0	6546,245	268	7,0			
5383,374	1146	13,0	16,5		16,5	6569,227	1253	28,0			
5393,1752	553	17,0	28,0			6592,920	268	12,0			
5397,1311	15	9,0	12,4		12,0	6677,993	268	7,0			
5400,509	1145	27,0									

Встречаются также и значительные расхождения, например для λλ 3930, 3920, 4375, 4294 Å и др. Однако столь большие расхождения встречаются сравнительно редко, и мы в дальнейшем исследовании использовали средние из всех измерений для каждой линии.

Обработка измерений производилась по схеме, принятой в [3]. Для наиболее глубоких термов сдвиг принят малым: для самых глубоких a^5D и a^5F, как и в [3], принят равным нулю. Для терма a^3F, лежащего на 1,5 *эв* выше, сдвиг принят равным 0,001 $см^{-1}$ и для еще более высокого a^5P (2,2 *эв*) равным 0,003 $см^{-1}$.

В табл. 2 эти значения взяты в квадратные скобки. Имея эти четыре величины, из сдвигов отдельных линий можно подсчитать сдвиги и для других термов. При этом оказывается, что часто для некоторых термов сдвиги определяются по нескольким линиям в разных мультиплетах. Окончательная величина сдвига определена как среднее из всех полученных при расчете величин.



Фиг. 1. Распределение сдвигов термов для Fe I

а — для всех точек; *б* — для точек с весом ⩾ 5.
Темные кружки — четные термы, светлые — нечетные

Результаты таких вычислений приведены в табл. 2 отдельно для четных и нечетных термов и внутри них — отдельно по мультиплетам. Здесь же даны энергии термов в электронвольтах. Графа, обозначенная n, дает число отдельных линий, по которым был определен сдвиг данного терма; число, стоящее в скобках, обозначает количество измерений этих линий разными авторами.

На фиг. 1 графически представлены данные табл. 2 по всем термам. По оси абсцисс отложен квадрат энергии терма в электронвольтах в связи с тем, что в [3] и [4] показано, что сдвиги подчиняются квадратичной зависимости от энергии терма.

Как видно из фиг. 1, *а*, разброс точек довольно большой; для четных и нечетных термов особой разницы в расположении точек не замечается. Не все точки фиг. 1 одинаково достоверны; ряд точек получен по одному-двум измерениям (для 41 терма из 95), в то время как имеются точки с более чем 10 измерениями. На фиг. 1, *б* нанесены точки с весом более 5 или равным ему (по числу измерений). Мы видим, что эти точки группируются значительно лучше, давая меньший разброс.

Для получения более простой картины расположения точек мы сгруппировали их по интервалам энергии термов и определили средние взвешенные (по числу измерений) значения сдвигов для этих интервалов энергий.

Таблица 2

Четные					Нечетные									
мультиплетность	обозначение	n	E, эв	$\Delta T\cdot 10^3$, $см^{-1}$	мультиплетность	обозначение	n	E, эв	$\Delta T\cdot 10^3$, $см^{-1}$	мультиплетность	обозначение	n	E, эв	$\Delta T\cdot 10^3$, $см^{-1}$
	a^1G	2	3,03	11,9		z^1G^0	1 (2)	5,86	33,5		z^5D^0	23 (73)	3,24	9,8
1	a^1D	1	3,53	9,4		z^1H^0	1	5,97	38,1		z^5F^0	21 (35)	3,38	12,7
	a^1H	1 (2)	3,56	6,9		y^1G^0	1	6,01	36,3		z^5P^0	18 (23)	3,63	19,2
	a^1I	1 (2)	5,95	25,2	1	z^1D^0	1	6,11	26,7		y^5D^0	26 (47)	4,15	16,8
	a^3F		1,53	[1]		z^1F^0	1 (2)	6,24	28,7		y^5F^0	23 (41)	4,24	16,6
	a^3P	5 (6)	2,32	6,2		x^1G^0	1	6,25	32,1		z^5G^0	14 (26)	4,38	14,4
	a^3H	10 (12)	2,42	7,9		z^1I^0	1	6,55	34,5		x^5P^0	4 (7)	4,29	14,3
	b^3F	5	2,58	7,3		y^1H^0	1	6,63	25,6		y^5P^0	6 (7)	4,59	20,0
3	a^3G	8 (9)	2,72	14,3		z^3D^0	12 (19)	3,91	14,5	5	x^5D^0	21 (28)	4,96	20,5
	b^3P	22 (31)	2,83	5,2		z^3F^0	14 (23)	3,92	13,4		x^5F^0	11 (17)	5,03	17,1
	b^3G	6 (8)	2,97	11,3		z^3P^0	8 (13)	4,22	13,9		z^5S^0	3 (8)	5,05	15,7
	c^3P	6	3,04	4,3		z^3G^0	12 (26)	4,42	20,6		w^5D^0	1	5,45	16,9
	b^3H	3	3,25	13,1		y^3F^0	10 (24)	4,59	15,3		y^5S^0	1	5,49	25,0
	e^3F	1	4,15	52,8		y^3D^0	6 (11)	4,78	18,6		u^5D^0	4	5,79	13,9
	e^3D	2	6,35	36,1		x^3D_0	2	5,60	27,0		w^5G^0	2	5,87	44,1
	e^3G	2 (3)	6,67	32,6		y^3G^0	2	5,61	23,1		v^5P^0	6	5,94	23,7
	e^3H	2 (3)	6,71	26,8		z^3I^0	1	5,69	27,1		v^5F^0	2	5,95	22,4
	a^5D		0,05	[0]		y^3P^0	1	5,78	23,5		v^5G^0	2	6,14	37,1
	a^5F		0,91	[0]		x^3F^0	4	5,81	28,5		z^7D^0	7 (11)	2,45	8,3
	a^5P		2,19	[3]		w^3D^0	3	5,82	23,2	7	z^7F^0	6 (10)	2,85	10,2
	e^5D	28 (41)	5,58	31,4	3	z^3H^0	7 (11)	5,81	33,0		z^7P^0	4 (7)	2,97	18,3
	e^5F	3 (5)	5,89	30,0		y^3S^0	1 (2)	5,87	27,8					
	g^5D	2	6,25	32,7		x^3G^0	1	5,91	29,3					
5	f^5D	2	6,25	41,2		x^3P^0	1	5,98	15,1					
	e^5G	6 (8)	6,30	47,8		v^3D^0	1	6,07	16,8					
	e^5S	3	6,31	39,4		w^3F^0	4	6,08	28,1					
	f^5F	1	6,36	19,1		y^3H^0	3	6,13	46,0					
	e^5P	1	6,42	50,2		w^3P^0	2	6,19	20,9					
	f^5P	1	6,61	28,8		u^3G^0	1	6,38	31,6					
	g^5F	2	6,63	58,6		u^3D^0	1	6,46	34,3					
	h^5D	1	6,64	18,4		w^3H^0	1	6,50	33,9					
	f^5G	3 (4)	6,64	32,5		y^3I^0	3 (5)	6,50	36,2					
	e^5H	5 (11)	6,69	30,2		t^3G^0	2	6,70	71,0					
	e^7D	32 (65)	5,35	36,5		v^3H^0	1	6,84	21,8					
7	f^7D	5	6,27	33,6		u^3H^0	1	6,96	30,9					
	e^7F	10	6,31	37,9		x^3I^0	1	7,05	27,1					
	e^7G	6	6,33	47,3										
	e^7S	2	6,37	48,3										

Эти значения приведены в табл. 3 и представлены на фиг. 2 графически. Полученные точки довольно хорошо укладываются на прямую

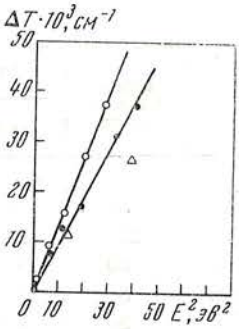
$$\Delta T\cdot 10^3 = 0{,}95E^2. \qquad (1)$$

Пользуясь этой прямой, дающей наиболее вероятный ход квадратичной зависимости сдвига терма от его энергии, мы рассмотрели положение точек для термов различной мультиплетности. На фиг. 3, *а* представлено рас-

пределение точек для синглетных термов разной четности. Хотя все они получены из одного-двух измерений, точки располагаются несколько ниже прямой (*1*).

На фиг. 3, *б* приведено расположение точек для триплетных термов разной четности. Особой разницы в расположении точек для четных и нечетных термов здесь не заметно, однако отчетливо заметно понижение точек, особенно при больших E, относительно прямой (*1*). На фиг. 3, *б* подчеркнуты точки с наибольшим весом ($\geqslant 5$); видно, что эти точки располагаются несколько ниже прямой (1). На фиг. 3, *в* представлено расположение точек для квинтетных термов. Точки с наибольшим весом подчеркнуты. Видно, что и эти точки располагаются несколько ниже прямой, особенно в средней части. На фиг. 3, *г* показано расположение точек для септетных термов. Подчеркнуты точки с весом $\geqslant 5$, они располагаются несколько выше прямой.

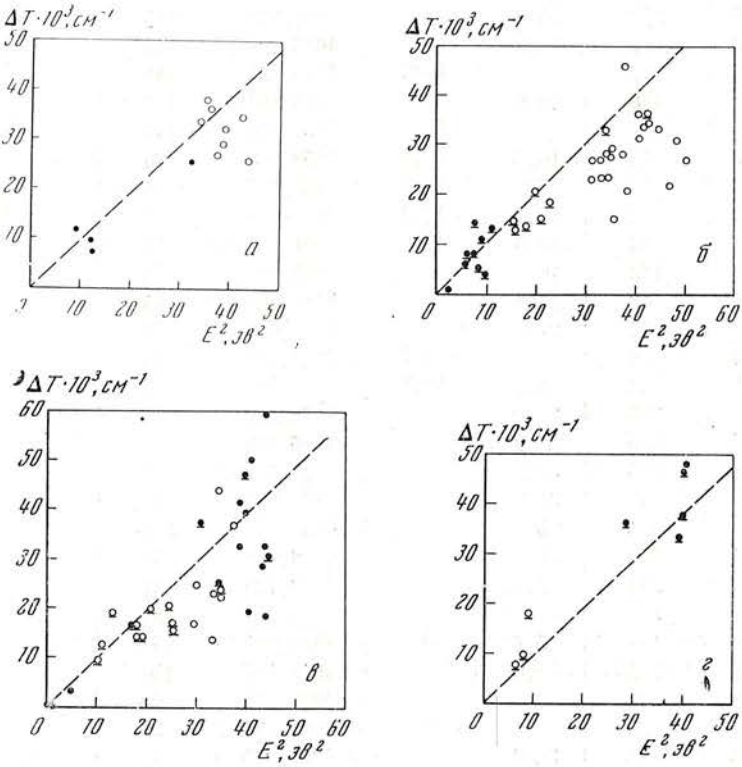
Таким образом, наша обработка более многочисленных данных по сдвигам



Фиг. 2. Распределение средних сдвигов термов для Fe (точки), Ti (кружки) и Ni (треугольники)

Таблица 3

E_1-E_2, *эв*	$E_{ср}$, *эв*	$\Delta T\cdot 10^3$, *см*$^{-1}$
0—2	1,13	1,0
2—3	2,68	7,9
3—4	3,45	12,8
4—5	4,43	17,2
5—6	5,71	31,2
6—7	6,42	37,0



Фиг. 3. Распределение сдвигов для одиночных (*а*), триплетных (*б*), квинтетных (*в*) и септетных (*г*) термов Fe I

Темные точки — четные термы, светлые — нечетные

Таблица 4

λ, Å	Номер мультиплета	$\Delta\nu \cdot 10^3$, $см^{-1}$		λ, Å	Номер мультиплета	$\Delta\nu \cdot 10^3$, $см^{-1}$	
		Burns	Brown			Burns	Brown
4055,013	80	0		4440,344	15	10,1	20,2
4057,622	254	12,0		4449,142	160	20,0	20,2
4064,208	80	24,0		4450,893	160		20,2
4065,095	80	0		4453,313	113	20,0	24,7
4078,470	80	6,0		4455,318	113	25,0	
4082,454	80	11,9		4455,485	42		20,2
4122,144	296	29,0		4457,428	113	15,0	24,7
4127,532	296	35,0		4463,382	160	10,0	
4159,636	206	17,2		4465,807	146		14,8
4171,018	206	28,8		4471,238	146	20,0	14,8
4186,117	129	5,7		4474,852	113	30,0	
4200,741	220	39,8		4480,587	146	30,0	
4203,464	220	11,2		4481,260	146	15,0	14,8
4250,794	42		16,6	4489,089	146		19,7
4256,027	252	38,4		4512,734	42		19,7
4260,474	152		33,2	4518,024	42		19,7
4263,134	162		16,6	4522,797	42		19,7
4272,421	44	27,2		4527,305	42		19,7
4274,585	44	27,2		4544,689	42		19,7
4276,430	148	5,4		4548,767	42		19,7
4278,222	291	5,4		4552,454	42		18,9
4278,787	252	54,0		4617,270	145		18,9
4281,368	44	10,9		4623,098	145		14,2
4282,696	162		16,2	4629,337	145		23,1
4284,982	148	10,9		4645,194	145		23,1
4286,006	44	0	16,3	4650,016	145		23,1
4287,403	44	16,3	16,3	4656,468	6		9,0
4289,070	44	16,3	16,3	4667,585	6		13,6
4295,749	44	16,1	16,3	4681,909	7		9,0
4298,665	44	10,9	16,3	4691,334	75		22,6
4299,209	148	10,7		4698,763	75		22,6
4299,629	43	10,8		4710,187	75		22,6
4300,553	44	27,0		4722,603	75		22,6
4305,910	44		16,3	4723,171	75		22,6
4314,801	43	5,3	10,8	4742,790	233		22,1
4318,631	235	27,0		4778,263	232		26
4321,654	235	37,0		4805,418	260		39
4325,126	235	37,2		4820,412	126		17,4
4326,347	43	31,9		4840,874	53		4,2
4346,104	234	5,3		4856,012	231		16,7
4360,484	204	21,0		4868,261	231		12,5
4393,924	244	5,15		4870,129	231		16,7
4404,274	218	31,0		4885,082	157		12,5
4417,276	161	5,1	15,2	4899,911	157		8,3
4421,752	218	30,6		4913,617	157		12,5
4426,049	161	20,4		4928,339	200		16,7
4427,098	128	10,2	10,2	4981,734	38		12,0
4430,364	113	30,6		4991,065	38		16,0
4431,279	218	5,1		4999,502	38		16,0
4436,585	160	30,4		5007,211	38		12,0

Таблица 4 (окончание)

λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹		λ, Å	Номер мультиплета	Δν·10³, см⁻¹	
		Burns	Brown			Burns	Brown
5014,283	38		12,0	5675,413	249		95,0
5016,165	38		12,0	5866,454	72	5,8	11,5
5020,023	38		20,0	5880,273	71	14,5	
5022,864	38		16,0	5899,294	72	14,3	11,5
5024,831	38		12,0	5918,538	71	5,7	
5064,656	5		8,0	5922,112	72	8,5	17,2
5147,487	4		7,7	5937,809	72		11,3
5152,185	4		7,4	5941,754	72		2,8
5173,744	4		11,0	6085,224	69		8,3
5192,976	4		7,4	6091,174	238	10,8	16,7
5210,386	4		7,4	6126,213	69	8,0	5,6
5255,811	183		13,3	6258,104	104	10,0	22,7
5512,526	106		19,8	6258,711	104	10,1	20,1
5514,350	106		19,8	6261,102	104	12,7	22,7
5514,536	106		23,1	6303,761	104	10,0	
5565,477	229		19,1	6366,355	103	7,4	
5662,155	249		89,0				

термов подтверждает вывод [3] о том, что термы с более высокой мультиплетностью сильнее подвержены сдвигу, точки для них располагаются заметно выше. Вместе с тем особой разницы в расположении точек для термов разной четности мы не обнаруживаем.

§ 2. Дифференциальные сдвиги термов в атоме Ti I

По титану мы располагаем двумя сравнительно давними работами. Бернс [8] провел интерферометрические измерения длин волн линий титана в дуге, горящей в воздухе и при пониженном давлении. Дуга горела между угольными электродами, в нижний электрод вводился порошок металлического титана. Сила тока в дуге в воздухе была 6 *а*, в вакууме 5 *а*. В интерферометре расстояние между пластинками 10 *мм*. Измерялись линии в области λλ4050—6600 Å.

Браун [9] измерил 118 линий Ti I в вакуумной дуге в области λλ4260—6260 Å при давлении 40 *мм* рт. ст. (электроды — из металлического титана). Измерение длин волн производилось относительно красной линии кадмия в качестве основного стандарта. Интерферометр скрещивался с призменным спектрографом. В работе [9] даны смещения длин волн относительно дуги, горящей в открытом воздухе, т. е. смещения в расчете на 1 *атм*.

Всего мы имеем 133 линии Ti I, принадлежащие 51 мультиплету. Отметим, что в [3] также анализировали сдвиги линий титана по более старым измерениям 1912 г. [10]. В табл. 4 приведен список длин волн всех использованных нами линий, номера мультиплетов и смещения длин волн.

Как и в случае железа, для наиболее глубоких термов были приняты минимальные сдвиги, именно: для термов a^3F, a^1D, a^3P и a^5F равные нулю, а для термов a^1G и b^5F (с энергией 1—1,5 *эв*) равные 0,001; в табл. 5 они взяты в квадратные скобки. Исходя из этих величин были рассчитаны сдвиги для других термов. В табл. 5 представлены результаты расчета отдельно для четных и нечетных термов, сгруппированные по мультиплетности. В ней дано число линий и измерений, использованных для получения каждого

Таблица 5

Четные					Нечетные				
мультиплетность	обозначения терма	n	E, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, *см*$^{-1}$	мультиплетность	обозначения терма	n	E, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, *см*$^{-1}$
	a^1D		0,90	[0]		z^1D^0	1	2,73	9,0
1	a^1G		1,50	[1]	1	z^1G^0	1	3,05	0
	b^1G	3 (4)	2,26	0		y^1D_0	1	3,45	4,2
	a^1H	1	2,57	22,4		y^1F^0	1	4,06	17,4
						z^1H^0	1 (2)	4,23	10,2
						y^1G^0	1	4,44	5,7
						x^1F^0	1 (2)	4,64	32,4
						z^1I^0	3	4,77	26,2
						x^1G^0	1	4,81	36,9
						y^1H^0	1	5,07	16,2
						x^1H^0	1	5,45	27,8
	a^3F		0,03	[0]		z^3F^0	5	2,40	8,2
	a^3P		1,05	[0]		z^3D^0	1	2,47	8,0
3	b^3F		1,44	[1]		z^3G^0	2	2,66	11,3
	a^3G	1	1,87	17,3		z^3S^0	2 (3)	3,08	—7,5
	a^3D	1	2,16	14,5		y^3D^0	5 (8)	3,14	10,9
	a^3H	3	2,24	10,9		z^3P^0	2	3,15	10,1
	f^3H	2	5,66	42,5		x^3D^0	1	3,33	—6,4
						y^3G^0	4 (7)	3,41	16,2
						w^3D^0	3	3,67	18,9
						x^3G^0	1	3,70	50,5
						v^3D^0	1	3,85	12,5
					3	w^3G^0	1	3,89	40,0
						z^3H^0	3 (6)	3,94	22,7
						x^3P^0	6	4,09	8,4
						v^3F^0	5 (8)	4,21	24,4
						w^3F^0	1	4,16	24,1
						y^3H_0	3	4,39	50,6
						v^3G^0	6 (8)	4,64	37,4
						u^3F_0	2 (3)	4,66	31,2
						t^3F^0	2 (3)	4,76	33,6
						x^3H^0	1	4,83	33,0
						v^3P^0	1	4,99	35,5
						u^3G^0	3	5,09	44,6
5	a^5F		0,81	0		y^5G^0	9	3,29	14,2
					5	y^5F^0	9	3,54	19,2
						x^5D_0	11 (17)	3,69	17,1

сдвига. На фиг. 4 эти данные показаны графически. По оси абсцисс отложены квадраты энергии термов. Для большей наглядности все вычисленные смещения термов сгруппированы по энергии термов и для этих групп определены средние сдвиги (с учетом весов); в табл. 6 представлены результаты такого группирования. Мы видим систематическое увеличение сдвигов с ростом энергии терма. На фиг. 2 приведены эти средние значения и проведена вычисленная для этих точек прямая

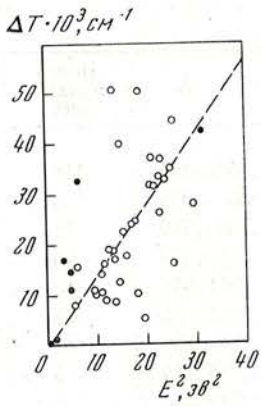
$$\Delta T \cdot 10^3 = 1{,}40 \ E^2.$$

Как видно из фиг. 2, точки для Ti I ложатся несколько выше точек для Fe I.

§ 3. Дифференциальные сдвиги термов в атоме Ni I

Здесь мы имеем только одну работу [11]. Барнес произвел интерферометрические измерения 72 линий никеля в дуге, горящей при 76 и 6 *см* рт. ст. Интерферометр Фабри — Перо скрещивался со спектрографом с вогнутой решеткой 6,4 *м* радиуса кривизны и 600 *штрих/мм*. Дисперсия 5,1 Å/*мм* в первом порядке.

Измеренные здесь линии принадлежат 36 мультиплетам. В табл. 7 даны эти измерения и сдвиги в $см^{-1}$. Обработка производилась подобным же образом. Для наиболее глубоких термов приняты минимальные сдвиги: нулевой для a^1D и 0,001 для b^1D.



Фиг. 4. Распределение сдвигов для термов Ti I

Обозначения те же, что на фиг. 3

В табл. 8 приведены термы, для которых удалось подсчитать сдвиги. Здесь же даны энергии E термов и число n измерений, в которых получены величины сдвигов. Экспериментальных данных для никеля слишком мало, чтобы получить достаточно надежную картину распределения сдвигов в зависимости от E^2. Поэтому мы ограничились рассмотрением только некоторых средних величин для термов, сгруппированных по энергиям, как показано в табл. 9.

Таблица 6

$E_1—E_2$, *эв*	$E_{ср}$, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, $см^{-1}$
0—2	1,1	2,7
2—3	2,4	9,2
3—4	3,48	15,9
4—5	4,51	27,4
5—6	5,32	37,5

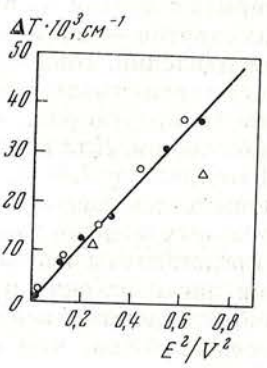
Мы видим, что эти средние значения возрастают с энергией терма. На фиг. 2 эти значения нанесены вместе с данными для Fe I и Ti I. Если для Fe I и Ti I точки неплохо ложатся около соответствующих прямых, то для Ni I мы имеем всего три точки, как будто подчиняющиеся общей закономерности. Следует отметить, что для никеля только для трех термов имеем больше пяти измерений, т. е. определенные нами сдвиги недостаточно надежны, чтобы делать какие-либо определенные выводы; точность полученных нами средних величин явно невелика.

§ 4. Обсуждение результатов

В итоге мы имеем увеличение сдвигов термов с ростом их энергии для трех элементов группы железа. Природа этих сдвигов — влияние межмолекулярных полей в разряде при атмосферном давлении. Вполне естественно ожидать, что наиболее сильное воздействие испытывают более высокие термы атомов. Можно предположить, что некоторую роль играет глубина залегания терма под уровнем энергии ионизации. Для рассмотренных нами элементов энергии ионизации для Fe I составляют 7,87 *эв*, для Ti I — 6,82 *эв* и для Ni I — 7,63 *эв*. Поэтому мы попытались рассмотреть зависимость сдвига термов с увеличением относительных энергий термов (по отношению к энергии ионизации). На фиг. 5 представлены эти зависимости. Видно, что точки для Fe I и Ti I практически легли на одну прямую. Относительно никеля трудно вынести какое-либо суждение; имевшихся в нашем распоряжении материалов слишком недостаточно, чтобы получить уверенную зависимость и для этого элемента.

Таблица 7

λ, Å	Номер мультиплета	$\Delta\nu \cdot 10^3$, $см^{-1}$	λ, Å	Номер мультиплета	$\Delta\nu \cdot 10^3$, $см^{-1}$
3496,354	118	—4,0	4752,423	132	8,9
3527,990	6	—8,2	4754,768	141	8,3
3597,736	18	7,7	4756,520	98	8,9
3610,498	18	—15,2	4762,632	71	—4,4
3661,948	16	15,0	4763,950	146	8,7
3664,095	4	15,0	4786,542	93	33,4
3674,156	32	57,1	4806,993	163	21,6
3688,414	5	7,3	4829,032	131	30,4
3739,226	2	—7,1	4831,181	111	13,0
3772,529	15	0	4838,651	260	25,5
3792,343	2	—13,9	4852,565	130	33,2
3831,694	31	13,5	4855,418	130	17,0
3889,674	15	59,0	4857,400	111	21,2
3973,559	31	18,8	4866,277	111	24,9
4284,632	86	16,2	4873,449	111	12,5
4288,001	178	54,1	4904,416	129	8,3
4298,523	178	4,0	4912,024	111	8,3
4331,647	52	5,4	4913,977	132	8,3
4359,583	86	16,2	4918,367	177	4,2
4401,547	86	31,0	4925,569	141	4,2
4436,982	86	20,6	4935,836	177	16,3
4459,038	86	14,8	4953,215	111	24,4
4470,483	86	19,7	4980,176	112	0,0
4546,935	261	9,7	4984,120	143	20,0
4592,537	98	33,1	5000,346	145	8,0
4600,366	98	23,6	5017,583	111	16,0
4604,993	98	18,9	5035,365	143	0,0
4606,228	100	23,7	5042,196	131	—24,0
4648,656	98	9,5	5080,537	143	0,0
4686,220	93	22,6	5081,115	194	19,2
4701,539	235	9,1	5084,095	162	—11,5
4703,811	133	13,6	5115,400	177	11,5
4714,425	98	31,7	5146,485	162	—3,7
4731,803	163	9,1	5155,766	210	0,0
4732,463	235	22,1	5168,664	112	—3,7



Фиг. 5. Распределение средних сдвигов Fe I, Ti I и Ni I в зависимости от относительных энергий термов

Точки — для Fe I, кружки — для Ti I, треугольники — для Ni I

Таблица 8

Четные				Нечетные			
обозначение терма	n	E, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, *см*$^{-1}$	обозначение терма	n	E, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, *см*$^{-1}$
a^1D		0,42	[0]	y^1D^0	1	4,52	6,4
b^1D		1,67	[1]	z^3P^0	5	3,56	8,0
e^1P	2	6,24	16,6	z^3F^0	2	3,67	32,2
e^1G	1	6,26	51,4	z^3D^0	1	3,70	—8,2
f^1D	1	6,27	21,6	z^3G^0	3	3,87	13,4
a^3D		0,09	[0]	z^5D^0	2	3,37	24,6
a^3F		0,12	[0]	z^5G^0	3	3,51	—2,0
e^3S	1	6,04	16,3	z^5F^0	7	3,65	13,8
e^3P	2	6,09	25,6				
e^3G	1	6,10	28,1				
f^3D	3	6,14	14,4				
e^3F	3	6,15	12,2				
f^3F	3	6,32	24,0				
g^3F	2	6,74	42,4				
e^3H	1	7,14	9,0				
e^5F	14	6,16	31,0				

Таблица 9

$E_1 \div E_2$, *эв*	$E_{ср}$, *эв*	$\Delta T \cdot 10^3$, *см*$^{-1}$
0—2	0,57	0,25
3—5	3,73	11,8
6—7	6,30	26,5

Вообще говоря, важно исследовать сдвиги термов при переходе от атмосферного давления к низкому для всех элементов группы железа, так как эта группа представляет интерес для астрофизики.

Март 1967 г.

Литература

1. П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1947, 1, 116.
2. Г. А. Шайн, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, 49.
3. H. D. Babcock. Astrophys. J., 1928, 67, 240.
4. О. А. Мельников. Астрофизика, 1965, 1, № 4, 351.
5. R. W. Stanley, G. H. Dicke. JOSA, 1955, 45, № 4, 280.
6. R. W. Stanley, W. F. Meggers. J. Res. Nat. Bur. Stand., 1957, 58, № 1, 41.
7. H. M. Crosswhite, G. H. Dicke. Important Atomic Spectra, American Institute of Physics Handbook, 2-d. Ed., 1963, 7 g, p. 7. 42—7. 122.
8. K. Burns. Publ. Allegheny Observ. Univers. of Pittsburg, 8, № 1.
9. Fr. L. Brown. Astrophys. J., 1922, 56, № 1, 53.
10. Galle, Adams. Astrophys. J., 1912, 35, 10.
11. B. T. Barnes. Astrophys. J., 1926, 63, № 2, 127.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРА Ti I

В. К. Прокофьев, Т. А. Ратобыльская

Критически пересмотрены имеющиеся в литературе измерения и вычисления относительных значений сил осцилляторов в спектре Ti I. Составлена сводка рекомендуемых значений для 737 линий, принадлежащих 255 мультиплетам. Определена формула перехода от относительных значений, данных в шкале Кингов [1], к абсолютным.

OSCILLATOR STPENGTHS FOR Ti I SPECTRA, by *V. K. Prokofiev, T. A. Ratobylskaya.*— Measurements and calculations of relative values of oscillator strengths in Ti I spectra, available in the literature, are revised critically. A summary of recomended values for 737 lines, belonging to 255 multiplets, is compiled. The formula of the transition from relative values, given in King scale [1], to absolute, is determined.

В настоящей статье приводятся результаты критического анализа всех имеющихся в литературе измерений и вычислений сил осцилляторов для нейтрального атома титана. Материалов вполне достаточно, чтобы провести критическую их оценку, на основании этого составить единый список величин в единой шкале и дать переход от этой шкалы к абсолютным значениям. В качестве единой была выбрана шкала, в которой даны измерения Р. и А. Кингов [1]. Необходимость такой критической сводки результатов вытекает из двух обстоятельств: 1) сделано много измерений, между которыми наблюдаются значительные расхождения; 2) подобная критическая сводка может указать, на какие участки спектра необходимо обратить внимание и ставить экспериментальные работы по измерению величин f. Совершенно естественно, нецелесообразно ставить новые измерения для тех спектральных линий, где уже много достаточно близких данных.

Общее представление о количестве линий Ti I и мультиплетов, для которых измерены величины gf дает табл. 1. Здесь указаны авторы отдельных работ, исследованные области спектра, номера мультиплетов в соответствии с таблицами Ш. Мур [12], число мультиплетов, общее число использованных линий и число окончательно принятых линий для получения сводной таблицы. Всего было рассмотрено 737 линий в 255 мультиплетах, в том числе для 28 ультрафиолетовых мультиплетов [13].

§ 1. Критическое рассмотрение опубликованных работ по определению относительных величин сил осцилляторов

Первые обстоятельные измерения относительных величин сил осцилляторов Ti I выполнены Р. и А. Кингами [1]. В трубчатой графитовой высокотемпературной печи Кинга в вакууме создавался столб паров титана. Использовался метод полного поглощения. Источником служила кинолампа в кварцевой колбе при температуре накала нити $\sim$ 3100° К. Температура паров титана в печи изменялась в пределах от 1800 до 2600° С. Спектр

Таблица 1

Перечень изучавшихся мультиплетов

Авторы	Область длин волн, λλÅ	Номера мультиплетов	Всего мультиплетов	Всего линий	Использовано линий
Р. В. Кинг А. С. Кинг [1]	3123—6743	3—7,9, 11—15. 17—27, 35, 37, 38, 42—44, 48, 49, 53, 56—59, 61—62, 66, 67, 69, 71, 72, 74, 75, 77, 80, 83, 84, 86, 87, 90, 102, 104, 106—110, 131, 145, 146, 154, 156, 157, 179, 240, 276	66	227	226
С. Корлис В. Бозман [2]	2272—8766	3—9, 11—15, 17—20, 22—25, 27, 29, 30, 33, 35, 37—39, 41—45, 48, 49, 51—53, 56—59, 61, 62, 66—69, 71, 72, 74—80, 82—84, 86, 87, 90, 92, 94, 97—99, 101—104, 106—110, 112, 113, 115, 117, 120, 125, 126, 128—131, 133, 136, 137, 140—143, 145, 146, 148, 150, 151, 153—163, 166, 171, 173, 175—177, 179, 182—190, 192, 196—209, 211, 212, 216—220, 222, 224, 225, 227—229, 231—245, 247, 249—254, 256, 259—263, 265—267, 269, 270, 272—294, 296, 298, 300—302, 304, 305, 307—309, 316	239	707	688
		Ультрафиолетовая область			
Ю. И. Островский, Г. Ф. Парчевский, Н. П. Пенкин [3]	3200—5200	1—8, 10—16, 19, 23—32, 34, 35 4—6, 11—15, 17—19, 22—25, 27, 38, 56—57	19	56	56
К. Аллен [4]	4060—6556	4—6, 38, 42, 44, 53, 72, 74, 75, 80, 102, 104, 106, 108—110, 113, 126, 128, 129, 145, 146, 148, 154, 157, 160, 173, 183, 200, 231, 233, 238, 240, 244, 249, 288, 291, 305, 309	40	172	166
Н. Г. Морозова, Г. П. Старцев [5]	3729—3998	12, 13, 17, 56	4	9	9
В. Штекеленбург, Н. Смит [6]	3186—5192	4, 6, 12, 17, 19, 23, 24, 27, 38, 42	10	29	29
М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук [7]	3904—6743	3—7, 12, 33, 42—44, 48, 49, 53, 56, 69, 72, 77, 80, 102, 104, 107, 109—110, 113, 126, 129, 145, 146, 154, 157, 160, 162, 173, 199, 218, 228, 231, 233, 238, 240, 249, 250, 252, 259, 287, 288, 309	47	90	84
Дж. В. Тетам [8]	4981—3199	6,9, 12—14, 17—19, 24, 27, 38, 42, 44, 53, 56, 59, 62, 75, 80, 83, 113, 115, 126, 129, 130, 133, 146, 148, 157, 161, 162, 185, 189, 206, 207, 220, 231, 233, 252, 254, 260, 284, 291, 292, 296, 301	47	77	67
Р. Гефферлин и др. [9]	3926—6575	104, 110, 126, 145, 160, 173, 199, 228, 231—233, 249, 250, 259, 286—290, 292—297, 298, 304—306, 309	31	46	43
Л. А. Митрофанова [10]	3717—6098	4—6, 9, 12, 14, 15, 17, 38, 42—44, 53, 75, 78—80, 82, 83, 109, 110, 113, 129—113, 145, 146, 157, 159—163, 185, 188, 199, 200, 204, 206—208, 218, 220, 231, 233—235, 244, 245, 252—254, 277, 278, 283, 284, 288, 290—292, 296, 297	62	165	140
Ж. Р. Гаррисон [11]	3186—5973	4—6, 12, 13, 17, 19, 23—24, 27, 38, 42, 44, 72, 80, 110, 145, 146, 154, 157, 185	21	127	126

фотографировался на спектрографе с вогнутой дифракционной решеткой 600 *штрих/мм* при дисперсии 1,86 Å/*мм* во втором порядке. Далее определялись эквивалентные ширины линий поглощения и по кривой роста вычислялись силы осцилляторов. Внутренняя сходимость результатов довольно высокая, колебания отдельных измерений лежат в пределах 4—15%. Однако точность измерений определяется погрешностью измерения температуры, необходимой для расчета числа атомов в возбужденных состояниях, неравномерным распределением температуры вдоль оси печи, наложением линий испускания, рассеянным светом и другими причинами. Поэтому окончательное суждение о правильности измерений можно вынести только после сопоставления измерений разных авторов, выполненных к тому же различными методами.

В литературе сложилось мнение о хорошей точности и достаточной правильности измерений Кингов. Поэтому мы будем результаты других авторов сопоставлять с [1].

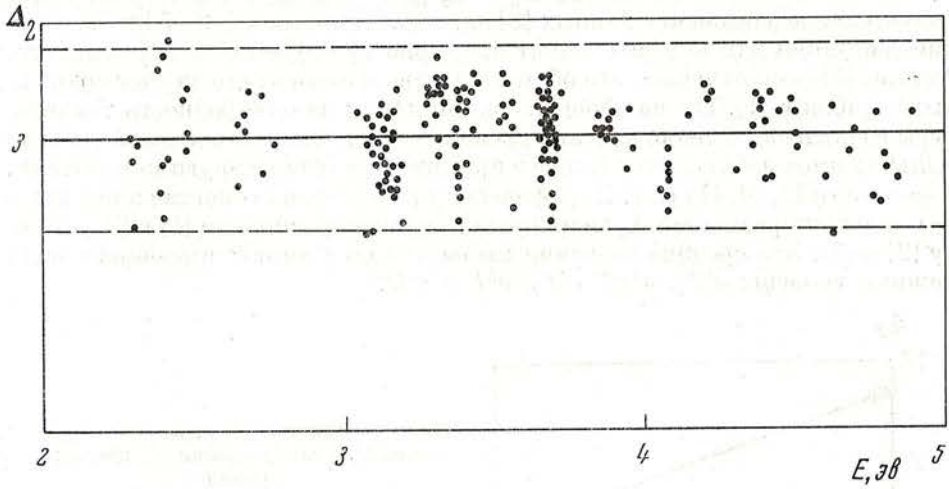
Результаты [1] для некоторых мультиплетов, богатых спектральными линиями, мы сопоставили с теоретическими относительными величинами, определенными для случая *LS*-связи, используя критерий применимости этих величин, приведенный в [14] (отступление экспериментальных значений факторов Ланде от теоретических по *LS*-связи для термов мультиплета). Такое сопоставление для мультиплетов № 4, 5, 6, 12, 17, 27, 38, 42, 44, 87, 145, 146, 157 показало достаточную правильность данных [1].

Весьма обстоятельные измерения Корлиса и Бозмана [2] выполнены методом лучеиспускания для атомов 70 нейтральных элементов и их первых ионов. Использовалась дуга постоянного тока при 200 *в* и 10 *а*. Электроды — брикеты, спрессованные из медного порошка с примесями различных элементов из расчета 0,1% по числу атомов. Электроды находились в держателях, охлаждаемых водой. Использовался спектрограф с вогнутой решеткой 7 *м* радиуса кривизны в установке Водсворта, дисперсией 5,0 Å/*мм* и шириной щели 0,03 *мм*. Гетерохромное фотометрирование производилось при помощи ленточной вольфрамовой лампы (для области $\lambda > 3300$ Å), для меньших длин волн использовалась водородная лампа. Температура дуги определена по многим спектральным линиям различных элементов с известными силами осцилляторов и найдена равной $5100 \pm 110°$ K. Определение величины f и gf, а также вероятностей лучеиспускания A производилось в абсолютной шкале, для чего была построена нормировочная кривая с использованием известных абсолютных значений сил осцилляторов нескольких элементов. Эта кривая получена для разных длин волн во всей области спектра от 2700 до 9000 Å и дана в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня. Такая калибровка необходима, так как спектральные линии различных потенциалов возбуждения излучаются в разных частях плазмы дуги и одна температура не может описать правильно возбуждение линий с весьма различными потенциалами возбуждения. Предполагается при этом, что при достаточно малой концентрации атомов в электродах поступление их в плазму разряда происходит пропорционально концентрации. При таком условии возможно определение сил осцилляторов одних элементов по известным для других. Необходимо учитывать также и степень ионизации атомов отдельных элементов в плазме дуги.

Нас пока не интересуют абсолютные значения величин gf, поэтому все данные [2] переводились в шкалу Кингов, для чего был определен средний коэффициент перехода, равный [1]

$$\lg (gf)_{2k} = \lg (gf)_2 + 2{,}97. \qquad (1)$$

[1] Индекс у $\lg (gf)$ здесь и в дальнейшем указывает номер использованных работ, приведенный в списке литературы (от 1 до 11). Индекс $2k$ обозначает, что величина, $(gf)_2$ переведена в шкалу Кингов. Подобное обозначение будет использовано и дальше.



Фиг. 1. Разности $\Delta_2 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_2$ в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня E

Для определения этого коэффициента использованы 213 линий, для которых имеются измерения в [1] и [2]. На фиг. 1 нанесены разности [1]

$$\Delta_2 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_2$$

для каждой линии в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня. Из расположения точек можно заключить, что систематического хода нет, наблюдается иногда значительный разброс точек.

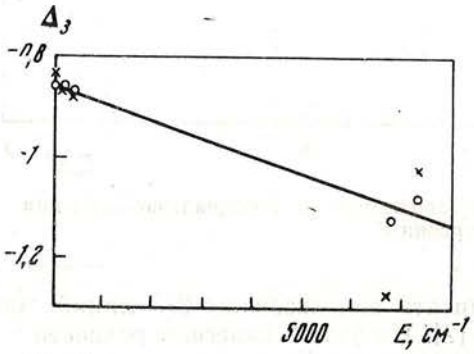
Для дальнейшего отметим, что в качестве критерия приемлемости какого-либо измерения мы приняли величину отклонения разностей от среднего их значения в пределах $\pm$ 0,30 (т. е. расхождение не более чем вдвое по численной величине). Ради наглядности на фиг. 1 проведены эти границы допустимой зоны расхождений. Мы видим, что только примерно 10% всех точек [2] выходит за указанные границы; это свидетельствует о достаточно хорошем согласии измерений [1] и [2]. Затем все измерения [2] были переведены в шкалу Кингов в соответствии с формулой (1) и использованы для сопоставления с другими измерениями, когда нет соответствующих спектральных линий в [1]. Это относится главным образом к измерениям для линий с высокими потенциалами возбуждения нижних уровней, выполненным методом лучеиспускания.

Островский, Парчевский и Пенкин [3] произвели измерение относительных значений сил осцилляторов методом аномальной дисперсии в графитовой печи Кинга. Особое внимание было обращено на однородность распределения температуры вдоль печи; для получения достаточной однородности были использованы графитовые трубки с переменной по длине толщиной стенок. Метод аномальной дисперсии, использующий спектр поглощения, является достаточно точным с точки зрения измерения спектров. Однако точность получаемых величин f для возбужденных состояний зависит от правильности измерения температуры паров в печи. Это замечание в равной мере относится и к работам, где применяется метод лучеиспускания. Поэтому в [3] особое внимание было обращено на измерение температуры в печи и на возможность применения формулы Больцмана для вычисления населенности возбужденных состояний.

---

[1] Индекс у Δ обозначает, что данная разность относится к результатам работы, порядковый номер которой в списке литературы совпадает с этим индексом.

При составлении разностей $\Delta_3 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_3$ было обнаружено значительное завышение данных [3] для мультиплетов № 38, 56 и 57, нижние состояния для которых лежат примерно на 0,8 *эв* выше нормального. Авторы [3] сами отмечают это обстоятельство и относят его за счет возможных ошибок в [1], где не обращалось внимания на однородность температуры вдоль печи. Однако наш анализ показывает, что расхождение для этих мультиплетов наблюдается также и при сопоставлении с другими работами, в частности [2, 6]. На фиг. 2 графически представлено сопоставление средних значений разностей Δ_3 величины $\lg (gf)$ между данными [1] и [3] и между [2] и [3]. Эти средние значения взяты для всех линий, имеющих общий нижний уровень: a^3F_2, a^3F_3, a^3F_4, a^5F и a^1D.



Фиг. 2. Зависимость разностей Δ_3 от потенциала возбуждения E нижнего уровня

Кружки — $\lg (gf)_1 - \lg (gf)_3$, крестики — $\lg (gf)_2 - \lg (gf)_3$

Разброс точек в случае сопоставления с [2] естественно больше, так как метод измерения интенсивности линий излучения менее точен, чем примененный Кингами метод полного поглощения. Все же систематический ход этих разностей в зависимости от потенциала возбуждения нижнего уровня выступает вполне отчетливо. Этот ход можно представить в виде следующей зависимости:

$$\Delta_3 = -0{,}276\ E - 0{,}86, \tag{2}$$

где E — потенциал возбуждения нижнего уровня в электронвольтах. Такой систематический ход можно интерпретировать наличием погрешности в измерении температуры; об этом имеется указание также и в [15].

Попытаемся оценить размер этой погрешности. Вычисление величин gf в [3] производится по формуле, которую в нашем случае можем представить в виде

$$\lg (gf)_3 = \lg B + \frac{E}{2{,}3 \cdot kT},$$

где B — некоторая постоянная, k — постоянная Больцмана. Для перевода величин $(gf)_3$ в шкалу Кингов надо в этой формуле добавить некоторую постоянную и заменить T на $T + \Delta T$, где ΔT — поправка температуры. Тогда для разности получаем

$$\Delta_3 = \frac{E}{k \cdot 2{,}3} \left(\frac{1}{T + \Delta T} - \frac{1}{T} \right). \tag{3}$$

Здесь коэффициент при E численно равен коэффициенту в (2). Если выражать E в электронвольтах и принять температуру в печи в [3] равной 1700—2000° К, то $\Delta T = 170 \div 200°$. Другими словами, температура в [3] занижена на 170—200°. Такую поправку в температуре мы принимаем, и тогда выражение (2) дает нам перевод измерений [3] в шкалу Кингов. Этот перевод и был нами сделан.

В обстоятельной работе Аллен [4] определил относительные силы осцилляторов для большого числа элементов (в том числе и Ti I) на основании измерения эквивалентной ширины линий в солнечном спектре, полученном

им на башенном солнечном телескопе обсерватории Маунт Стромло (Канберра, Австралия). Использовался большой 2,5-призменный спектрограф в схеме Литтрова (что эквивалентно пяти призмам по 60° каждая). Дисперсия спектрографа изменялась от 0,5 Å/*мм* у 4300 Å до 2,2 Å/*мм* у 6600 Å, разрешающая способность изменялась от 150 000 до 41 000 соответственно. Таким образом, технические средства были достаточно высокого качества. Обращено внимание на различные погрешности в определении контуров линий поглощения (исключение инструментального контура, блендирование соседними линиями). По измеренным эквивалентным ширинам линий определялись силы осцилляторов. Температура Солнца принята равной 5600° К.

Были составлены разности величин lg gf, полученных Алленом, и величин, определенных Кингами [1] и Корлисом и Бозманом [2], переведенных в шкалу Кингов; это сделано в связи с тем, что не для всех исследованных в [4] линий имеются измерения в [1]. Эти разности представлены на фиг. 3 в зависимости от потенциала возбуждения нижнего уровня.

Естественно, разброс точек довольно большой, так как внутренняя точность данных [4] невелика. Однако можно заметить систематический рост этих разностей с увеличением потенциала возбуждения. Этот рост свидетельствует о наличии систематической погрешности, связанной, вероятно, с погрешностью в оценке температуры Солнца. Следует отметить, что в [16] также отмечается наличие подобной погрешности; температура Солнца в [4] принята, по мнению автора [16], завышенной.

Если принять зависимость Δ_4 от E линейной в виде

$$\Delta_4 = aE + b, \tag{4}$$

то можно попытаться оценить погрешность. Для этого постоянные формулы (4) определены способом наименьших квадратов из всех точек фиг. 3. В итоге получено

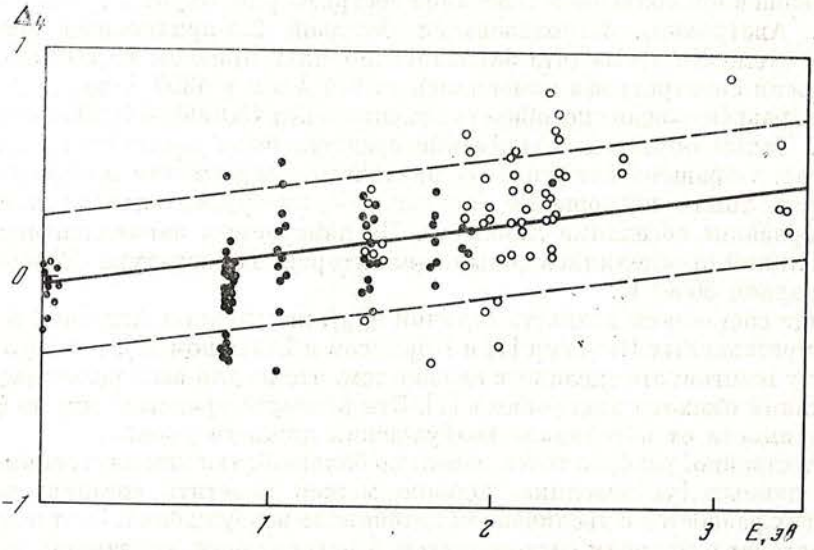
$$\Delta_4 = 0{,}14\ E - 0{,}02. \tag{4a}$$

Используя выражение для коэффициента при E, данное в (3), находим, что необходимо в данные Аллена ввести поправку в температуре $\Delta T \approx -800°$.

На фиг. 3 проведена прямая, соответствующая (4а), и по обе стороны от нее — границы принятого нами предела расхождений $\pm 0{,}30$. Мы видим, что примерно 20% всех точек выходит за эти пределы. Пользуясь выражением (4а), мы все данные Аллена пересчитали в шкалу Кингов; так пересчитанные величины были использованы при составлении сводной таблицы.

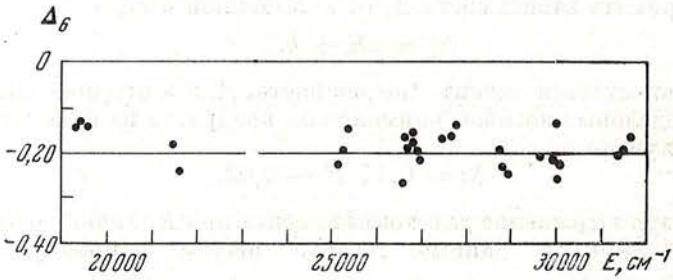
Морозова и Старцев [5] провели определение абсолютных значений сил осцилляторов для девяти линий Ti I, принадлежащих четырем мультиплетам. Использован метод лучеиспускания в дуге переменного тока с прессованными брикетами из медного порошка в качестве электродов. В брикеты вводилось незначительное количество (от 0,005 до 0,5%) окислов элементов группы железа. Температура дуги определена равной $4900 \pm 100°$ К. Предполагается, что поступление атомов всех введенных в электроды элементов происходит одинаково. В этом случае возможно определение абсолютных значений сил осцилляторов одного какого-либо элемента по известным силам осцилляторов другого. В качестве исходного значения было принято значение силы осциллятора для линии Mn $\lambda = 4030{,}76$ Å с $f_{абс} = 0{,}056$. Возможность такого перехода от одного элемента к другому была проверена на линии Fe I $\lambda = 3719{,}93$ Å и на линиях Cr I $\lambda = 4254{,}35$ и 4289,72 Å. Оценка полученных здесь абсолютных значений для Ti I будет нами проведена ниже, сейчас же отметим, что результаты этой работы были нами приведены к шкале Кингов по формуле

$$\lg (gf)_{5К} = \lg (gf)_5 + 3{,}70 \tag{5}$$

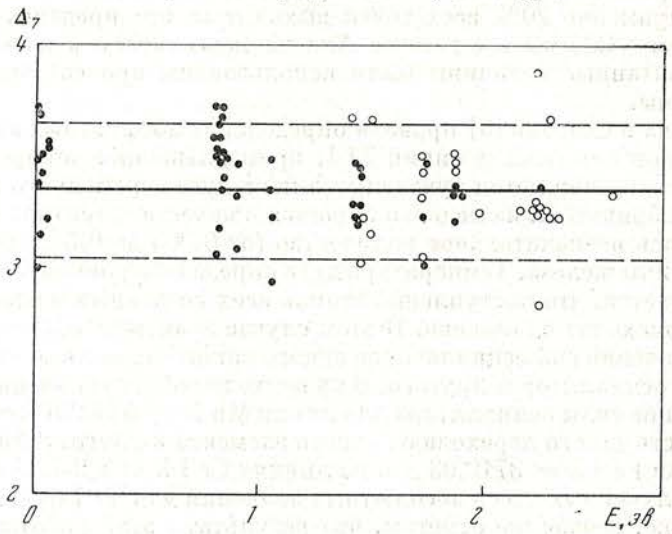


Фиг. 3. Зависимость разности Δ_4 от потенциала возбуждения E нижнего уровня

Точки — $\lg (gf)_1 - \lg (gf)_4$, кружки — $\lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_4$



Фиг. 4. Зависимость разности $\Delta_6 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_6$ от потенциала возбуждения E верхнего уровня



Фиг. 5. Зависимость разности Δ_7 от потенциала возбуждения E нижнего уровня

Точки $\lg (gf)_1 - \lg (gf)_7$, кружки — $\lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_7$

и использованы при составлении таблицы. Очень незначительный разброс значений для переводного коэффициента ($\pm$ 0,04 — средняя арифметическая ошибка отдельного значения) характеризует хорошую точность измерений в [5] и отсутствие систематического хода с увеличением потенциала возбуждения (от 3 до 4 *эв*).

Штекеленбург и Смит [6] измеряли вероятности переходов для 29 линий методом лучеиспускания. Небольшое количество порошка TiO_2 в смеси с KCl и ZnO помещалось в кратер угольной дуги, горящей при напряжении 55 *в* и силе тока 4 *а*. Расстояние между электродами составляло 7—8 *мм*. Использовалась центральная часть пламени дуги. Температура дуги определялась по распределению интенсивности в спектре полос циана и была принята равной 4400° K (снижение температуры определялось наличием KCl). Особое внимание обращалось на самопоглощение в исследуемых линиях и его учет. В работе даны относительные величины вероятностей *Ag*. Эти величины нами были пересчитаны, определены относительные величины lg *gf*, которые сравнивались с измерениями [1]. На фиг. 4 нанесены разности Δ_6 данных [1] и [6] в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня соответствующих линий. Как видно из фиг. 4, никакого систематического хода разностей нет, точки довольно тесно распределяются около средней величины, которая принята нами равной

$$\Delta_6 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_6 = -0{,}19. \qquad (6)$$

При помощи этой формулы все вычисленные нами для этой работы величины lg *gf* переведены в шкалу Кингов. Обращает на себя внимание незначительный разброс точек, что свидетельствует о хорошей точности измерений относительных интенсивностей в [6].

М. Е. Боярчук и А. А. Боярчук [7] произвели определение относительных сил осцилляторов для большого числа линий Ti I из звездных и солнечного спектров. Если определять отношение η коэффициентов поглощения в линии и в непрерывном спектре, то произведение $gf\lambda$ пропорционально величине η с точностью до температурного множителя Больцмана. С учетом температуры звезды, которая может быть определена, имеем

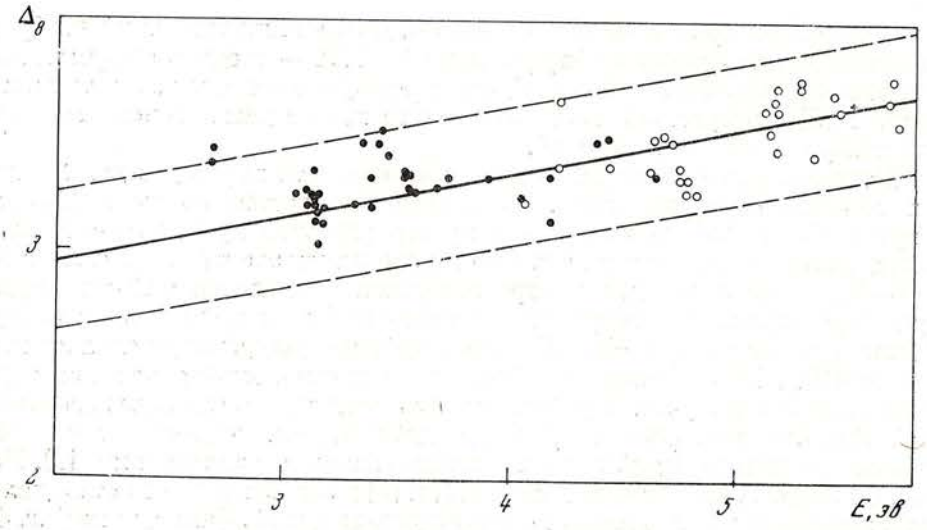
$$\lg gf\lambda = \lg \eta + \frac{5040}{T} E.$$

Авторами [7] использованы спектры Солнца и шести звезд. Анализ данных привел их к заключению, что точность «звездных» значений $gf\lambda$ зависит главным образом от блендирования линиями других элементов, несколько в меньшей степени от неточности кривых роста и от ошибок фотометрирования. Авторы считают, что достигнутая ими точность определения сил осцилляторов немного ниже точности лабораторных значений. Эту точность мы легко можем получить, если сопоставить полученные в [7] величины *gf* с данными [1], где это возможно, и с данными [2], переведенными нами в шкалу Кингов.

На фиг. 5 представлены разности

$$\Delta_7 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_7 \text{ или } \Delta_7 = \lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_7$$

в зависимости от потенциала возбуждения нижних уровней (так как работа [7] использует спектры поглощения). Мы видим, что систематического хода величин Δ_7 от E нет в противоположность утверждению в [16]. Там при сопоставлении ряда работ по силам осцилляторов для Ti I было высказано утверждение, что данные в [7] отягощены систематической погрешностью в определении температуры Солнца ($T_\odot$ занижена). Кроме того, там же отмечено, что величины *f*, полученные из звездных спектров, менее точны, чем лабораторные. На этом основании при увеличении средних взвешенных величин lg (*gf*) в [8] и [16] данные работ [7] и [4] не учитывались.



Фиг. 6. Зависимость разности Δ_8 от потенциала возбуждения E верхнего уровня

Точки — $\Delta_8 = \lg (gf)_1 - \lg (gf)_8$, кружки — $\Delta_8 = \lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_8$

Проанализировав расположение точек на фиг. 5, мы не видим необходимости исключать все данные [7] из рассмотрения. Незаметно и систематического хода с потенциалом возбуждения, который говорил бы о погрешности в принятых температурах. Правда, разброс точек довольно большой, примерно 20% всех точек выходят за пределы принятой нами зоны в $\pm 0{,}30$.

Перевод данных [7] в шкалу Кинга (после исключения величины λ, взятой нами в микронах) производился в соответствии с формулой

$$\lg (gf)_{7k} = \lg (gf)_7 + 3{,}35. \tag{7}$$

Тэтам [8] измерял интенсивности линий излучения Ti I, возбуждаемых в плазме сильноточной дуги постоянного тока, стабилизированной вихревым током жидкости, вводимой тангенциально в разрядную камеру. Дуга горела между двумя полыми графитовыми электродами диаметром 16 *мм*, диаметр канала 8 *мм*. Сквозь такой канал одного из электродов наблюдалось свечение плазмы. В качестве стабилизирующей жидкости использовался тетрахлорид углерода с примесью тетрахлорида титана. Для получения спектра с известным распределением энергии применялся кратер угольной дуги.

Наиболее важным и трудным было определение температуры плазмы высокоточной стабилизированной дуги. Температура возбуждения определялась с использованием измеренных Кингами [1] сил осцилляторов некоторых линий Ti I. Температура ионизации определена по относительным интенсивностям линий Ti I и Ti II с известными силами осцилляторов. Обе температуры оказались довольно близкими и находились в пределах 9500—10 000° К. Существенную роль играет распределение нейтральных атомов титана по сечению плазмы (от оси к периферии).

Всего в [8] измерено 93 линии Ti I[1], из них для 50 имеются измерения в [1]. Остальные линии можно сопоставить с измерениями [2], переведенными в шкалу Кингов. На фиг. 6 представлены разности логарифмов величин $\lg gf$, данных в [1] или [2] и [8]. Из распределения всех точек легко видеть значительный систематический ход этих разностей с увеличением потенциала возбуждения. Этот ход свидетельствует о наличии систематической

[1] В [8] приведен список 92 линий, однако в [16] добавлена еще линия λ3924,5 мультиплета № 13.

ошибки, связанной с определением заселенности верхних возбужденных состояний атомов Ti I. Естественно считать, что имеется ошибка в определении температуры плазмы.

Способом наименьших квадратов по всем точкам на фиг. 6 определена прямая

$$\Delta_8 = 0{,}16\,E + 2{,}73. \qquad (8)$$

Пользуясь выражением для коэффициента при E из формулы (3) и приняв температуру равной 10 000° K, находим поправку температуры

$$\Delta T \approx -\,3000^\circ\ \mathrm{K}.$$

Поправка получилась довольно значительной, однако новое значение температуры не выходит за пределы обычных температур дуги с металлическими электродами. Очевидно, в условиях работы [8] линии нейтрального титана излучались преимущественно в более холодных частях плазмы. Разброс точек на фиг. 6 довольно большой. Из общего числа 93 точек 17 выходят за пределы $\pm$ 0,30, т. е. 20%. Таким образом, точность этого эксперимента [8] не лучше, чем определение по звездным спектрам [7].

Гефферлин и др. [9] производили измерение относительных интенсивностей линий Ti I, идущих с высоких возбужденных состояний в области 6600—3900 Å, в дуге постоянного тока при напряжении 28—30 *в* и силе тока 15 — 4 *а* соответственно, горящей в воздухе. Электроды состояли из чистого титана сечением 1 *см*². Температура дуги определена по линиям Ti I с известными силами осцилляторов и принята равной 4450 $\pm$ 150° K; эта температура нам представляется существенно заниженной. В такой дуге с металлическими электродами в очень сильной степени проявляется самопоглощение, поэтому измерения производились с одновременным его контролем. Авторы отмечают, что при определении температуры дуги роль самопоглощения и самообращения была исключена. Кроме того, на основании своих исследований они считают, что для линий с нижним уровнем выше 2,0 *эв* самопоглощением и самообращением вообще можно пренебречь.

Применялась фотоэлектрическая методика регистрации интенсивностей спектральных линий, для этого производилось сканирование небольших участков (по 100 Å). Использовался спектрограф с вогнутой дифракционной решеткой 7-метрового радиуса кривизны в установке Пашена — Рунге; регистрация спектра производилась в первом порядке.

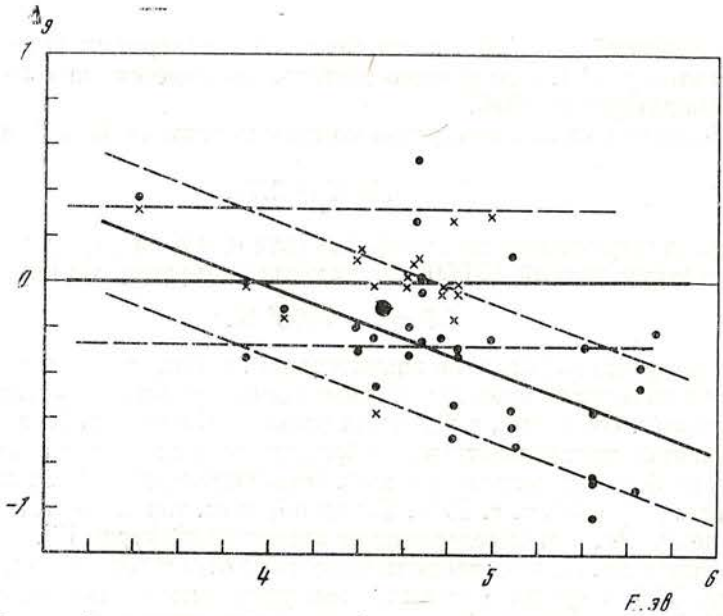
Для определения величин gf были использованы линии с нижними уровнями, начинающимися с b^3F ($E = 1{,}45$ *эв*) и выше. Естественно, среди этих линий нет ни одной, для которой были бы сделаны измерения у Кингов [1], поэтому сопоставление мы делаем с измерениями [2], переведенными в шкалу Кингов.

На фиг. 7 показано расположение разностей Δ_9 величин $\lg gf$ в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня. Мы отчетливо видим, что величина разности систематически снижается с увеличением E. Такой ход говорит о наличии погрешности, связанной с определением заселенности возбужденных состояний атомов, т. е. в определении температуры дуговой плазмы. Как и в случае анализа работ [3, 4, 8], по способу наименьших квадратов была определена зависимость

$$\Delta_9 = aE + b = -\,0{,}37\ E + 1{,}45. \qquad (9)$$

Для определения параметров этой прямой были использованы 34 линии; λ6575,180 Å из обработки исключена, так как для нее обнаруживается очень большое расхождение с общим расположением всех остальных точек.

На фиг. 7 проведена прямая, соответствующая выражению (9). Кроме того, нанесены две прямые, отстоящие от средней на $\pm$0,30. Внутри этого



Фиг. 7. Зависимость разности $\Delta_9 = \lg (gf_{2k}) - \lg (gf)_9$ от потенциала возбуждения E верхнего уровня

Точки — $\Delta_9 = \lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_9$, крестики — $\Delta_9 = \lg (gf)_{2k} - \lg (gf)$

интервала лежат 38 точек из 47, выходит из него около 20% точек. Такое количество можно считать вполне допустимым при общей точности 0,40—0,50, оцененной авторами [9].

Используя найденный коэффициент при E, принятую авторами температуру $T = 4450°$ К и выражение (3) для этого коэффициента, находим поправку к температуре, равную

$$\Delta T \approx 1500° \text{ K}.$$

Таким образом, температура в [9] по крайней мере равна 5900° К. Следует отметить, что в подобной же работе Геферлина [17] по определению сил осцилляторов в спектре Fe I Летфус [18] также обнаружил погрешность в определении температуры дуги; по-видимому, в обоих случаях недостаточно учтено самопоглощение в плазме. Найденное значение температуры дуги нам представляется более правильным для случая дуги с металлическими электродами. По формуле (9) нами были пересчитаны величины, полученные в [9], выражены таким образом в шкале Кингов и использованы при составлении сводной таблицы.

Следует отметить еще одно обстоятельство; в [9] для сравнения приведены для некоторых линий величины $\lg gf$, вычисленные авторами из наблюдений звездных спектров, опубликованных в [19] и [20]. При этом отмечается, что так вычисленные величины большей частью меньше измеренных в дуге. Причина такого расхождения в [9] не установлена. Нами на фиг. 7 нанесены также и эти точки (точнее, разности для них с данными [1] или [2], переведенными в шкалу Кингов). Они располагаются довольно близко около нулевой линии. Средняя поправка для них при переводе в шкалу Кингов составляет + 0,02. В соответствии с этим значением штриховыми линиями проведены границы зоны допустимых отклонений ± 0,30. Как видно, все точки, за исключением одной, лежат внутри этого интервала. Более, того, исправленные нами экспериментальные величины [9] по формуле (9) обнаруживают довольно хорошее согласие с вычисленными по звездным спектрам. В качестве иллюстрации указанного обстоятельства

Таблица 2

Номер мультиплета	λ, Å	[9]	[9] по звездным спектрам	[9] исправленное
104	6312,240	1,53	1,58	1,72
110	5071,475	2,80	2,49	2,82
126	4820,410	2,87	2,91	2,83
145	4645,193	3,05	2,75	2,89
	4650,016	3,07	2,62	2,90
160	4449,143	3,28	3,72	3,02
	4450,896	3,36	3,54	3,10
173	5000,991	3,62	3,29	3,43
199	5052,879	3,29	3,10	3,04
228	5739,464	3,38		3,22
		3,65	3,69	3,49
	5739,975	3,31		3,15
231	4868,264	3,87	3,47	3,57
	4870,129	3,90	3,60	3,60
232	4778,259	3,68	3,16	3,36
233	4742,791	3,73	3,45	3,40
	4758,120	3,98	3,69	3,65
249	5675,413	3,64	3,76	3,44
250	4827,597	3,33	3,17	3,00
259	5429,139	3,36	3,01	3,11
287	5503,897	3,95	3,14	3,63
288	5120,420	4,15	3,61	3,77

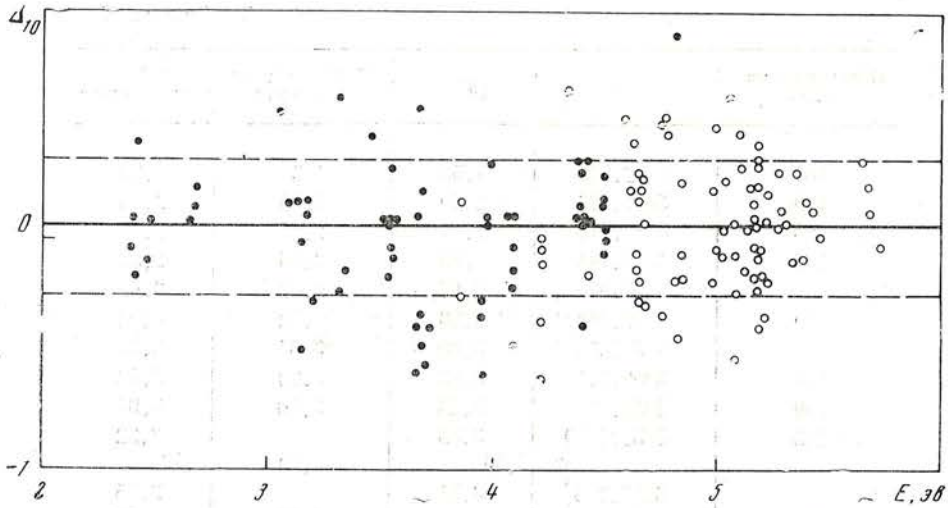
в табл. 2 приведены некоторые данные из [9], взятые оттуда величины, вычисленные по звездным спектрам и исправленные нами по формуле (9). Этот пример достаточно убедительно показывает, что из звездных спектров можно получить надежные значения для сил осцилляторов, более надежные, чем найденные во время некоторых лабораторных экспериментов.

Приведенные в табл. 2 величины lg *gf*, полученные в [9] из звездных спектров, использованы в [7] при вычислении сил осцилляторов по звездным и солнечному спектрам, кроме величины для λ4778,26 мультиплета № 232; эта величина была использована нами.

Следует отметить, что в [9] в двух случаях для близко лежащих линий мультиплетов № 228 и 309 даны общие значения lg *gf*, в то время как в [2] эти пары линий представлены раздельно. Для возможности сопоставления их мы пересчитали величину, приведенную в [9] совместно для линий λ5739,464 и λ5739,975 Å мультиплета № 228, для каждой линии, исходя из теоретического распределения между ними в соответствии с LS-связью. Полученные после пересчета значения приведены в табл. 2.

В мультиплете № 309 близко лежащие линии λ5785,67 и λ5785,979 Å имеют более чем на порядок отличающиеся по LS-связи интенсивности. В [2] была измерена более яркая линия λ5785,979 Å этой пары. Поэтому мы сочли возможным величину, данную в [9] для этой пары, отнести целиком за счет более интенсивной линии.

Митрофанова [10] произвела определение относительных сил осцилляторов в угольной дуге переменного тока при силе тока 5 *а* и напряжении 220 *в*. В углубление угольных электродов помещалась двуокись титана (TiO_2). Центральная часть дугового промежутка использовалась для освещения щели спектрографа (КС-55 со стеклянной оптикой). Для определения температуры дуги брались линии, величины *f* для которых измерены



Фиг. 8. Зависимость разности Δ_{10} от потенциала возбуждения E верхнего уровня

Точки — $\lg (gf)_1 - \lg (gf)_{10}$, кружки — $\lg (gf)_{2k} - \lg (gf)_{10}$

в [1]. Температура оценена равной $T = 5980 \pm 950°$ K; она почти совпадает с найденной нами для условий работы [9], где электроды дуги постоянного тока были из металлического титана. Величины gf в [10] приведены в шкале Кингов, однако мы сочли необходимым рассмотреть расположение разностей Δ_{10} данных [10] по отношению к данным [1] и [2] (последние переведены в шкалу Кингов) в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня. На фиг. 8 представлены эти разности. Мы видим здесь очень большой разброс точек, но систематического хода в зависимости от E не наблюдается. По-видимому, погрешности в определении температуры нет.

Переход к шкале Кингов делаем в соответствии со средним значением коэффициента перехода

$$\lg (gf)_{10k} = \lg (gf)_{10} + 0{,}07. \qquad (10)$$

Сравнительно невысокая точность измерений в [10] характеризуется тем обстоятельством, что примерно 30% всех точек лежит вне пределов $\pm$ 0,30. Из всех рассмотренных работ еще только [9] дает столь большой разброс точек и выход их за пределы $\pm$ 0,30. Надо отметить, что определение величин gf по солнечному и звездным спектрам [4] и [7] дает меньший разброс точек, т. е. они обладают большей внутренней точностью, чем лабораторные измерения в [10].

Одно из самых первых измерений интенсивностей в спектре титана выполнено Гаррисоном [11] с целью сопоставления с теоретическими интенсивностями в отдельных мультиплетах и установления характера отступлений от правил LS-связи. Источником служила дуга постоянного тока между электродами из чистого титана или карбида титана при силе тока 1 — 1,5 *а* и напряжении 110 *в* горящая при пониженном давлении (до 10 *мм* рт. ст.) с целью снижения роли самообращения. Использовался спектрограф с вогнутой решеткой радиуса кривизны 10 *м* с 590 *штрих/мм*. Дисперсия во втором порядке была 0,7—0,8 Å/*мм*. Стандартизация спектра производилась при помощи ленточной вольфрамовой лампы; для получения марок интенсивности изменялась температура лампы.

Специально исследовались самопоглощение и самообращение, учет производился при помощи приближенной формулы

$$I_m = I_c (1 - rI_c),$$

где I_m — измеренная интенсивность, I_c — истинная интенсивность, r — некоторая постоянная для данного мультиплета, определяющая потерю энергии при прохождении излучения в плазме источника.

Здесь не ставилась задача определения интенсивностей в единой шкале всех мультиплетов, обращалось внимание на тщательность измерения в пределах каждого мультиплета. Поэтому при использовании данных [11] мы для каждого мультиплета определяли свой коэффициент перехода к шкале Кингов. Естественно, в пределах одного мультиплета можно было не учитывать изменения длины волны, так как мультиплеты очень тесные и максимальная разность длин волн не превосходит 100 Å.

Интенсивности очень небольшого числа линий в четырех мультиплетах измерил несколько ранее [11] также Фрерихс [21]. Условия измерения: дуга постоянного тока при пониженном давлении (30 *мм* рт. ст.) при силе тока 1—5 *а*; электроды металлические; спектрограф с вогнутой решеткой 6,4 *м* радиуса кривизны. Гетерохромная фотометрия проводилась при помощи регистрации спектра черного тела при температуре 1400° К. Данные этих измерений, приведенные к шкале Кингов для каждого отдельного мультиплета, также нами использованы при составлении сводной табл. 3.

§ 2. Составление сводной таблицы величин lg *gf* в шкале Кингов

В табл. 3 дана сводка средних значений сил осцилляторов линий Ti I, полученных в рассмотренных выше работах. Таблица составлена по порядковым номерам мультиплетов, принятых в [12]. В 1-й графе даны номера мультиплетов и их сериальное обозначение, во 2-й— внутренние квантовые числа нижнего и верхнего состояний для каждой линии, в 3-й — потенциалы возбуждения E нижнего и верхнего состояний, в 4-й — длина волны, принятая в таблицах спектральных линий [22]; если какая-либо спектральная линия отсутствует в этих таблицах, ее длина волны приведена по [12]. Звездочки у длин волн в таблице означают, что в конце параграфа к этим линиям даны примечания. В 5-й графе даны рекомендуемые средние значения величин lg *gf*, выраженные в шкале Кингов [1]. В 6-й графе показана максимальная разность между крайними значениями всех величин lg *gf*, принятых во внимание при усреднении; эта разность может служить некоторым критерием надежности рекомендуемого значения lg *gf*. В 7-й графе указаны источники (по нумерации списка литературы), использованные для получения величин, приведенных в 5-й графе. Число этих источников говорит о количестве отдельных измерений, принятых во внимание при получении рекомендуемого значения. Всего в табл. 3 указано 737 спектральных линий, принадлежащих 255 мультиплетам.

Для удобства использования значений lg *gf* в практической работе в табл. 4 приведены спектральные линии в порядке возрастания длин волн, номера мультиплетов, которым эти линии принадлежат, и рекомендуемые величины lg *gf*. Двоеточия (:), поставленные рядом с этой величиной, обозначают, что данная величина получена только из одного измерения. При получении средних величин lg *gf* исключались те отдельные измерения, которые выходили за пределы $\pm 0{,}30$ при сопоставлении их с данными [1] и [2].

При образовании среднего из измерений, проведенных разными методами, играет существенную роль точность этих измерений. Выше, при анализе отдельных измерений, мы имели возможность характеризовать эту точность средней арифметической погрешностью одного измерения. Это легко было сделать, когда при сопоставлении данных двух авторов не наблюдается систематического хода в разностях lg *gf*, как в [2 ,5—7, 10].

Таблица 3

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
3 $a^3F-z^5D^0$	4—4	0,05—2,31	5460,51	0,59	0,04	[1, 2]
	3—3	0,02—2,30	5426,26	0,41	0,23	[1, 2, 7]
	2—2	0,00—2,29	} 5396,60*	0,10	0,01	[1, 2]
	3—4	0,02—2,31				
	4—3	0,05—2,30	5490,84	0,15	0,30	[1, 2]
	3—2	0,02—2,29	5446,64*	0,00		[1]
	2—1	0,02—2,28	5408,94	—0,42		[1]
4 $a^3F-z^3F^0$	4—4	0,05—2,43	5210,39	2,27	0,35	[1—4, 6, 7, 10, 11]
	3—3	0,02—2,41	5192,98	2,19	0,28	[1—4, 6, 10, 11]
	2—2	0,00—2,40	5173,75	2,04	0,41	[1—4, 6, 7, 11]
	4—3	0,05—2,40	5252,11	0,82	0,27	[1, 2]
	3—2	0,02—2,40	5219,71	0,98	0,18	[1, 2]
	3—4	0,02—2,43	5152,20	1,22	0,23	[1, 2, 4, 10, 11]
	2—3	0,00—2,41	5147,48	1,20	0,13	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
5 $a^3F-z^3D^0$	4—3	0,05—2,49	5064,66	2,23	0,30	[1—4, 7, 10, 11]
	3—2	0,02—2,48	5039,95	2,07	0,50	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	2—1	0,00—2,47	5014,19	1,93	0,09	[1, 11]
	3—3	0,02—2,49	5009,65	1,00	0,20	[1, 2, 4, 11]
	2—2	0,00—2,48	4997,10	1,09	0,08	[1, 2, 4, 11]
6 $a^3F-z^3G^0$	4—5	0,05—2,69	4681,92	2,07	0,45	[1—4, 8, 10, 11]
	3—4	0,02—2,68	4667,59	1,97	0,40	[1—3, 6, 8, 10, 11]
	2—3	0,00—2,66	4656,47	1,80	0,36	[1—4, 6, 7, 10, 11]
	4—4	0,05—2,67	4715,30	0,46	0,27	[1, 2, 4, 7, 11]
	3—3	0,02—2,65	4693,68	0,56	0,22	[1, 2, 7, 11]
7 $a^3F-z^1D^0$	3—2	0,02—2,73	4562,63	0,60	0,19	[1, 2, 7]
8 $a^3F-z^1F^0$	2—3	0,00—2,77	4462,09	0,35		[2]
9 $a^3F-z^1G^0$	3—4	0,02—3,05	4076,38	0,30		[1]
	4—4	0,05—3,06	4112,71	1,56	0,07	[1, 2, 8]
11 $a^3F-z^5S^0$	3—2	0,02—3,11	4009,66	1,53	0,07	[1—3]
	2—2	0,00—3,11	3982,48	1,92	0,07	[1—3]
12 $a^3F-y^3F^0$	4—4	0,05—3,14	3998,64	3,15	0,22	[1—3, 5—8, 11]
	3—3	0,02—3,12	3989,76	3,01	0,11	[1—3, 5, 6, 8, 11]
	2—2	0,00—3,11	3981,76	2,88	0,15	[1—3, 5, 6, 8, 11]
	4—3	0,05—3,12	4024,57	2,24	0,20	[1—3, 10, 11]
	3—2	0,02—3,11	4008,93	2,17	0,13	[1, 2, 10, 11]
	3—4	0,02—3,14	3964,27	2,08	0,19	[1—3, 11]
	2—3	0,00—3,12	3962,85	2,07	0,17	[1—3, 11]
13 $a^3F-y^3D^0$	4—3	0,05—3,18	3958,21	3,04	0,11	[1—3, 5, 11]
	3—2	0,02—3,15	3956,34	2,79	0,14	[1—3, 5, 1]1
	2—1	0,00—3,14	3948,67	2,77	0,19	[1—3, 5, 11]
	3—3	0,02—3,18	3924,53	2,26	0,06	[1—3, 11]
	2—2	0,00—3,15	3929,88	2,14	0,17	[1—3, 11]
	2—3	0,00—3,17	3898,49	2,17		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, *эв*	λ, Å	lg *gf*	Максимальная разность	Источник
14	3—3	0,02—3,16	3947,78	2,29	0,21	[1—3, 8, 10]
$a^3F - z^3P^0$	2—1	0,00—3,15	3914,74	0,64	0,05	[1, 2]
	2—2	0,00—3,15	3921,42	1,69	0,10	[1—3, 8]
15	4—4	0,05—3,21	3914,34	1,99	0,34	[1, 2, 10]
$a^3F - y^5D^0$	3—3	0,02—3,18	3900,96	1,64	0,21	[1, 2, 3]
	2—2	0,00—3,17	3889,95	0,97	0,25	[1, 2, 10]
	4—3	0,05—3,18	3934,24	1,01	0,26	[1, 2, 10]
17	4—4	0,05—3,35	3752,86	3,14	0,20	[1—3, 5, 6, 8, 11]
$a^3F - x^3F^0$	3—3	0,02—3,33	3741,06	2,96	0,14	[1—3, 6, 11]
	2—2	0,00—3,32	3729,82	2,84	0,12	[1—3, 5, 6, 8, 11]
	4—3	0,05—3,33	3771,66	2,15	0,10	[1—3, 11]
	3—2	0,02—3,32	3753,64	2,09	0,12	[1—3, 11]
	3—4	0,02—3,35	3722,57	2,03	0,21	[1—3, 10]
	2—3	0,00—3,33	3717,40	1,98	0,28	[1—3, 10, 11]
18	4—3	0,05—3,40	3689,91	2,04	0,35	[1—3, 8]
$a^3F - x^3D^0$	3—2	0,02—3,39	3668,97	1,89	0,13	[1—3, 8]
	2—1	0,00—3,39	3654,59	1,81	0,04	[1—3]
	3—3	0,02—3,40	3660,63	1,85	0,21	[1—3]
	2—2	0,00—3,39	3646,20	1,62	0,03	[1, 2]
	2—3	0,00—3,39	3637,97	1,37	0,18	[1, 2]
19	4—5	0,05—3,44	3653,50	3,34	0,26	[1—3, 6, 8, 11]
$a^3F - y^3G^0$	3—4	0,02—3,42	3642,68	3,24	0,20	[1—3, 6, 8, 11]
	2—3	0,00—3,40	3635,46	3,15	0,14	[1, 2, 6, 8, 11]
	4—4	0,05—3,42	3671,67	2,13	0,10	[1—3, 11]
	3—3	0,02—3,40	3658,10	2,12	0,13	[1—3, 11]
	4—3	0,05—3,39	3687,35	0,98		[1]
20	4—3	0,05—3,44	3635,20	1,42	0,01	[1, 2]
$a^3F - z^5P^0$						
21	3—2	0,02—3,45	3604,28	0,96		[1]
$a^3F - y^1D^0$						
22	3—4	0,02—3,55	3493,28	0,83		[1]
$a^3F - y^5F^0$	4—5	0,05—3,57	3506,64	1,41	0,26	[1—3]
23	4—3	0,05—3,70	3385,95	2,87	0,18	[1, 2, 6, 11]
$a^3F - w^3D^0$	3—2	0,02—3,67	3377,58	2,87	0,06	[1, 6]
	2—1	0,00—3,67	3370,44	2,67	0,11	[1—3, 6, 11]
	3—3	0,02—3,70	3361,26	2,08		[1]
	2—2	0,00—3,67	3358,28	1,96	0,08	[1, 2, 11]
	2—3	0,00—3,69	3342,15	1,64	0,35	[1, 2, 11]
24	4—5	0,05—3,72	3371,45	3,29	0,11	[1—3, 6, 11]
$a^3F - x^3G^0$	3—4	0,02—3,71	3354,64	3,14	0,43	[1—3, 6, 8, 11]
	2—3	0,00—3,70	3341,88*	3,18	0,29	[1, 2]
	4—4	0,05—3,70	3379,22	2,09	0,13	[1—3, 11]
	3—3	0,02—3,69	3360,99	1,99	0,10	[1, 2, 11]
	4—3	0,05—3,69	3385,66	1,90	0,15	[1, 2, 11]
25	3—3	0,02—3,70	3352,94	1,46	0,35	[1—3]
$a^3F - x^5D^0$	2—2	0,00—3,69	3342,71	0,81		[1]
	4—3	0,05—3,70	3377,48	2,90	0,29	[1, 2]
	3—2	0,02—3,69	3361,84	1,66	0,03	[1, 2]
	2—1	0,00—3,69	3348,54	0,87		[1]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
26	4—3	0,05—3,85	3243,80	1,02		[1]
$a^3F - v^3D^0$	3—2	0,02—3,85	3222,74	1,09		[1]
	2—1	0,00—3,85	3205,85	1,04		[1]
	3—3	0,02—3,85	3221,15	0,60		[1]
	2—2	0,00—3,85	3205,17	0,57		[1]
27	4—5	0,05—3,92	3199,92	3,36	0,10	[1—3, 6, 8, 11]
$a^3F - w^3G^0$	3—4	0,02—3,91	3191,99	3,22	0,07	[1—3, 6, 11]
	2—3	0,00—3,89	3186,45	3,08	0,09	[1—3, 6, 11]
	4—4	0,05—3,89	3214,24	2,13	0,08	[1—3, 11]
	3—3	0,02—3,87	3203,83	2,08	0,03	[1—3, 11]
	4—3	0,05—3,87	3226,24	0,63		[1]
29	4—4	0,05—4,18	3000,87	1,44		[2]
$a^3F - w^3F^0$	3—3	0,02—4,16	2983,31	2,16		[2]
	2—2	0,00—4,15	2970,38	1,79		[2]
	2—3	0,00—4,16	2968,23	1,35		[2]
30	4—4	0,05—4,24	2956,13	3,18		[2]
$a^3F - v^3F^0$	4—3	0,05—4,23	2967,22	2,25		[2]
	3—2	0,02—4,19	2956,80	2,19		[2]
33	5—4	0,84—2,31	8434,98	2,29		[2]
$a^5F - z^5D^0$	3—2	0,82—2,30	8426,52	1,79		[2]
	2—1	0,81—2,28	8412,36	1,65		[2]
	1—0	0,81—2,28	8396,93	1,44		[2]
	4—4	0,83—2,31	8364,24	1,46		[2]
	3—3	0,82—2,30	8377,93	1,57		[2]
	2—2	0,81—2,29	8382,54	1,56		[2[
	1—1	0,81—2,28	8382,82	1,29		[2[
	3—4	0,82—2,31	8307,41	0,53		[2[
	2—3	0,81—2,30	8334,37	0,65		[2]
	1—2	0,81—2,29	8353,15	0,70		[2]
35	2—3	0,81—3,11	5366,65	1,06	0,04	[1, 2]
$a^5F - y^3F^0$	1—2	0,81—3,10	5389,18	1,12	0,32	[1, 2]
37	5—1	0,84—3,21	5238,58*	1,59	0,29	[1, 2]
$a^5F - y^5D^0$	4—3	0,83—3,18	5246,57	1,33	0,18	[1, 2]
	3—2	0,82—3,17	5250,95	1,05	0,06	[1, 2]
38	5—6	0,84—3,33	4981,73	3,73	0,38	[1—4, 6, 7, 10, 11]
$a^5F - y^5G^0$	4—5	0,83—3,32	4991,07	3,58	0,23	[1—4, 6, 11]
	3—4	0,82—3,30	4999,51	3,48	0,23	[1—4, 6, 11]
	2—3	0,81—3,29	5007,21	3,38	0,46	[1—4, 6, 11]
	1—2	0,81—3,28	5014,28	3,26	0,36	[1, 4, 11]
	5—5	0,84—3,32	5016,17	2,61	0,18	[1, 2, 4, 7, 11]
	4—4	0,83—3,30	5020,03	2,79	0,29	[1, 2, 4, 11]
	3—3	0,82—3,29	5022,87	2,74	0,19	[1, 2, 4, 7, 11]
	2—2	0,81—3,28	5024,84	2,58	0,23	[1, 2, 4, 7, 11]
	5—4	0,84—3,29	5045,41	1,40	0,24	[2, 4]
	4—3	0,83—3,28	5043,59	1,59	0,23	[2, 4]
	3—2	0,82—3,27	5040,62	1,49	0,33	[2, 4]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
39 $a^5F-x^3F^0$	2—3	0,81—3,22	4926,16	1,26		[2]
	1—2	0,81—3,31	4937,74	1,25		[2]
41 $a^5F-y^3G^0$	5—5	0,84—3,43	4781,72	1,45		[2]
42 $a^5F-y^5F^0$	5—5	0,84—3,58	4533,24	3,69	0,23	[1, 2, 4, 7, 11]
	4—4	0,83—3,56	4534,78	3,46	0,51	[1, 2, 4, 7, 11]
	3—3	0,82—3,55	4535,58	3,26	0,30	[1, 2, 4, 7, 11]
	2—2	0,81—3,55	4535,92	3,07	0,56	[1, 2, 4, 11]
	1—1	0,81—3,54	4536,05	2,96	0,26	[1, 2, 4, 11]
	5—4	0,84—3,56	4555,49	2,70	0,27	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	4—3	0,83—3,55	4552,46	2,90	0,22	[1, 2, 4, 10, 11]
	3—2	0,82—3,55	4548,77	2,82	0,35	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	2—1	0,81—3,54	4544,69	2,70	0,27	[1, 2, 4, 8, 10, 11]
	4—5	0,83—3,58	4512,74	2,75	0,32	[1, 2, 4, 6—8, 10, 11]
	3—4	0,82—3,56	4518,03	2,89	0,28	[1, 2, 4, 6—8, 10, 11]
	2—3	0,81—3,55	4522,80	2,87	0,20	[1, 2, 4, 6, 8, 10, 11]
	1—2	0,81—3,55	4527,31	2,75	0,42	[1, 2, 4, 10, 11]
43 $a^5F-w^3D^0$	4—3	0,83—3,70	4314,80	2,94	0,09	[1, 2]
	3—2	0,82—3,68	4326,36	2,10	0,13	[1—3]
	2—1	0,81—3,66	4334,84	1,33	0,03	[2, 10]
	3—3	0,82—3,70	4299,64	2,29	0,18	[1, 2]
	2—2	0,81—3,70	4314,80	2,94	0,09	[1, 2]
	1—1	0,81—3,69	4326,97	1,45		[10]
44 $a^5F-x^5D^0$	5—4	0,84—3,72	4305,92	3,69	0,10	[1, 2, 4, 8, 11]
	4—3	0,83—3,71	4301,09	3,45	0,09	[1, 2, 4, 11]
	3—2	0,82—3,70	4300,56	3,36	0,21	[1, 2, 4, 11]
	2—1	0,81—3,70	4298,66	3,11	0,30	[1, 2, 4, 7, 11]
	1—0	0,81—3,68	4295,76	2,79	0,37	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	4—4	0,83—3,72	4287,40	2,82	0,31	[1, 2, 4, 7, 11]
	3—3	0,82—3,71	4286,01	2,89	0,28	[1, 2, 4, 7, 11]
	2—2	0,81—3,70	4289,07	2,97	0,33	[1, 2, 4, 11]
	1—1	0,81—3,70	4290,94	2,89	0,46	[1, 2, 4, 7, 11]
	3—4	0,82—3,71	4272,43	1,95	0,47	[1, 2, 7, 10]
	2—3	0,81—3,71	4274,58*	2,11	0,24	[1, 2]
	1—2	0,81—3,70	4281,38	1,94	0,36	[1, 2, 4, 11]
45 $a^5F-x^3G^0$	4—3	0,83—3,69	4314,35	1,82		[2]
48 $a^1D-z^1D^0$	2—2	0,90—2,74	6743,12	1,64	0,16	[1, 2, 7]
49 $a^1D-z^1F^0$	2—3	0,90—2,78	6599,11	1,24	0,26	[1, 2, 7]
51 $a^1D-y^3D^0$	2—3	0,90—3,17	5436,73	1,15		[2]
52 $a^1D-x^3D^0$	2—2	0,90—3,38	4958,25	1,15		[2]
53 $a^1D-y^1D^0$	2—2	0,90—3,46	4840,87	2,56	0,52	[1, 2, 4, 7, 8, 10]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
56 $a^1D-y^1F^0$	2—3	0,90—4,08	3904,78	3,44	0,21	[1—3, 5, 7, 8]
57 $a^1D-z^1P^0$	2—1	0,90—4,16	3786,04	3,20	0,45	[1—3, 8]
58 $a^1D-y^1P^0$	2—1	0,90—4,33	3610,16	3,00	0,13	[1, 2]
59 $a^1D-x^1D^0$	2—2	0,90—4,35	3598,72	2,55	0,07	[2, 8]
61 $a^1D-v^3G^0$	2—3	0,90—4,66	3299,41	2,55	0,33	[1, 2]
62 $a^1D-x^1F^0$	2—3	0,90—4,66	3292,08	3,02	0,21	[1, 2, 8]
66 $a^1D-x^1P^0$	2—1	0,90—4,82	3141,54	2,70	0,12	[1, 2]
67 $a^1D-w^1P^0$	2—1	0,90—4,85	3123,07	2,82	0,15	[1, 2]
68 $a^3P-z^3D^0$	2—3	1,06—2,48	8675,39	1,77		[2]
	1—2	1,05—2,47	8682,99	1,25		[2]
	0—1	1,04—2,46	8692,34	1,14		[2]
	2—2	1,06—2,47	8766,64	1,16		[2]
	1—1	1,05—2,46	8734,70	1,07		[2]
69 $a^3P-z^3S^0$	2—1	1,06—3,09	6126,22	1,89	0,05	[1, 2]
	1—1	1,05—3,09	6085,23	1,87	0,22	[1, 2, 7]
	0—1	1,04—3,09	6064,63	1,65	0,33	[1, 2]
71 $a^3P-z^3P^0$	1—2	1,05—3,16	5880,31	1,55	0,14	[1, 2]
	2—1	1,06—3,15	5903,33	1,55		[2]
	2—2	1,06—3,16	5918,55	1,80	0,19	[1, 2,]
72 $a^3P-y^3D^0$	2—3	1,06—3,18	5866,46	2,45	0,12	[1, 2, 4, 7, 11]
	1—2	1,05—3,14	5899,32	2,20	0,08	[1, 2, 4, 11]
	0—1	1,04—3,14	5922,12	1,90	0,12	[1, 2, 4, 11]
	1—1	1,05—3,14	5941,76	1,77	0,20	[1, 2, 4, 11]
	2—2	1,06—3,15	5937,82	1,40	0,44	[2, 4, 11]
74 $a^3P-x^3D^0$	2—3	1,06—3,40	5295,79	1,75	0,17	[1, 2, 4]
	1—2	1,05—3,38	5282,39	1,60	0,34	[1, 2, 4]
	0—1	1,04—3,38	5284,39	1,58	0,54	[1, 2, 4]
	1—1	1,05—3,38	5300,02	1,81		[4]
75 $a^3P-w^3D^0$	2—3	1,06—3,70	4691,34	2,38	0,42	[1, 2, 10]
	1—2	1,05—3,68	4698,76	2,30	0,44	[1, 2, 4, 8, 10]
	0—1	1,04—3,67	4710,19*	1,95	0,16	[1, 2]
	1—1	1,05—3,67	4722,62	1,81	0,12	[1, 2, 4]
	2—2	1,06—3,67	4723,17	1,83	0,06	[2, 4]
76 $a^3P-x^3G^0$	2—3	1,06—3,69	4690,80	1,39		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
77 $a^3P - x^5D^0$	2—3	1,06—3,71	4675,12	1,94	0,41	[1, 2, 7]
78 $a^3P - v^3D^0$	2—3	1,06—3,87	4422,82	2,28	0,33	[2, 10]
	1—1	1,05—3,85	4405,68	1,53	0,10	[2, 10]
	2—2	1,06—3,85	4425,83	1,56		[2]
79 $a^3P - y^3P^0$	2—2	1,06—3,93	4308,50	1,69	0,02	[2, 10]
	1—2	1,05—3,93	4288,16*	1,37		[2]
	2—1	1,06—3,92	4323,44	1,47		[10]
80 $a^3P - x^3P^0$	2—2	1,06—4,11	4078,47	3,09	0,29	[1, 2, 4, 8, 10, 11]
	1—1	1,05—4,11	4064,22	2,39	0,55	[1, 2, 4, 10, 11]
	1—2	1,06—4,11	4082,46	2,64	0,46	[1, 2, 4, 8, 10, 11]
	1—0	1,05—4,10	4065,10	2,48	0,06	[1, 2, 4, 10, 11]
	1—2	1,05—4,11	4060,26	2,62	0,46	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	0—1	1,04—4,11	4055,02	2,60	0,53	[1, 2, 10, 11]
82 $a^3P - x^1D^0$	1—2	1,05—4,33	3766,45	2,12		[2]
83 $a^3P - y^3S^0$	2—1	1,06—4,39	3725,16	2,98	0,03	[1, 2, 10]
	1—1	1,05—4,39	3709,96	2,87	0,32	[1, 2, 8]
	0—1	1,04—4,39	3702,29	2,42	0,05	[1, 2]
84 $a^3P - w^3P^0$	2—2	1,06—4,61	3480,52	2,82	0,16	[1, 2]
	1—1	1,05—4,59	3485,69	2,29		[2]
	2—1	1,06—4,59	3499,10	2,49		[2]
	1—0	1,05—4,58	3495,75	2,28		[2]
	1—2	1,05—4,61	3467,26	2,50		[2]
	0—1	1,04—4,59	3478,92	2,28		[2]
86 $a^3P - u^3D^0$	2—3	1,06—4,71	3382,31	2,82	0,01	[1, 2]
	1—2	1,05—4,69	3390,68	2,69	0,07	[1, 2]
	0—1	1,04—4,67	3398,63	2,34		[2]
87 $a^3P - t^3D^0$	2—3	1,06—4,79	3414,42	3,45	0,22	[1, 2]
	1—2	1,05—4,80	3309,50	3,08	0,06	[1, 2]
	0—1	1,04—4,79	3308,39	2,85	0,21	[1, 2]
	2—2	1,06—4,78	3321,59	2,64		[1]
	1—1	1,05—4,77	3314,52	2,72		[1]
90 $a^3P - s^3D^0$	1—2	1,05—4,90	3204,87	2,42	0,06	[1, 2]
92 $a^3P - r^3D^0$	2—3	1,06—5,04	3100,67*	3,06		[2]
	1—2	1,05—5,02	3106,81	2,64		[2]
	0—1	1,04—5,01	3112,48	2,46		[2]
94 $a^3P - q^3D^0$	2—3	1,05—5,22	2965,71	3,21		[2]
	2—2	1,06—5,21	2974,93	2,47		[2]
97 $b^3F - y^3F^0$	4—4	1,45—3,14	7344,72	2,32		[2]
	3—3	1,44—3,12	7357,74	2,18		[2]
	2—2	1,42—3,11	7364,11	1,99		[2]
98 $b^3F - z^3P^0$	3—2	1,44—3,16	7216,20	2,01		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Источник
99 $b^3F-y^3D^0$	4—3	1,45—3,18	7209,44	2,65		[2]
	3—2	1,44—3,15	7244,86	2,33		[2]
	2—1	1,42—3,14	7251,72	2,32		[2]
	3—3	1,44—3,17	7138,91	1,65		[2]
101 $b^3F-y^5G^0$	4—5	1,45—3,31	6666,55	1,46		[2]
102 $b^3F-x^3F^0$	4—4	1,45—3,35	6556,07	2,15	0,25	[1, 2, 4, 7]
	3—3	1,44—3,33	6554,23	2,08	0,32	[1, 2, 4, 7]
	2—2	1,42—3,32	6546,28	1,96	0,24	[1, 2]
	3—4	1,44—3,34	6497,69	1,36		[2]
	2—3	1,42—3,32	6508,13	1,40		[2]
103 $b^3F-x^3D^0$	4—3	1,45—3,40	6366,35	1,73		[2]
	3—2	1,44—3,39	6336,10	1,65		[2]
	2—1	1,42—3,39	6318,03	1,56		[2]
104 $b^3F-y^3G^0$	4—5	1,45—3,44	6258,70	2,91	0,52	[1, 2, 4, 7]
	3—4	1,44—3,42	6258,10	2,86	0,29	[1, 2, 4, 7]
	2—3	1,42—3,40	6261,10	2,75	0,37	[1, 2, 4, 7]
	4—4	1,45—3,42	6312,24	1,85	0,15	[2, 4, 9]
	3—3	1,44—3,40	6303,75	1,95		[2]
106 $b^3F-w^3D^0$	4—3	1,42—3,70	5512,53	2,87	0,13	[1, 2, 4]
	3—2	1,44—3,68	5514,54	2,84	0,18	[1, 2, 4]
	2—1	1,42—3,67	5514,35	2,74	0,13	[1, 2, 4]
	2—2	1,42—3,67	5481,87	2,10	0,19	[1, 2, 4]
	3—3	1,44—3,69	5471,21	1,99	0,44	[2, 4]
107 $b^3F-x^5D^0$	4—3	1,45—3,72	5490,15	2,43	0,09	[1, 2]
108 $b^3F-x^3G^0$	4—5	1,45—3,71	5474,23	2,15	0,13	[1, 2, 4]
	3—4	1,44—3,70	5453,65	1,83	0,01	[2, 4]
	2—3	1,42—3,69	5438,32	1,50	0,07	[2, 4]
109 $b^3F-v^3D^0$	4—3	1,45—3,87	5145,47	2,84	0,49	[1, 2, 4, 10]
	3—2	1,44—3,87	5113,44	2,64	0,57	[1, 2, 4, 7, 10]
	2—1	1,42—3,87	5087,07	2,40	0,07	[2, 4]
	3—3	1,44—3,85	5109,44	2,05		[2]
	2—2	1,42—3,85	5085,34	1,95		[2]
110 $b^3F-w^3G^0$	4—5	1,45—3,92	5035,91	3,45	0,26	[1, 2, 4, 11]
	3—4	1,44—3,91	5036,47	3,30	0,11	[1, 2, 4, 11]
	2—3	1,42—3,89	5038,40	3,19	0,08	[1, 2, 4, 10, 11]
	4—4	1,45—3,89	5071,48	2,54	0,38	[2, 4, 7, 9]
	3—3	1,44—3,89	5065,99	2,24	0,20	[2, 4, 10, 11]
112 $b^3F-w^3F^0$	4—4	1,45—4,18	4559,92	2,21		[2]
	2—2	1,42—4,15	4518,70	2,40		[2]
113 $b^3F-v^3F^0$	4—4	1,45—4,24	4457,43	3,57	0,18	[2, 4, 7, 8, 10]
	3—3	1,44—4,23	4455,33	3,50	0,36	[2, 4, 10]
	2—2	1,42—4,21	4453,32	3,29	0,37	[2, 4, 7]
	4—3	1,45—4,21	4482,69	2,55	0,34	[2, 7, 10]
	3—2	1,44—4,21	4474,85	2,33	0,18	[2, 4]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
113 $b^3F-v^3F^0$	3—4	1,44—4,22	4430,37	2,48	0,44	[2, 4, 10]
	2—3	1,42—4,23	4434,00*	2,59	0,16	[2, 4]
115 $b^3F-u^3D^0$	4—3	1,45—4,73	3789,30	2,82	0,01	[2, 8]
	3—2	1,44—4,69	3795,90	2,57		[2]
	2—1	1,42—4,67	3798,31	2,47	0,03	[2, 8]
117 $b^3F-t^3D^0$	4—3	1,45—4,81	3704,30	3,07		[2]
	3—2	1,44—4,80	3694,45	2,93		[2]
	2—1	1,42—4,77	3685,96	2,84		[2]
120 $b^3F-r^3D^0$	4—3	1,45—5,04	3439,30	2,72		[2]
125 $a^1G-z^1G^0$	4—4	1,50—3,06	7949,17	1,73		[2]
126 $a^1G-y^1F^0$	4—3	1,50—4,08	4820,42	2,82	0,19	[2, 4, 7—9]
128 $a^1G-z^1H^0$	4—5	1,50—4,30	4427,10	3,50	0,10	[2, 4]
129 $a^1G-y^1G^0$	4—4	1,50—4,46	4186,12	3,16	0,54	[2, 7, 8, 10]
130 $a^1G-w^1F^0$	4—3	1,50—4,64	3919,82	2,18	0,35	[2, 8, 10]
131 $a^1G-x^1G^0$	4—4	1,50—4,81	3724,57	3,56	0,06	[1, 2]
133 $a^1G-w^1F^0$	4—3	1,50—4,98	3547,03	3,20		[2]
136 $a^1G-v^1F^0$	4—3	1,50—5,13	3392,71	3,17		[2]
137 $a^1G-x^1H^0$	4—5	1,50—5,21	3119,72	4,08		[2]
140 $a^5P-z^3P^0$	3—2	1,74—3,15	8778,64	1,16		[2]
141 $a^5P-y^5D^0$	3—4	1,74—3,20	8457,10	1,44		[2]
142 $a^5P-x^3D^0$	3—3	1,74—3,39	7474,94	1,47		[2]
143 $a^5P-z^5P^0$	1—2	1,73—3,42	7266,29	1,79		[2]
145 $a^5P-w^5D^0$	3—4	1,74—4,43	4617,27	3,54	0,26	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	2—3	1,73—4,42	4623,09	3,30	0,16	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	3—3	1,74—4,40	4639,67	3,12	0,52	[1, 2, 4, 10, 11]
	2—2	1,73—4,39	4639,37	3,11	0,13	[1, 2, 4, 7, 11]
	1—1	1,73—4,41	4639,95	2,98	0,04	[2, 4, 7, 11]
	1—0	1,73—4,40	4645,19	2,74	0,29	[2, 4, 7, 9, 11]
	2—1	1,73—4,41	4650,02	2,66	0,47	[2, 4, 7, 9—11]
	3—2	1,74—4,41	4656,04	2,13	0,16	[2, 4]
	1—2	1,73—4,41	4629,34	2,92	0,08	[2, 10, 11]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
146	2—3	1,73—4,52	4465,81	3,20	0,39	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
$a^5P - y^5P^0$	1—2	1,73—4,51	4471,24	3,13	0,23	[1, 2, 4, 10, 11]
	3—3	1,74—4,52	4481,26	3,46	0,58	[1, 2, 4, 8, 10, 11]
	2—1	1,73—4,50	4489,09	3,17	0,18	[1, 2, 4, 10, 11]
	1—1	1,73—4,50	4479,70	2,73	0,40	[2, 4, 7, 10, 11]
	3—2	1,74—4,51	4496,15	3,18	0,13	[2, 4, 8, 10, 11]
	2—2	1,73—4,49	4480,59	2,41		[2]
148	3—2	1,74—4,63	4299,23	3,11		[2]
$a^5P - y^5S^0$	2—2	1,73—4,61	4284,99	2,99		[2]
	1—2	1,73—4,63	4276,43	2,92	0,12	[2, 8]
150	5—4	1,88—3,34	8468,50	2,28		[2]
$a^3G - x^3F^0$	4—3	1,87—3,32	8518,37	2,19		[2]
	3—2	1,87—3,31	8548,07	2,18		[2]
151	5—5	1,88—3,45	7978,88*	2,41		[2]
$a^3G - y^3G^0$	4—4	1,87—3,41	8024,84	2,35		[2]
	3—3	1,87—3,39	8068,24	2,10		[2]
153	5—5	1,88—3,90	6092,81	2,24		[2]
$a^3G - w^3G^0$	4—4	1,87—3,89	6121,01	2,17		[2]
	3—3	1,87—3,89	6146,22	2,09		[2]
154	5—6	1,88—3,97	5953,17	3,07	0,06	[1, 2, 4, 11]
$a^3G - z^3H^0$	4—5	1,87—3,96	5965,84	2,98	0,09	[1, 2, 4, 7, 11]
	3—4	1,87—3,95	5978,56	2,94	0,23	[1, 2, 4, 7, 11]
155	5—4	1,88—4,18	5409,61	2,73		[2]
$a^3G - w^3F^0$	4—3	1,87—4,18	5397,09	2,63		[2]
	3—2	1,87—4,15	5389,99	2,42		[2]
156	5—4	1,88—4,24	5265,98	2,98	0,13	[1, 2]
$a^3G - v^3F^0$	4—3	1,87—4,23	5283,45	2,92	0,11	[1, 2]
	3—2	1,87—4,21	5297,26	2,86	0,15	[1, 2]
157	5—6	1,88—4,43	4885,08	3,48	0,37	[1, 2, 4, 7, 8, 10, 11]
$a^3G - y^3H^0$	4—5	1,87—4,41	4899,91	3,40	0,31	[1, 2, 4, 8, 10, 11]
	3—4	1,87—4,40	4913,62	3,34	0,33	[1, 2, 4, 7, 10, 11]
	5—5	1,88—4,39	4915,24	2,27	0,47	[2, 4, 11]
	4—4	1,87—4,38	4925,41	2,27	0,46	[2, 4, 11]
158	5—4	1,88—4,44	4811,08	2,16	0,01	[2, 4]
$a^3G - y^1G^0$						
159	3—3	1,87—4,66	4440,35	3,00	0,01	[2, 4]
$a^3G - x^1F^0$						
160	5—5	1,88—4,67	4449,15	3,76	0,12	[2, 4, 7, 10]
$a^3G - v^3G^0$	4—4	1,87—4,66	4450,90	3,63	0,32	[2, 4, 7]
	3—3	1,87—4,66	4453,71	3,32	0,03	[2, 4]
	5—4	1,88—4,64	4463,54	2,76	0,33	[2, 4]
	4—3	1,87—4,64	4463,38	2,80	0,20	[2, 10]
	4—5	1,87—4,65	4436,59	2,86	0,36	[2, 10]
	3—4	1,87—4,64	4441,27	2,49	0,53	[2, 4, 10]
161	5—4	1,88—4,69	4417,28	3,23		[2]
$a^3G - u^3F^0$	3—4	1,87—4,68	4426,06	3,08	0,35	[2, 10]

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
161	4—4	1,87—4,67	4404,90	2,79	0,36	[2, 10]
$a^3G - u^3F^0$	3—3	1,87—4,68	4416,54	2,61	0,16	[2, 10]
162	5—4	1,88—4,79	4263,13	3,50	0,28	[2, 7, 8]
$a^3G - t^3F^0$	3—2	1,87—4,77	4282,71	3,40	0,40	[2, 8, 10]
	4—4	1,87—4,77	4251,61	2,58		[10]
	3—3	1,87—4,76	4265,71	2,56	0,18	[2, 8]
163	5—6	1,88—4,84	4169,35	2,85	0,18	[2, 10]
$a^3G - x^3H^0$	4—5	1,87—4,83	4166,32	2,65	0,13	[2, 10]
	3—4	1,87—4,83	4164,14	2,53		[2]
166	4—5	1,87—5,17	3738,90	2,96		[2]
$a^3G - w^3H^0$	3—4	1,87—5,16	3748,10	3,36		[2]
171	0—1	1,87—4,31	5054,08*	2,89		[2]
$a^1S - y^1P^0$						
173	6—5	2,03—4,51	5025,58	3,46	0,16	[2, 4]
$a^5G^0 - e^5F$	5—4	2,01—4,49	5013,30	3,46	0,55	[2, 4]
	4—3	1,99—4,47	5001,01	3,30	0,24	[2, 4, 7, 9]
	3—2	1,97—4,47	4989,15	3,05	0,02	[2, 4]
	2—1	1,96—4,46	4978,20	2,93	0,03	[2, 4]
	5—5	2,01—4,49	4977,74	2,73		[2]
	4—4	1,99—4,47	4973,05	2,78		[2]
	3—3	1,97—4,46	4968,58	2,82	0,40	[2, 4]
	2—2	1,96—4,45	4964,75	2,53	0,21	[2, 4]
175	6—6	2,03—5,19	3911,19	3,28		[2]
$a^5G^0 - e^5G$	4—4	1,99—5,16	3888,02	3,00		[2]
	5—6	2,01—5,19	3882,15	3,47		[2]
	4—5	1,99—5,17	3875,26*	1,67		[2]
	3—4	1,97—5,18	3868,40	3,44		[2]
176	6—7	2,03—5,23	3882,89	3,97		[2]
$z^5G^0 - e^5H$	5—6	2,01—5,20	3866,44	3,63		[2]
	4—5	1,99—5,19	3858,14	3,46		[2]
	3—4	1,97—5,17	3853,73	3,34		[2]
	2—3	1,96—5,16	3853,05	3,33		[2]
	6—6	2,03—5,22	3895,25	3,57		[2]
	5—5	2,01—5,19	3882,33	3,47		[2]
	4—4	1,99—5,17	3873,21	3,31		[2]
177	5—4	2,01—5,36	3707,53	3,01		[2]
$z^5G^0 - g^5F$						
179	6—6	2,03—5,86	3226,13	4,01	0,38	[1, 2]
$z^5G^0 - g^5G$	5—5	2,01—5,84	3223,52	3,98		[2]
	4—4	1,99—5,82	3221,38	3,66		[2]
	3—3	1,97—5,81	3219,21	3,65		[2]
	2—2	1,96—5,80	3217,94	3,64		[2]
182	5—4	2,13—3,57	8518,05	2,14		[2]
$z^5F^0 - a^5D$	4—3	2,11—3,57	8467,15	2,13		[2]
	3—2	2,09—3,56	8424,41	2,02		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
183 $z^5F^0 - e^5F$	5—5	2,13—4,51	5224,32	3,39	0,01	[2, 4]
	4—4	2,11—4,49	5224,95	3,37	0,36	[2, 4]
	3—3	2,09—4,46	5224,56	2,99	0,14	[2, 4]
	2—2	2,08—4,47	5223,64	2,78	0,30	[2, 4]
	1—1	2,08—4,44	5222,69	2,92	0,01	[2, 4]
	5—4	2,13—4,47	5263,50	2,70		[2]
	4—3	2,11—4,48	5255,83	2,84		[2]
	3—2	2,09—4,45	5247,31	2,71	0,32	[2, 4]
	4—5	2,11—4,49	5186,34	2,62	0,04	[2, 4]
	3—4	2,09—4,47	5194,04	2,82	0,21	[2, 4]
	2—3	2,08—4,46	5201,10	2,71	0,13	[2, 4]
	1—2	2,08—4,45	5207,87	2,80		[2]
184 $z^5F^0 - f^5F$	5—5	2,13—4,87	4503,78	2,74		[2]
	4—4	2,11—4,85	4497,73	2,48		[2]
	3—3	2,09—4,84	4492,55	2,47		[2]
	4—3	2,11—4,84	4515,62	2,38		[2]
185 $z^5F^0 - e^5G$	5—6	2,13—5,22	4030,51	3,64	0,33	[2, 8, 10, 11]
	4—5	2,11—5,19	4026,54	3,57	0,12	[2, 10, 11]
	3—4	2,09—5,18	4021,83	3,35	0,37	[2, 8, 10, 11]
	2—3	2,08—5,17	4017,77	3,27	0,16	[2, 10, 11]
	1—2	2,08—5,17	4015,38	3,12	0,03	[2, 11]
	4—4	2,11—5,16	4040,32	2,83		[2]
186 $z^5F^0 - g^3F$	5—4	2,13—5,20	4016,28	2,85		[2]
187 $z^5F^0 - e^5H$	5—6	2,13—5,22	4013,58	3,55		[2]
	4—5	2,11—5,21	4008,06	3,14		[2]
	3—4	2,09—5,17	4005,97	2,83		[2]
188 $z^5F^0 - e^5D$	5—4	2,13—5,21	4003,81	3,12	0,13	[2, 10]
	4—3	2,11—5,19	4002,49	3,03	0,35	[2, 10]
	3—2	2,09—5,18	3999,36	3,13		[2]
	2—1	2,08—5,17	3994,70	2,80	0,09	[2, 10]
	3—3	2,09—5,19	3984,33	3,06		[2]
189 $z^5F^0 - g^5F$	5—5	2,13—5,35	3828,19	3,76		[2]
	4—4	2,11—5,34	3822,03	3,20	0,18	[2, 8]
190 $z^5F^0 - g^5G$	5—6	2,13—5,86	3306,88	3,92		[2]
	4—5	2,11—5,84	3309,73	3,46		[2]
	3—4	2,09—5,82	3312,69	3,70		[2]
192 $z^5F^0 - h^5D$	5—4	2,13—6,05	3141,67	3,76		[2]
196 $a^3D - x^3P^0$	3—2	2,17—4,09	6419,10	1,89		[2]
197 $a^3D - w^3F^0$	3—4	2,17—4,16	6186,15	2,45		[2]
	2—3	2,15—4,16	6149,74	2,20		[2]
	1—2	2,14—4,15	6138,38	2,15		[2]
198 $a^3D - v^3F^0$	3—4	2,17—4,22	5999,04	3,44		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
199	3—2	2,17—4,63	5052,87	3,07	0,24	[2, 7, 9, 10]
$a^3D - w^3P^0$	2—1	2,15—4,59	5062,11	2,91	0,47	[2, 10]
	1—0	2,14—4,58	5069,35	2,84		[2]
	1—1	2,14—4,59	5048,21	2,47		[2]
200	3—4	2,17—4,69	4921,77	3,34	0,34	[2, 4, 10]
$a^3D - u^3F^0$	2—3	2,15—4,66	4919,87	3,09	0,22	[2, 4, 10]
	1—2	2,14—4,67	4928,34	3,23	0,04	[2, 4]
	3—3	2,14—4,66	4948,19	2,41		[2]
	2—2	2,15—4,65	4941,58	2,55	0,11	[2, 10]
201	3—3	2,17—4,73	4848,47	2,92		[2]
$a^3D - u^3D^0$	2—2	2,15—4,69	4864,18	2,60		[2]
	1—1	2,14—4,67	4880,91	2,51		[2]
202	3—4	2,17—4,79	4731,17	2,87		[2]
$a^3D - t^3F^0$	2—3	2,15—4,76	4733,43	2,76		[2]
	1—2	2,14—4,75	4742,11	2,45		[2]
203	1—1	2,14—4,77	4696,94	2,46		[2]
$a^3D - t^3D^0$	1—2	2,14—4,78	4686,92	2,42		[2]
204	3—2	2,17—5,02	4360,49	3,06	0,43	[2, 10]
$a^3D - v^3P^0$	2—1	2,15—4,99	4354,06	2,79	0,10	[2, 10]
	1—1	2,14—4,99	4343,79	3,04		[10]
205	1—1	2,14—5,01	4311,65	2,82		[2]
$a^3D - r^3D^0$						
206	3—4	2,17—5,14	4150,96	3,52	0,02	[2, 8, 10]
$a^3D - s^3F^0$	2—3	2,15—5,14	4159,64	3,23	0,30	[2, 8, 10]
	1—2	2,14—5,10	4171,03	3,25	0,24	[2, 10]
207	3—2	2,17—5,18	4099,17	3,14	0,29	[2, 8, 10]
$a^3D - u^3P^0$	2—1	2,15—5,18	4077,15	3,13		[10]
	2—2	2,15—5,18	4079,72	3,01	0,28	[2, 10]
208	3—3	2,17—5,24	4035,83	3,45	0,26	[2, 10]
$a^3D - q^3D^0$	2—2	2,15—5,21	4033,91	3,07	0,41	[2, 10]
	1—1	2,14—5,20	4034,91	2,86	0,25	[2, 10]
209	2—3	2,24—3,69	8496,03*	2,16		[2]
$b^3P - w^3D^0$	1—2	2,23—3,67	8539,36	2,16		[2]
	0—1	2,22—3,66	8569,77	1,92		[2]
211	2—3	2,24—3,85	7654,44	2,36		[2]
$b^3P - v^3D^0$	1—2	2,23—3,85	7614,50	2,17		[2]
	0—1	2,22—3,87	7580,55	2,07		[2]
212	2—2	2,24—3,95	7318,39	3,44		[2]
$b^3P - y^3P^0$						
214	2—1	2,24—4,37	5780,78	2,51		[2]
$b^3P - y^3S^0$	1—1	2,23—4,37	5752,84	2,33		[2]
216	2—3	2,24—4,71	4995,08	2,65		[2]
$b^3P - u^3D^0$						
218	2—3	2,24—5,06	4404,28*	3,57	0,20	[2, 10]
$b^3P - r^3D^0$	1—2	2,23—5,04	4421,76	3,38	0,14	[2, 10]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
218 $b^3P-r^3D^0$	0—1	2,22—5,01	4431,28	2,92		[2]
	2—2	2,24—5,02	4438,23	2,74	0,03	[2, 10]
	1—1	2,23—5,01	4444,27	2,62		[2]
219 $b^3P-x^3S^0$	1—1	2,23—5,04	4388,08	2,73		[2]
220 $b^3P-u^3P^0$	2—2	2,24—5,20	4203,46	3,18	0,17	[2, 8, 10]
	2—1	2,24—5,18	4200,75	3,16	0,45	[2, 8, 10]
	1—0	2,23—5,18	4183,30	3,04	0,47	[2, 10]
	1—2	2,23—5,18	4188,69	3,03	0,24	[2, 8, 10]
222 $b^3P-t^3P^0$	2—2	2,24—5,58	3698,18	3,39		[2]
224 $a^3H-x^3G^0$	6—5	2,25—3,71	8438,93	2,56		[2]
	5—4	2,24—3,70	8450,89	2,56		[2]
	4—3	2,23—3,69	8416,97	2,24		[2]
225 $a^3H-w^3G^0$	6—5	2,25—3,92	7440,60	2,44		[2]
	5—4	2,24—3,91	7489,61	2,43		[2]
	4—3	2,23—3,87	7496,12	2,27		[2]
227 $a^3H-z^1H^0$	4—5	2,23—4,30	5999,68	2,77		[2]
228 $a^3H-y^3H^0$	6—6	2,25—4,43	5715,13	3,00		[2]
	5—5	2,24—4,41	5739,51	3,15	0,57	[2, 7, 9]
	4—4	2,23—4,38	5740,02	2,80	0,52	[2, 9]
229 $a^3H-y^1G^0$	4—4	2,23—4,46	5565,49	3,05		[2]
231 $a^3H-z^3I^0$	6—7	2,25—4,81	4856,01	3,74	0,25	[2, 4, 8]
	5—6	2,24—4,79	4870,14	3,50	0,57	[2, 4, 7, 9, 10]
	4—5	2,23—4,78	4868,26	3,43	0,55	[2, 4, 7, 9, 10]
	6—6	2,25—4,77	4882,35	2,81		[2]
	5—5	2,24—4,76	4893,06	2,31		[4]
232 $a^3H-x^1G^0$	4—4	2,23—4,81	4778,26	3,11	0,37	[2, 9]
233 $a^3H-x^3H^0$	6—6	2,25—4,86	4759,28	3,75	0,25	[2, 4, 7, 10]
	5—5	2,24—4,85	4758,12	3,71	0,34	[2, 4, 7, 9, 10]
	4—4	2,23—4,85	4742,79	3,44	0,36	[2, 4, 7—9]
	6—5	2,25—4,83	4769,77	2,68	0,13	[2, 4]
	5—4	2,24—4,83	4766,33	2,83		[2]
	5—6	2,24—4,84	4747,68	2,36	0,53	[2, 4]
	4—5	2,23—4,83	4734,68	2,43		[2]
234 $a^3H-y^1H^0$	4—5	2,23—5,07	4346,11	3,13	0,01	[2, 10]
235 $a^3H-u^3G^0$	6—5	2,25—5,12	4318,64	3,71	0,40	[2, 10]
	5—4	2,24—5,11	4325,13	3,62	0,14	[2, 10]
	4—3	2,23—5,10	4321,66	3,53		[2]
236 $b^1G-x^3G^0$	4—3	2,26—3,69	8598,18	1,95		[2]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
237 $b^1G - y^1F^0$	4—3	2,26—4,08	6861,47	2,54		[2]
238 $b^1G - z^1H^0$	4—5	2,26—4,30	6091,17	3,07	0,08	[2, 4, 7]
239 $b^1G - y^3H^0$	4—4	2,26—4,38	5823,71	2,65		[2]
240 $b^1G - y^1G^0$	4—4	2,26—4,46	5644,14	3,47	0,16	[1, 2, 4, 7]
241 $b^1G - x^1G^0$	4—4	2,26—4,81	4836,13	2,78		[2]
242 $b^1G - x^3H^0$	4—4	2,26—4,85	4799,80	3,24		[2]
243 $b^1G - w^1G^0$	4—4	2,26—5,05	4424,39	2,65		[2]
244 $b^1G - y^1H^0$	4—5	2,26—5,09	4393,92	3,39	0,37	[2, 4]
245 $b^1G - u^3G^0$	4—3	2,26—5,08	4368,94	2,77	0,31	[2, 10]
247 $b^1G - u^1G^0$	4—4	2,26—5,71	3574,24	3,44		[2]
249 $z^5D^0 - e^5F$	4—5	2,31—4,50	5662,16	3,31	0,17	[2, 4]
	3—4	2,30—4,49	5675,44	3,27	0,26	[2, 9]
	2—3	2,29—4,48	5689,47	2,99	0,19	[2, 4]
	1—2	2,28—4,47	5702,68	2,82	0,34	[2, 4]
	0—1	2,28—4,44	5713,92	2,68		[2]
	4—4	2,31—4,49	5708,23	2,66		[2]
	3—3	2,30—4,48	5711,88	2,88		[2]
	2—2	2,29—4,45	5716,48	2,65	0,44	[2, 4]
	1—1	2,28—4,44	5720,48	2,63		[2]
250 $z^5D^0 - f^5F$	4—5	2,31—4,87	4825,46	2,62		[2]
	3—4	2,30—4,85	4827,58	3,10	0,20	[7, 9]
251 $z^5D^0 - g^3F$	4—4	2,31—5,22	4270,14	3,23		[2]
252 $z^5D^0 - e^5D$	4—4	2,31—5,23	4256,04	3,37	0,50	[2, 8, 10]
	3—3	2,30—5,21	4261,60	3,28	0,12	[2, 7, 10]
	2—2	2,29—5,18	4266,22	2,98		[2]
	3—2	2,30—5,18	4278,81	2,84		[2]
	2—3	2,29—5,21	4249,12	3,20	0,27	[2, 10]
	1—2	2,28—5,20	4258,54	3,21	0,01	[2, 10]
	0—1	2,28—5,17	4265,28	3,22		[10]
253 $z^5D^0 - e^5P$	4—3	2,31—5,31	4137,29	3,50	0,28	[2, 8, 10]
	3—2	2,30—5,27	4143,05	3,29	0,19	[2, 8, 10]
	2—2	2,29—5,27	4131,25	2,94	0,23	[2, 8, 10]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
254	4—5	2,31—5,37	4058,14	3,31	0,23	[2, 10]
$z^5D^0 - g^5F$	3—4	2,30—5,34	4057,62	3,43	0,18	[2, 10]
	2—2	2,29—5,32	4071,21	3,21		[8]
256	2—2	2,33—4,10	7038,80	2,70		[2]
$c^3P - x^3P^0$	1—1	2,32—4,09	7008,35	2,25		[2]
	2—1	2,33—4,09	7050,65	2,26		[2]
	1—0	2,32—4,08	7010,94	2,25		[2]
	1—2	2,32—4,09	6996,63	2,47		[2]
	0—1	2,32—4,09	7004,66	2,30		[2]
259	2—2	2,33—4,61	5429,15	3,07	0,11	[2, 7, 9]
$c^3P - w^3P^0$	1—1	2,32—4,59	5448,90	2,65		[2]
	2—1	2,33—4,59	5474,46	2,65		[2]
	1—0	2,32—4,58	5473,55	2,77		[2]
	1—2	2,32—4,61	5404,02	2,72		[2]
	0—1	2,32—4,59	5446,64	2,77		[2]
260	2—3	2,33—4,92	4805,43	3,32		[2]
$c^3P - s^3D^0$	1—2	2,32—4,92	4792,49	3,31		[2]
	0—1	2,32—4,90	4796,22	2,91		[2]
	2—2	2,33—4,90	4812,25	2,86		[2]
	1—1	2,32—4,90	4797,98	2,79		[2]
261	2—2	2,33—5,00	4637,88	3,06		[2]
$c^3P - v^3P^0$	1—2	2,32—5,00	4619,52	2,66		[2]
262	2—3	2,33—5,04	4558,11*	2,59		[2]
$c^3P - r^3D^0$						
265	4—4	2,42—4,69	5477,71	3,30		[2]
$z^3F^0 - e^3F$	3—3	2,40—4,65	5481,43	3,24		[2]
	2—2	2,39—4,65	5488,20	3,13		[2]
266	4—5	2,42—5,12	4563,43	2,94		[2]
$z^3F^0 - e^3G$	3—4	2,40—5,11	4555,08	2,75		[2]
	2—3	2,39—5,09	4570,91	2,91		[2]
267	4—4	2,42—5,20	4436,64	2,74		[2]
$z^3F^0 - g^3F$	3—3	2,40—5,18	4430,02	2,74		[2]
	2—2	2,39—5,17	4433,58	2,78		[2]
269	3—4	2,48—4,69	5648,58	3,14		[2]
$z^3D^0 - e^3F$	2—3	2,47—4,67	5662,91	3,12		[2]
	1—2	2,46—4,65	5679,94	2,74		[2]
270	1—2	2,46—5,17	4557,86	2,72		[2]
$z^3D^0 - g^3F$						
272	1—1	2,48—4,16	7352,16	2,28		[2]
$a^1P - z^1P^0$						
273	1—1	2,48—4,31	6716,68	2,65		[2]
$a^1P - y^1P^0$						
274	1—2	2,48—4,33	6677,17	2,47		[2]
$a^1P - x^1D^0$						

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
275 $a^1P - z^1S^0$	1—0	2,48—4,72	5511,78*	2,91		[2]
276 $a^1P - w^1P^0$	1—1	2,48—4,85	5206,08	3,82	0,81	[1, 2]
277 $a^1P - v^1P^0$	1—1	2,48—5,30	4372,38	3,29	0,00	[2, 10]
278 $a^1P - w^1D^0$	1—2	2,48—5,40	4227,65	3,15	0,10	[2, 10]
279 $a^1P - v^1D^0$	1—2	2,48—5,41	4211,73	3,12		[2]
280 $b^1D - x^1F^0$	2—3	2,49—4,64	5741,22	2,55		[2]
281 $b^1D - x^1P^0$	2—1	2,49—4,32	5298,44	3,14		[2]
282 $b^1D - w^1P^0$	2—1	2,49—4,85	5246,15	2,68		[2]
283 $b^1D - w^1F^0$	2—3	2,49—5,00	4975,35	3,54	0,27	[2, 10]
284 $b^1D - v^1D^0$	2—2	2,49—5,41	4237,89	3,65	0,10	[2, 8, 10]
285 $a^1H - z^1H^0$	5—5	2,57—4,28	7189,89	3,07		[2]
286 $a^1H - y^1G^0$	5—4	2,57—4,44	6575,18	2,47		[2]
287 $a^1H - x^1G^0$	5—4	2,57—4,81	5503,90	3,49	0,23	[2, 7, 9]
288 $a^1H - z^1I^0$	5—6	2,57—5,00	5120,42	3,82	0,18	[2, 4, 7, 9, 10]
289 $a^1H - y^1H^0$	5—5	2,57—5,09	4938,29	3,30	0,53	[2, 9]
290 $a^1H - v^1G^0$	5—4	2,57—5,39	4369,68	3,56	0,40	[2, 9, 10]
291 $a^1H - x^1H^0$	5—5	2,57—5,47	4278,23	3,71	0,14	[2, 4, 8, 10]
292 $a^1H - u^1G^0$	5—4	2,57—5,71	3926,32	3,88	0,52	[2, 8—10]
293 $z^3G^0 - e^3F$	5—4	2,68—4,67	6215,28	3,30	0,22	[2, 9]
	4—3	2,67—4,65	6220,49	3,25	0,00	[2, 9]
	3—2	2,65—4,63	6221,41	3,06	0,29	[2, 9]
294 $z^3G^0 - e^3G$	5—5	2,68—5,12	5064,07	3,15		[2]
	3—3	2,65—5,09	5068,33	3,25	0,41	[2, 9]
295 $z^3G^0 - g^3F$	5—4	2,68—5,20	4908,46	3,03		[9]
296 $z^3G^0 - f^3H$	5—6	2,68—5,69	4127,54	3,87	0,15	[2, 8—10]
	4—5	2,67—5,66	4123,57	3,99	0,17	[2, 10]
	3—4	2,65—5,64	4122,17	3,57	0,28	[2, 9, 10]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, *эв*	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
296	5—5	2,68—5,66	4149,45	2,76		[9]
$z^3G^0 - f^3H$	4—4	2,67—5,64	4142,49	2,81		[9]
297	5—4	2,68—5,74	4032,63	3,17	0,34	[9, 10]
$z^3G^0 - h^3F$						
298	2—3	2,73—5,07	5259,98	3,34	0,12	[2, 9]
$z^1D^0 - e^1F$						
300	3—3	2,77—5,09	5351,08	3,47		[2]
$z^1F^0 - e^1F$						
301	3—4	2,77—5,69	4224,79	3,44	0,12	[2, 8]
$z^1F^0 - e^1G$						
302	3—3	2,77—5,76	4123,31	3,52		[2]
$z^1F^0 - f^1F$						
304	4—3	3,05—5,09	6098,67	3,45	0,15	[2, 9]
$z_1G^0 - e^1F$						
305	4—5	3,05—5,62	4808,53	3,73	0,30	[2, 9]
$z^1G^0 - e^1H$						
306	1—2	3,08—5,71	4688,39	3,56		[9]
$z^3S^0 - e^3P$						
307	3—4	3,17—4,91	7069,11	3,31		[2]
$y^3D^0 - f^3F$	1—2	3,13—4,88	7035,86	3,05		[2]
308	6—5	3,32—4,87	7996,53	3,55		[2]
$y^5G^0 - f^5F$	4—3	3,29—4,84	7961,58	3,46		[2]
309	6—7	3,32—5,47	5804,26	3,94	0,20	[2, 4, 9]
$y^5G^0 - f^5H$	5—6	3,31—5,46	5785,98	3,99	0,14	[2, 4, 9]
	4—5	3,29—5,45	5774,05	4,00	0,51	[2, 4, 7, 9]
	3—4	3,28—5,44	5766,35	3,90	0,33	[2, 4, 7, 9]
	2—3	3,27—5,43	5762,27	3,82	0,49	[2, 9]
	6—6	3,32—5,44	5832,47	3,55		[9]
	5—5	3,31—5,43	5812,84	3,44		[9]
316	1—1	4,31—6,62	5341,50	4,07		[2]
$y^1P^0 - e^1P$						
1 у. ф.[1]	4—4	0,05—4,22	2956,13	3,18		[2]
$a^3F - v^3F^0$	3—3	0,02—4,21	2948,26	3,07		[2]
	2—2	0,00—4,19	2942,00*	2,97		[2]
	4—3	0,05—4,21	2967,22	2,25		[2]
	3—2	0,02—4,19	2956,80	2,19		[2]
	3—4	0,02—4,22	2937,32	2,15		[2]
	2—3	0,00—4,21	2933,55	2,21		[2]
2 у. ф.	4—5	0,05—4,65	2679,93	2,39		[2]
$a^3F - v^3G^0$	3—4	0,02—4,64	2669,60	2,25		[2]
	2—3	0,00—4,64	2661,97	2,19		[2]
	4—4	0,05—4,64	2685,14	1,78		[2]
3 у. ф.	2—3	0,00—4,64	2657,19	1,83		[2]
$a^3F - x^1F^0$						
4 у. ф.	2—2	0,00—4,65	2654,93	1,44		[2]
$a^3F - u^3F^0$						

[1] У. ф. мультиплеты даны по [13].

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
5 у. ф.	4—3	0,05—4,71	2646,65	3,30		[2]
$a^3F - u^3D^0$	3—2	0,02—4,69	2644,26	3,20		[2]
	2—1	0,00—4,67	2641,10	3,09		[2]
	3—3	0,02—4,71	2631,54	2,55		[2]
	2—2	0,00—4,69	2632,42	2,52		[2]
6 у. ф.	4—4	0,05—4,77	2611,28	3,08		[2]
$a^3F - t^3F^0$	3—3	0,02—4,76	2605,15	2,93		[2]
	2—2	0,00—4,75	2599,92	2,81		[2]
	4—3	0,05—4,76	2619,94	2,83		[2]
	3—2	0,02—4,75	2611,48	2,21		[2]
	3—4	0,02—4,77	2596,58	2,23		[2]
	2—3	0,00—4,76	2593,64	2,67		[2]
7 у. ф.	3—3	0,02—4,79	2590,26	1,94		[2]
$a^3F - t^3D^0$						
8 у. ф.	4—3	0,05—4,90	2541,92	2,79		[2]
$a^3F - s^3D^0$	2—3	0,02—4,90	2529,85	2,82		[2]
	2—1	0,00—4,90	2520,53	2,65		[2]
	3—3	0,02—4,90	2527,98	1,96		[2]
	2—2	0,00—4,90	2519,04	2,07		[2]
10 у. ф.	4—5	0,05—5,10	2440,98	2,41		[2]
$a^3F - u^3G^0$	3—4	0,02—5,09	2433,22	2,10		[2]
	2—3	0,00—5,08	2428,23	2,08		[2]
11 у. ф.	4—4	0,05—5,14	2424,24	2,56		[2]
$a^3F - s^3F^0$	3—3	0,02—5,12	2421,30	2,42		[2]
	2—2	0,00—5,10	2418,36	2,22		[2]
	4—3	0,05—5,12	2434,10	1,85		[2]
12 у. ф.	4—3	0,05—5,22	2384,52	1,93		[2]
$a^3F - q^3D^0$						
13 у. ф.	4—3	0,05—5,23	2380,81	2,20		[2]
$a^3F - p^3D^0$						
14 у. ф.	4—4	0,05—5,40	2305,67	2,46		[2]
$a^3F - r^3F^0$	3—3	0,02—5,38	2302,73	2,31		[2]
	2—2	0,00—5,37	2299,85	2,29		[2]
15 у. ф.	3—2	0,02—5,44	2276,70	2,18		[2]
$a^3F - o^3D^0$	2—1	0,00—5,43	2273,28	2,26		[2]
16 у. ф.	4—5	0,05—5,48	2272,61	2,21		[2]
$a^3F - t^3G^0$						
19 у. ф.	4—4	0,83—5,20	2828,07*	2,67		[2]
$a^5F - v^5D^0$						
23 у. ф.	2—3	0,90—5,13	2912,08	3,52		[2]
$a^1D - v^1F^0$						
24 у. ф.	2—1	0,90—5,30	2802,50	3,39		[2]
$a^1D - w^1P^0$						
25 у. ф.	2—2	0,90—5,40	2742,32	3,46		[2]
$a^1D - v^1D^0$						
26 у. ф.	2—2	0,90—5,41	2735,61	2,69		[2]
$a^1D - u^1D^0$						

Таблица 3 (окончание)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ, Å	lg gf	Максимальная разность	Источник
27 у. ф. $a^3P-q^3D^0$	2—3	1,06—5,22	2965,71	3,21		[2]
	2—2	1,06—5,21	2974,93	2,47		[2]
28 у. ф. $a^3P-p^3D^0$	2—3	1,06—5,23	2959,99	2,56		[2]
	1—2	1,05—5,22	2959,71	2,40		[2]
29 у. ф. $a^3P-o^3D^0$	2—3	1,06—5,46	2805,70	2,87		[2]
	1—2	1,05—5,44	2809,17	2,75		[2]
	0—1	1,04—5,43	2812,98	2,62		[2]
	2—2	1,06—5,44	2817,84*	2,83		[2]
	1—1	1,05—5,43	2817,40	2,62		[2]
30 у. ф. $a^3P-w^3S^0$	2—1	1,06—5,54	2757,40	3,00		[2]
	1—1	1,05—5,54	2749,06	2,82		[2]
31 у. ф. $a^3P-n^3D^0$	2—3	1,06—5,58	2731,13	2,55		[2]
32 у. ф. $a^3P-t^3P^0$	2—2	1,06—5,58	2733,26	3,45		[2]
	1—1	1,05—5,57	2731,53	2,84		[2]
	2—1	1,06—5,57	2739,81	3,15		[2]
	1—0	1,05—5,56	2735,29	2,93		[2]
	1—2	1,05—5,58	2725,07	3,15		[2]
	0—1	1,04—5,57	2727,42	3,08		[2]
34 у. ф. $a^1G-u^1G^0$	4—4	1,50—5,71	2928,34	3,99		[2]
35 у. ф. $a^1G-u^1F^0$	4—3	1,50—5,97	2758,08	3,58		[2]

Если же имеется систематическое изменение этих разностей [3, 4, 8, 9], то погреш ность можно определить по среднему отклонению каждой точки от прямой, проведенной в соответствии с формулами (2), (4а), (8) и (9). В табл. 5 дана сводка полученных таким образом средних арифметических погрешностей отдельных значений lg gf. Следует указать, что эти погрешности, по существу содержат погрешности двух определений, и нельзя полностью указанную в табл. 5 погрешность относить за счет только одного.

Погрешность измерений в [1] остается нам неизвестной, однако по сопоставлению их с другими ([3, 5, 6]) можно утверждать, что она очень невелика. Погрешность в [2] нами установлена, она составляет $\pm 0{,}11$ — достаточно заметную величину, чтобы несколько увеличить погрешность разностей при сопоставлении с данными [2]. Это особенно относится к результатам [4, 8—10], где значительная часть точек сравнивалась с [2]. Если учесть погрешность данных [2], то приведенные в табл. 5 погрешности для указанных работ несколько снизятся (до 0,14—0,18).

Материалы табл. 5 показывают, что все рассмотренные нами данные в отношении их внутренней точности распадаются на две группы: к первой группе относятся данные [1—3, 5, 6], ко второй — [4, 7—10]. Кроме того, данные [11] по точности мы отнесли к первой группе. По существу, данные [2] по своей точности занимают некоторое среднее положение между этими двумя группами, однако мы сочли возможным их отнести к первой группе. В соответствии с таким распределением погрешностей мы, кроме исключения сильно отклоняющихся точек (более чем на 0,30), сочли возможным данные работ второй группы при усреднении принимать с весом 0,5.

К табл. 3 необходимо сделать несколько замечаний, касающихся совпадающих линий титана.

Таблица 4

λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*
8778,64	140	1,16:	7266,29	143	1,79:	6064,63	69	1,65
8766,64	68	1,16:	7251,72	99	2,32:	5999,68	227	2,77:
8734,70	68	1,07:	7244,86	99	2,33:	5999,04	198	3,44:
8692,34	68	1,14:	7216,20	98	2,01:	5978,56	154	2,94
8682,99	68	1,25:	7209,44	99	2,65:	5965,84	154	2,98
8675,39	68	1,77:	7189,89	285	3,07:	5953,17	154	3,07
8598,18	236	1,95:	7138,91	99	1,65:	5941,76	72	1,77
8569,77	209	1,92:	7069,11	307	3,31:	5937,82	72	1,40
8548,12	150	2,18:	7050,65	256	2,26:	5922,12	72	1,90
8539,36	209	2,16	7038,80	256	2,70:	5918,55	71	1,80
8518,37	150	2,19:	7035,86	307	3,05:	5903,33	71	1,55:
8518,05	182	2,14:	7010,94	256	2,25:	5899,32	72	2,20
8496,03	209	2,16:	7008,35	256	2,25:	5880,31	71	1,55
8468,50	150	2,28:	7004,66	256	2,30:	5866,46	72	2,45
8467,15	182	2,13:	6996,63	256	2,47:	5832,47	309	3,55
8457,10	141	1,44:	6861,47	237	2,54:	5823,71	239	2,65:
8450,89	224	2,56:	6743,12	48	1,64	5812,84	309	3,44
8438,93	224	2,56:	6716,68	273	2,65:	5804,26	309	3,94
8434,98	33	2,29:	6677,17	274	2,47:	5785,98	309	3,99
8426,52	33	1,79:	6666,55	101	1,46:	5780,78	214	2,51:
8424,41	182	2,02:	6599,11	49	1,24	5774,05	309	4,00
8416,97	224	2,24:	6575,18	286	2,47:	5766,35	309	3,90
8412,36	33	1,65:	6556,07	102	2,15	5762,27	309	3,82
8396,93	33	1,44:	6554,23	102	2,08	5752,84	214	2,33:
8382,82	33	1,29:	6546,28	102	1,96	5741,22	280	2,55:
8382,54	33	1,56:	6508,13	102	1,40:	5740,02	228	2,80
8377,93	33	1,57:	6497,69	102	1,36:	5739,51	228	3,15
8364,24	33	1,46:	6419,10	196	1,89:	5720,48	249	2,63:
8353,15	33	0,70:	6366,35	103	1,73:	5716,48	249	2,65
8334,37	33	0,65:	6336,10	103	1,65:	5715,13	228	3,00:
8307,41	33	0,53:	6318,03	103	1,56:	5713,92	249	2,68:
8068,24	151	2,10:	6312,24	104	1,85	5711,88	249	2,88:
8024,84	151	2,35:	6303,75	104	1,95:	5708,23	249	2,66:
7996,53	308	3,55:	6261,10	104	2,75	5702,68	249	2,82
7978,88	151	2,41:	6258,70	104	2,91	5689,47	249	2,99
7961,58	308	3,46:	6258,10	104	2,86	5679,94	269	2,74:
7949,17	125	1,73:	6221,41	293	3,06	5675,44	249	3,27
7654,44	211	2,36:	6220,49	293	3,25	5662,91	269	3,12:
7614,50	211	2,17:	6215,28	293	3,30	5662,16	249	3,31
7580,55	211	2,07:	6186,15	197	2,45:	5648,58	269	3,14
7496,12	225	2,27:	6149,74	197	2,20:	5644,14	240	3,47
7489,61	225	2,43:	6146,22	153	2,09:	5565,49	229	3,05:
7474,94	142	1,47:	6138,38	197	2,15:	5514,54	106	2,84
7440,60	225	2,44:	6126,22	69	1,89	5514,35	106	2,74
7364,11	97	1,99:	6121,01	153	2,17:	5512,53	106	2,87
7357,74	97	2,18:	6098,67	304	3,45	5511,78	275	2,91:
7352,16	272	2,28:	6092,81	153	2,24:	5503,90	287	3,49
7344,72	97	2,32:	6091,17	238	3,07	5490,84	3	0,15
7318,39	212	3,44:	6085,23	69	1,87	5490,15	107	2,43

Таблица 4 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*
5488,20	265	3,13:	5219,71	4	0,98	4989,15	173	3,05
5481,87	106	2,10	5210,39	4	2,27	4981,73	38	3,73
5481,43	265	3,24:	5207,87	183	2,80:	4978,20	173	2,93
5477,71	265	3,30:	5206,08	276	3,82	4977,74	173	2,73:
5474,46	259	2,65:	5201,10	183	2,71	4975,35	283	3,54
5474,23	108	2,15	5194,04	183	2,82	4973,05	173	2,78:
5473,55	259	2,77	5192,98	4	2,19	4968,58	173	2,82
5471,21	106	1,99	5186,34	183	2,62	4964,75	173	2,53
5460,51	3	0,59	5173,75	4	2,04	4958,25	52	1,15:
5453,65	108	1,83	5152,20	4	1,22	4948,19	200	2,41:
5448,90	259	2,65:	5147,48	4	1,20	4941,58	200	2,55
5446,64	259	2,77:	5145,47	109	2,84	4938,29	289	3,30
5446,64	3	0,00:	5120,42	288	3,82	4937,74	39	1,25:
5438,32	108	1,50	5113,44	109	2,64	4928,34	200	3,23
5436,73	51	1,15:	5109,44	109	2,05:	4926,16	39	1,26:
5429,15	259	3,07	5087,07	109	2,40	4925,41	157	2,27
5426,26	3	0,41	5085,34	109	1,95:	4921,77	200	3,34
5409,61	155	2,73:	5071,48	110	2,54	4919,87	200	3,09
5408,94	3	—0,42:	5069,35	199	2,84:	4915,24	157	2,27
5404,02	259	2,72	5068,33	294	3,25	4913,62	157	3,34
5397,09	155	2,63:	5065,99	110	2,24	4908,46	295	3,03:
5396,60	3	0,10	5064,66	5	2,23	4899,91	157	3,40
5389,99	155	2,42:	5064,07	294	3,15:	4893,06	231	2,31:
5389,18	35	1,12	5062,11	199	2,91	4885,08	157	3,48
5366,65	35	1,06	5054,08	171	2,89:	4882,35	231	2,81:
5351,08	300	3,47:	5052,87	199	3,07	4880,91	201	2,51:
5341,50	316	4,07:	5048,21	199	2,47:	4870,14	231	3,50
5300,02	74	1,81:	5045,41	38	1,40	4868,26	231	3,43
5298,44	281	3,14:	5043,58	38	1,59	4864,18	201	2,60
5297,26	156	2,86	5040,62	38	1,49	4856,01	231	3,74
5295,79	74	1,75	5039,95	5	2,07			
5284,39	74	1,58	5038,40	110	3,19	4848,47	{201, 217}	2,92:
5283,45	156	2,92	5036,47	110	3,30	4840,87	53	2,56
5282,39	74	1,60	5035,91	110	3,45	4836,13	241	2,78:
5265,98	156	2,98	5025,58	173	3,46	4827,58	250	3,10
5263,50	183	2,70:	5024,84	38	2,58	4825,46	250	2,62:
5259,99	298	3,34	5022,87	38	2,74	4820,42	126	2,82
5255,83	183	2,84:	5020,03	38	2,79	4812,25	260	2,86:
5252,11	4	0,82	5016,17	38	2,61	4811,08	158	2,16
5250,95	37	1,05	5014,28	38	3,26	4808,53	305	3,73
5247,31	183	2,71	5014,19	5	1,93	4805,43	260	3,32:
5246,57	37	1,33	5013,30	173	3,46	4799,80	242	3,24:
5246,15	282	2,68:	5009,65	5	1,00	4797,98	260	2,79:
5238,58	37	1,59	5007,21	38	3,38	4796,22	260	2,91:
5224,95	183	3,37	5001,01	173	3,30	4792,49	260	3,31:
5224,56	183	2,99	4999,51	38	3,48	4781,72	41	1,45:
5224,32	183	3,39	4997,10	5	1,09	4778,26	232	3,11:
5223,64	183	2,78	4995,08	216	2,65:	4769,77	223	2,68
5222,69	183	2,92	4991,07	38	3,58	4766,33	233	2,83:

Таблица 4 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*
4759,28	233	3,75	4534,78	42	3,46	4404,28	218	3,57
4758,12	233	3,71	4533,24	42	3,69	4404,28	219	
4747,68	233	2,36	4527,31	42	2,75	4393,92	244	3,39
4742,79	233	3,44	4522,80	42	2,87	4388,08	219	2,73:
4742,11	202	2,45:	4518,70	112	2,40:	4372,38	277	3,29
4734,68	233	2,43:	4518,03	42	2,89	4369,68	290	3,56
4733,43	202	2,76:	4515,62	184	2,38:	4368,94	245	2,77
4731,17	202	2,87:	4512,74	42	2,75	4360,49	204	3,06
4723,17	75	1,83	4503,72	184	2,74:	4354,06	204	2,79
4722,62	75	1,81	4497,73	184	2,48:	4346,11	234	3,13
4715,30	6	0,46	4496,15	146	3,18	4343,79	204	3,04:
4710,19	75	1,95	4492,55	184	2,47:	4334,84	43	1,33
4698,76	75	2,30	4489,09	146	3,17	4326,97	43	1,45:
4696,94	203	2,46:	4482,69	113	2,55	4326,36	43	2,10
4693,68	6	0,56	4481,26	146	3,46	4325,13	235	3,62
4691,34	75	2,38	4480,59	146	2,41:	4323,44	79	1,47:
4690,80	76	1,39:	4479,70	146	2,73	4321,66	235	3,53:
4688,39	306	3,56:	4474,85	113	2,33	4318,64	235	3,71
4686,92	203	2,42:	4471,24	146	3,13	4314,80	43	2,94
4681,92	6	2,07	4465,81	146	3,20	4314,35	45	1,82:
4675,12	77	1,94	4463,54	160	2,76	4311,65	205	2,82:
4667,59	6	1,97	4463,38	160	2,80	4308,50	79	1,69
4656,47	6	1,80	4462,09	8	0,35:	4305,92	44	3,69
4656,04	145	2,13	4457,43	113	3,57	4301,09	44	3,45
4650,02	145	2,66	4455,33	113	3,50	4300,56	44	3,36
4645,19	145	2,74	4453,71	160	3,32	4299,64	43	2,29
4639,95	145	2,98	4453,32	113	3,29	4299,23	148	3,11:
4639,67	145	3,12	4450,90	160	3,63	4298,66	44	3,11
4639,37	145	3,11	4449,15	160	3,76	4395,76	44	2,79
4637,88	261	3,06	4444,27	218	2,62:	4290,94	44	2,89
4629,34	145	2,92	4441,27	160	2,49	4289,07	44	2,97
4623,09	145	3,30	4440,35	159	3,00	4288,16	79	1,37:
4619,52	261	2,66:	4438,23	218	2,74	4287,40	44	2,82
4617,27	145	3,54:	4436,59	160	2,86	4286,01	44	2,89
4570,91	266	2,91:	4434,00	113	2,59	4284,99	148	2,99:
4563,43	266	2,94:	4433,58	267	2,78:	4282,71	162	3,40
4562,63	7	0,60	4431,28	218	2,92:	4281,38	44	1,94
4559,92	112	2,21:	4430,37	113	2,48	4278,81	252	2,84:
4558,11	262	2,59	4430,02	267	2,74:	4278,23	291	3,71
4558,11	263		4427,10	128	3,50	4276,43	148	2,92
4557,86	270	2,72:	4426,06	161	3,08	4274,58	44	2,11
4555,49	42	2,70	4425,83	78	1,56:	4272,43	44	1,95
4555,08	266	2,75:	4424,39	243	2,65:	4270,14	251	3,23:
4552,46	42	2,90	4422,82	78	2,28	4266,22	252	2,98:
4548,77	42	2,82	4421,76	218	3,38	4265,71	162	2,56
4544,69	42	2,70	4417,28	161	3,23:	4265,28	252	3,22:
4536,05	42	2,96	4416,54	161	2,61	4263,13	162	3,50
4535,92	42	3,07	4405,68	78	1,53	4261,60	252	3,28
4535,58	42	3,26	4404,90	161	2,79	4258,54	252	3,21

Таблица 4 (продолжение)

λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*
4256,04	252	3,37	4021,83	185	3,35	3828,19	189	3,76:
4251,61	162	2,58:	4017,77	185	3,27	3822,03	189	3,20
4249,12	252	3,20	4016,28	186	2,85:	3798,31	115	2,47
4237,89	284	3,65	4015,38	185	3,12	3795,90	115	2,57:
4227,65	278	3,15	4013,58	187	3,55:	3789,30	115	2,82
4224,79	301	3,44	4009,66	11	1,53	3786,04	57	3,20
4211,73	279	3,12:	4008,93	12	2,17	3771,66	17	2,15
4203,46	220	3,18	4008,06	187	3,14:	3766,45	82	2,12:
4200,75	220	3,16	4005,97	187	2,83:	3753,54	17	2,09
4188,69	220	3,03	4003,81	188	3,12	3752,86	17	3,14
4186,12	129	3,16	4002,49	188	3,03	3748,10	166	3,36:
4183,30	220	3,04	3999,36	188	3,13:	3741,06	17	2,96
4171,03	206	3,25	3998,64	12	3,15	3738,90	166	2,96:
4169,35	163	2,85	3994,70	188	2,80	3729,82	17	2,84
4166,32	163	2,65	3989,76	12	3,01	3725,16	83	2,98
4164,14	163	2,53:	3984,33	188	3,06:	3724,57	131	3,56
4159,64	206	3,23	3982,48	11	1,92	3722,57	17	2,03
4150,96	206	3,52	3981,76	12	2,88	3717,40	17	1,98
4149,45	296	2,76:	3964,27	12	2,08	3709,96	83	2,87
4143,05	253	3,29	3962,85	12	2,07	3707,53	177	3,01:
4142,49	296	2,81:	3958,21	13	3,04	3704,30	117	3,07:
4137,29	253	3,50	3956,34	13	2,79	3702,29	83	2,42
4131,25	253	2,94	3948,67	13	2,77	3698,18	222	3,39:
4127,54	296	3,87	3947,78	14	2,29	3694,45	117	2,93:
4123,57	296	3,99	3934,24	15	1,01	3689,91	18	2,04
4123,31	302	3,52:	3929,88	13	2,14	3687,35	19	0,98:
4122,17	296	3,57	3926,32	292	3,88	3685,96	117	2,84:
4112,71	9	1,56	3924,53	13	2,26	3671,67	19	2,13
4099,17	207	3,14	3921,42	14	1,69	3668,97	18	1,89
4082,46	80	2,64	3919,82	130	2,18	3660,63	18	1,85
4079,72	207	3,01	3914,74	14	0,64	3858,10	19	2,12
4078,47	80	3,09	3914,34	15	1,99	3654,59	18	1,81
4077,15	207	3,13:	3911,19	175	3,28:	3653,50	19	3,34
4076,38	9	0,30:	3904,78	56	3,44	3646,20	18	1,62
4071,21	254	3,21:	3900,96	15	1,64	3642,68	19	3,24
4065,10	80	2,48	3898,49	13	2,17:	3637,97	18	1,37
4064,22	80	2,39	3895,25	176	3,57:	3635,46	19	3,15
4060,26	80	2,62	3889,95	15	0,97	3635,20	20	1,42
4058,14	254	3,31	3888,02	175	3,00:	3610,16	58	3,00
4057,62	254	3,43	3882,89	176	3,97:	3604,28	21	0,96:
4055,02	80	2,60	3882,33	176	3,47:	3598,72	59	2,55
4040,32	185	2,83:	3882,15	175	3,47:	3574,24	247	3,44:
4035,83	208	3,45	3875,26	175	1,67:	3547,03	133	3,20:
4034,91	208	2,86	3873,21	176	3,31:	3506,64	22	1,41
4033,91	208	3,07	3868,40	175	3,44:	3499,10	84	2,49:
4032,63	297	3,17	3866,44	176	3,63:	3495,75	84	2,28:
4030,51	185	3,64	3858,14	176	3,46:	3493,28	22	0,83:
4026,54	185	3,57	3853,73	176	3,34:	3485,69	84	2,29:
4024,57	12	2,24	3853,05	176	3,33:	3480,52	84	2,82

Таблица 4 (окончание)

λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*	λ, Å	Номер мультиплета	lg *gf*
3478,92	84	2,28:	3204,87	90	2,42	2735,61	26 у. ф.	2,69:
3467,26	84	2,50:	3203,83	27	2,08	2735,29	32 у. ф.	2,93:
3439,30	120	2,72:	3199,92	27	3,36	2733,26	32 у. ф.	3,45:
3398,63	86	2,34:	3191,99	27	3,22	2731,53	32 у. ф.	2,84:
3392,71	136	3,17:	3186,45	27	3,08	2731,13	31 у. ф.	2,55:
3390,68	86	2,69	3141,67	192	3,76:	2727,42	32 у. ф.	3,08:
3385,95	23	2,87	3141,54	66	2,70	2725,07	32 у. ф.	3,15:
3385,66	24	1,90	3123,07	67	2,82	2685,14	2 у. ф.	1,78:
3382,31	86	2,82	3119,72	137	4,08:	2679,93	2 у. ф.	2,39:
3379,22	24	2,09	3112,48	92	2,46:	2669,60	2 у. ф.	2,25:
3377,58	23	2,87	3106,81	92	2,64:	2661,97	2 у. ф.	2,19:
3377,48	25	2,90	3100,67	92	3,06:	2657,19	3 у. ф.	1,83:
3371,45	24	3,29	3000,87	29	1,44:	2654,93	4 у. ф.	1,44:
3370,44	23	2,67	2983,31	29	2,16:	2646,65	5 у. ф.	3,30:
3361,84	25	1,66	2974,93	94	2,47:	2644,26	5 у. ф.	3,20:
3361,26	23	2,08	2970,38	29	1,79:	2641,10	5 у. ф.	3,09:
3360,99	24	1,99	2968,23	29	1,35:	2632,42	5 у. ф.	2,52:
3358,28	23	1,96	2967,22	30	2,25	2631,54	5 у. ф.	2,55:
3354,64	24	3,14	2965,71	94	3,21:	2619,94	6 у. ф.	2,83:
3352,94	25	1,46	2956,80	30	2,19	2611,48	6 у. ф.	2,21:
3348,54	25	0,87:	2956,13	30	3,18	2611,28	6 у. ф.	3,08:
3342,71	25	0,81:	2974,93	27 у. ф.	2,47:	2605,15	6 у. ф.	2,93:
3342,15	23	1,64	2967,22	1 у. ф.	2,25:	2599,92	6 у. ф.	2,81:
3341,88	24	3,18	2965,71	27 у. ф.	3,21:	2596,58	6 у. ф.	2,23:
3321,59	87	2,64:	2959,99	28 у. ф.	2,56:	2593,64	6 у. ф.	2,67:
3314,52	87	3,72:	2959,71	28 у. ф.	2,40:	2590,26	7 у. ф.	1,94:
3314,42	87	3,45	2956,80	1 у. ф.	2,19:	2541,92	8 у. ф.	2,79:
3312,69	190	3,70:	2956,13	1 у. ф.	3,18:	2529,85	8 у. ф.	2,82:
3309,73	190	3,46:	2948,26	1 у. ф.	3,07:	2527,98	8 у. ф.	1,96:
3309,50	87	3,08	2942,00	1 у. ф.	2,97:	2520,54	8 у. ф.	2,65:
3308,39	87	2,85	2937,32	1 у. ф.	2,15:	2519,04	8 у. ф.	2,07:
3306,88	190	3,92:	2933,55	1 у. ф.	2,21:	2440,98	10 у. ф.	2,41:
3299,41	61	2,55	2928,34	34 у. ф.	3,99:	2434,10	11 у. ф.	1,85:
3292,08	62	3,02	2912,08	23 у. ф.	3,52:	2433,22	10 у. ф.	2,10:
3243,80	26	1,02:	2828,07	19 у. ф.	2,67:	2428,23	10 у. ф.	2,08:
3226,24	27	0,63:	2817,84	29 у. ф.	2,83:	2424,24	11 у. ф.	2,56:
3226,13	179	4,01	2817,40	29 у. ф.	2,62:	2421,30	11 у. ф.	2,42:
3223,52	179	3,98:	2812,98	29 у. ф.	2,62:	2418,36	11 у. ф.	2,22:
3222,74	26	1,09:	2809,17	29 у. ф.	2,75:	2384,52	12 у. ф.	1,93:
3221,38	179	3,66:	2805,70	29 у. ф.	2,87:	2380,81	13 у. ф.	2,20:
3221,15	26	0,60:	2802,50	24 у. ф.	3,39:	2305,67	14 у. ф.	2,46:
3219,21	179	3,65	2758,08	35 у. ф.	3,58:	2302,75	14 у. ф.	2,31:
3217,94	179	3,64·	2757,40	30 у. ф.	3,00:	2299,85	14 у. ф.	2,29:
3214,24	27	2,13	2749,06	30 у. ф.	2,82:	2276,70	15 у. ф.	2,18:
3205,85	26	1,04:	2742,32	25 у. ф.	3,46:	2273,28	15 у. ф.	2,26:
3205,17	26	0,57:	2739,81	32 у. ф.	3,15:	2272,61	16 у. ф.	2,21:

Таблица 5

Источник	Формула перехода к шкале Кингов	Средняя арифметическая погрешность
[2]	$+2,97$	$\pm 0,11$
[3]	$-0,276E-0,86$	$\pm 0,06$
[4]	$+0,14E-0,02$	$\pm 0,17$
[5]	$+3,70$	$\pm 0,04$
[6]	$-0,19$	$\pm 0,03$
[7]	$+3,35$	$\pm 0,19$
[8]	$+0,16E+2,73$	$\pm 0,19$
[9]	$-0,37E+1,45$	$\pm 0,22$
[10]	$+0,07$	$\pm 0,21$

1. Мультиплет № 3. Линия λ5396,60 совпадает с линией того же мультиплета с другими внутренними квантовыми числами; величина lg *gf* дана для обеих линий вместе. Линия λ5446,593 совпадает с линией мультиплета № 259 с потенциалом нижнего уровня 2,32 *эв*. В [1] зарегистрирована как линия мультиплета № 3, поскольку наблюдались линии поглощения и мультиплет № 259 не мог появиться в поглощении. В [2] при наблюдении спектра излучения мультиплет № 259 мог присутствовать с заметной интенсивностью. Поэтому данные [1] отнесены к мультиплету № 3, а данные [2] — к мультиплету № 259; однако эти данные могут быть несколько завышены за счет появления в излучении также и линии мультиплета № 3.

2. Мультиплет № 15. Линия λ3875,26 совпадает с линией мультиплета № 175. В [1] эта линия не наблюдалась, очевидно, слаба по интенсивности. В [2] величина, отнесенная к этой линии, может быть завышенной за счет излучения линий мультиплета № 175. Мы эту линию отнесли к мультиплету № 175.

3. Мультип[лет № 24. Линия λ3341,88 совпадает с линией мультиплета № 16 Ti II. В 1] это совпадение не мешает. В [2] возможно завышение за счет наложения излучения Ti II, поэтому мы сочли возможным величину lg *gf* из [2] принять при выведении среднего с весом 0,5.

4. Мультиплет № 37. Линий λ5238,58 совпадает с линией мультиплета № 183 с потенциалом возбуждения 4,46 *эв*. В [2] она отнесена к мультиплету № 37, однако возможно завышение результата за счет излучения мультиплета № 183. Поэтому мы сочли возможным результат [2] принять во внимание при выводе средних в мультиплете № 37 с весом 0,5, исключив ее из мультиплета № 183.

5. Мультиплет № 43. Линия λ4288,16 совпадает с линией мультиплета № 79; в [1] не наблюдается, в [2] возможно совместное излучение в обоих мультиплетах, так как потенциалы возбуждения верхних термов очень близки. Отнесена к мультиплету № 79.

6. Мультиплет № 44. Линия λ4274,58 совпадает с линией мультиплета № 162 с нижним состоянием с 1,87 *эв*. В [1] это наложение не мешает правильным измерениям. В [2] возможно наложение излучения, поэтому данные [2] взяты с весом 0,5.

7. Мультиплет № 75. Линия λ4710,19 совпадает с линией мультиплета № 203. Данные [2] завышены за счет излучения линии в обоих мультиплетах. В [1] эта линия не могла наблюдаться, высок нижний уровень — 2,17 *эв*, в мультиплете № 75 принята с весом 0,5.

8. Мультиплет № 92. Линия λ3100,67 совпадает с линией мультиплета № 93. В [2] получена совместная величина.

9. Мультиплет № 113. Линия λ4434,00 в [2] отнесена к мультиплету № 113, однако возможно завышение результата за счет наложения излучения этой же линии в мультиплете № 161. Принята с весом 0,5.

10. Мультиплет № 151. Линия λ7978,88 совпадает с линией мультиплета № 308. Данные [2] отнесены к мультиплету № 151, однако при более высокой, чем в [2], температуре плазмы может появиться излучение и для мультиплета № 308.

11. Мультиплет № 171. Линия λ5054,08 отнесена в [2] к мультиплету № 294, с потенциалом возбуждения верхнего уровня 5,1 *эв*. Однако она возможна в излучении и с уровня 4,3 *эв* мультиплета № 171. Правильнее ее отнести к этому мультиплету.

12. Мультиплет № 209. Линия λ8496,03 отнесена в [2] к этому мультиплету, однако может добавиться в излучении и в мультиплете № 313.

13. Мультиплет № 218. Линия λ4404,28 совпадает с линией мультиплета № 219. Таким образом, данные lg *gf* относятся к линии обоих мультиплетов.

14. Мультиплеты № 262, 263. Линия λ4558,11 — общая для обоих мультиплетов, величина lg *gf* совместная.

15. Мультиплет № 275. Линия λ5511,78 отнесена в [2] к этому мультиплету, хотя может наблюдаться в излучении и для мультиплета № 108.

§ 3. Абсолютные значения сил осцилляторов в спектре Ti I

Определение коэффициента перехода от относительных значений сил осцилляторов для Ti I к абсолютным представляет значительные трудности. Это можно делать либо по экспериментальным абсолютным определениям, либо на основании теоретических расчетов. В табл. 6 приведены все имеющиеся материалы по Ti I для возможного определения коэффициента a в формуле перехода от шкалы Кингов к абсолютным значениям

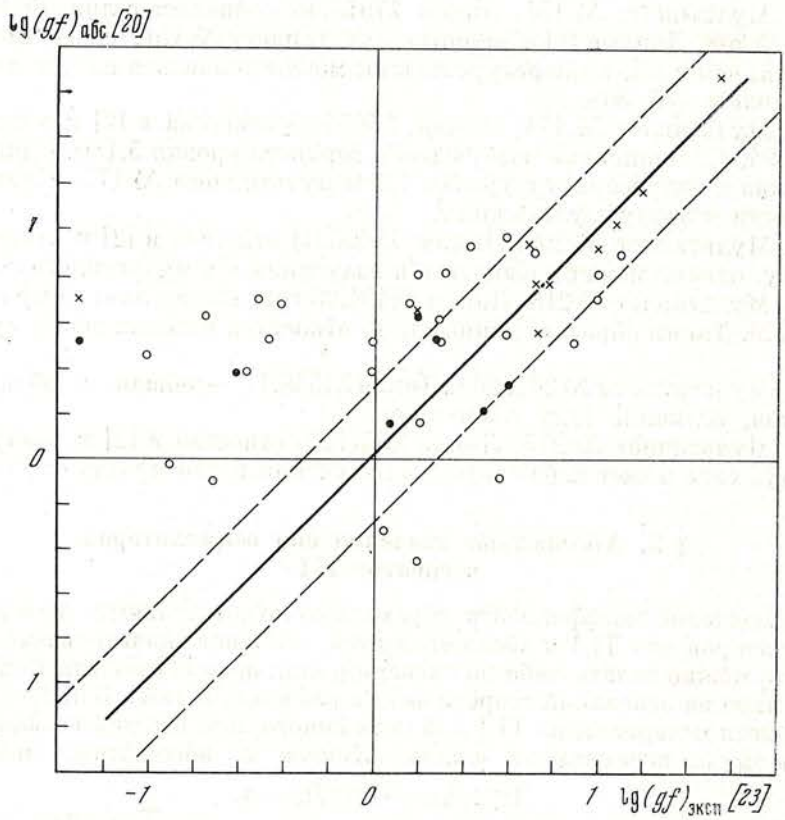
$$\lg (gf)_{\text{абс}} = \lg (gf)_k - a.$$

Таблица 6

a	Способ определения	Авторы
—2,97	Лучеиспускание	Корлис и Бозман [2] (1962 г.)
—3,70	»	Морозова и Старцев [5] (1964 г.)
—3,22	Правило сумм	Аллен [23] (1960 г.)
—3,30	То же	Аллен [24] (1955 г.)
—3,19	»	Гольдберг, Мюллер, Аллер [15] (1960 г.)
—3,30	»	Наши вычисления (1967 г.)

Как видно из данных табл. 6, мы располагаем только двумя экспериментальными значениями коэффициента, отличающимися друг от друга более чем в 5 раз. Оба значения получены методом, для которого предполагается одинаковый характер поступления атомов различных элементов из твердого электрода в плазму дуги и поведение их в этой плазме. Такое допущение довольно спорное, и несоблюдение указанных условий может привести к значительным ошибкам в определении абсолютных величин. Однако в [2] градуировка метода сделана по большому числу известных значений сил осцилляторов для многих элементов. Анализ ошибок определения абсолютных значений lg $(gf)_{\text{абс}}$, проведенный в [2], показывает, что отдельные измерения могут иметь ошибку до $\pm 0{,}26$. Наше сопоставление с измерениями Кингов в [1] показало, что эта ошибка несколько меньше.

В [5] градуировка произведена по абсолютным значениям для линий λ4030 Mn I и проверена на абсолютных значениях для линий λ3719,93 Fe I и λ4254,35 и λ4289,72 Cr I. Сопоставление измерений для этих линий с измерениями других авторов обнаруживает несистематическое рас-



Фиг. 9. Сопоставление вычисленных в [20] и принятых в [23] средних экспериментальных значений lg gf

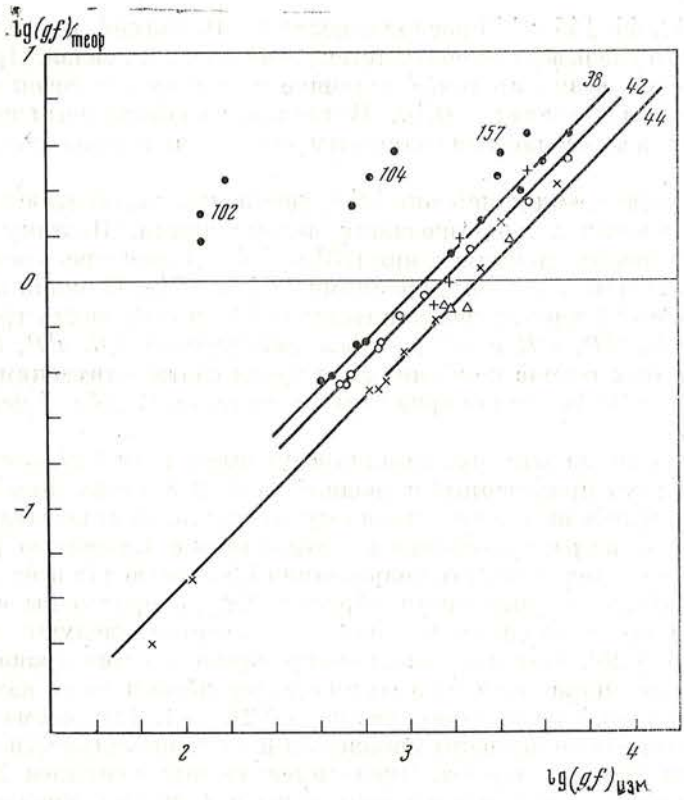
Точки — синглеты, кружки — триплеты, крестики — квинтеты

хождение не более чем вдвое. Таким образом, и для [5] максимальное расхождение абсолютных значений не превосходит $\pm 0{,}30$ (в значениях логарифма). Поэтому можно прийти к заключению, что обе эти работы обладают примерно одинаковой точностью, хотя полученные для них коэффициенты перехода различаются более чем в 5 раз.

Теоретические расчеты для Ti I вызывают довольно много возражений. Прежде всего, для таких атомов нельзя пользоваться простейшим кулоновским приближением, хорошо оправдывающимся, например, для атомов щелочных металлов, где предположение о наличии поля центральной симметрии не вызывает особых возражений. Здесь же мы имеем незаполненную $3d$ оболочку с электронной конфигурацией $3d^2 4s^2$, в которой s-электрон при возбуждении легко переходит в состояние d, давая конфигурацию $3d^3 4s$. Переходы электрона $4s$ дают совокупность переходов, для которых конфигурация $3d^3$ остается неизменной, однако вряд ли ее можно считать достаточно симметричной для применения кулоновского приближения.

Логичнее пользоваться правилом сумм сил осцилляторов одной группы переходов. Возможность применения такого правила была рассмотрена в [25]. Строго говоря, это правило применимо только в случае выполнения LS-связи в атоме титана. Как было уже указано, ряд мультиплетов титана дает относительные интенсивности, достаточно хорошо согласующиеся с теоретическими (см., например, [11]).

Вычисления абсолютных сил осцилляторов для атома титана были проведены в [15, 16, 23, 24], с использованием правила f-сумм. В первых трех работах использованы мультиплеты различных переходов в атоме Ti I, в



Фиг. 10. Сопоставление вычисленных в [15] и измеренных в [1] значений lg gf

Обозначения те же, что на фиг. 9

частности в [23], для 46 различных мультиплетов. Вычисления для этих мультиплетов сопоставлены с относительными измерениями [1, 3, 6, 10], переведенными при помощи специально подобранных коэффициентов в абсолютную шкалу.

Как вычисленные таким образом lg $(gf)_{абс}$ согласуются с отдельными экспериментальными значениями, показано на фиг. 9. Здесь по оси абсцисс отложены принятые в [23] средние значения экспериментальных измерений, а по оси ординат — вычисленные значения. Прямая линия, проведенная под углом 45°, соответствует положению, когда между вычисленными и измеренными величинами обнаруживается согласие. Как видно на фиг. 9, значительная часть точек располагается выше этой прямой и даже вне пределов $\pm 0{,}30$. В этом нет ничего удивительного, если иметь в виду сказанное относительно применимости такой схемы вычислений. Из расположения точек на фиг. 9 довольно трудно вывести определенное значение для коэффициента перехода.

В [15] авторы сильно ограничили выбор экспериментальных величин и вычисления провели только для измеренных в [1] нескольких мультиплетов совокупности переходов между конфигурациями $3d^34s$ и $3d^34p$ (т. е. ограничились одноэлектронными переходами). На фиг. 10 приведено сопоставление измеренных в [1] значений lg gf и вычисленных в этой работе для мультиплетов № 38, 42, 44, 102, 104, 145, 146 и 157. Эти мультиплеты относятся к переходам на группу четырех нижних термов: a^5F, b^3F, a^5F и a^3G — конфигурации $3d^34s$. Как видно на фиг. 10, три мультиплета № 102, 104 и 157, дают точки, лежащие в стороне от остальных. Точки мультипле-

тов № 38, 42, 44, 145 и 146 располагаются вдоль прямой, проведенной под углом 45°, что указывает на соответствие этих точек LS-связи. Правда, имеется некоторое незначительное различие в положении точек отдельных мультиплетов в пределах $\pm 0{,}10$. Величина a коэффициента перехода от шкалы Кингов к абсолютным величинам определена именно для этих мультиплетов.

В настоящее время измерения [2] существенно увеличивают возможности сопоставления с теоретическими вычислениями. Поэтому мы сочли возможным дополнить вычисления [23] и [15] и рассмотреть всю совокупность переходов между конфигурациями $3d^34s$ и $3d^34p$. Нижняя конфигурация $3d^34s$ дает 12 термов: два квинтетных: a^5F и a^5P, шесть триплетных: b^3F, a^3G, a^3D, b^3P, a^3H и c^3P и четыре синглетных: b^1G, a^1P, b^1D и a^1H. Каждый из этих термов комбинирует с тремя соответствующими термами конфигурации $3d^34p$, давая триады мультиплетов. В табл. 7 перечислены эти триады.

Для каждого из этих мультиплетов мы вычислили $\Sigma gf_{\text{изм}}$ по всем линиям, используя приведенные в сводной табл. 2 средние значения. Если измерения имелись не для всех линий мультиплета, то недостающие дополнялись исходя из распределения в соответствии с LS-связью (предполагается, конечно, допустимость пользования LS-связью для всех этих мультиплетов). Определенные таким образом $\Sigma gf_{\text{изм}}$ приведены в табл. 7. Здесь же даны теоретические значения, которые следуют из правил LS-связи [24, § 28]. Как известно, в соответствии с этими правилами сила мультиплета пропорциональна полным статистическим весам начального и конечного термов, определяемых величиной $2L + 1$. Для рассматриваемых триад в таблице использованы множители пропорциональности, определяемые весами верхних термов. Экспериментальные величины $\Sigma \lg (gf)_{\text{изм}}$ для наглядности сопоставления выражены в единицах множителей для каждой триады.

Рассмотрение этой таблицы показывает, что для некоторых триад наблюдаются существенные расхождения между измеренными и вычисленными величинами сил мультиплетов. Таковы, например, триада мультиплетов № 102, 103 и 104 с начальным уровнем b^3F, мультиплет § 203 триады с начальным термом a^3D, мультиплеты № 241 и 244 триады с начальным термом b^1G (для третьего мультиплета этой триады измерений нет). Некоторые различия имеются в триаде мультиплетов № 157, 160 и 162. В остальных восьми триадах особенно резких расхождений не наблюдается, т. е. мультиплеты этих триад достаточно хорошо подчиняются правилу LS-связи. Поэтому для этих триад возможно сопоставление с вычисленными величинами по правилу f-сумм.

В 4-й и 5-й графах табл. 7 представлены полученные по данным сводной табл. 2 значения $\lg (gf)_{\text{изм}}$ в шкале Кингов и вычисленные; вычисления проводились по формуле, приведенной в [23] для совокупности переходов $d^ns - d^np$. В предпоследней колонке указаны разности измеренных и вычисленных величин. Средняя величина разности $\Delta_{\text{ср}} = 3{,}30$ дает значение переходного коэффициента a от шкалы Кингов к абсолютным значениям по нашим вычислениям. Это значение приведено в табл. 6. При получении этого среднего исключены триады с нижними термами b^3F, a^3D и b^1G.

На фиг. 11 показаны графически все данные табл. 7; по оси абсцисс расположены данные нашей сводной таблицы, суммированные для всех линий каждого мультиплета и переведенные в абсолютную шкалу по найденному нами коэффициенту, а по оси ординат — вычисленные. Цифры около некоторых точек обозначают номера мультиплетов, для которых наблюдаются большие отступления. Мы видим, что принятые нами для определения коэффициента a точки хорошо располагаются около прямой, проведенной под углом 45° к осям координат. Точки для исключенных из рассмотрения мультиплетов лежат выше этой прямой, значительно выходя

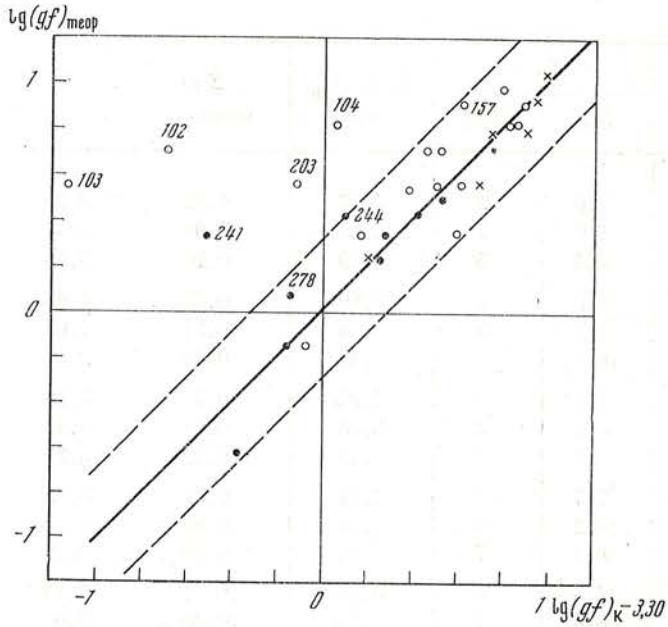
Таблица 7

Номер мультиплета		Σgf изм.	Σgf теорет.	$\lg \Sigma (gf)_K$ изм.	$\lg \Sigma gf$ вычисл.	Δ изм.—вычисл.	$\lg \Sigma (gf)_K - 3{,}30$
38	a^5F	7,6	9	4,27	1,02	3,25	0,97
42		7,0	7	4,23	0,91	3,32	0,93
44		6,4	5	4,19	0,76	3,43	0,89
102	b^3F	3,0	7	2,60	0,69	1,91	—0,70
103		1,1	5	2,16	0,54	1,62	—1,14
104		16,9	9	3,35	0,80	2,55	0,05
145	a^5P	4,1	5	4,04	0,76	3,28	0,74
146		3,7	3	3,98	0,54	3,44	0,68
148		1,2	1	3,49	0,22	3,27	0,19
157	a^3G	7,7	11	3,91	0,89	3,02	0,61
160		13,2	9	4,15	0,80	3,35	0,85
162		6,1	7	3,81	0,69	3,12	0,51
199	a^3D	4,4	3	3,47	0,32	3,15	0,17
200		8,4	7	3,75	0,69	3,06	0,45
203		2,2	5	3,17	0,54	2,63	—0,13
218	b^3P	4,2	5	3,90	0,54	3,36	0,50
219		0,9	1	3,21	—0,16	3,37	—0,09
220		3,9	3	3,87	0,32	3,55	0,57
231	a^3H	10,0	13	4,09	0,96	3,13	0,79
233		12,4	11	4,18	0,89	3,29	0,88
235		10,6	9	4,12	0,80	3,32	0,82
241	b^1G	4,0	9	2,78	0,32	2,46	—0,52
244		16,0	11	3,39	0,41	2,98	0,09
260	c^3P	5,5	5	3,80	0,54	3,26	0,50
261		2,5	3	3,46	0,32	3,14	0,16
275	a^1P	2,2	1	2,91	—0,63	3,54	—0,39
278		3,8	5	3,15	0,06	3,09	—0,15
281	b^1D	2,8	3	3,14	—0,16	3,30	—0,16
283		7,2	7	3,54	0,21	3,33	0,24
288	a^1H	14,4	13	3,82	0,48	3,34	0,52
290		7,7	9	3,56	0,32	3,24	0,26
291		10,9	11	3,71	0,41	3,30	0,41

за пределы границ $\pm 0{,}30$. Найденное нами значение коэффициента a совпадает с определенным в [24].

Рассматривая приведенные в табл. 6 значения коэффициента, мы видим, что теоретически рассчитанные по правилу f-сумм величины очень близки друг к другу и находятся примерно в середине между двумя экспериментальными.

Возможные абсолютные значения сил осцилляторов для Ti I анализировались в [15] и [25] с точки зрения использования их для определения обилия титана в солнечной атмосфере. В них сразу же было отвергнуто абсолютное определение для линии Ti I λ3354,65 Å, сделанное в [6] по измерению абсолютной энергии излучения в этой линии. Полученное в [6] абсолютное значение занижено примерно в 400 раз по сравнению с при-



Фиг. 11. Сопоставление средних экспериментальных величин, полученных в настоящей работе, и вычисленных для совокупности переходов между конфигурациями $3d^34s - 3d^34p$

Обозначения те же, что на фиг. 9

веденными в табл. 6. Это значение мы также исключили из рассмотрения. В [15] и [25] высказывается утверждение, что вычисленные абсолютные величины сил осцилляторов дают достаточно правильное представление об обилии титана в атмосфере Солнца. Поэтому, по-видимому, для перехода от экспериментальных величин (в шкале Кингов) к абсолютным можно принять следующую формулу:

$$\lg (gf)_{\text{абс}} = \lg (gf)_K - 3{,}30. \qquad (11)$$

Приведенная здесь величина коэффициента перехода, если иметь в виду расхождение экспериментальных значений, точна в пределах $\pm 0{,}30$.

Расхождение двух экспериментальных измерений более чем в 5 раз заставляет считать повторение измерений абсолютной величины для Ti I неотложным.

Март 1967 г.

Примечание при корректуре. В 1967 г. появилась работа по экспериментальному измерению абсолютных значений f для трех линий мультиплета № 19 (P. Reinke. Zs. Astrophys., 1967, 66, № 3, 234). Ниже приведено сопоставление этих измерений с нашей оценкой, согласие очень хорошее.

λ, Å	$\lg gf_{\text{эксп}}$	$\lg gf_{\text{авт}}$
3635,46	—0,10	—0,15
3642,68	—0,02	—0,06
3653,50	0,06	0,04

Литература

1. R. B. King, A. S. King. Astrophys. J., 1938, 87, 24.
2. C. H. Corliss, W. R. Bosman. Experimental Transition Probabilities for spectral Lines of Seventy Elements, N. B. S. Monograph, 1962, N 53.
3. Ю. И. Островский, Г. Ф. Парчевский и Н. П. Пенкин. Оптика и спектроскопия, 1956, 1, N 7, 821.
4. C. W. Allen. Memoirs of the Common Wealth Solar Observatory Mount Stromlo, Canberra, Australia, Memoir N 5, P. I. a. II, 1934.

5. Н. Г. Морозова, Г. П. Старцев. Оптика и спектроскопия, 1964, **17**, № 3, 327.
6. V. Stekelenburg, J. Smith. Physica, 1948, **14**, 189.
7. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 234.
8. J. B. Tatum. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, **122**, N 4, 311.
9. R. Hefferlin, B. Cobb, D. Hall, Ch. Lehman. Astrophys. J., 1960, **132**, N 1, 259.
10. Л. А. Митрофанова. Изв. ГАО АН СССР, 1955, **19**, вып. 6, № 153, 107.
11. G. R. Harrison. J. Optic. Soc. Amer., 1928, **17**, № 6, 389.
12. Ch. Moore. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Contrib. Princeton University Obs., 1945, N 20.
13. Ch. Moore. An Ultraviolet Multiplet Table. Circ. 488, Sect. 1, 1950.
14. П. Ф. Груздев, Г. П. Старцев. Оптика и спектроскопия, 1960, **8**, 879.
15. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1960, **5**, N 45.
16. J. B. Tatum. Communications Univers. London Observatory, 1961, N 41.
17. R. Hefferlin. J. Optic. Soc. Amer., 1959, **49**, 680, 948.
18. V. Letfus. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1961, **12**, N 4, 161.
19. K. O. Wright. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1948, **8**, N 1.
20. H. L. Helfer, G. Wallerstein, J. L. Greenstein. Astrophys. J., 1959, **129**, 700.
21. R. Frerichs. Ann. Phys., 1926, **81**, 807.
22. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский, Е. Я. Шрейдер. Таблицы спектральных линий. М., 1962.
23. C.W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, **121**, N 3, 299.
24. C. W. Allen. Astrophysical Quantities. London, 1955.
25. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären, 2-nd Aufl. Springer, 1955.
26. V. Letfus. Czechoslovak Academy of Sci. Astronomical Institute, Publication N 51, 1965, p. 17—21.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА. III

Л. С. Галкин

Методом, изложенным в [1], проведен анализ изменения ширины спектров Юпитера по наблюдениям 1964 г.
Обнаружены изменения, отличные от наблюдаемых ранее.

ON SOME PROPERTIES OF JUPITER ATMOSPHERE. III, by *L. S. Galkin.*— The analysis of the change of the width of Jupiter spectra is carried out according to observations in 1964 by the method, described in [1].
Changes, different from the observed ones earlier, are discovered.

В атмосфере Юпитера постоянно наблюдаются изменения видимых образований на диске планеты. Сказываются ли эти изменения на глобальном состоянии атмосферы Юпитера или они действуют лишь локально, проявляются ли эти изменения в фиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра? На эти и подобные вопросы можно получить ответ путем проведения в течение длительного периода времени одновременных систематических наблюдений спектра (спектроскопия различных участков диска планеты) и прямого фотографирования (с высоким разрешением в разных фильтрах).

В октябре 1962 г. для исследований возможных спектральных различий в коротковолновой области спектра для различных деталей на диске Юпитера были получены спектрограммы при разных положениях щели спектрографа: по центральному меридиану и вдоль экватора планеты. Даже визуальный обзор полученных спектрограмм позволил уловить некоторое различие в ширине спектра при переходе в область коротких длин волн при разных положениях щели на диске планеты. Для проверки этого заключения спектры были промерены фотометрически [1]. При этом обнаружены довольно существенные изменения ширины спектра с длиной волны, резко отличающиеся для экваториального и полярного сечений.

В 1963 г. такого рода наблюдения планеты Юпитер были продолжены [2]. Оказалось, что в 1963 г. различий, подобных наблюдавшимся в 1962 г., не обнаружено.

Здесь приводятся результаты обработки спектрограмм Юпитера, полученных в 1964 г. На кварцевом спектрографе 1220-*мм* рефлектора Крымской астрофизической обсерватории было получено 176 спектрограмм с 7.IX по 22.X 1964 г. Спектры планеты получались при соблюдении тех же условий, которые были приняты во время наблюдений 1962 и 1963 гг., т. е. при одной и той же ширине щели спектрографа, в ночи с хорошей прозрачностью, незначительным дрожанием изображения планеты и др.

Фотометрирование спектров велось на микрофотометре МФ-4 поперек дисперсии. В интервале от λ4350 до λ3400 Å было выбрано 23 разреза по длинам волн. Переход от кривых в почернениях к кривым в интенсивностях производился по соответствующим характеристическим кривым.

Измерения ширины фотометрических кривых производились при одной и той же интенсивности.

На фиг. 1 по оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — средние величины изменения ширины спектра в единицах ширины для λ4300 Å для различных дней наблюдений в 1964 г.

Каждая точка на кривых фиг. 1, *а*, *в*, *г*, *д*, *е* соответствует в среднем 13—15 отсчетам, точки на кривых фиг. 1, *б*, *ж* — 7 — 9 отсчетам. Следует отметить, что на ход кривой для экваториального сечения влияние фазы не могло проявиться, так как поправка за фазу для дней наблюдений не превышала 0°,5.

Анализ приведенных на фиг. 1 кривых показывает, что имеются весьма небольшие различия в ходе кривых для экваториального и полярного сечений в противоположность наблюдениям 1962 г. — периода особой активности планеты. Колебания коротковолнового «хвоста» кривых (фиг. 1) могут быть вызваны как изменением прозрачности земной атмосферы, так и изменением поглощения в атмосфере Юпитера. Для исключения первого фактора мы построили зависимость отношений ширины спектра для экваториального сечения к ширине спектра для полярного сечения от длины волны. На фиг. 2 даны эти кривые, где по оси абсцисс отложены длины волн, а по оси ординат — отношение ширин. Для сравнения в том же масштабе на фиг. 3 приведены аналогичные кривые для некоторых дат 1962 и 1963 гг.

Анализируя характер кривых на фиг. 2, можно сделать следующее заключение: зависимость отношений ширин спектров для различных дней наблюдений в общем неодинакова, хотя для некоторых дней эти зависимости похожи друг на друга, например 4 и 13.X 1964 г., но в случае 2 и 4.X этого же года они сильно отличаются.

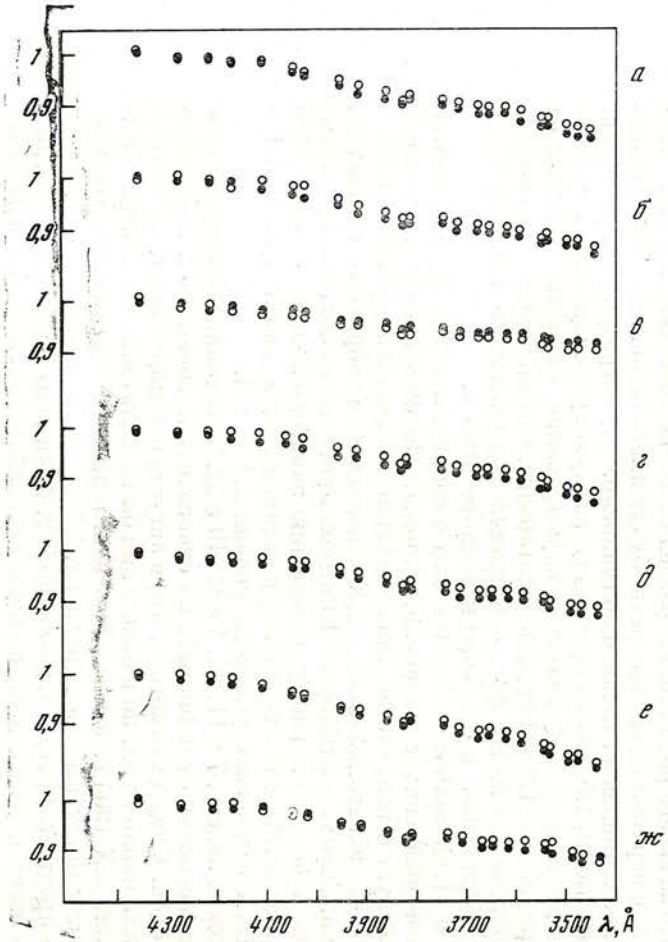
Для введения некоторой количественной характеристики примем отношение 1,0 за своего рода «линию раздела». Точки, находящиеся выше этой линии, т. е. в верхней полуплоскости, будут иметь положительные ординаты; точки, находящиеся в нижней полуплоскости,— отрицательные; точки, лежащие на линии 1,0, имеют ординату, равную нулю. Суммирование ординат для разрезов с $\lambda < 4000$ Å и нормирование их путем деления на число разрезов ($n = 17$) могут дать некоторый числовой эквивалент отношения; обозначим его k. На фиг. 4 приведен ход числового эквивалента k для дней наблюдений в сентябре и октябре 1964 г.

Для 7 и 11.IX величины k совпадают и составляют 3,4. Ко 2.X наблюдается заметный спад с изменением знака. Положительное значение k свидетельствует о том, что полярное сечение изменяется с уменьшением λ сильнее, чем экваториальное. 2.X наблюдается обратное изменение, т. е., по-видимому, в атмосфере Юпитера произошли какие-то процессы, приведшие к более сильному изменению экваториального сечения. 4 и 13.X «нормальный» ход отношения восстановился и достиг уровня $4{,}1 \pm 0{,}2$; к 19.X отношение упало до уровня $2{,}1 \pm 0{,}4$.

Как можно видеть, 7 и 11.IX, 4 и 13, 19 и 22.X состояние атмосферы планеты было несколько различным, но относительно спокойно в каждом из этих периодов. Следует отметить, что в августе и ноябре 1963 г. колебания происходили около нуля, но в общем они были достаточно спокойны. Между тем около 2.X 1964 г. в атмосфере Юпитера что-то произошло, что привело к отмеченному выше изменению k.

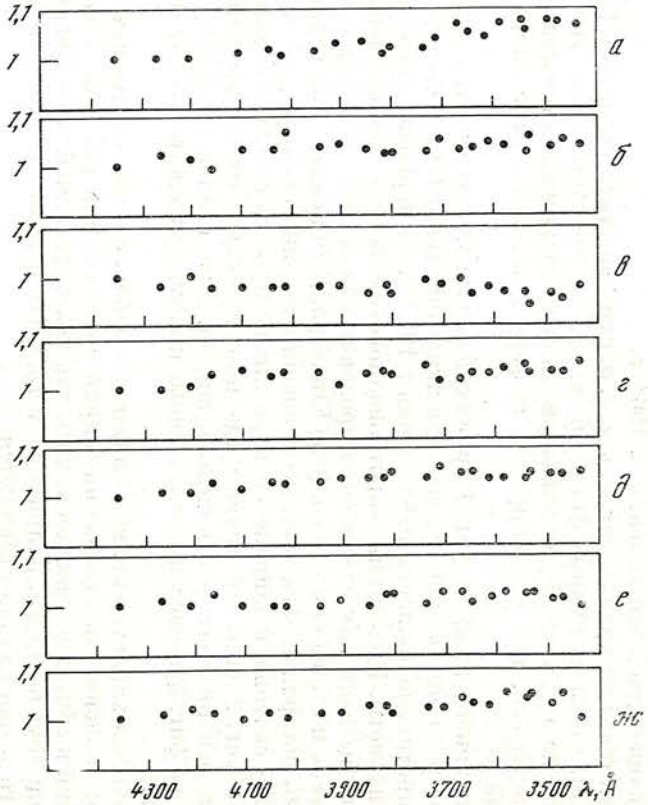
Можно предположить, что, по-видимому, помимо изменений структуры в районе полюсов и у экватора, со временем наблюдается также изменение структуры атмосферы глобального характера, затрагивающее атмосферу над всей планетой. Естественно, что это предположение подлежит дальнейшей тщательной проверке.

Герен [3] в ноябре 1964 г. на Пик дю Миди получил фотографии Юпитера с очень большим разрешением. В течение многих ночей были получены



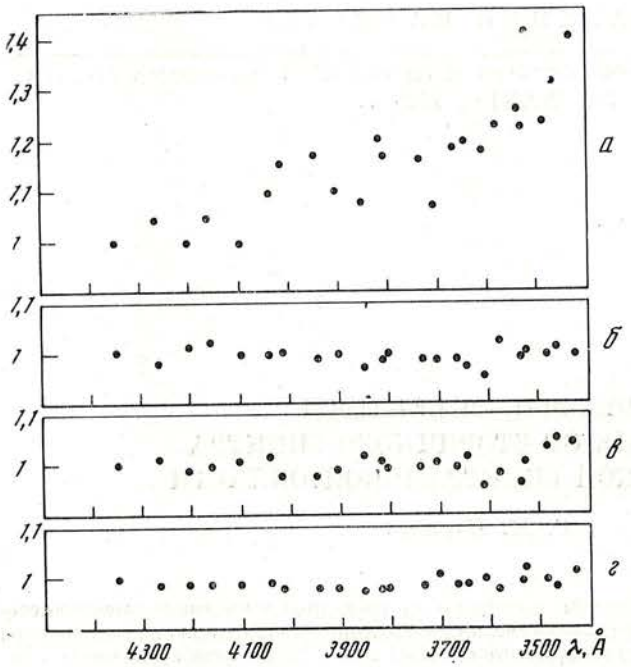
Фиг. 1. Относительное изменение ширины спектра планеты Юпитер в 1964 г.

Точки — полярное сечение, кружки — экваториальное сечение
а — 7.IX; *б* — 11.IX; *в* — 2.X; *г* — 4.X; *д* — 13.X; *е* —19.X; *ж* — 22.X



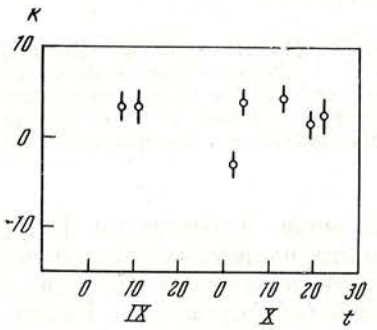
Фиг. 2. Ход отношений ширин спектра с длиной волны в 1964 г.

Обозначения те же, что на фиг. 1



Фиг. 3. Ход отношений ширин спектра с длиной волны в 1962 и 1963 гг.

а — 26.X 1962 г.; *б* — 15.VIII 1963 г.; *в* — 15.XI 1963 г.; *г* — 17.XI 1963 г.



Фиг. 4. Ход числового эквивалента *k*

Вертикальные черточки — ошибка измерений

первоклассные снимки Юпитера. Хотя период наблюдения Герена не совпадает с нашими наблюдениями, детальное рассмотрение помещенных в статье фотографий позволяет сделать заключение о возможном, достаточно быстром изменении характера поглощения в атмосфере Юпитера у полюсов и у экватора за довольно короткий срок, даже при наблюдении в одном цвете.

Представляет большой интерес сопоставление спектров Юпитера с прямыми снимками планеты в разных фильтрах, сделанных одновременно. Это, быть может, позволит найти на видимом диске планеты (в различных длинах волн) образования, ответственные за описанные явления.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Л. С. Голополосовой за помощь в обработке материалов.

Март 1967 г.

Литература

1. Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 11.
2. Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 248.
3. P. Guerin. Ann. d'Astrophys., 1965, 28, N 2, 395.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ, СВОБОДНЫЕ ОТ ВТОРИЧНОГО СПЕКТРА ДЛЯ ШИРОКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Г. М. Попов

Рассмотрены линзовые системы, состоящие из трех линз и имеющие высокую степень совершенства исправления хроматических аберраций для широкой области спектра (от 3800 до 7600 Å); рассчитаны конкретные системы для использования в качестве объективов телескопов и других инструментов.

LENS OBJECTIVES, FREE FROM THE SECONDARY SPECTRUM FOR THE WIDE SPECTRAL REGION, by *G. M. Popov*.— Lens systems, consisting of three lenses and having the high perfection degree of the correction of chromatic aberrations for the wide region of the spectrum (from 3800 Å to 7600 Å) are considered; the concrete systems for the use in the capacity of objectives of telescopes and other instruments are calculated.

Телескопы-рефракторы крупного диаметра (до 1 *м*) успешно используются для наблюдения тонких планетных деталей (в особенности деталей, имеющих малый контраст), в астрометрии, а также для фотографирования больших участков неба (объективы типа Росса). Линзовые объективы оказались лучше зеркальных также для наблюдения тонких деталей на поверхности Солнца.

Линзовые объективы дают минимум рассеянного света, их свойства мало меняются при изменении температуры окружающей среды; линзы значительно менее чувствительны к прогибам, а следовательно, менее требовательны к разгрузочному приспособлению оправы объектива, нежели зеркала. Действительно, искажения, вносимые деформированной поверхностью линзы вследствие прогиба, компенсируются в первом приближении благодаря аналогичной деформации (но противоположного знака) другой поверхности линзы; поэтому разность хода лучей при прохождении через произвольный участок линзы остается постоянной, будет ли линза деформирована или нет. Только при очень больших деформациях линзы могут появиться незначительные разности хода на деформированных участках.

В действительности деформации линз, заметно влияющие на качество изображения, наблюдаются только в Иеркском рефракторе (диаметр линз 102 *см* при толщине отрицательной линзы 2,8 *см*), линзы которого разгружены на три точки. Заметим, что применение более совершенной разгрузки линзы (например, на шесть точек, равномерно распределенных по краю линзы) позволило бы уменьшить деформацию поверхностей линз более чем в 10 раз. Другой путь борьбы с гнутием линз — увеличение их толщины — менее эффективен, так как требуемая толщина линзы при заданной ее деформации растет пропорционально квадрату диаметра линзы.

Сказанное выше позволяет сделать вывод, что предельный, практически приемлемый поперечник линз значительно превышает 1,3 *м* (диаметр линзы телескопа Шмидта в Таутенбурге).

Объектив, состоящий из линз, не подвержен разъюстировке в процессе работы, а его характеристики (светопропускание и др.) меньше меняются с течением времени, нежели аналогичные показатели зеркальных и зеркально-линзовых систем, не говоря уже о необходимости периодически восстанавливать зеркальный слой и об экранирующем действии вторичных зеркал и растяжек в этих системах. Конвекция воздуха в трубе рефрактора также значительно меньше.

Однако, как отмечает Максутов [1], основным недостатком классического объектива рефрактора из двух линз является значительный вторичный спектр (остаточная хроматическая аберрация положения), благодаря которому изображение звезды имеет значительный цветной ореол, снижающий контраст и искажающий цветопередачу наблюдаемого объекта. Эта аберрация уменьшается линейно с удлинением фокусного расстояния объектива. Однако, чтобы полностью избавиться от нее, необходимо увеличить фокусное расстояние большого рефрактора до сотен метров. Например, объектив диаметром 50 *см* должен иметь фокусное расстояние свыше 109 *м*, что практически неосуществимо. Применение особых сортов оптического стекла может уменьшить вторичный спектр, но незначительно — в в 1,5—2 раза, причем большой сине-фиолетовый ореол вокруг изображения светил в таких объективах (именуемых апохроматами) остается.

Несколько лучшее исправление вторичного спектра в видимой области (т. е. для визуальных наблюдений) имеют трехлинзовые объективы — апохроматы, предложенные в конце прошлого века Тейлором. Однако выбор стекол для такого рода объективов также затруднителен, как и для двухлинзовых апохроматов, а сине-фиолетовый ореол остается. Мы исследовали трехлинзовый апохромат Цейсса (представляет собой усовершенствованный объектив Тейлора) и обнаружили, что хроматизм объектива в синей части спектра настолько велик, что наблюдать теневую картину при испытании объектива методом Фуко в белом свете затруднительно. Апохроматы, рассчитанные для визуальных наблюдений, нельзя использовать для фотографирования (если не применять светофильтров, выделяющих узкую область спектра). Несмотря на указанные недостатки, апохроматы пользуются спросом у астрономов, в особенности в последнее время в связи с возросшим интересом к тонким деталям поверхности Луны и планет. Наибольший из инструментов такого типа изготовлен в США (диаметр объектива 51 *см*) в начале 60-х годов нашего века и предназначен для установки на одной из обсерваторий Западного Техаса [2].

Максутов [1] подробно исследовал вопрос о создании апохроматов из отечественных стекол и пришел к выводу, что значительное уменьшение вторичного спектра (если основываться на оптических стеклах, выпускаемых советской промышленностью), получить нельзя. Этот вывод, однако, не подтверждается нашими исследованиями. В частности, нами найдено, что для концентрических систем выбор стекол для апохроматов значительно облегчается, а в последнее время мы нашли, что система из трех тонких линз, находящихся на малом (по сравнению с фокусным расстоянием линз) расстоянии друг от друга, может быть весьма совершенно исправлена на вторичный спектр, причем возможны десятки практически приемлемых комбинаций как из советских стекол, так и из стекол, выпускаемых заводом в Йене (ГДР). Важным обстоятельством оказалось то, что особые сорта стекол не являются необходимыми для создания таких объективов (например, линзы могут быть изготовлены из стекол ЛК-3, Ф-1 и ТФ-7). Ранее [3] было обнаружено, что некоторые стекла фирмы Шотт также могут быть использованы для создания аналогичных объективов; были выполнены расчеты объективов микроскопа [4], основанные на этом принципе. Объек-

тивы такого типа были названы суперахроматами, поскольку они имеют значительно лучшую коррекцию хроматической аберрации положения, нежели анохроматы.

Заметим, что возражения, выдвигавшиеся против больших линзовых объективов (невозможность получения больших дисков оптически однородного стекла, большие потери на поглощение света в линзах), теперь в значительной мере потеряли смысл благодаря успехам стекловарения. Многие сорта стекол могут быть отлиты в виде оптических заготовок диаметром свыше метра и даже более (например, для телескопа им. Ньютона фирма Шотт изготовила оптически однородный диск стекла диаметром 2,3 *м*). Потери на поглощение в стекле могут быть снижены до 0,5% на 1 *см* пути луча в стекле и менее.

Приступим к изложению полученных нами результатов.

§ 1. Основные формулы для выбора стекол для суперахроматов из трех линз

Оптическая сила системы из трех линз выражается формулой

$$\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3,$$

где φ_1, φ_2, φ_3 — оптические силы линз системы. Поставим условие, чтобы в суперахромате хроматизм положения был устранен для лучей C, F и еще для двух выбранных нами длин волн λ_1 и λ_2 (лучи C и F также могут быть заменены другими в зависимости от требований к системе). Тогда условия равенства нулю вторичного спектра для лучей C, F, λ_1, λ_2 запишутся в виде

$$\Phi_F - \Phi_C = 0, \ \Phi_F - \Phi_{\lambda_1} = 0, \ \Phi_F - \Phi_{\lambda_2} = 0.$$

Или в явном виде, введя числа Аббе ν, получим

$$\left.\begin{aligned} (\varphi_F)_1 (\nu_C)_1^{-1} + (\varphi_F)_2 (\nu_C)_2^{-1} + (\varphi_F)_3 (\nu_C)_3^{-1} &= 0, \\ (\varphi_{\lambda_1})_1 (\nu_{\lambda_1})_1^{-1} + (\varphi_{\lambda_1})_2 (\nu_{\lambda_1})_2^{-1} + (\varphi_{\lambda_1})_3 (\nu_{\lambda_1})_3^{-1} &= 0, \\ (\varphi_{\lambda_2})_1 (\nu_{\lambda_2})_1^{-1} + (\varphi_{\lambda_2})_2 (\nu_{\lambda_2})_2^{-1} + (\varphi_{\lambda_2})_3 (\nu_{\lambda_2})_3^{-1} &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Эта система однородных уравнений имеет нетривиальное решение только в том случае, если ее определитель Δ равен нулю (неизвестными считаем φ). Имеем

$$\Delta = \begin{vmatrix} (\nu_C)_1^{-1} & (\nu_C)_2^{-1} & (\nu_C)_3^{-1} \\ (\nu_{\lambda_1})_1^{-1} & (\nu_{\lambda_1})_2^{-1} & (\nu_{\lambda_1})_3^{-1} \\ (\nu_{\lambda_2})_1^{-1} & (\nu_{\lambda_2})_2^{-1} & (\nu_{\lambda_2})_3^{-1} \end{vmatrix} = 0.$$

Умножим первый столбец на $(\nu_C)_1$, второй на $(\nu_C)_2$ и третий на $(\nu_C)_3$; получим

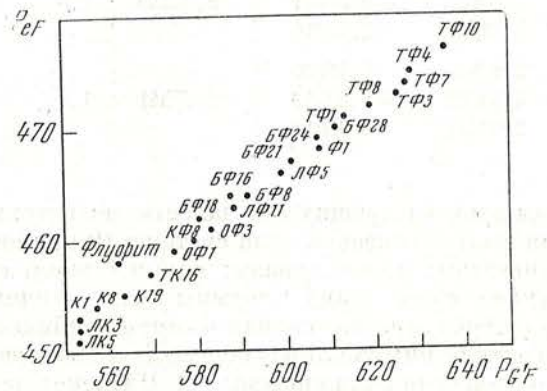
$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ (p_{\lambda_1})_1 & (p_{\lambda_1})_2 & (p_{\lambda_1})_3 \\ (p_{\lambda_2})_1 & (p_{\lambda_2})_2 & (p_{\lambda_2})_3 \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

где $p_{\lambda_1} = \dfrac{n_F - n_{\lambda_1}}{n_F - n_C}$ и $p_{\lambda_2} = \dfrac{n_F - n_{\lambda_2}}{n_F - n_C}$ суть частные относительные дисперсии стекол. Из аналитической геометрии известно, что условие $\Delta = 0$ вида (2) означает, что в системе координат p_{λ_1} оносительно p_{λ_2} три точки должны лежать на одной прямой. Решая систему (1) относительно φ_1, φ_2, φ_3, полу-

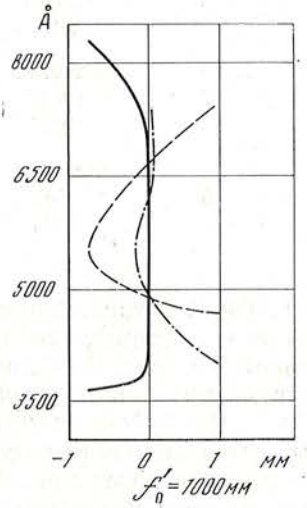
чим значения оптических сил линз, выраженные через произвольный параметр τ, частные относительные дисперсии p_{λ_1} и p_{λ_2} и числа Аббе:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \tau\,[(p_{\lambda_1})_2 - (p_{\lambda_1})_3]\,(\nu_C)_1, \\ \varphi_2 &= \tau\,[(p_{\lambda_1})_3 - (p_{\lambda_1})_1]\,(\nu_C)_2, \\ \varphi_3 &= \tau\,[(p_{\lambda_1})_1 - (p_{\lambda_1})_2]\,(\nu_C)_3. \end{aligned} \tag{3}$$

Множитель τ можно выбрать так, чтобы оптическая сила системы Φ равнялась единице. Заметим, что для τ можно выбирать и отрицательные значения, при этом оптические силы φ линз системы имеют обратный знак по сравнению со значениями φ, вычисленными при положительных значениях τ. Иными словами, каждой триаде стекол, выбранных для супер-



Фиг. 1. Диаграмма для выбора триад отечественных стекол для суперахроматов



Фиг. 2. Кривые вторичного спектра суперахромата (сплошная кривая), апохромата из трех линз типа Тейлора (штрих-пунктирная) и ахроматического объектива из двух линз (штриховая)

ахроматов, соответствуют две оптические системы с одинаковыми по абсолютной величине оптическими силами линз, но с оптической силой всей системы, в одном случае положительной, в другом отрицательной.

По данным каталога ГОСТ по бесцветному оптическому стеклу мы построили диаграмму (фиг. 1) для суперахроматов, в которых совмещены в одну точку лучи G', F, D и C (т. е. для видимой области спектра); за ось абсцисс принята ось $p_{G'F}$, за ось ординат — ось p_{CF}. Каждая точка диаграммы изображает соответствующую марку стекла (обозначение находится справа от точки). Чтобы не загромождать диаграмму, на ней нанесены только наиболее употребительные стекла и флуорит. Из диаграммы очевидно, что выбор стекол достаточно велик, что возможны десятки триад (т. е. сочетаний из трех стекол, лежащих на одной прямой). Однако вычисления оптических сил φ, соответствующих этим триадам, по формулам (3) показывают, что триады далеко не равноценны, что многие триады имеют чрезмерно большие оптические силы φ отдельных линз (при постоянной оптической силе Φ системы). Наилучшие в этом отношении те триады, которые содержат флуорит или ОФ3. Однако и из обычных стекол можно выбрать достаточно хорошую триаду; например, такова триада из стекол ЛК3,

Таблица 1

Номер триады	Марка стекла	φ	$\frac{\varphi}{n_F - 1} = \Delta\rho$	$\Sigma \lvert \varphi \rvert$	Ф
	ЛК3	6,98462	14,1888		
1	Ф1	—13,6343	—21,8271	28,2684	1,0
	ТФ7	7,64947	10,2472		
	ЛК3	4,62259	9,39054		
2	ОФ3	—4,80929	—7,73023	10,6186	1,0
	ТФ5	1,18670	1,53171		
	Флуорит	2,6425	6,04621		
3	БФ16	—2,1955	—3,22403	5,39104	1,0
	ТФ3	0,55304	0,752763		
	Флуорит	2,93771	6,72167		
4	БФ16	—3,66123	—5,37641	8,32245	1,0
	Ф1	1,72351	2,75916		
	Флуорит	2,83513	6,48696		
5	К8	—4,43768	—8,50211	9,87541	1,0
	ЛК5	2,60255	5,38618		

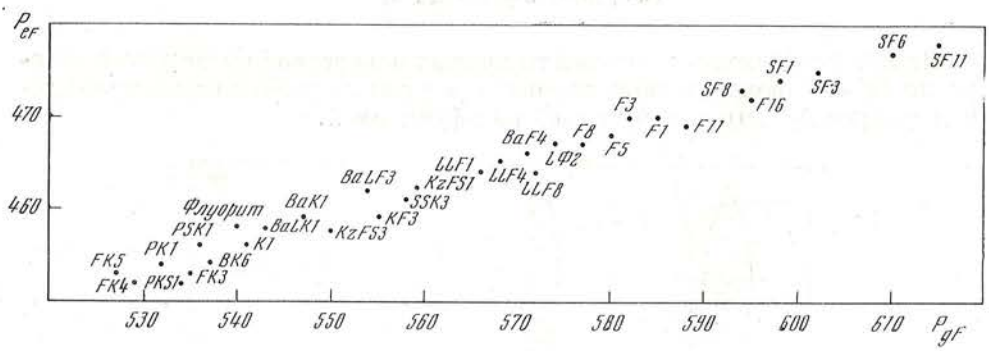
Ф-1, ТФ-5. В табл. 1 приведены одни из лучших (по малости оптических сил линз системы), триады, при этом оптическая сила системы Ф принята равной единице. В таблице приведены: номер триады; марки стекол, составляющих триаду; оптические силы линз системы φ; величина $\varphi/(n_F-1)=\Delta\rho$, представляющая собой разность кривизн поверхностей системы; сумма абсолютных величин оптических сил линз системы $\Sigma|\varphi|$; наконец, в последней графе приведена оптическая сила системы Ф. Изучение данных таблицы показывает, что наилучшей в отношении малости кривизн компонент (линз) является триада № 3, содержащая флуорит, худшей — триада № 1, составленная из обычных стекол. Однако и в этом случае сумма абсолютных величин оптических сил компонент $\Sigma|\varphi|$ составляет 28,3, что сравнимо с аналогичной величиной для объективов Тейлора, которые содержат по крайней мере одно «необычное» стекло. В триаде № 2 использовано «необычное» стекло ОФ3, благодаря чему кривизны отдельных линз (определяемые величинами $\Delta\rho$), а также сумма $\Sigma|\varphi|$ уменьшились почти втрое по сравнению с триадой № 1, составленной из обычных стекол. Триада № 5 интересна тем, что содержит как флуорит, так и стекла К8 и ЛК5, которые могут быть изготовлены с повышенной прозрачностью в ближнем ультрафиолете, благодаря чему система может работать и в этой области спектра. Кривые вторичного спектра для суперахроматов, приведенных в табл. 1, имеют в основном сходный вид. На фиг. 2 представлены: кривая вторичного спектра типичного суперахромата, кривая вторичного спектра одного из лучших трехлинзовых апохроматов (типа Тейлора), выпускавшихся фирмой Цейсс, и кривая вторичного спектра типичного ахроматического объектива из двух линз. Очевидно значительное преимущество суперахромата перед апохроматом: у суперахромата кривая вторичного спектра практически прямолинейна — от λ3900 до λ7200 Å. Это преимущество особенно велико в синей и фиолетовой областях спектра, так как кривая апохромата в этой области сильно отклоняется от вертикали вправо. Область максимальной чувствительности фотопластинок лежит около 4300 Å, поэтому апохромат непригоден для фотографических наблюдений, в то время как суперахромат может использоваться как для визуальных,

Таблица 2

Номер триады	λ, Å								
	3650	4047	4341	4861	5461	5893	6563	7665	9508
1	1,00551	1,00049	0,999826	0,99979	0,99982	0,999932	0,999714	0,998582	0,996920
2	1,00156	1,00035	1,00005	0,999994	0,999991	1,00017	0,999995	1,000032	1,00092
3	1,00246	1,00002	1,00003	1,00004	1,00007	1,00003	1,00004	1,00021	1,00114
4	1,00325	1,00028	1,00013	0,999986	1,00003	0,999976	0,999988	1,00033	1,00141
5	1,00249	0,99991	1,00007	0,999996	0,999902	0,999862	0,999809	0,999949	1,00109

так и для фотографических наблюдений. Заметим, что отступление от прямой у кривой вторичного спектра суперахромата в области длин волн короче 3800 Å не должно существенно сказываться на качестве фотографий, так как эта область ослаблена из-за поглощения света в стеклах объектива.

В табл. 2 приведены значения оптических сил Ф для триад, перечисленных в табл. 1, для различных длин волн света. В первой графе даны номера триад (они совпадают с соответствующими номерами из табл. 1), во второй и последующих — оптические силы этих триад для λ = 3650, 4047 Å и т. д. Эти данные также говорят о малости вторичного спектра в суперахроматах, который не превышает сотых долей процента от оптической силы системы в широкой спектральной области — от λ4047 до λ7665 Å.



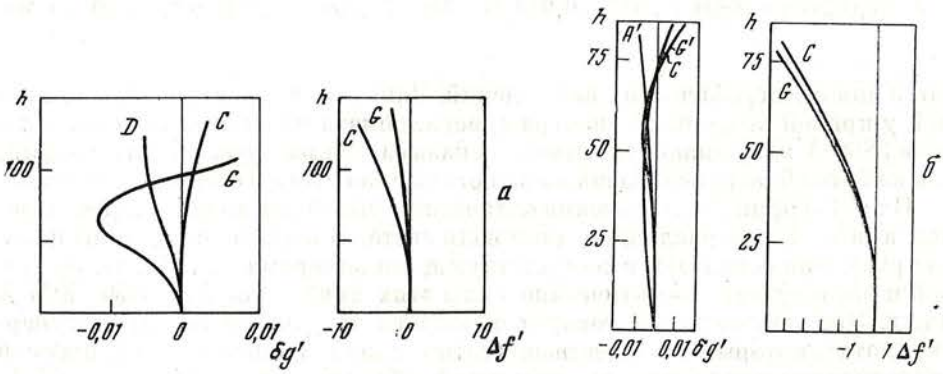
Фиг. 3. Диаграмма для выбора триад стекол, изготовляемых заводом в Йене (ГДР)

На фиг. 3 изображена диаграмма для стекол фирмы Цейсс [4], аналогичная диаграмме, изображенной на фиг. 1; очевидно, что и в этом случае выбор триад не представляет затруднений. Здесь также наилучшими в отношении малости кривизн линз являются триады, содержащие флуорит, а также триады, заключающие в себе «особые» стекла, в частности стекло KzFS1. Например, триада, содержащая флуорит и стекла LF2 и SF4, имеет $\Sigma\,|\varphi| \approx 5{,}4$; триада из стекол FK5, KzFS1 и SF4 имеет $\Sigma\,|\varphi| \approx 11$.

§ 2. Результаты расчетов суперахроматов для астрономических инструментов

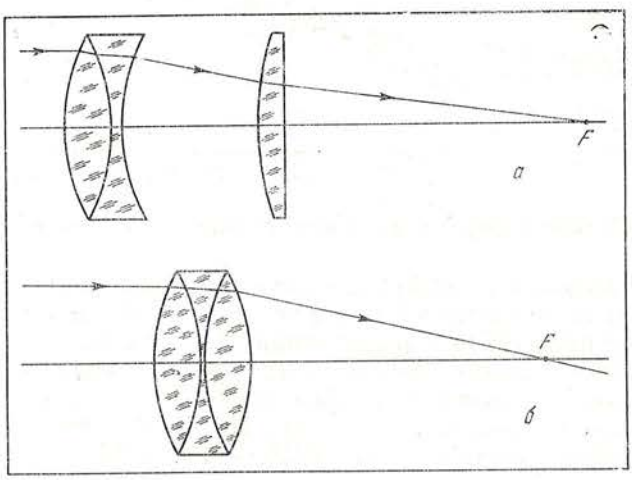
Исправив вторичный спектр объектива, мы должны устранить также сферическую, сферохроматическую аберрации, кому и хроматизм увеличения (астигматизм и кривизна поля в тонких объективах практически не поддаются исправлению). Мы выполнили такой расчет для триад № 2 и № 3

из табл. 1. Расчет производился на ЭВМ «Минск-1», причем «стеклянный» вариант № 2 рассчитывался так, чтобы обеспечить возможность склеивания двух линз, в то время как «флуоритовый» вариант № 3 оказалось возможным рассчитать в виде триплета, в котором склеены все три линзы. Вариант № 2 рассчитан для диаметра входного зрачка $D = 25{,}0$ *см* и с фокусом $f'_0 = 607{,}7$ *см* (получить заготовки оптического стекла такого диаметра не представляет труда); вариант № 3 имеет меньший диаметр входного зрачка — $D = 16{,}0$ *см* при $f'_0 = 241{,}7$ *см* (заготовки флуорита в настоящее время могут иметь размеры не свыше 10—15 *см*). Графики аберраций объектива № 2 представлены на фиг. 4, *а*, объектива № 3 — на фиг. 4,*б*.



Фиг. 4. Графики аберраций суперахроматов из стекол ЛК3, ОФ3, ТФ5 (*а*) и стекол ТФ3, БФ16 и флуорита (*б*)

На них изображены зависимости кривых поперечной сферической аберрации $\delta g'$ от h (зоны входного зрачка) для разных лучей, а также приращения фокуса $\Delta f'$ для разных лучей как функцию h.



Фиг. 5. Схемы стеклянного (*а*) и флуоритового (*б*) суперахроматов

Схемы объективов изображены на фиг. 5, *а*, *б*, причем на фиг. 5, *а* изображен «стеклянный» объектив № 2, на фиг. 5, *б* — «флуоритовый» № 3. Изучение аберрационных кривых (фиг. 4) убеждает нас в высокой степени совершенства полученных объективов — для объектива № 2 кружок рассеивания на оси не превосходит 0″,4 для лучей в спектральном

интервале от линии G до C, хроматизм увеличения совершенно отсутствует для этой же спектральной области, а остаточная кома мала.

Для объектива № 3 область совершенного исправления аберраций еще шире — от линии h до линии A' (4047—7665 Å), причем кружок рассеивания на оси в этом спектральном интервале не превосходит размеров дифракционного диска, хроматизм увеличения отсутствует, а остаточная кома ничтожно мала (вторичный спектр этого объектива изображается кривой, близкой к сплошной кривой на фиг. 2; полного совпадения нет, так как введение конечных толщин линз объектива и необходимость исправления сферической аберрации для разных цветов на высокой зоне несколько изменяют эту кривую).

Приведем конструктивные элементы этих объективов. Конструктивные элементы объектива № 2:

$$r_1 = 1137 \text{ мм};$$
$$d_1 = 31{,}25 \text{ мм (ЛК5)},$$
$$r_2 = -1604{,}19 \text{ мм},$$
$$d_2 = 12{,}5 \text{ мм (ОФ3)},$$
$$r_3 = 1666{,}35 \text{ мм},$$
$$d_3 = 18{,}75 \text{ мм (воздух, } n = 1),$$
$$r_4 = 4230{,}6 \text{ мм},$$
$$d_4 = 18{,}75 \text{ мм (ТФ5)},$$
$$r_5 = \infty$$
$$D = 250 \text{ мм}; \; f'_0 = 6077{,}3 \text{ мм}; \; A = 1:24.$$

Конструктивные элементы объектива № 3:

$$r_1 = 1586{,}13 \text{ мм},$$
$$d_1 = 12{,}5 \text{ мм (ТФ3)},$$
$$r_2 = 2876{,}02 \text{ мм},$$
$$d_2 = 5 \text{ мм (БФ16)},$$
$$r_3 = 617{,}827 \text{ мм},$$
$$d_3 = 12{,}5 \text{ мм (флуорит)},$$
$$r_4 = -1200{,}7 \text{ мм},$$
$$D = 160 \text{ мм}, \; f'_0 = 2417{,}3 \text{ мм}; \; A = 1:15.$$

Заметим, что рассчитанные объективы отнюдь не являются наилучшими из возможных. Несомненно, что дальнейшие исследования возможных триад (а они исчисляются десятками) приведут к появлению еще более совершенно исправленных объективов, которые вытеснят существующие апохроматы. Возможен расчет и более сложных (и светосильных) объективов — суперахроматов, состоящих из двух триплетов. Однако было бы ошибочно распространять результаты, полученные в нашей работе, на объективы с толстыми линзами (по сравнению с их фокусным расстоянием) или с линзами, расположенными на значительных расстояниях друг от друга; исследование таких объективов требует иной методики.

§ 3. Область применения

Область применения рассчитанных (или могущих быть рассчитанными) трехлинзовых суперахроматов может быть весьма обширной: они могут использоваться для изучения планет, Луны, Солнца, а также спутников планет, т. е. во всех тех случаях, когда необходима высокая разрешающая способность объектива при минимальном количестве рассеянного света.

Возможно также использование этих систем в спектрографах, предназначенных для изучения слабых спутников спектральных линий, где отсутствие рассеянного света весьма существенно. В лабораторных приборах суперахроматы могут быть использованы в качестве коллиматоров с большим фокусным расстоянием, зрительных отсчетных труб (например, гониометрах) и в других приборах, где обычно используются ахроматы и апохроматы (в частности, в геодезических приборах).

Март 1967 г.

Литература

1. Д. Д. Максутов. Астрономическая оптика. М.— Л., Гостехиздат, 1946.
2. Appl. opt., 1963, 2, № 2, 111.
3. J. Optic. Soc. Amer. 1960, 50, № 10, 1016.
4. Feingeräte technik, 1960, 7, 292.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

СТРУКТУРА И РАЗВИТИЕ ГРУППЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН 4—8 ИЮЛЯ 1966 г.

Н. В. Стешенко

На основании фотогелиограмм, полученных с высоким разрешением, изучаются структурные особенности группы пятен во время ее роста. Группа характеризовалась сложным строением и быстрым изменением конфигурации ядер.

Сравнение расположения волокон полутени с полученными А. Б. Северным и Т. Т. Цапом картами поперечного магнитного поля показывает в общем хорошее совпадение в ориентации волокон и поля. Это дополнительное подтверждение того, что изучение тонкой структуры пятен по прямым снимкам Солнца может дать дополнительные сведения о структуре и эволюции сильного магнитного поля.

THE STRUCTURE AND DEVELOPMENT OF A SUNSPOT GROUP ON JULY 4—8, 1966, by *N. V. Steshenko.*— The structural peculiarities of a sunspot group in the process of its growth are investigated on the basis of photoheliograms, obtained with high resolution. The group is characterized by the complex structure and rapid change of the umbrae of sunspots.

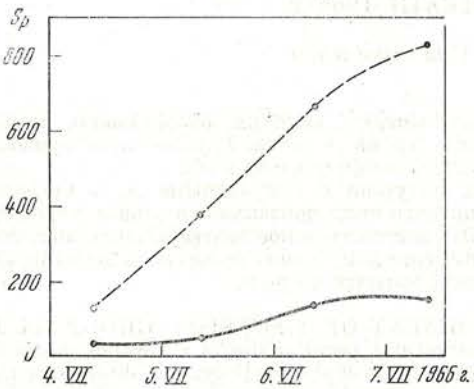
The comparison of the disposition of penumbra filaments with maps of the transversal magnetic field, obtained by A. B. Severny and T. T. Tsap, shows on the whole a good coincidence in the orientation of filaments and the field. It is an additional confirmation of the fact that the investigation of the fine structure of spots from direct photographs of the Sun can give the additional information on the structure and evolution of the strong magnetic field.

Между сложной структурой активных образований Солнца, во всяком случае на уровне фотосферы (пятна, факелы), и строением их магнитного поля несомненно существует тесная связь. Обнаруженная впервые А. Б. Северным [1] тонкая структура магнитного поля в активной области подтверждена рядом других исследований. Найденные неоднородности поля близки по размеру к тонкоструктурным образованиям пятен. А. Б. Северный [2] показал, что даже в ядрах пятен магнитное поле имеет сложную структуру, которая может быть связана с наблюдавшейся Брэем и Лаухедом [3] грануляцией внутри ядер. Возникновение самых мелких пор (диаметром 1,5—2″) обязано появлению магнитного поля напряженностью в среднем 1400 *гс* [4]; факельным гранулам также соответствуют тонкоструктурные элементы магнитного поля, но напряженность поля в них составляет в среднем всего лишь десятки гаусс [5]. Из опыта визуальных наблюдений магнитных полей известно, что появление даже небольшой области тени в полутени пятна связано с существенным усилением магнитного поля в этой области. Направление поперечной составляющей магнитного поля, как показывают сопоставления, проведенные Г. В. Куклиным и В. Е. Степановым [6], совпадает с направлением волокон полутени. Соответствие между магнитным полем и структурой полутени, хотя несколько худшее, чем в [6], найдено также Т. Т. Цапом [7, 8].

Таким образом, сложная структура активной области, проявляющаяся в различной яркости, форме и расположении деталей, обусловлена

структурой и напряженностью магнитного поля, вышедшего в фотосферу. Изучение детального строения и развития группы пятен может дать дополнительные сведения о структуре и развитии сильных магнитных полей (напряженностью, вероятно, только свыше тысячи гаусс), но для этого нужна большая разрешающая способность, чем это пока доступно для магнитографов.

В июне 1966 г. нами начато фотографирование солнечной фотосферы с помощью небольшого переносного телескопа, обеспечивающего высокое качество снимков в тех случаях, когда атмосферные условия в месте установки телескопа достаточно хорошие. Объектив телескопа диаметром 15 *см* с фокусным расстоянием 1,6 *м* создает изображение Солнца, которое затем увеличивается сильным окуляром и проектируется в камеру. Эквивалентный фокус телескопа 49 *м* (диаметр изображения Солнца 45 *см*).



Фиг. 1. Усредненный ход развития общей площади (штриховая линия) группы № 93 и площади ее тени (сплошная)

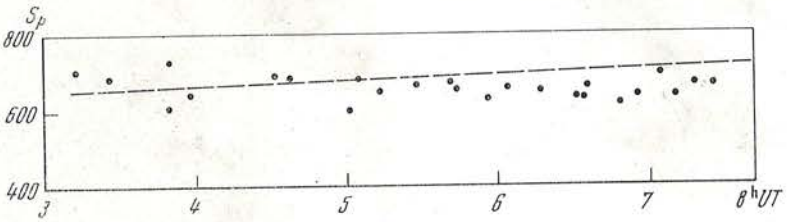
Это вполне достаточно, чтобы зернистость фотоэмульсии не ухудшала тонкой структуры фотосферы, которая еще разрешается объективом. Перед камерой устанавливается стеклянный зеленый фильтр, пропускающий свет в области спектра от λ5100 до λ5600 Å, а в случае надобности также и нейтральный фильтр. В качестве фотокамеры используется несколько стандартных камер от фотоаппаратов с откидными зеркалами. В промежутках между экспозициями зеркало позволяет визуально наблюдать избранный участок Солнца и фокусировать изображение на матовое стекло. Фотографирование производится с экспозицией ~ 0,001 сек. на высококонтрастные мелкозернистые пленки типа «Микрат-200» или «Микрат-300» шириной 35 и 60 *мм*. Обычно в течение часа делается 30—40 экспозиций.

Труба телескопа устанавливается на легком параллактическом штативе с электрическим часовым механизмом, работающим от аккумулятора. Вся установка разбирается и укладывается в любой легковой автомобиль, она может быть собрана и полностью приведена в действие одним человеком за 15 мин. Портативность установки позволяет использовать ее для изучения влияния микрорельефа местности на качество изображения Солнца. Использованные для обработки снимки сделаны на открытом воздухе вдали от зданий в утренние часы, в периоды хороших изображений.

Теоретическая разрешающая способность телескопа 0″,85. Измерение лучших кадров показывает, что практически разрешающая способность снимков составляет 0,9—1″,0 (куда входят также атмосферные искажения), т. е. в телескопе использована оптика высокого качества. На таких снимках хорошо видна грануляция, тонкая структура пятен и факелов. Телескоп был построен в обсерватории Л. Ф. Бежко.

4—8.VII 1966 г. производилось фотографирование группы солнечных пятен № 93 (нумерация по бюллетеню «Солнечные данные»), в которой

наблюдался ряд вспышек, в том числе 7.VII в 0^h22^m UT возникла протонная вспышка. Группа возникла 1.VII в области с координатами $\varphi = +34°$, $\lambda = 209°,5$; через центральный меридиан она прошла 3.VII. На фиг. 1 показан усредненный ход развития общей площади группы (тень + + полутень) и площади тени (в миллионных долях полусферы). Хотя график показывает быстрый рост площади, он все же не полностью отражает степень активности группы: в течение всего периода развития группы происходили быстрые изменения в конфигурации пятен, структура ее была очень сложной и изменчивой, площадь группы росла неравномерно. Так, полное прекращение роста площади группы наблюдалось 6.VII перед вспышками и во время протекания вспышек в этой группе. Согласно [9], с 5^h33^m до 13^h30^m UT в группе возникли четыре вспышки балла 1.



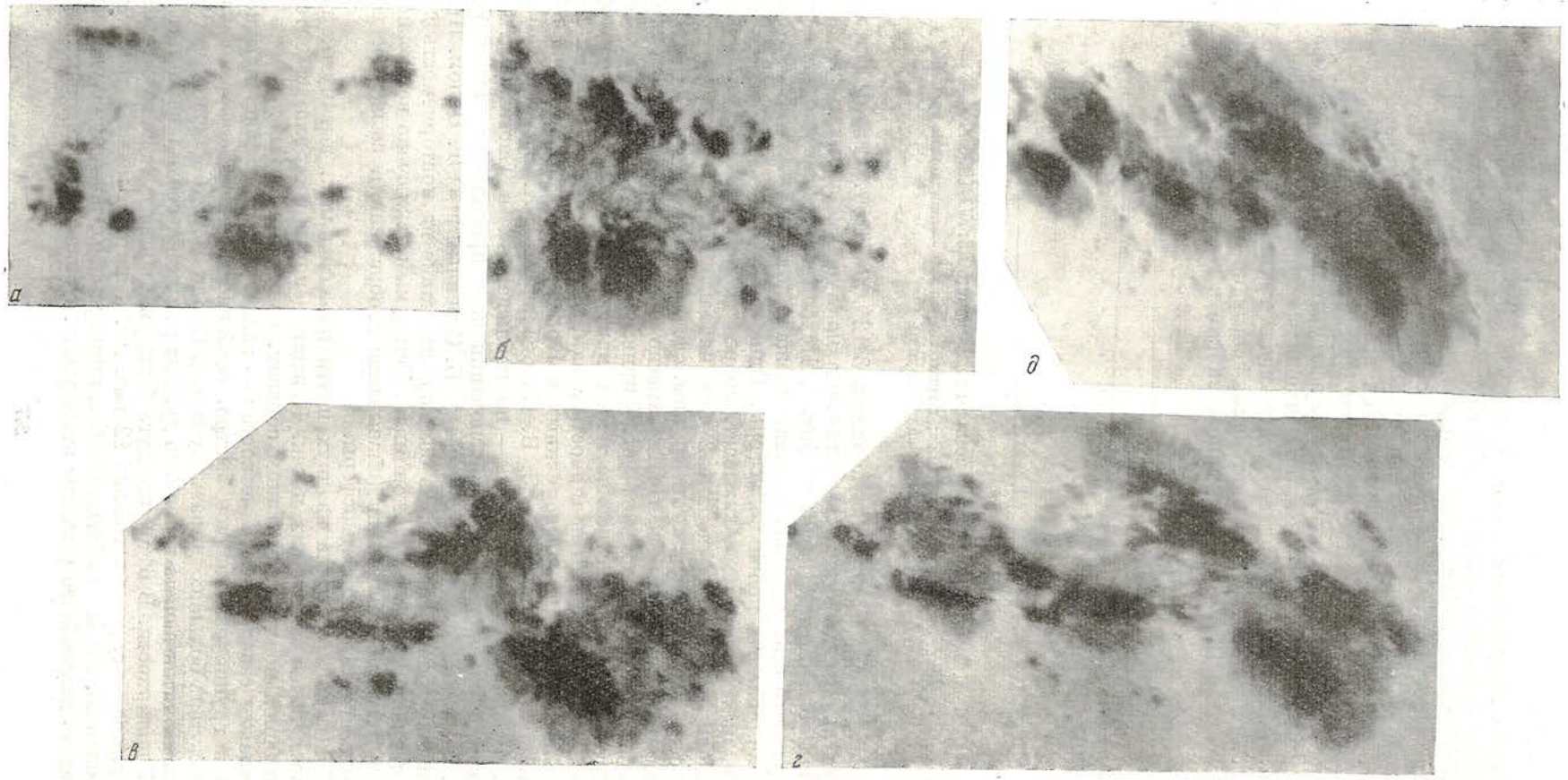
Фиг. 2. Площадь группы во время наблюдений 6.VII 1966 г.

Точки — результаты измерения снимков; штриховая линия — ожидаемый средний рост площади группы

Наши наблюдения охватывают период с 3^h12^m до 7^h25^m. Результаты измерения площади группы, выполненные по лучшим снимкам за этот интервал времени, приведены на фиг. 2. Исходя из средней скорости роста группы за этот интервал времени площадь должна была увеличиться на 60 миллионных долей полусферы. Однако никакого роста площади приведенный график не показывает, скорее можно заметить небольшое уменьшение площади за первые 2 часа наблюдений.

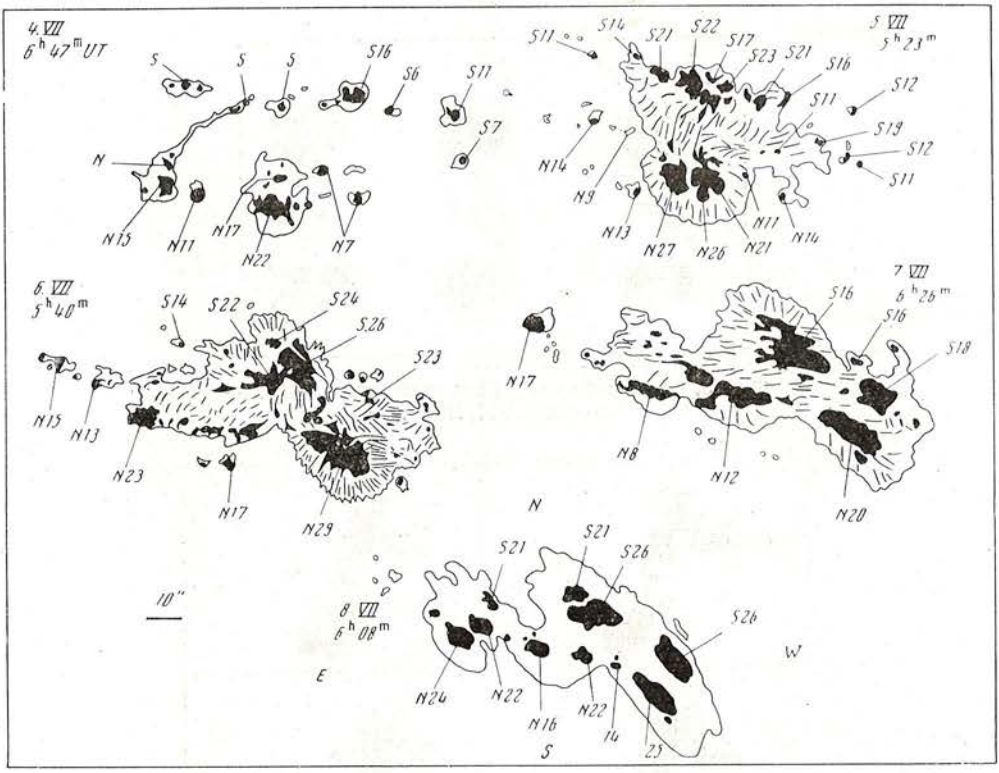
На фиг. 3 приведены снимки группы, сделанные 4—8.VII 1966 г. При воспроизведении снимков в печати заметно теряется разрешение тонкой структуры группы, поэтому на фиг. 4 приведены эскизы групп, на которых детально показано строение тени и направление волокон полутени. На этих же эскизах даны полярности и напряженности пятен по данным визуальных измерений, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории С. И. Гопасюком, Э. В. Кононовичем, Э. А. Барановским и М. Д. Гусейновым, а за 6.VII — по наблюдениям в СибИЗМИРАН. Полярности пятен уточнены на основании карт продольных магнитных полей, полученных на магнитографе А. Б. Северным и Т. Т. Цапом. При зарисовках группы обращалось большое внимание на повторяемость деталей структуры на соседних снимках. Тем самым исключено возможное влияние условий наблюдения (смазывание изображения), вызванное неоднородностями земной атмосферы.

4.VII группа состояла из двух почти параллельных, вытянутых по долготе цепочек небольших пятен. Каждая цепочка состояла из пятен только одной полярности. Таким образом, ось группы располагалась в направлении север — юг, а не восток — запад, как это бывает обычно. Пятна в группе развивались быстро, особенно интенсивно формировалась полутень больших по размеру пятен. Около 6^h30^m UT между двумя цепочками пятен начала возникать дуга из полутени, соединявшая пятна разной полярности. В 6^h40^m эта дуга была уже видна совершенно отчетливо, длина ее составляла более 12 тыс. *км*, а ширина менее 1 тыс. *км*. К сожалению, в 6^h49^m наблюдения были прекращены, поэтому не удалось проследить дальнейшее развитие этого моста. Образование подобных дуг



Фиг. 3. Снимки группы № 93

а — 4.VII. 6^h47^m; *б* — 5.VII, 5^h50^m; *в* — 6.VII, 5^h40^m; *г* — 7.VII, 6^h26; *д* — 8.VII 1966 г., 6^h08

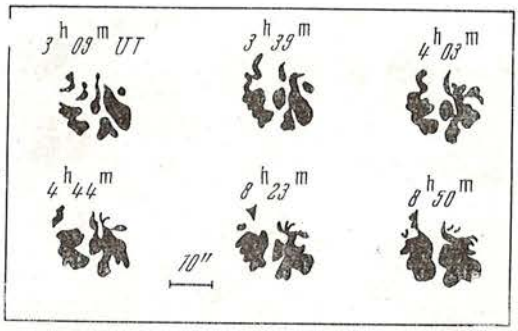


Фиг. 4. Эскизы группы № 93 4—8.VII 1966 г.

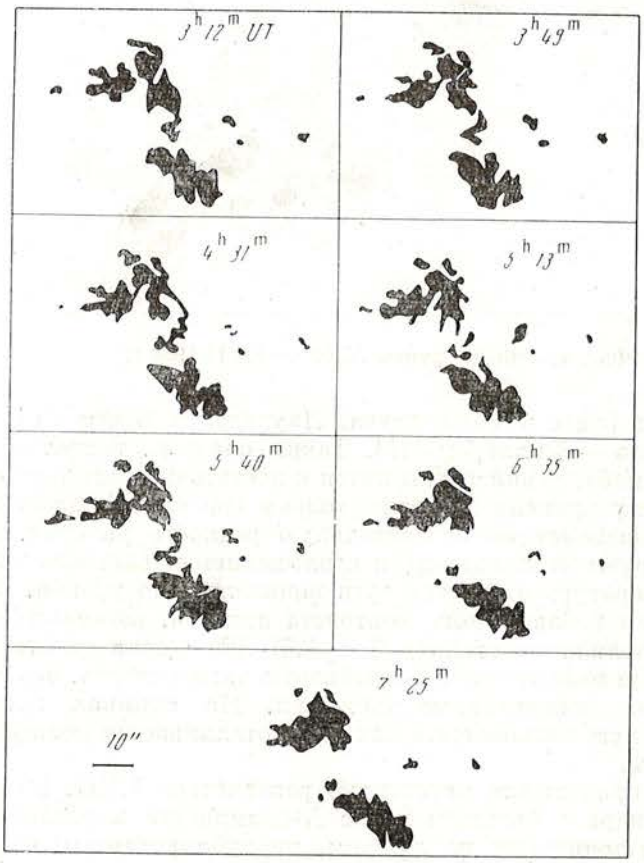
наблюдалось ранее в одном случае Лаухедом и Брэем [10] и, вероятно, еще один раз — Миллером [11]. Таким образом, несмотря на большое количество наблюдений групп пятен с достаточно высоким разрешением, к настоящему времени известны только три случая наблюдений таких дуг. Это указывает на относительную редкость явления. Авторы [10] интерпретируют появление дуги всплыванием магнитного жгута (петли). Чтобы температура в участке дуги понизилась до уровня, необходимого для создания наблюдаемого контраста яркости, напряженность магнитного поля должна составлять $(1 \div 1{,}5)\cdot 10^3$ *гс* (если судить по аналогии с магнитными полями пор). Образованию такого жгута, вероятно, сильно препятствуют конвективные движения. На снимках хорошо видно, как темная дуга изгибается и как бы проталкивается между фотосферной грануляцией.

Группа продолжала интенсивно развиваться 5.VII. На фиг. 5 даны зарисовки ядра в большом пятне N-полярности в различные моменты времени, выполненные по лучшим, продублированным снимкам.

Во время наблюдений 6.VII, как говорилось, роста группы не было. Однако в группе наблюдались очень интересные изменения. На фиг. 6 показаны изменения, происходившие в ядрах западной части группы. Тенденция формирования ядер больших пятен в этой группе следующая. Сначала возникает ядро с очень сложной структурой. Оно состоит из многочисленных неправильной формы ядер, часто соединенных между собой тонкими ($\sim 1''$) мостиками тени, а также из темных узких полосок, напоминающих по форме выбросы газа. Постепенно тень как бы стягивается в более компактное ядро. При этом некоторые ее участки отрываются от формирующегося ядра и существуют обособленно или же исчезают совсем. Во время наблюдений 6.VII происходили интенсивные перемещения больших участков ядер.



Фиг. 5. Развитие ядра в большом пятне N-полярности 5.VII 1966 г.



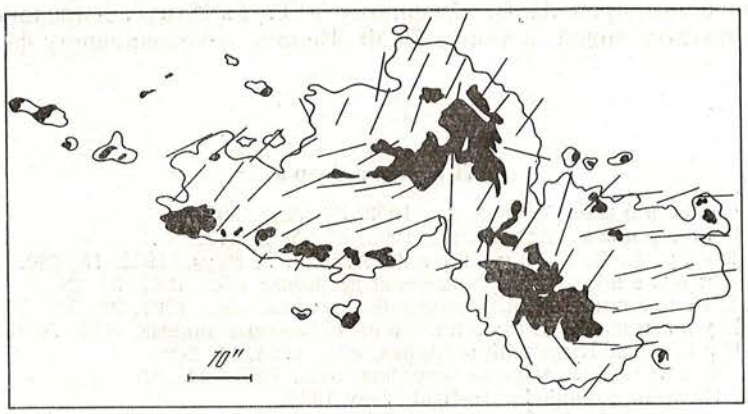
Фиг. 6. Развитие ядер в западной части группы 6.VII 1966 г.

Из фиг. 6 отчетливо видно, что значительная часть тени группы не только изменила конфигурацию, но также существенно переместилась за время наблюдения относительно других ядер. Измерения показывают, что поверхность общей площадью около 15 миллионных долей полусферы ($4{,}5\cdot10^{17}$ *см*^{2}) сместилась в среднем на расстояние $6\cdot10^8$ *см* за время $1{,}5\cdot10^4$ *сек*.

Группа имела большую, хорошо развитую полутень, причем полутень одной полярности во многих местах непосредственно переходит в полутень другой полярности. Такое объединение полутеней пятен, видимо,

началось 4.VII во время возникновения описанной дуги. 5.VII процесс этот продолжался, между пятнами уже был широкий перешеек полутени, в котором волокнистая структура непосредственно простиралась из области одной полярности в область противоположной полярности.

6.VII очень интересной была структура большой полутени, расположенной на северо-запад от пятна 29 N. В $4^h\ 30^m UT$ она состояла из правильной, хорошо развитой и обладающей четкой структурой полутени пятна 29 N и примыкавшей к ней полутени S-полярности с плохо выраженной структурой. В дальнейшем строение примыкающей полутени начало проявляться значительно более четко, ориентировка волокон была довольно запутанной. Часть волокон полутени пятна также получила



Фиг. 7. Направление поперечного магнитного поля в полутени группы 6.VII 1966 г. по наблюдениям А. Б. Северного и Т. Т. Цапа ($7^h10^m\ UT$)

новую ориентировку, в результате к $5^h\ 30^m$ образовалась большая полутень с различным, в том числе и взаимно-перпендикулярным, направлением волокон (см. фиг. 4). Если бы магнитограф обладал таким же высоким разрешением, как прямые снимки Солнца, то мы, вероятно, получили бы в этой области столь же сложную карту направлений вектора поперечного магнитного поля. А. Б. Северный [12] уже получал подобную картину поперечного магнитного поля для более крупных элементов другой активной области.

Сравнение структуры полутени изучаемой группы с картами поперечного магнитного поля, полученными на магнитографе башенного солнечного телескопа Крымской обсерватории А. Б. Северным и Т. Т. Цапом [13], показывает, что ориентация волокон полутени в общем очень хорошо совпадает с направлением поперечного поля для всей группы. На фиг. 7 приведен эскиз группы, на котором нанесено направление поперечного поля в полутени. Сравнение фиг. 4 и 7 показывает, что различие в ориентации волокон и направлении поперечного поля можно отметить только для отдельных небольших участков полутени, т. е. там, где разрешающая способность магнитографа уже недостаточна для разделения тонкой структуры поля. Тот же самый вывод получаем, сравнивая расположение волокон полутени и направление поперечного поля в этой группе 5.VII. Таким образом, изучение тонкой структуры пятен по прямым снимкам Солнца, которые получаются с очень короткими экспозициями и поэтому обладают высоким разрешением, может дать дополнительные сведения о строении и эволюции магнитного поля.

Сложная полутень сохраняла свою структуру почти неизменной до конца наблюдений (7^h25^m). Два-три очень малых ядра, находившихся в

этой полутени, несколько раз меняли размеры и яркость. В дальнейшем в полутени образовалось большое ядро S-полярности, оно и привело к чрезвычайно существенному усложнению сильного магнитного поля. Следует отметить, что процесс образования этого ядра довольно необычен: сначала возникла полутень, слившаяся с полутенью уже существовавшего большого пятна противоположной полярности, и только через много часов после сформирования полутени S-полярности в ней образовалось мощное ядро.

7 и 8.VII группа находилась близко к краю солнечного диска, поэтому было трудно детально изучить ее структуру. Из снимков и эскизов (фиг. 3 и 4) видно, что и после протонной вспышки группа еще оставалась достаточно мощной, значительно развилась ее хвостовая часть.

Автор благодарен А. Б. Северному и Т. Т. Цапу за предоставление карт магнитных полей, а также Л. Ф. Бежко, изготовившему фотогелиограф.

Март 1967 г.

Литература

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, **36**, № 2, 208.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, **42**, № 2, 217.
3. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Austral. J. Phys., 1962, **15**, 480.
4. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 21.
5. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 52.
6. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
7. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 200.
8. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 92.
9. Map of the Sun. Fraunhofer Institut, July 1966.
10 R. E. Loughhead, R. J. Bray. Austral. J. Phys., 1961, **14**, 347.
11. R. A. Miller. J. Brit. Astron. Assoc., 1960, **70**, 100.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 159.
13. А. Б. Северный, Т. Т. Цап (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО РАЗНЫМ ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ

М. Дж. Гусейнов

По спектрограммам, полученным на БСТ Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом эшеле, по разным линиям поглощения определялись абсолютные значения напряженности магнитного поля H. Найдено, что напряженность поля меняется от одной линии к другой и зависит как от роуландовской интенсивности, так и от потенциала возбуждения нижнего уровня линии. Имеется зависимость и между H и средними оптическими глубинами линий $\bar{\tau}$. Поле по глубине очень неоднородно, и с ростом $\bar{\tau}$ в основном увеличивается и H. Но в отдельном случае в пятне существовали как положительные, так и отрицательные градиенты поля вглубь. Установлено, что за время со 2 по 5.IX 1961 г. в пятне-лидере гр. № 251 произошло всплывание магнитного поля, а за период 5—7.IX — в основном расширение поля.

THE DETERMINATION OF THE MAGNETIC FIELD STRENGTH FROM DIFFERENT ABSORPTION LINES, by *M. J. Guseynov.*— On the basis of spectrograms, obtained with the echellette spectrograph of the tower solar telescope of the Crimean astrophysical observatory, the absolute values of the magnetic field strength H are determined from different absorption lines. It is found, that the magnetic field strength changes from one line to another and depends both on the Rowland intensity and on the excitation potential of the lower level of the line. There is a dependence between H and mean optical depths $\bar{\tau}$ of lines. The field is very inhomogeneous with depth and H increases, in the main, with the increase of $\bar{\tau}$. But in a separate case, there were both positive and negative gradients of the field into the depth of a spot. It has been determined that in the period from September 2 up to September 5 1961 in the spot-leader of group No.251 the coming up to the surface of the magnetic field took place, and during September 5—7,— the expansion of the field, mainly.

Введение

Изучение вертикального распределения магнитного поля как в фотосфере, так и в хромосфере Солнца — один из важных и интересных вопросов гелиофизики. С одной стороны, исследование градиента магнитного поля по глубине имеет важное значение для выяснения природы магнитных полей на Солнце. С другой стороны, наличие вертикального градиента магнитного поля создает асимметрию контура каждой из σ-компонент линий поглощения, так как при этом разные части любой смещенной компоненты зеемановского расщепления, образующиеся на разных уровнях атмосферы Солнца, смещены по-разному. Поэтому для построения достаточно точного фотометрического контура сильных фраунгоферовых линий в спектре ядра солнечных пятен, кроме влияния рассеянного света и возможного действия эффекта Эвершеда, необходимо учитывать и распределение магнитного поля по глубине.

Изменение магнитного поля по высоте в солнечных пятнах изучалось многими авторами [1—6]. Изучая зависимость величины магнитного поля от роуландовской силы линий поглощения, Р. Кинг [1] нашел, что поле растет с глубиной с градиентом $dH/dh = 2{,}5$ *гс/км*. По расхождению си-

ловых линий Г. Хейл и С. Никольсон [2] нашли, что фотосферный градиент по глубине для пятна напряженностью 2600 *гс* равен 0,5 *гс/км*. И. Хаутгаст и А. Слейтер [3] по изменению напряженности магнитного поля пятна при переходе от центра к краю диска Солнца определили, что градиент поля по высоте для пятна напряженностью 3200 *гс* равен $dH/dh = 5{,}7$ *гс/км*.

Э. А. Барановский и В. Е. Степанов [4] по асимметрии линии Na D_1 нашли, что величина градиента магнитного поля для различных пятен различна и изменяется в пределах 1,0 *гс/км* $\leqslant \frac{dH}{dh} \leqslant$ 1,8 *гс/км*. Изменение магнитного поля с высотой в хромосфере над областью солнечных пятен впервые определили А. Б. Северный и В. Бумба [5]. Они нашли, что градиент магнитного поля по высоте в хромосфере над пятном равен 0,5 *гс/км*. На основании анализа материалов наблюдений с солнечным магнитографом Крымской обсерватории А. Б. Северный [6] впервые установил, что в пятнах смыкаются области положительного и отрицательного градиентов вертикального поля, в отдельных случаях достигающих $\left|\frac{dH}{dh}\right| = 0{,}1$ *гс/км*.

Нами изучаются изменения абсолютного значения напряженности магнитного поля пятен, измеренные по различным фраунгоферовым линиям, образующимся на разных уровнях фотосферы Солнца.

Материал наблюдений

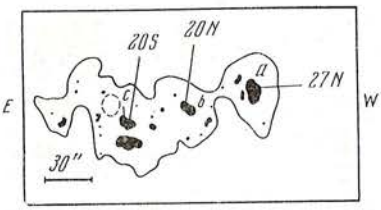
Материал наблюдений получен осенью 1961 г. на башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории с помощью спектрографа эшеле [7, 8]. Спектры снимались в оптической системе телескопа с фокусным расстоянием $f = 35$ *м* (диаметр изображения равнялся примерно 33 *см*). Перед щелью спектрографа стояла поляризационная насадка, состоящая из пластинки в $^1/_4\,\lambda$ и поляроидной мозаики [9].

В табл. 1 приводятся данные, относящиеся к изученному материалу наблюдений группы № 251:

Таблица 1

Дата, 1961 г.	Время наблюдения (моск.), h, m	Обозначения образований; номера пластинок	$\rho = \frac{r}{R}$	Качество изображения; величина дрожания
2.IX	09.30	Пятна *a*, *b*, *c*, № 49г, 50г, 51г	0,49	Хорошее, 2″
5.IX	08.30	Пятно *a*, № 56г, 57г	0,25	Хорошее, 2″
7.IX	08.45	Пятно *a*, № 89г, 90г	0,66	Хорошее, 1″

Как видно из данных табл. 1, материал наблюдений был получен при хороших изображениях и малых дрожаниях, что очень важно для фотографических измерений напряженности магнитного поля. Чтобы не повлияла атмосферная дисперсия на наши результаты, спектры снимались, когда Солнце было достаточно высоко над горизонтом. Поляризационные спектрограммы для пятна *a* группы № 251 были получены и 8.IX 1961 г., но мы их не рассматривали, так как в этот день группа находилась далеко от центрального меридиана Солнца ($\rho = 0{,}82$) и эффект проекции мог повлиять на наши результаты. В остальные дни группа находилась недалеко от центрального меридиана ($\rho = 0{,}25 \div 0{,}66$) и эффект проекции был очень незначителен.

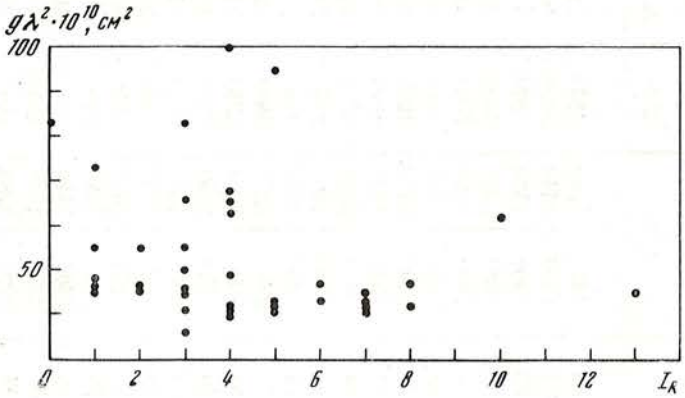


Фиг. 1. Зарисовка изучаемой группы пятен (группа № 251, 2.IX 1961 г.)

Группа № 251 (по «Солнечным данным» [10]) подробно описана в [11], там же представлены фотографии этой группы с 1 по 8.IX 1961 г. Мы здесь приведем (фиг. 1) только зарисовку из карточек визуальных измерений максимального значения магнитного поля пятен Крымской астрофизической обсерватории (измерения проводятся по линии λ6302,5 Å Fe I). На зарисовке указаны значения $H_{макс}$ только для пятен *a*, *b* и *c*.

Выбор линий. Результаты измерений

Для уверенного определения величины напряженности магнитного поля в области длин волн λλ4400—6800 Å были отобраны 49 неблендирующихся линий поглощения, которые в магнитном поле показывают триплетное расщепление Зеемана. Для этих линий в основном множитель



Фиг. 2. Соотношение между $g\lambda^2$ и роуландовской интенсивностью используемых линий поглощения

$g\lambda^2 > 40 \cdot 10^{-10}$ *см*². В первых семи графах табл. 2 приведены список этих линий и некоторые данные о них [12—14]. Схемы расщеплений и значения $g\lambda^2$ линий, отсутствующих в [14], рассчитаны нами. В графе 16 приведены средние оптические глубины того слоя фотосферы, где эффективно образуется данная линия. Эти сведения взяты из [15]: для линий с интенсивностью $I_R \leqslant 5$ в пятне брались значения $\tau_{сл}$, а для линий с $I_R \geqslant 6$ — значения $\tau_{ср}$. Для нескольких линий, у которых I_R в спектре пятна заведомо больше, чем в фотосфере, значения $\bar{\tau}$ мы несколько уменьшали, чтобы по возможности быть близким к истине.

В графах 8—15 табл. 2 приведены результаты измерений абсолютного значения напряженности магнитного поля *H*. Измерялось расстояние между коротко- и длинноволновыми σ-компонентами зеемановского расщепления в соседних полосках. Необходимо отметить, что измерения по каждой линии повторялись 5 раз и брались средние значения; проводились они на приборе МИР-12. Средняя квадратичная ошибка измерений для линий малой и средней интенсивностей составляет 0,25 делений на МИР-12, что соответствует 25—60 *гс* в зависимости от линейной дисперсии и значения $g\lambda^2$ для данной линии. Для сильных линий эта ошибка достигает 0,60 делений, что приводит к ошибкам до 100—150 *гс*.

Таблица 2

Элемент	Линия λ, Å	I_R, по Роуланду		Потенциал возбуждения нижнего уровня	Схема магнитного расщепления	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см²	2.IX 1961 г.				5.IX 1961 г.		7.IX 1961 г.		$\bar{\tau}$
		⊙	пятно				Пятно *a*		Пятно *b*	Пятно *c*	Пятно *a*		Пятно *a*		
							№ 49г		№ 50г	№ 51г	№ 56г	№ 57г	№ 89г	№ 90г	
Fe I	6750,17	3	4	2,41	±(0),3/2	68	1920	1880	1850	1350	2740	2810	—	—	—
	6733,16	1	0	4,62	±(0),5/2	114	2500	2440	2100	2000	—	—	—	—	—
	6705,12	1	0	4,59	±(0),11/6	83	2560	2520	1870	1400	—	—	—	—	—
	6663,47	3	4	2,41	±(0),3/2	66	1880	2060	1900	1550	2700	2750	—	—	0,088
	6633,77	2	1 *d*	4,54	±(0),5/3	73	2600	2480	2000	1550	2650	2730	—	—	—
	6608,05	0	0 *d*	2,27	±(0),3/2	66	2490	2400	1900	1800	2830	2900	—	—	0,084
	6481,89	3	4	2,27	±(0),3/2	63	2450	2400	1900	1900	2800	2870	2200	2290	0,084
	6421,37	7	10	2,27	±(0),3/2	62	1550	1600	1600	1600	2800	2830	1650	1800	0,026
	6419,96	4	2	4,71	±(0),4/3	55	2820	2800	2200	2100	2200	2260	2000	2030	0,200
	6302,51	5	4	3,67	±(0),5/2	100	2590	2560	2150	2100	2750	2800	2600	2700	0,133
	6173,35	5	5	2,21	±(0),5/2	95	2240	2300	2050	2000	2700	2730	2400	2450	0,082
	6157,74	5	6	4,06	±(0),5/4	47	2160	2200	1800	1950	2300	2350	2160	2200	0,105
	6079,02	2	1	4,63	±(0),3/2	55	3000	3020	2350	2150	2640	2700	2400	2500	0,194
	6003,03	6	7	3,86	±(0),5/4	45	2220	2250	2000	1900	2800	2890	1750	1800	0,057
	5586,77	7	8	3,35	не трипл.	35	1780	1830	1600	1400	2500	2650	1700	1800	0,017
	5563,61	3	1	4,17	±(0),3/2	46	2720	2700	2050	2000	2300	2340	—	—	0,144
	5543,95	2	2	4,20	±(0),3/2	46	2530	2500	2050	1650	2350	2400	2500	2600	0,146
	5525,56	2	1	4,21	±(0),3/2	46	2960	2850	2100	2000	2450	2400	1800	2000	0,147
	5522,46	2	2	4,19	±(0),3/2	46	2480	2440	—	1800	2400	2350	1800	1910	0,145
	5497,53	5	13	1,01	не трипл.	61	1280	1200	1050	1070	2500	2700	2080	2200	0,016
	5476,58	3	3	4,09	±(0),3/2	45	2290	2280	2100	2050	2600	2670	2100	2150	0,128
	5473,91	3	3	4,14	±(0),3/2	45	2530	2500	2150	2050	2650	2800	2100	2130	0,131
	5393,18	5	7	3,23	±(0),3/2	43	2450	2320	1700	1700	2550	2600	1850	1900	0,092
	5339,94	6	6	3,25	±(0),3/2	43	2400	2340	1780	1700	2550	2500	1850	1900	0,093

Таблица 2 (окончание)

Элемент	Линия λ, Å	I_R, по Роуланду		Потенциал возбуждения нижнего уровня	Схема магнитного расщепления	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$, см²	2.IX 1961 г.				5.IX 1961 г.		7.IX 1961 г.		$\bar{\tau}$
							Пятно *a*		Пятно *b*	Пятно *c*	Пятно *a*		Пятно *a*		
		⊙	пятно				№ 49г		№ 50г	№ 51г	№ 56г	№ 57г	№ 89г	№ 90г	
Fe I	5324,19	7	8	3,20	±(0),3/2	42	1700	1740	1750	1730	2400	2600	1800	1900	0,024
	5302,31	5	7	3,27	±(0),3/2	42	1970	1930	1710	1640	2470	2580	1900	2000	—
	5283,63	6	7	3,23	±(0),3/2	42	1980	1900	1690	1620	2400	2460	1900	2050	—
	5273,17	4	5	3,28	±(0),3/2	42	2600	2570	1750	1700	2800	2870	2100	2050	0,094
	5263,32	4	5	3,25	±(0),3/2	42	2600	2540	1800	1900	—	—	1800	—	0,093
	5253,47	2	3	3,27	±(0),3/2	41	2650	2630	1850	2000	2760	2800	2200	2300	0,094
	5250,22	2	3	0,12	±(0),3/1	83	2120	2170	2100	1850	2500	2700	2300	2400	0,036
	5229,86	4	4	3,27	±(0),3/2	41	2400	2420	2000	2000	2500	2400	1950	2000	0,134
	5217,40	3	4	3,20	±(0),3/2	41	2400	2460	2000	1900	2400	2450	1850	1960	0,091
	5215,19	3	4	3,25	±(0),3/2	41	2400	2420	2000	2100	2460	2500	1980	2000	0,093
	5145,10	1	1	2,19	±(0),11/3	48	2050	2040	1900	1650	2660	2300	1950	1800	0,067
	5131,48	2	3	2,21	±(0),5/2	66	2280	2260	2000	1850	2750	2900	2150	2100	0,067
	4886,34	3	3	4,14	±(0),3/2	36	2820	2760	2250	2300	2400	2460	2180	2300	0,121
	4704,96	4	3	3,67	±(0),5/2	55	2300	2330	2050	1750	2580	2600	2160	2200	0,100
	4485,68	3	3	3,67	±(0),5/2	50	2420	2430	1850	1850	1950	2000	1700	1850	0,092
	4438,35	1	0	3,67	±(0),5/2	49	2670	2630	2100	2000	2200	2300	2460	2500	0,094
	4430,62	3	4	2,21	±(0),5/2	49	1750	1710	1700	1700	—	—	1850	1900	0,053
Ni I	6767,79	4	5	1,82	±(0),3/2	69	2050	2020	1700	1700	2600	2500	—	—	—
Ca I	6572,80	1	9	0,00	±(0),3/2	65	2140	2100	1800	1900	2100	2250	—	—	—
	6102,73	9	25	1,87	±(0),2/1	74	1870	1820	1600	1600	2200	2250	1750	1800	—
	5588,77	6	10	2,52	±(0),4/3	42	2780	2600	2250	1800	2400	2600	1800	1900	—
Cr I	5329,80	0	1	2,90	±(0),7/4	50	2400	2400	1850	1650	2200	2300	2500	2600	—
	5247,58	3	5	0,96	±(0),5/2	69	2200	2300	2100	1800	2460	2600	2300	2400	—
	5051,91	0	1	0,94	±(0),2/1	51	2200	2210	2200	2350	2600	2700	1950	2000	—
Ti I	4645,20	0	3	1,73	±(0),5/2	54	2540	2550	2200	2050	2750	2800	2350	2300	—

Для пятна *a* (пл. № 49г) значения H определялись и по микрофотограммам, записанным на МФ-4 (8-я графа). Эти значения хорошо согласуются с измерениями, проведенными на МИР-12 (см. 8, 9-е графы табл. 2). Поэтому для остальных пластинок измерения проводились только на МИР-12.

Как видно из фиг. 2, нет явной зависимости между значениями множителя $g\lambda^2$ от роуландовской интенсивности линий. Это указывает на то, что влияние эффекта блендирования линий с относительно малым $g\lambda^2$ на измерения поля не существенно.

Вычисления значений H проводились по формуле

$$H = 1{,}07 \cdot 10^4 \frac{\Delta\lambda_{\sigma_{1,2}}}{g\lambda^2}.$$

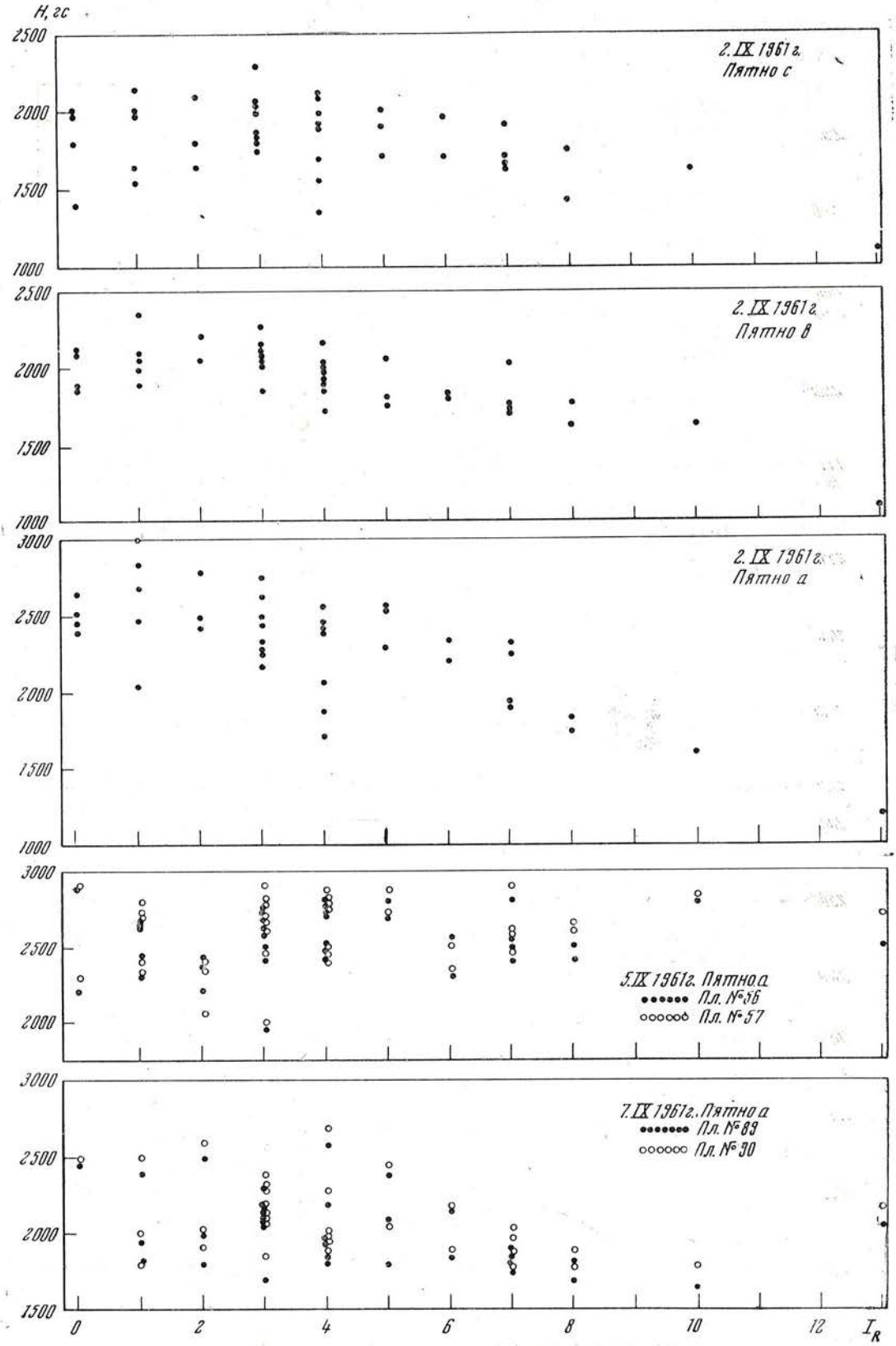
Здесь $\Delta\lambda_{\sigma_{1,2}}$ — расстояние между коротко- и длинноволновыми σ-компонентами зеемановского расщепления в соседних полосках.

На фиг. 3—5 приведены графики зависимости абсолютного значения напряженности магнитного поля H от роуландовской интенсивности линий I_R, потенциала возбуждения нижнего уровня линий $P_в$ и средней оптической глубины линий $\bar{\tau}$. Для однородности материала на этих графиках использованы только измерения по линиям железа, проведенные на МИР-12.

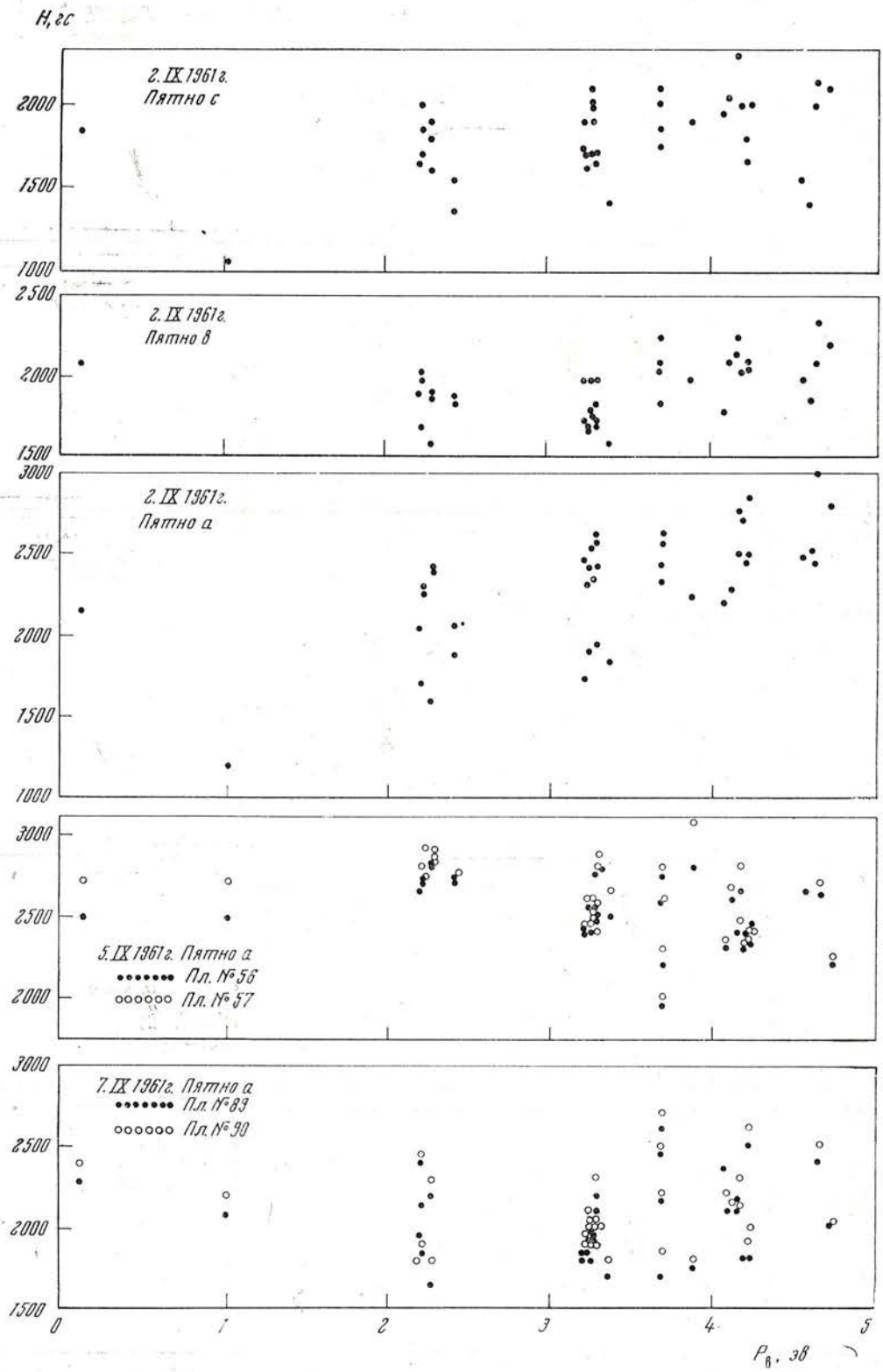
Сравнивая все приведенные графики на фиг. 3—5, можно заметить следующее. Имеется зависимость между H и I_R: она слегка меняется от пятна к пятну и сильно меняется изо дня в день. Например, 2.IX для изученных нами пятен *a*, *b* и *c* группы № 251 с увеличением роуландовской интенсивности напряженность поля в основном уменьшается, но для пятна *a* убывание H происходит быстрее, чем для пятен *b* и *c*. Для пятна *a* характер зависимости между H и I_R сильно изменился за время со 2 по 5.IX. Если 2.IX максимальное значение H соответствовало линиям слабой интенсивности, а сильные линии показывали значительно меньшее поле, чем слабые, то 5.IX для пятна *a* с ростом интенсивности линий напряженность поля в среднем почти не менялась. Слабые линии 5.IX показывают несколько меньшую напряженность поля, чем 2.IX, а линии со средней и большой интенсивностями, наоборот,— значительно большую. За период с 5 по 7.IX зависимость между H и I_R изменилась следующим образом. В среднем все линии поглощения в спектре пятна *a* 7.IX показывают меньшее поле, чем 5.IX; особенно сильно поле уменьшилось в линиях с $I_R = 7 \div 13$.

Можно заметить, что характер соотношения напряженности поля H и потенциала возбуждения нижнего уровня линий поглощения $P_в$ для пятен *a*, *b* и *c* группы № 251 2.IX очень близкий: для всех пятен с уменьшением $P_в$ в основном уменьшается и H. Разброс точек, по-видимому, связан с тем, что часто примерно одному значению $P_в$ соответствует несколько линий с разными роуландовскими интенсивностями, очевидно образующихся на разных уровнях атмосферы Солнца. Интересно, что линия λ 5497,5 Å Fe I с потенциалом возбуждения нижнего уровня $P_в = 1{,}01$ для всех этих пятен показывает значительно меньшее поле, чем линия λ5250,2 ÅFe I с $P_в = 0{,}12$. Вероятно, это связано с заведомо большей интенсивностью линии λ5497,5 Å Fe I ($I_R = 13$ в спектре пятна) и относительно малой интенсивностью линии λ5250,2 Å Fe I ($I_R = 3$ в спектре пятна).

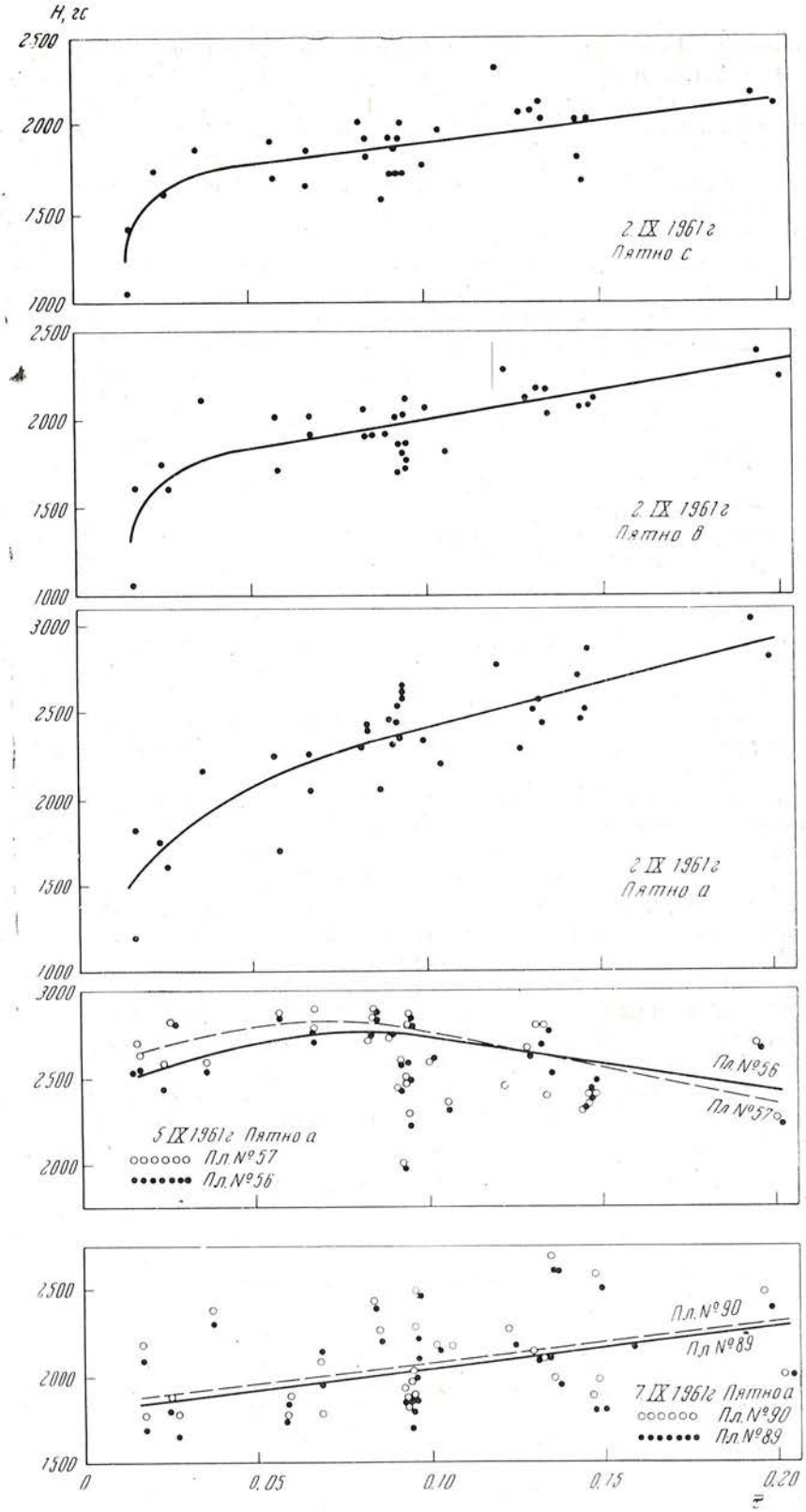
Сравнение соотношений между H и $P_в$ для пятна *a* группы № 251 в разные дни показывает сильные изменения со временем. Во-первых, если 2.IX максимум поля был у линий с $P_в > 4{,}5$ *эв*, то 5.IX максимум находится на $P_в \approx 2{,}3$ *эв*, для линий с $0{,}12 < P_в \leqslant 2{,}3$ напряженность медленно растет с увеличением $P_в$, а для линий с $2{,}3 \leqslant P_в < 4{,}7$ поле



Фиг. 3. Соотношение между напряженностью магнитного поля и роуландовской интенсивностью линий поглощения



Фиг. 4. Соотношение между напряженностью магнитного поля и потенциалом возбуждения нижнего уровня линий поглощения



Фиг. 5. Зависимость напряженности магнитного поля от средней оптической глубины образования линий поглощения

уменьшается. Во-вторых, линии с $P_в < 3{,}4$ *эв* 5.IX показывают большее поле, чем 2.IX, а линии с $P_в > 3{,}4$ *эв*, наоборот,— меньшее поле. За промежуток времени между 5 и 7.IX максимум H от линий с $P_в \approx 2{,}3$ *эв* переместился к линиям с $P_в > 4{,}5$ *эв*, а при $P_в \approx 3{,}3$ *эв* образовался минимум поля. 7.IX для линий с $P_в > 3{,}3$ *эв* с уменьшением $P_в$ убывает и H, а для $P_в < 3{,}3$ *эв* по мере уменьшения $P_в$ происходит равномерное увеличение H.

На фиг. 5 видно, что характер зависимости между H и $\bar{\tau}$ для разных пятен *a*, *b* и *c* для 2.IX в основном одинаков: с уменьшением $\bar{\tau}$ уменьшается и H. Но при $0{,}04 < \bar{\tau} < 0{,}200$ наклон кривой для пятна *a* больше, чем для пятен *b* и *c*; при $\bar{\tau} < 0{,}04$, наоборот, поле в пятнах *b* и *c* быстрее убывает с уменьшением $\bar{\tau}$. Сравнения кривых для пятна *a* в разные дни показывают, что распределение поля по глубине сильно меняется при переходе от 2 к 5 и 7.IX. Если 2.IX с ростом $\bar{\tau}$ увеличивалась и напряженность поля пятна *a*, то 5.IX кривая имеет максимум при $\bar{\tau} \approx 0{,}080$. Это означает, что 2.IX максимум поля пятна *a* находился глубже, чем 5.IX 1961 г. Подобное заключение можно было бы сделать и по изменениям соотношений между H и I_R, а также $P_в$, если допустить, что в среднем линии с меньшей интенсивностью I_R и большим потенциалом возбуждения $P_в$ образуются глубже в атмосфере Солнца. Таким образом, по-видимому, с 2 по 5.IX произошел п о д ъ е м магнитного поля пятна *a* группы № 251. 7.IX зависимость между H и $\bar{\tau}$ стала линейной, причем, с ростом $\bar{\tau}$ слегка увеличивается и H. По сравнению с 5.IX поле сильно уменьшилось при $\bar{\tau} < 0{,}150$, а для $\bar{\tau} = 0{,}200$ поле в среднем не изменилось. Это, возможно, указывает на то, что с 5 по 7.IX в пятне *a* в основном происходило р а с ш и р е н и е поля. В связи с расширением поля, вероятно, расходились силовые линии, а это привело к малым значениям магнитного поля 7.IX для $\bar{\tau} < 0{,}150$.

Сопоставление результатов измерений спектрограмм пятна *a*, снятых с разницей во времени не более 3 мин. (пл. № 56г и 57г 5.IX и № 89г и 90г 7.IX), показывает, что за такой короткий срок не замечается значительного изменения в соотношениях между H и I_R, H и $P_в$, а также H и $\bar{\tau}$

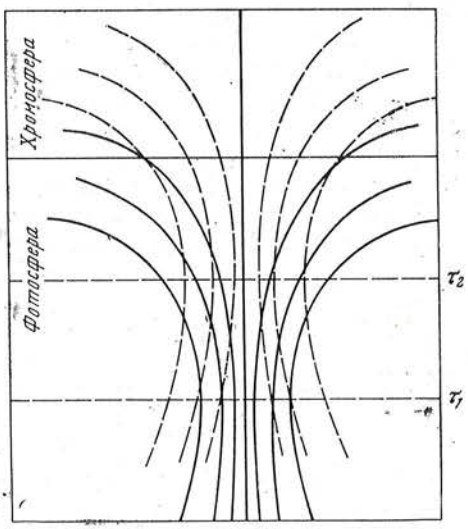
Теперь для изученных пятен определим градиенты абсолютного значения напряженности магнитного поля по высоте. Если принять шкалу высот Маттига для пятен (см. [16]), то грубо можно допустить, что самые слабые линии с $\bar{\tau} \approx 0{,}200$, использованные нами, образованы на глубине $h = 200$ *км*, а самые сильные с $\bar{\tau} \approx 0{,}016$ — на глубине $h = 100$ *км*. Кроме того, допустим, что $\bar{\tau} \approx 0{,}080$ соответствует глубине $h = 150$ *км*, а $\bar{\tau} = 0{,}040$ — глубине $h = 125$ *км*. Учитывая эти приблизительные значения глубин образования линий, по кривым, приведенным на фиг. 5, можно определить градиенты магнитного поля по глубине. Результаты таких определений даны в табл. 3, где п о л о ж и т е л ь н ы е г р а-

Таблица 3

Пятно	Дата, 1961 г.		
	2.IX	5.IX	7.IX
a	12,0 для $0{,}080 < \bar{\tau} < 0{,}200$ 16,0 для $0{,}016 < \bar{\tau} < 0{,}080$	—6,0 для $0{,}080 < \bar{\tau} < 0{,}200$ 4,0 для $0{,}016 < \bar{\tau} < 0{,}080$	4,2 для $0{,}016 < \bar{\tau} < 0{,}200$
b	6,8 для $0{,}040 < \bar{\tau} < 0{,}200$ 20,0 для $0{,}016 < \bar{\tau} < 0{,}040$	—	—
c	4,7 для $0{,}040 < \bar{\tau} < 0{,}200$ 22,0 для $0{,}016 < \bar{\tau} < 0{,}040$	—	—

диенты соответствуют увеличению напряженности поля вглубь, а отрицательные, наоборот,— уменьшению поля с глубиной. По модели Мишара получим $|dH/dh| = 0{,}7 \div 3{,}0$ *гс/км*.

Как видно из данных табл. 3, градиенты магнитного поля по высоте различны как для разных пятен, так и для различных значений $\bar{\tau}$. Очень интересен факт одновременного существования в пятне *а* 5.IX как положительного градиента поля $dH/dh = 4$ *гс/км* для $\bar{\tau} < 0{,}080$, так и отрицательного градиента $dH/dh = -6{,}0$ *гс/км* для $\bar{\tau} > 0{,}080$. Изменения градиента магнитного поля dH/dh в широких пределах и большой разброс точек для зависимости между H и $\bar{\tau}$ для различных пятен и разных дней, по-видимому, указывают на то, что существует большая неоднородность в распределении магнитного поля пятен по глубине. Этот вывод хорошо согласуется с результатами работ А. Б. Северного [17—20], установившего большую неоднородность поля по высоте, которая приводит к вращению плоскости поляризации с глубиной в атмосфере Солнца и временами к деполяризации излучения в ядрах пятен.



Фиг. 6. К объяснению изменения знака градиента магнитного поля пятна с глубиной

Для объяснения результатов наблюдений предположим, что поле пятна представляло магнитный «жгут», где силовые линии идут, как в случае диполя (фиг. 6). Допустим, что 2.IX максимум напряженности поля находился на самом глубоком уровне τ_1 (положение I — сплошные линии), еще доступном наблюдению (уровни $\tau > \tau_1$ недоступны наблюдению). В этом случае по всей глубине пятна мы увидим только сгущение силовых линий с глубиной, т. е. будем наблюдать рост напряженности магнитного поля. Далее представим себе, что произошло всплывание магнитного «жгута» и к 5.IX он принял положение II (фиг. 6, штриховые линии), когда максимум напряженности поля находится на уровне $\tau_2 < \tau_1$. Тогда для $\tau \leqslant \tau_2$ с ростом глубины происходит сгущение силовых линий, а для $\tau \geqslant \tau_2$, наоборот,— расхождение, т. е. на границе $\tau = \tau_2$ градиент поля с глубиной меняет свой знак. На этом же уровне должен произойти поворот плоскости поляризации на 180°.

Однако, изучая поле лучевых скоростей в пятне-лидере группы № 251, Г. В. Куклин и В. Е. Степанов [21, 22] нашли, что если с 1 по 2.IX в этом пятне происходил подъем магнитного поля, то с 3.IX началось опускание, которое продолжалось 5 и 6.IX (за 4.IX нет наблюдений). 6.IX 1961 г. одновременно с опусканием поля происходило его расширение [22], что трудно объяснить. По нашим наблюдениям, как было отмечено, за время с 2 по 5.IX произошло всплывание поля, а с 5 по 7.IX — в основном его расширение. По нашим данным, мы не можем утверждать, продолжался ли подъем поля после 5.IX, или происходило опускание. К сожалению, не были получены поляризационные спектрограммы для пятна *а* 3,4 и 6.IX. Поэтому мы не имеем возможности проследить изменения магнитного поля пятна *а* с глубиной в эти дни. Разные направления движений магнитного поля в пятне *а*, найденные нами и в [21, 22], возможно,

связаны с тем, что наш вывод сделан на основании изучения изменений напряженности магнитного поля с глубиной по наблюдениям 2, 5 и 7.IX, а в [21—22] вывод сделан по исследованию поля лучевых скоростей по наблюдениям 1—3, 5, 6.IX 1961 г.

Суммируем основные выводы.

1. Магнитное поле пятен очень неоднородно по глубине.

2. Распределение напряженности поля по высоте различно для разных пятен и разных дней; градиент магнитного поля по высоте изменяется в широких пределах от пятна к пятну; он сильно различается в разные дни для одного и того же пятна. В отдельных случаях наблюдается перемена знака градиента магнитного поля пятна dH/dh с глубиной.

3. За период с 2 по 5.IX произошел подъем, а с 5 по 7.IX расширение магнитного поля пятна *a* группы № 251.

К сожалению, наш материал наблюдений не позволяет обобщить вывод о подъеме магнитного поля для других пятен. Поэтому наш последний вывод является предварительным и требует дальнейшего изучения на более обширном материале наблюдений.

В заключение приношу искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Март 1967 г.

Примечание при корректуре. Линии поглощения железа λ5586,77 Å и λ5497,53 Å не являются триплетами Зеемана. В 7-й графе табл. 2 для этих линий приведены значения $q_{эфф}\lambda^2$ эффективного расщепления при продольном магнитном поле.

Литература

1. R. King. Astrophys. J., 1934, **80**, 136.
2. G. E. Hale, S. B. Nicholson. Magnetic observations of Sunspots 1917—1924. Carnegie Inst. of Washington, 1938, p. 1, 56.
3. J. Houtgast, A. Sluiters. Bull. Astron. Netherl., 1948, **10**, N 388, 325.
4. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 180.
5. A. B. Severny, V. Bumba. Observatory, 1958, 78, N 902, 33.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 34.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, 31.
8. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж.. 1960, **37**, 23.
9. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **16**, 3.
10. Солнечные данные, 1961, **9**, 33.
11. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 194.
12. C. E. St. John, C. E. Moore, a. o. Revision of Rowlands preliminary table, Carnegie Inst. of Washington Publ., 1928, N 396.
13. C. E. Moore. A multiplet table of astrophysical interest. Rev. Ed., Princeton, 1945.
14. H. von Klüber. Z. Astrophys., 1948, **24**, 121.
15. И. А. Асланов. Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца. Баку, Изд-во АН Азерб. ССР, 1965.
16. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962, стр. 109.
17. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, **36**, 208.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 126.
19. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 3.
20. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, **43**, 465.
21. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, **1**, 55.
22. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, **2**, 43.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ФОТОСФЕРНЫЕ И ХРОМОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ЯРКОСТЬ ФАКЕЛОВ И ФЛОККУЛОВ

Т. Т. Цап

Проводится сопоставление фотосферных и хромосферных продольных магнитных полей с яркостью факелов и флоккулов, а также изучается связь между распределением яркостей на разных глубинах в активных областях на Солнце.

Получены следующие результаты.

1. Имеется тесная связь между положением факелов, наблюдаемых в свете линий λ5250 и λ6102,7, и флоккулов, наблюдаемых в линиях K_3 Ca^+ и ядре H_α, и положением фотосферного и хромосферного магнитных полей.

2. Коэффициенты корреляции между яркостью флоккулов в линии K_3 и ядре H_α как с фотосферными, так и хромосферными магнитными полями примерно одинаковы.

3. Ход изменения яркости при разрезе через активную область в линиях λ5250, 6102,7, K_3 и ядре H_α обычно примерно одинаков, хотя иногда имеются и небольшие отклонения.

Полученные результаты хорошо согласуются с тем фактом, что распределения магнитного поля в фотосфере и хромосфере близки [8, 13].

PHOTOSPHERIC AND CHROMOSPHERIC MAGNETIC FIELDS AND THE BRIGHTNESS OF FACULAE AND FLOCCULI, by *T. T. Tsap.*— Photospheric and chromospheric longitudinal magnetic fields and the brightness of faculae and flocculi are compared. The connection between the brightness distributions at different depths in active regions on the Sun is investigated.

The following results are obtained:

1) There is a close connection between the position of faculae, observing in the light of lines 5250 and 6102.7 and flocculi, observing in lines of K_3 Ca^+ and core H_α and the position of the photospheric and chromospheric magnetic field.

2) Correlation coefficients of the brightness of flocculi in K_3 and core H_α with both photospheric and chromospheric magnetic fields are approximately equal.

3) The course of the brightness change in the case of the section through the active region in lines 5250, 6102.7, K_3 and core H_α is approximately equal, though sometimes there are small deviations.

The obtained results conform well with the fact that distributions of the magnetic field in the photosphere and chromosphere are close [8, 13].

В ряде работ указывалось на связь между распределением магнитных полей и яркости в активных областях на Солнце [1—7]. Однако данные наблюдений о характере и степени связи между яркостью и магнитными полями далеко не достаточны. Особенно важно выяснение связи различных структурных образований в атмосфере Солнца с имеющимися на тех же уровнях магнитными полями. Все эти данные необходимы для понимания физических процессов, протекающих в активной области.

Нами проводится сопоставление яркости в фотосфере и хромосфере с продольными фотосферными и хромосферными магнитными полями, а также сравнивается распределение яркостей на различных высотах в активных областях. Весь материал был получен на двойном магнитографе [8] и спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории.

Двойной магнитограф позволяет одновременно вести регистрацию магнитного поля, лучевой скорости и яркости в любых двух спектральных линиях. Это чрезвычайно важное обстоятельство, так как информация

получается для различных уровней солнечной атмосферы при совершенно одинаковых атмосферных условиях. Кроме того, в таком случае исключаются все возможные и не поддающиеся учету изменения со временем, которые могут происходить в атмосфере Солнца при последовательных записях. Очевидно, что здесь также отпадает и трудность отождествления одних и тех же мест на поверхности Солнца, которая возникает при неодновременных записях.

Регистрация фотосферных магнитных полей велась по линии железа λ5250 Å и линии кальция λ6102,7 Å. Магнитные поля в хромосфере записывались в линии H_α. Ширина и высота щели спектрографа были выбраны $0{,}3 \times 1{,}0$ *мм* при диаметре изображения Солнца 200 *мм*. Сканирование активных областей осуществлялось вдоль суточной параллели с интервалом между последовательными размерами 6″,5. Для перевода сигналов магнитного поля в единицы напряженности записывались, как обычно, сигналы лучевых скоростей на западном и восточном краях диска Солнца на экваторе.

Яркости записывались в ядрах линий λλ5250, 6102,7, K_3 Ca II, а также в ядре H_α. Обычно для одновременной регистрации магнитных полей и яркостей брались следующие пары линий: λ5250 и λ6102,7; λ5250 и H_α; λ5250 и K_3; λ6102,7 и K_3; H_α и K_3. Полученные в линии K_3 записи магнитных полей мы не использовали по причинам, указанным А. Б. Северным [8].

При обработке данных яркости в каждой точке флоккула и факела выражались соответственно в единицах яркости соседней невозмущенной фотосферы и хромосферы, т. е. определялась величина

$$I = \frac{I_{\text{ф}}}{I_{\text{н}}}.$$

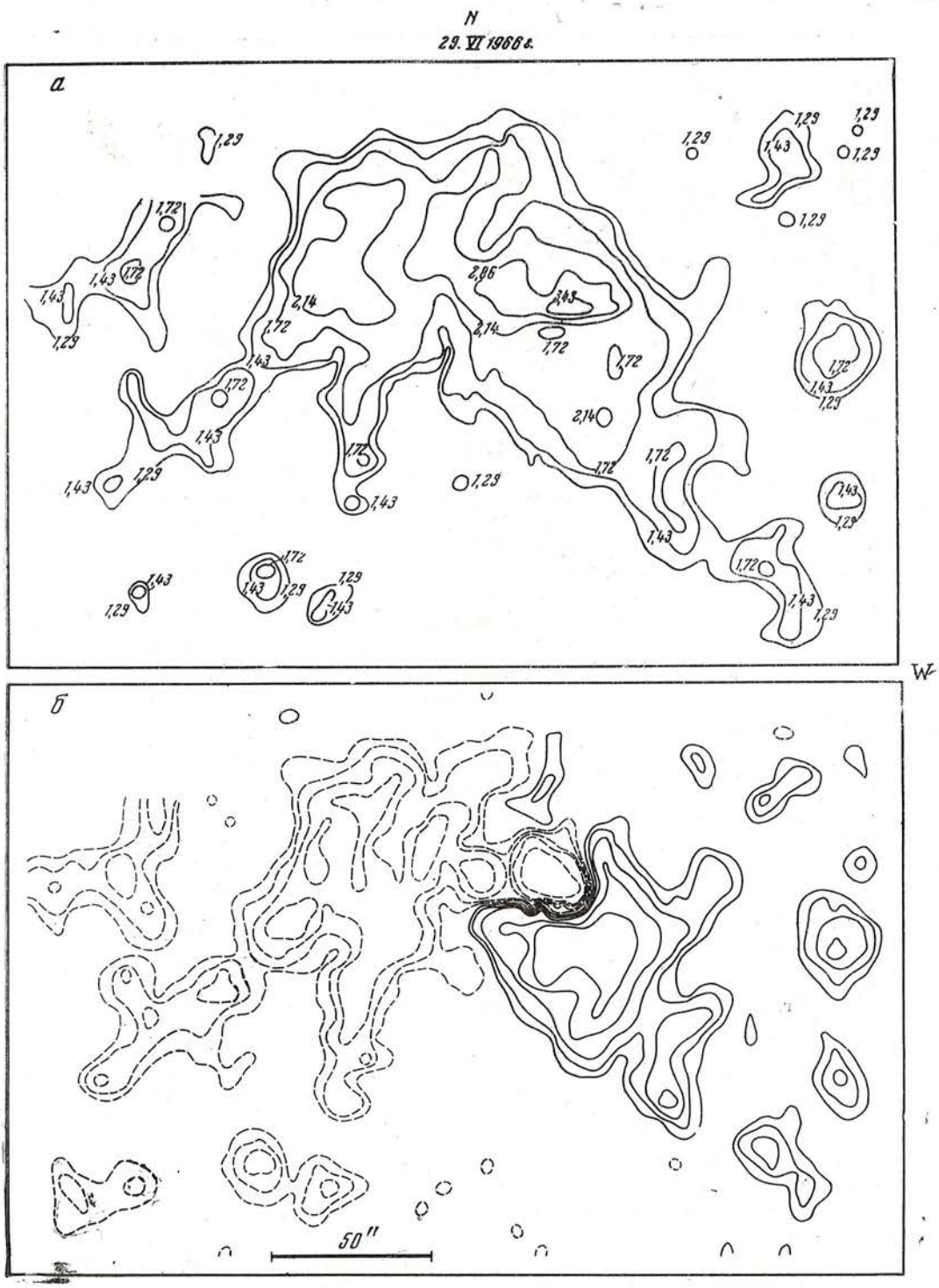
Здесь же заметим, что разрезы через активную область делались так, чтобы в начале и конце каждого разреза записывались участки невозмущенного Солнца. Это давало возможность, с одной стороны, точно привязывать интенсивности в активных областях к невозмущенному Солнцу и, с другой,— учитывать возможные ошибки, связанные с измерением прозрачности, и т. п. Однако, так как записи велись в совершенно ясные дни, влияние изменения прозрачности обычно не превосходило ошибки измерения.

Как уже упоминалось, непосредственно перед записью магнитного поля или после нее снимались спектрогелиограммы в центральных частях линии K Ca II и H_α.

Изучаемые активные области выбирались вблизи центра диска Солнца, чтобы избежать искажений из-за проекции. Кроме того, из рассмотрения были исключены области, расположенные в непосредственной близости к солнечным пятнам.

Многочисленные сравнения записей фотосферных и хромосферных магнитных полей с яркостями в K_3 показывают, что в подавляющем большинстве случаев отмечается тесная связь между распределением излучения и напряженностью магнитного поля. Практически всегда каждому холму магнитного поля в активной области соответствует холм яркости, за исключением мест, где продольное поле равно нулю и имеется лишь поперечное поле. В этом случае, как было показано в [6], существует связь между яркостью и поперечным магнитным полем. Все это подтверждается сопоставлением карт изогаусс продольных магнитных полей с соответствующими картами изофот и спектрогелиограммами.

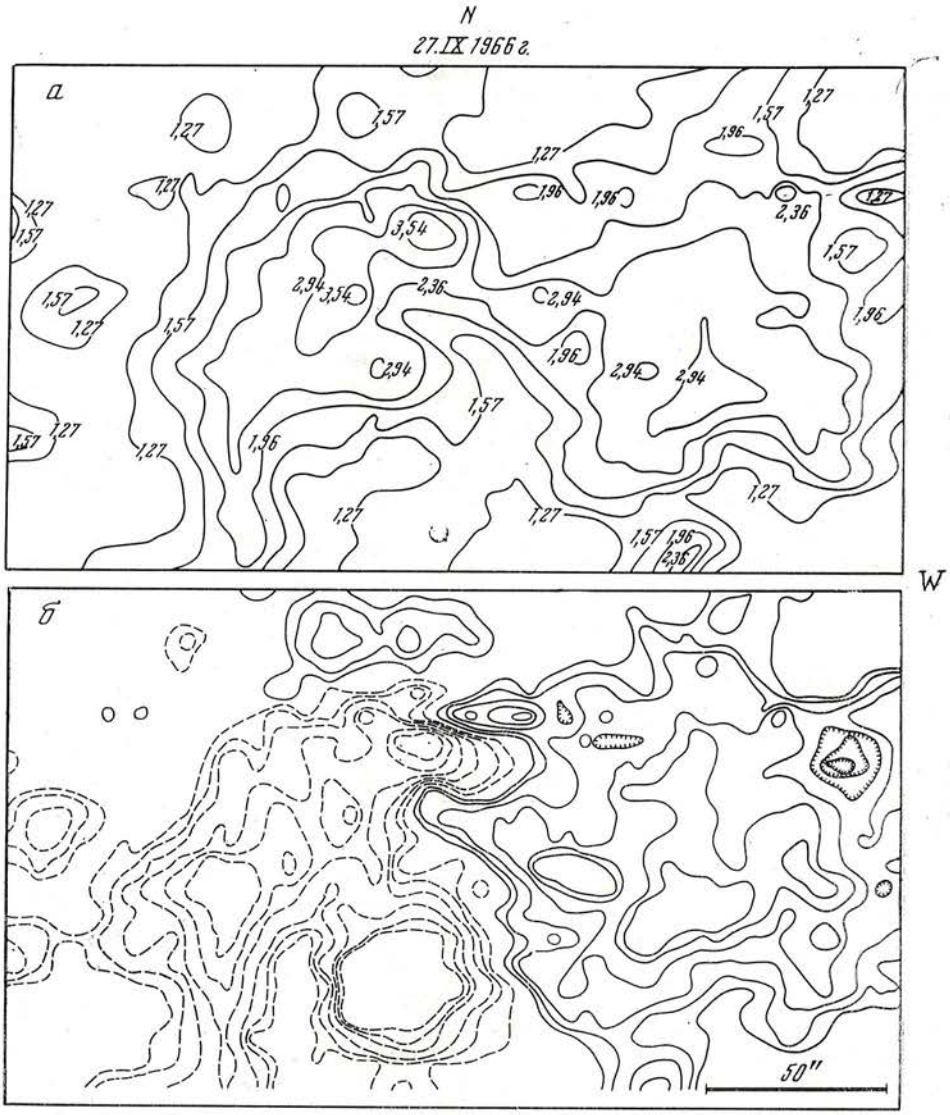
На фиг. 1 и 2 приведены карты изогаусс продольного магнитного поля, записанного в линиях λ6102,7 и λ5250 Å, и соответствующие им карты изофот в линии K_3 для двух активных областей. На них видно, что распределение яркости в линии K_3 очень близко повторяет распределение



Фиг. 1. Карты яркости и магнитного поля активной области 29.VI 1966 г.

а — карта яркости в свете линии K_3; *б* — карта продольных магнитных полей, записанных по линии λ6102,7

Сплошные линии — *S*-полярность, штриховые — *N*-полярность. Изогауссы соответствуют значениям поля 17, 34, 68, 136, 272 *гс*



Фиг. 2. Карты яркости и магнитного поля активной области 27.IX 1966 г.

а — карта яркости в свете линии K_3; *б* — карта продольных магнитных полей, записанных по линии λ5250

Сплошные линии — *S*-полярности, штриховые — *N*-полярность. Изогауссы соответствуют значениям поля 14, 28, 56, 112, 168, 224 *гс*

фотосферного магнитного поля как в линии λ6102,7, так и в λ5250, исключая те места, где продольное поле равно нулю. В последних, как мы уже говорили, яркость коррелирует с поперечными полями. Кроме того, как видно на фиг. 1 и 2, а также из сопоставления регистрограмм яркости и поля, яркие узлы во флоккулах нередко смещены по отношению к соответствующим холмам магнитного поля. На этот факт было впервые обращено внимание еще в [5], но он здесь не учитывался. Таким образом, полученные корреляции, о которых пойдет речь в дальнейшем, ввиду указанных причин (расположение флоккулов над поперечными полями и смещение холмов поля и яркости) в некоторой степени занижены относительно того, что получалось бы, если сравнивать яркость в активной об-

ласти с полным вектором магнитного поля, учитывая смещение холмов поля и узлов яркости.

Чтобы получить более наглядное представление о связи между величиной напряженности магнитного поля и яркостью, строились графики зависимости между этими величинами. Для этого для каждой активной области бралось не менее восьми разрезов и через интервал 6″,5 определялись соответствующие значения поля и яркости (для каждой области около 400 значений).

На фиг. 3—5 приведены примеры зависимостей между яркостью флоккулов в линии K_3 Ca^+ и напряженностью продольных полей, записанных в линиях λ6102,7, λ5250 и H_α. Рассмотрение полученных таким образом графиков показывает наличие довольно тесной связи между яркостью флоккулов в линии K_3 и напряженностью магнитного поля как в фотосфере, так и в хромосфере. Яркость флоккулов в среднем растет с увеличением напряженности магнитного поля. Для оценки этой связи были вычислены коэффициенты линейной корреляции, которые приведены ниже. В первом столбце дана дата наблюдения, во втором приведена длина волны линии, по которой велась регистрация магнитного поля, и в последнем столбце — значения коэффициентов корреляции r.

Дата, 1966 г.	λ, Å	r
29.VI	6102,7	0,73±0,03
30.VI	6102,7	0,71±0,03
27.IX	5250	0,85±0,02
28.IX	5250	0,70±0,03
7.X	5250	0,66±0,03
28.IX	H_α	0,72±0,03
7.X	H_α	0,62±0,04

Вычисленные значения r также показывают наличие определенной связи между напряженностью фотосферного и хромосферного магнитных полей и яркостью флоккулов в K_3, а именно: в областях с более высокой напряженностью выражена явная тенденция к большей яркости. Далее видно, что корреляции «поле — яркость» несколько различны для разных активных областей. Оказалось, что связь яркости с полем более слабо выражена для активных областей с более сложной структурой магнитного поля. Известно [9], что именно в этих областях происходят хромосферные вспышки, приводящие к существенным и быстрым изменениям магнитного поля.

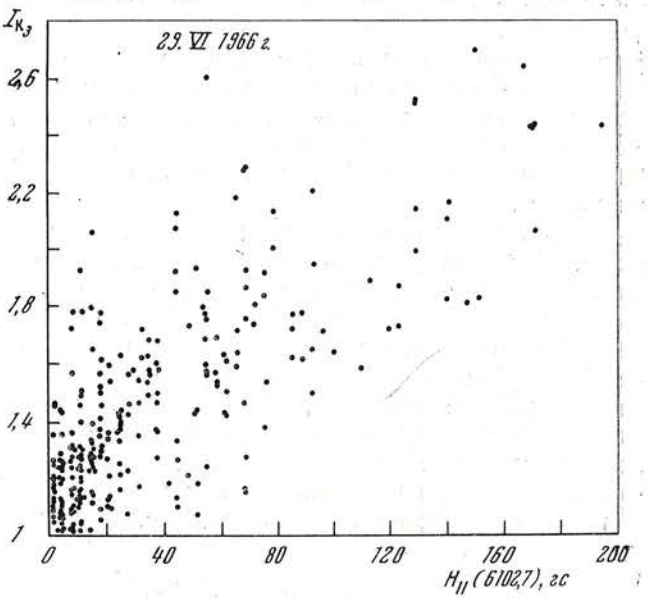
Сравнение большого числа спектрогелиограмм, снятых одновременно в центральных частях линий K Ca^+ и H_α [10], показало, что в большинстве случаев существует тесная связь между ходом излучения в линиях K Ca^+ и H_α во флоккуле и что общий вид флоккулов в них довольно близок. Правильность этого вывода хорошо подтверждается многочисленным сравнением записей яркостей в K_3 и ядре H_α, полученных на двойном магнитографе обсерватории в активных областях.

На фиг. 6 приведена зависимость между интенсивностями в линиях K_3 и ядре H_α для активной области за 7.X 1966 г. Действительно, в большинстве случаев отмечается тесная связь между ходом излучения в линиях K_3 и H_α во флоккулах, хотя в отдельных местах есть отклонения.

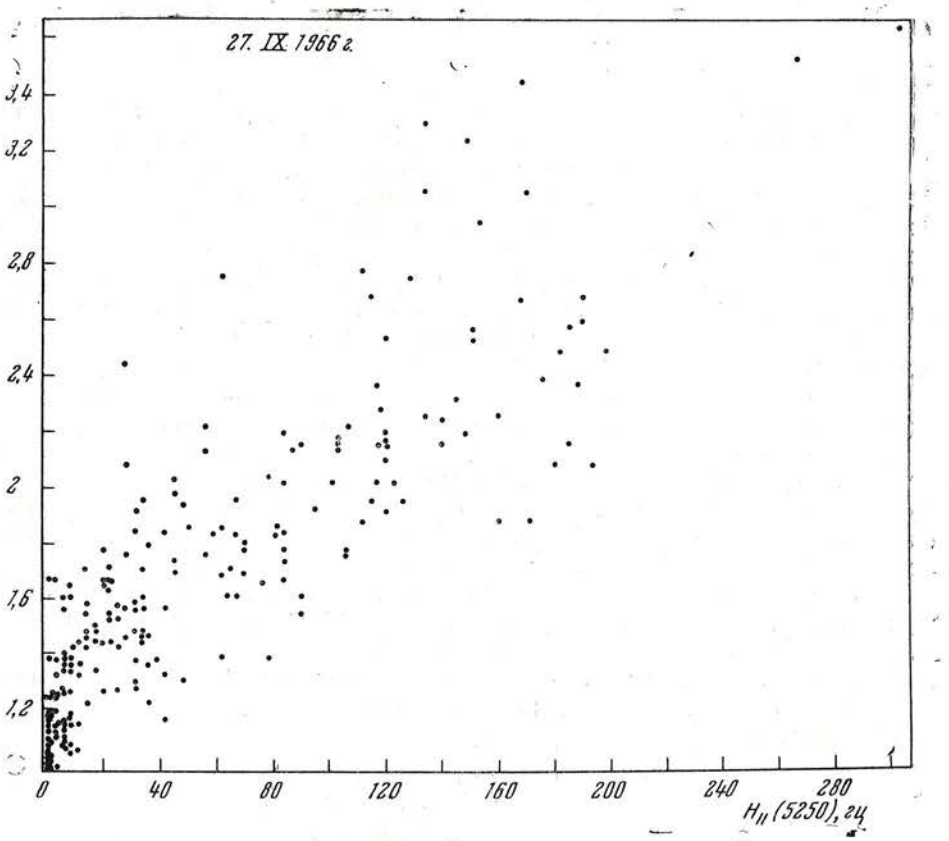
Ниже приведены значения коэффициентов корреляции между яркостями в линиях K_3 и в ядре линии H_α:

Дата, 1966 г.	r
28.IX	0,89±0,01
7.X	0,84±0,02

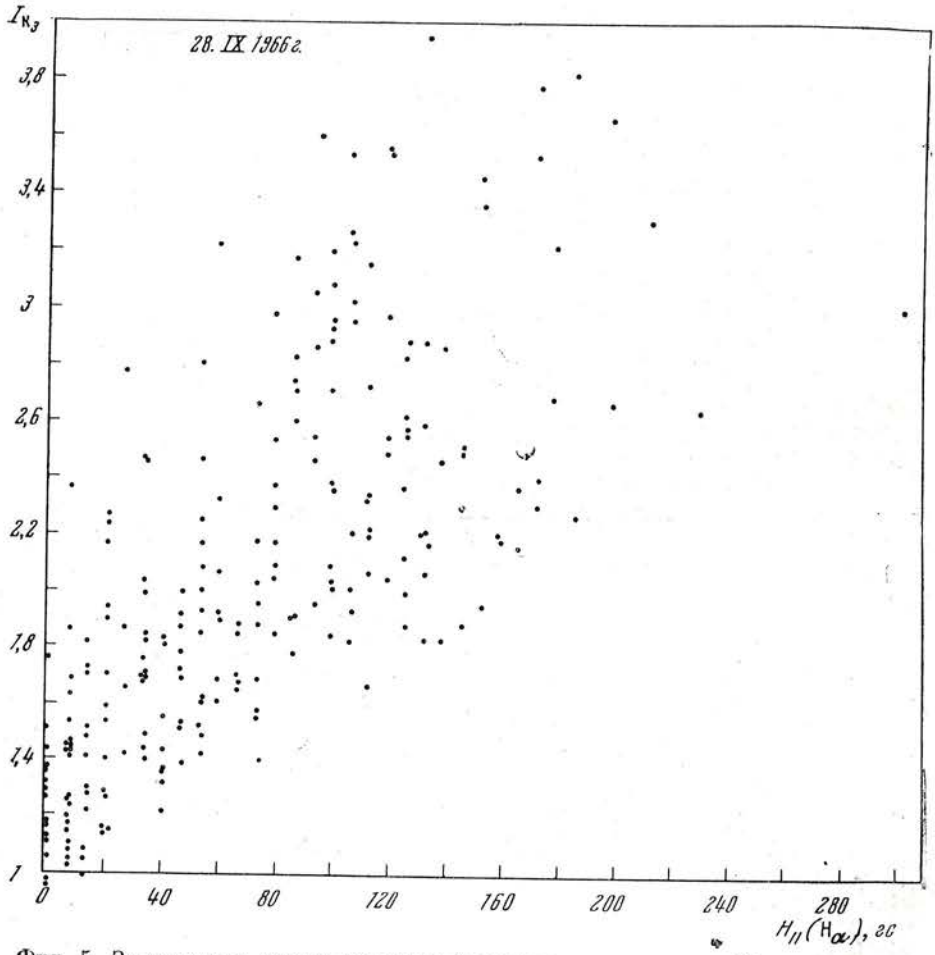
Эти данные тоже подтверждают результаты, полученные в свое время в [10].



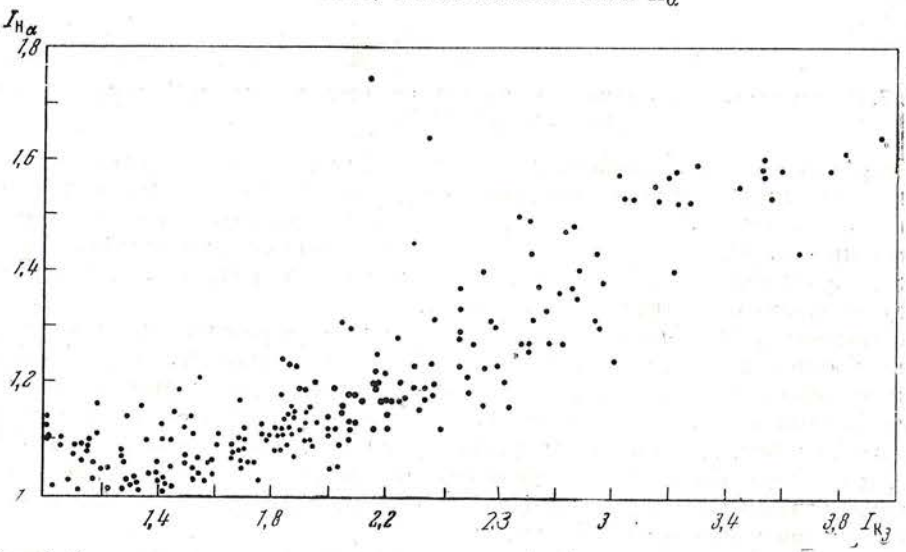
Фиг. 3. Зависимость между яркостью флоккулов в свете линии K_3 и продольным магнитным полем, записанным по линии λ6102,7



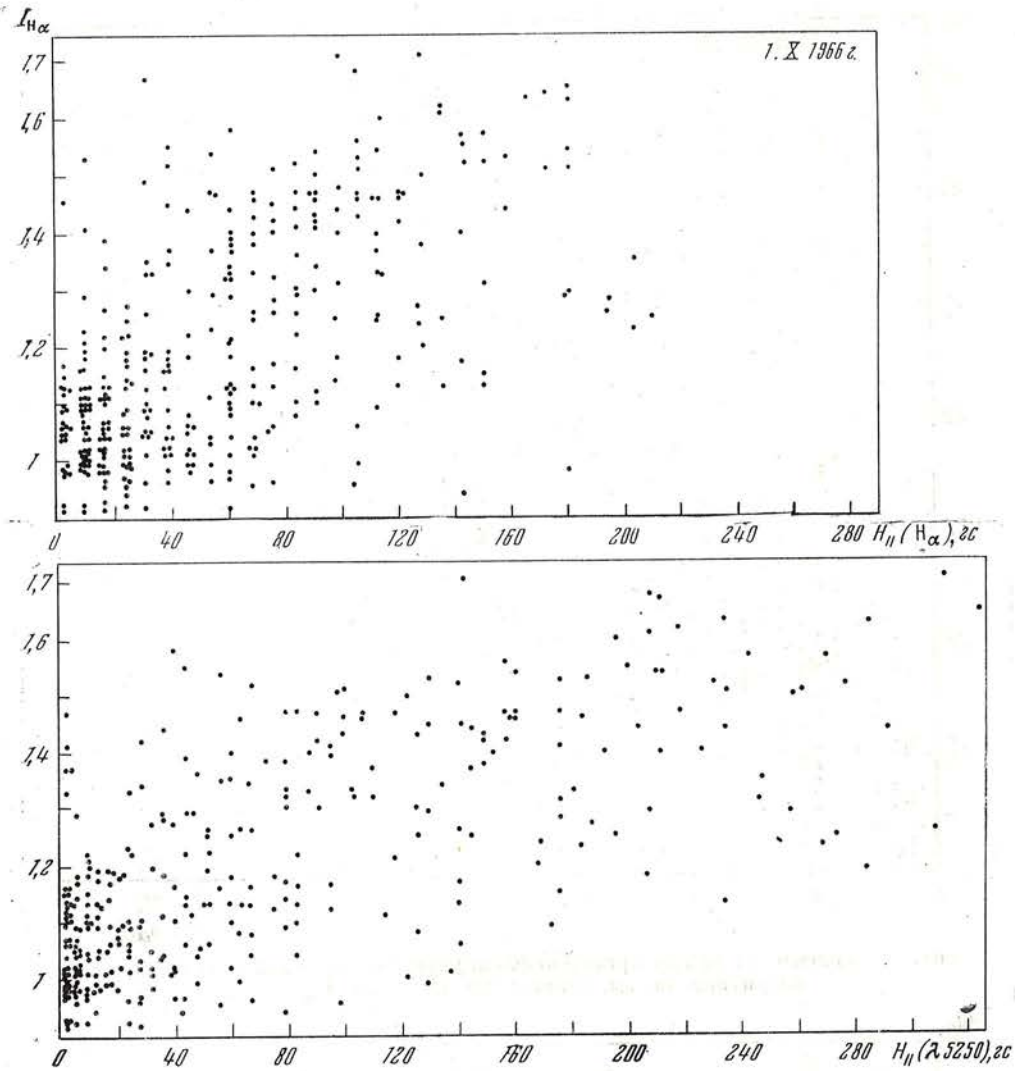
Фиг. 4. Зависимость между яркостью флоккулов в свете линии K_3 и продольным магнитным полем, записанным по линии λ5250



Фиг. 5. Зависимость между яркостью флоккулов в свете линии K_3 и продольным магнитным полем, записанным по линии H_α



Фиг. 6. Зависимость между интенсивностями излучения в ядре линии H_α и в линии K_3



Фиг. 7. Зависимость между яркостью флоккулов в свете ядра линии H_α и продольным полем в H_α и λ5250

Нередко встречающийся вывод о различном виде водородных и кальциевых флоккулов связан с тем, что водородные флоккулы, наблюдаемые в центре линии H_α, существенно менее контрастны, чем K_{232}- или K_3-флоккулы. Исходя из сказанного, естественно ожидать наличия связи между ходом излучения в центральных частях линии H_α и фотосферными и хромосферными магнитными полями.

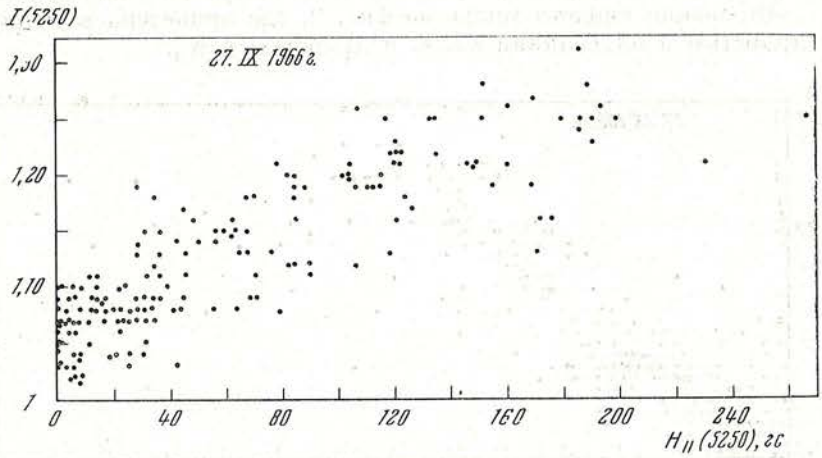
Сравнением большого числа полученных одновременно записей магнитных полей в линиях λ5250 и H_α с яркостью в ядре H_α определенно была установлена связь между фотосферными и хромосферными магнитными полями и яркостью в ядре H_α. Один из примеров этой зависимости приведен на фиг. 7. На верхнем графике дана зависимость между яркостью в H_α и продольным полем, записанным по линии H_α, и на нижнем — зависимость яркости в H_α от продольного поля в линии λ5250 для одних и тех же мест активной области.

На фиг. 7 видно, что яркость водородных флоккулов также в среднем растет с увеличением напряженности как фотосферного, так и хромосферного магнитного поля.

Значения коэффициентов корреляции для H_α-флоккулов и фотосферных и хромосферных магнитных полей приведены ниже.

Дата	λ, Å	r
1.X 1965 г.	5250	0,62±0,03
2.X	5250	0,63±0,03
4.X	5250	0,64±0,03
1.X	H_α	0,61±0,03
2.X	H_α	0,61±0,04
4.X	H_α	0,54±0,04
28.IX 1966 г.	H_α	0,53±0,05
7.X	H_α	0,51±0,05

Таким образом, вычисления подтверждают наличие связи между яркостью флоккулов в ядре H_α и фотосферными и хромосферными магнитными полями. Величины коэффициентов корреляции для фотосферных



Фиг. 8. Связь яркости факелов в свете линии λ5250 с продольным магнитным полем, записанным по этой же линии

и хромосферных полей довольно близки. Однако коэффициент корреляции яркости с хромосферными полями в H_α обычно немного ниже, чем с фотосферными полями в λ5250. Вероятно, это связано с тем, что магнитные поля, записанные в линии H_α, больше искажены влиянием лучевых скоростей и яркостей.

Данные, приведенные выше, показывают, что корреляция «поле — яркость» теснее для кальциевых флоккулов, чем для водородных. По-видимому, это различие можно объяснить двумя причинами: 1) для возбуждения кальция требуется значительно меньшая температура; 2) кальциевые флоккулы расположены ниже, чем водородные [11].

Флоккулы простираются на всю толщу хромосферы и в смысле теплового режима непрерывно переходят в факелы [12]. Поэтому наличие зависимости между интенсивностями на различных уровнях кажется вполне естественным. В частности, мы изучили связь яркости в линиях λ5250 и λ6102,7 с яркостью в K_3, рассмотрев одновременно связь интенсивности излучения в λ5250 и λ6102,7 с магнитным полем, записанным в этих линиях.

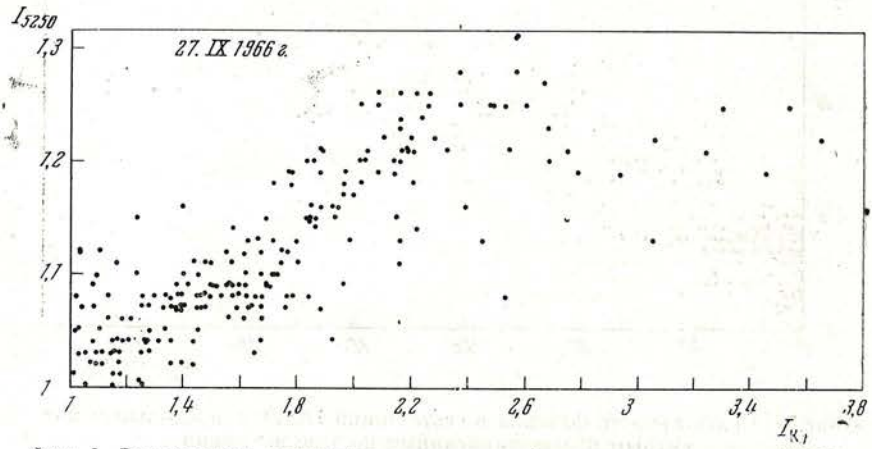
На фиг. 8 приведена зависимость между яркостью в ядре линии λ5250 и магнитным полем, записанным в этой же линии. Для более глубоких слоев солнечной атмосферы выражена отчетливо связь между яркостью и полем.

Конечно, как и для хромосферы, в отдельных местах наблюдаются отклонения.

Наличие связи между полем в линиях λ5250 и λ6102,7 и яркостью хорошо видно при непосредственном сопоставлении регистрации. В подавляющем большинстве случаев каждому холму поля соответствует холм яркости. Этот результат подтверждается также вычислением соответствующих коэффициентов корреляции между яркостью и полем:

Дата, 1966 г.	λ, Å	r
29.VI	6102,7	0,81±0,02
27.IX	5250	0,84±0,02
28.IX	5250	0,86±0,02
7.X	5250	0,64±0,03

Как уже упоминалось, мы провели сравнение яркости в линиях λ5250, λ6102,7 и K_3. Сопоставление записей яркостей показало наличие хорошей связи как между излучением в λ5250 и λ6102,7 и K_3, так и между λ5250 и λ6102,7. Это можно увидеть также на фиг. 9, где приведена зависимость между яркостью в ядре линии λ5250 и яркостью в K_3.



Фиг. 9. Зависимость между [интенсивностями излучения в линиях λ5250 и K_3

Кроме того, все сказанное подтверждается также данными о значениях коэффициентов корреляции между яркостью в линиях λ5250 и K_3:

Дата, 1966 г.	r
27.IX	0,80±0,02
28.IX	0,80±0,02
7.X	0,60±0,04

Таким образом, в активных областях на Солнце существует хорошая связь между магнитным полем и яркостью. Яркость флоккулов и факелов, наблюдаемых в разных линиях, в среднем растет с увеличением напряженности магнитного поля.

В большинстве случаев ход изменения интенсивности на разных глубинах вдоль активной области одинаков, хотя и здесь иногда имеются некоторые отклонения. Все это легко понять, если вспомнить, что магнитное поле проникает из фотосферы в хромосферу и общий характер распределения магнитного поля в них одинаков [8, 13]. В отдельных же деталях, как показано А. Б. Северным [8], могут быть заметные различия. Наши измерения полей подтверждают эти результаты.

Все это указывает на то, что свечение факелов и флоккулов, их структура тесно связаны с магнитным полем. Согласно представлениям, развиваемым С. Б. Пикельнером [14], не слишком большое магнитное поле, подавляя турбулентность, приводит к усилению конвекции, т. е. создает добавочный приток энергии, который нагревает активную область. В результате усиления конвекции увеличивается генерация волн, которые, диссипируя, нагревают хромосферу. Как известно, в присутствии магнитного поля генерируются все три типа магнитогидродинамических волн. На распространение и поглощение волн различных типов, как рассматривали С. Б. Пикельнер и М. А. Лившиц [15], влияют градиенты плотности, магнитного поля и др.

Исходя из этих представлений, нарушение корреляции между полем и яркостью, а также между яркостями на разных уровнях можно объяснить тем, что, согласно [5, 8], в отдельных местах активной области наблюдаются сильные изменения магнитного поля с высотой даже на сравнительно небольших расстояниях. Однако в большинстве случаев характер распределения поля на разных высотах одинаков.

Автор выражает глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за постоянную помощь и ценные советы при выполнении работы.

Март 1967 г.

Литература

1. R. F. Howard. Astrophys. J., 1959, **130**, № 1, 193.
2. R. B. Leighton. Astrophys. J., 1959, **130**, № 2, 366.
3. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 152.
4. Э. И. Могилевский. Доклад, обобщающий работы, представленные на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, 1965.
5. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, **42**, 217.
6. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 296.
7. Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов. Сборник докладов по теме «Физика Солнца», 1966, 3.
8. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, **43**, 465.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 22.
10. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, 162.
11. В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, № 178, 2, 3.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, **9**, 25.
13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 12.
14. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1960, **37**, 616.
15. С. Б. Пикельнер, М. А. Лившиц. Астрон. ж., 1964, **41**, 1007.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

В. А. Котов

Приводятся результаты измерения продольного магнитного поля в протуберанце по линии H_α с помощью солнечного магнитографа Крымской астрофизической обсерватории. Магнитное поле отдельных элементов составляет ~ 100 *гс*.

THE MAGNETIC FIELD OF THE SOLAR PROMINENCE, by *V. A. Kotov*.— Results of the measurement of the longitudinal magnetic field in the prominence by H_α line made with the help of the solar magnetograph of the Crimean astrophysical observatory are given. The magnetic field of separate elements is ~ 100 gs.

В структурных и динамических особенностях большинства солнечных протуберанцев настолько отчетливо проявляются процессы электромагнитной природы, что в общем плане выяснения физических условий в протуберанцах, видимо, важнейшее место должен занимать вопрос о роли магнитного поля. Поэтому представляет интерес регистрация магнитного поля в протуберанцах с помощью солнечного магнитографа. При первых исследованиях такого рода [1—3], выполненных по линии H_β, в активных протуберанцах неожиданно были обнаружены поля до 200 *гс* и в спокойных около 50 *гс*. Последние измерения [4, 5], проведенные в США с помощью магнитографа, специально предназначенного для работы по эмиссионной линии H_α, дали несколько меньшие значения напряженности поля: $H \sim 60$ *гс* в активных и $H \leqslant 10$ *гс* в спокойных протуберанцах. Здесь излагаются результаты аналогичных измерений, сделанных 13—14.X 1966 г. по линии H_α на магнитографе Крымской обсерватории в ярком (индекс 3 по «Солнечным данным») протуберанце над активной областью.

Достаточная чувствительность линии H_α к магнитному полю ($g = 1{,}14$) и значительная яркость ее в протуберанцах дают возможность получить уверенные записи их магнитного поля. Однако на измерения может существенно повлиять форма эмиссионной линии, зависящая от величины самопоглощения. При большой оптической толще протуберанца наиболее характерной чертой контура H_α является его седлообразная форма. Почти во всех исследованных узлах протуберанца интенсивность в центре H_α была не очень высокой (не превышала 6% от непрерывного спектра центра диска Солнца), а самопоглощение, как известно, тем меньше, чем слабее эмиссия. Кроме того, влияние центральной части профиля исключалось тем, что выходные щели магнитографа были достаточно удалены от центра линии: $\Delta\lambda_a = 0{,}25$ Å при ширине каждой щели $\delta\lambda = 0{,}25$ Å (использовался спектр 1-го порядка решетки с дисперсией 0,8 Å/*мм*). Тогда профиль H_α в протуберанце хорошо аппроксимируется гауссовой кривой и отношение сигнала поля i_H к сигналу калибровки i_c дается

выражением

$$\frac{i_H}{i_c} = 2\,\frac{I_H \mathfrak{J}_H}{I_c \mathfrak{J}_c}\,\frac{\Delta\lambda_H}{(\Delta\lambda_D)_c}. \qquad (1)$$

Здесь I_H/I_c — отношение центральной интенсивности H_α в протуберанце к глубине линии на краю солнечного диска, где производится калибровка, $(\Delta\lambda_D)_c$ — допплеровская ширина H_α на краю диска, $\Delta\lambda_H = 2{,}29\cdot10^{-5}\,H$ (Å) — зеемановский сдвиг σ-компонент H_α в магнитном поле. Безразмерные величины $\mathfrak{J}_H$ и $\mathfrak{J}_c$ [2] учитывают изменение интенсивности в пределах щели фотометра и зависят от $\Delta\lambda_D$ — допплеровской ширины H_α в протуберанце — и $(\Delta\lambda_D)_c$, а также от установки щелей фотометра, т. е. от $\Delta\lambda_a$ и $\delta\lambda$.

Приняв для H_α в протуберанце $\Delta\lambda_D = 0{,}70$ Å, из (1) находим

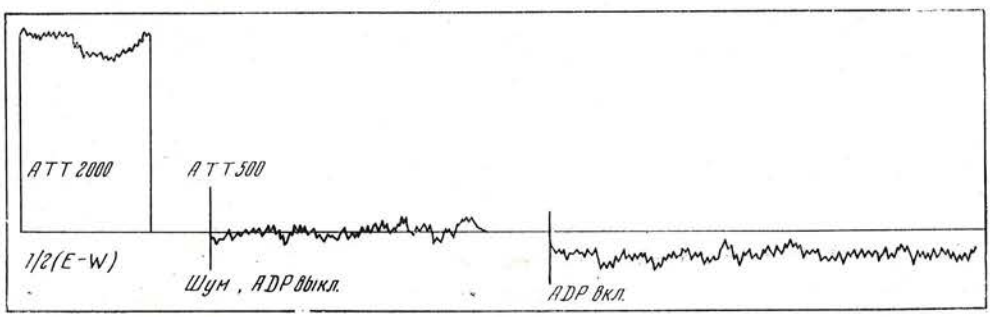
$$H = C\,\frac{i_H\, I_c}{i_c\, I_H}, \qquad (2)$$

где $C = 354$. Допущение, что $\Delta\lambda_D$ постоянна во всем протуберанце, внесет ошибку в измерения поля не более 20%, если, например, $\Delta\lambda_D$ равно 0,80 или 0,60 Å.

Исследовался протуберанец, появившийся над восточным краем диска Солнца 12.X 1966 г. Он был сформирован большой группой пятен и в течение полуоборота Солнца наблюдался в виде устойчивого плотного волокна. Протуберанец достигал высоты 30 000 *км* над лимбом, и во время измерений поля в нем не обнаруживалось заметных структурных изменений.

13 и 14.X были получены одновременные записи сигналов поля и яркости в линии H_α этого протуберанца, позволившие определить магнитное поле, превышающее уровень шумов (~ 30 *гс*). Линию H_α, при этом старались ставить симметрично между щелями фотометра, поворачивая решетку и, более точно — поворачивая пластинку компенсатора лучевых скоростей. Некоторые места протуберанца не воспринимались компенсатором, поскольку интенсивность H_α в них была ниже его чувствительности. При этом наличие максимального показания фотометра яркости, установленного в ядре H_α, служило критерием правильного положения линии. Ошибка в величине поля из-за максимально допустимой несимметричности (±0,05Å) не превосходила 5%. Примечательно, что в большинстве узлов протуберанца интенсивность H_α была вполне достаточна для нормальной работы компенсатора лучевой скорости.

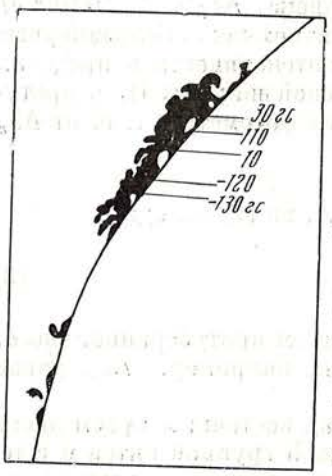
Гидирование осуществлялось по солнечному пятну на экране видоискателя. Вследствие низкого отношения сигнала к шуму и возможности искажений сигнала поля значительными лучевыми скоростями в протуберанце нами не производилось непрерывное сканирование.



Фиг. 1. Пример записи в H_α магнитного поля протуберанца

С разрешением $9'',0 \times 4'',5$ и постоянной времени $\tau = 2^s,5$ поле регистрировалось в отдельных участках протуберанца, причем сигнал от каждого участка записывался в течение 3—4 мин. в целях уверенного определения на фоне шумов среднего отклонения самописца от нулевой линии (фиг. 1).

При некотором среднем отношении сигнала поля к калибровочному сигналу $i_H/i_c \approx 0{,}03$ и среднем отношении интенсивностей $I_H/I_c \approx 0{,}10$ продольное магнитное поле в протуберанце согласно формуле (2) $H \approx 100$ *гс*. В отдельных местах протуберанца поле такой напряженности достигало высоты 15 000 *км*. В наиболее ярком узле сигнал поля ($H \approx 10$ *гс*) был близок к пороговому значению, что связано, по-видимому, с эффектом яркости или с действительным отсутствием значительного продольного поля в этом участке протуберанца.



Фиг. 2. Протуберанец 13.X 1966 г.

На фиг. 2 показаны места протуберанца, в которых регистрировалось поле 13.X. 14.X оно было измерено только в двух наиболее ярких узлах ($H \sim 30$ *гс*). Хотя подробная картина распределения поля не была получена, записи его сигналов ясно показывают наличие разного по величине и направлению продольного магнитного поля (до 130 *гс*). Это согласуется с данными о протуберанцах подобного типа (яркие протуберанцы над активными областями), полученными в других работах. Таким образом, существование в зоне протуберанцев довольно сильного магнитного поля $\sim$100 *гс* — установленный факт, имеющий, по-видимому, существенное значение для изучения природы и физических условий этих образований.

Автор признателен чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за внимание к выполнению работы.

16 марта 1967 г.

Литература

1. H. Zirin, A. Severny. Observatory, 1961, 81, 155.
2. Г. Зирин. Астрон. ж., 1961, 38, 861.
3. Б. А. Йошпа. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 172; 1963, 3, 1125.
4. R. H. Lee, D. M. Rust, H. Zirin. App. Opt., 1965, 4, 1081.
5. D. M. Rust. Astron. J., 1966, 71, N 3, 178.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОГЕЛИОГРАММ В ЛИНИЯХ МЕТАЛЛОВ И СТРУКТУРА ХРОМОСФЕРЫ

Э. Е. Дубов

Сравниваются распределения ярких и темных мест на спектрогелиограммах, снятых в линиях металлов λ4202, 4384 Å Fe I, λ4227 Å Ca I, λ4078 Å Sr II, λ5890 Å Na I и K_3Ca II) на различных расстояниях от центров линий. Сделан вывод о том, что это распределение яркостей не противоречит представлениям о структуре хромосферы, развиваемым автором в [1].

В основном распределение яркостей на спектрогелиограммах в линиях металлов отражает структуру поля скоростей в фотосфере и расположение фотосферных факелов в активных областях. Вблизи границ супергранул большей частью наблюдаются восходящие движения (кроме линии D_2 Na I). Чем сильнее линия, тем в большей степени на распределение яркостей на соответствующей спектрогелиограмме влияет структура атмосферы. В линии λ5890 Å Na I это влияние выражено наиболее четко, вблизи границ супергранул в этой линии чаще всего наблюдается опускание вещества (как в H_α). По распределению яркостей на спектрогелиограммах, снятых в линии ионизованного стронция 4078 Å, можно полагать, что в образовании выходящего излучения в этой линии принимают участие как сравнительно глубокие слои фотосферы, так и довольно высокий слой хромосферы.

STUDY OF SPECTROHELIOGRAMS IN METAL LINES AND THE CHROMOSPHERE STRUCTURE, by *E. E. Dubov.*— Distributions of bright and dark parts of spectroheliograms, obtained in metal lines (Fe I 4202 Å, 4384 Å, Ca I 4227 Å, Sr II 4078 Å, NaI 5890 Å and K_3 Ca II) at different distances from line centers, are compared. It is concluded that these brightness distributions do not contradict the ideas on the chromosphere structure, developed by the author in [1].

The brightness distributions on spectroheliograms in metal lines reflect mainly, the structure of velocity fields in the photosphere and the distribution of photospheric faculae in active regions. Ascending motions (except D_2 line Na I) are observed mostly near boundaries of supergranules. The stronger is the line, the greater is the influence of atmosphere structure upon the brightness distribution on a respective spectroheliogram. In Na I 5890 Å line this influence is expressed more clearly. Near boundaries of supergranulae in this line the descending of matter (as in H_α) is observed more often. Taking into account the brightness distributions on spectroheliograms, obtained in line of ionized strontium 4078 Å one can suppose, that both the comparatively deep layers of the photosphere and the sufficiently high chromosphere layer take part in the formation of the revealing emission in this line.

§ 1. Общие замечания

Ранее мы [1] предложили схематическую модель строения нижней хромосферы. Естественно рассмотреть вопрос о том, можно ли, исходя из общих представлений, развитых там, объяснить особенности распределения яркостей на спектрогелиограммах, снятых в линиях металлов. Принято считать, что баланс энергии в хромосфере достигается в каждом слое хромосферы, при этом количество энергии, поглощаемой из ударных волн, и количество энергии, уносимой излучением, равны между собой.

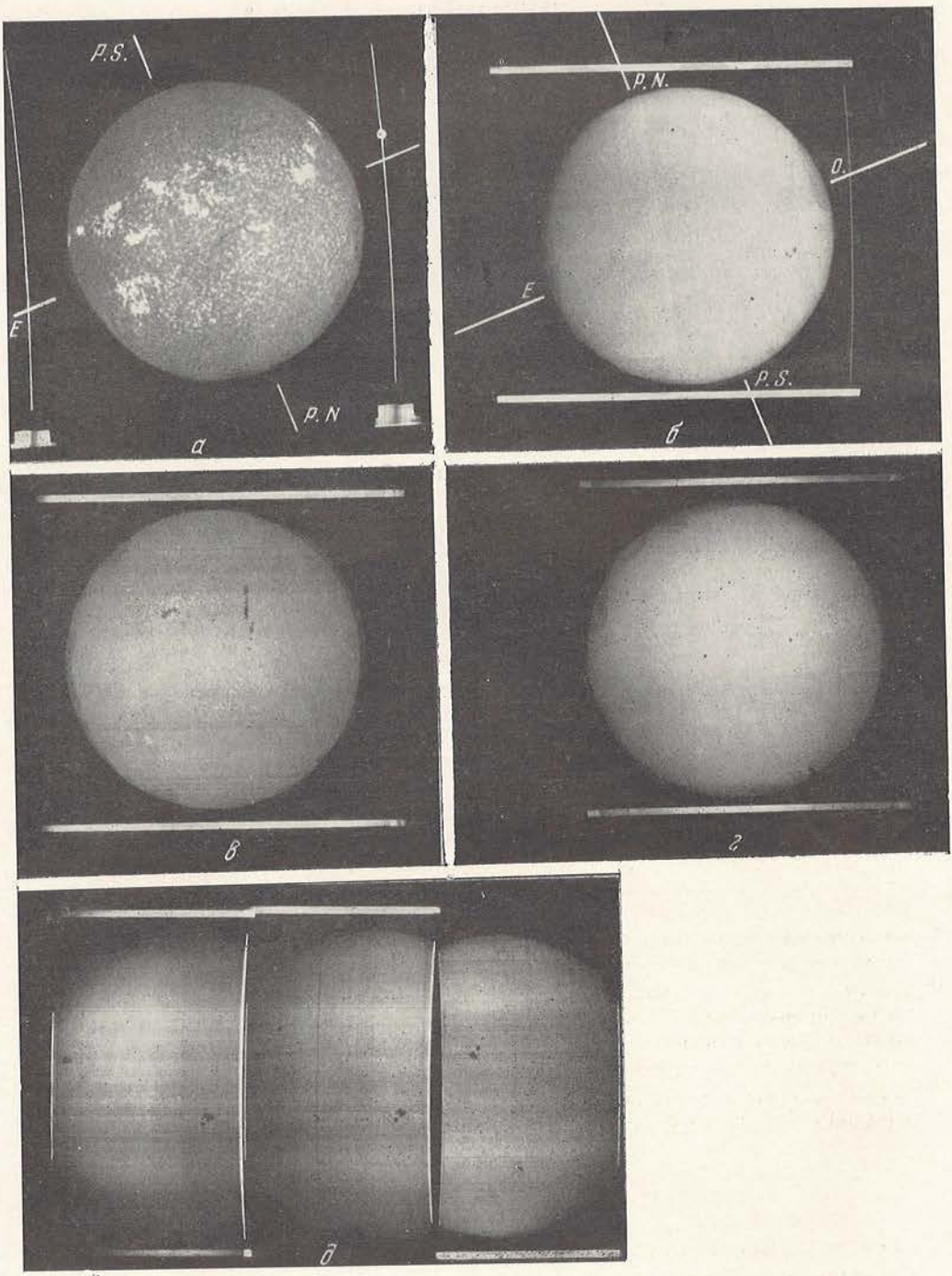
Температура, при которой устанавливается этот баланс, зависит от механизма излучения. В самых нижних слоях хромосферы это должно быть непрерывное излучение отрицательных ионов водорода. По мере уменьшения оптической глубины все бо́льшую роль начинает играть бальмеровское излучение (в линиях и за границей серии).

С высотой увеличивается степень ионизации водорода, так что на некоторой высоте излучение нейтрального водорода уже не может обеспечить баланс энергии. Происходит скачкообразный рост температуры до такого значения, когда эффективным становится некоторый другой механизм излучения, например излучение нейтрального или ионизованного гелия. Там, где скачки температуры происходят выше (границы супергранул), на спектрогелиограммах в линии H_α должны наблюдаться яркие места, а на спектрогелиограммах в линии K Ca II — соответственно темные. На фиг. 15 приведена схема структуры нижней хромосферы, предложенная в [1].

Исходя из развиваемых нами представлений о структуре нижней хромосферы, можно ожидать, что для линий металлов, центральные части которых образуются в хромосфере и излучение которых играет заметную роль в охлаждении соответствующих слоев хромосферы, на спектрогелиограммах будут также видны яркие и темные элементы структуры хромосферы, так как, как уже было сказано, в середине и на границе супергранул скачки температуры будут происходить на разной высоте. Эти скачки, аналогичные водородным, тоже связаны с ионизацией соответствующего элемента, с тем, что вблизи границ супергранул ударные волны приносят больше энергии, чем в середине.

Итак, в самых нижних слоях хромосферы в связи с большой оптической глубиной для бальмеровского излучения баланс энергии для нижних слоев должен обеспечиваться в основном непрерывным излучением ионов H^- и, возможно, свечением нейтральных металлов. Так же как и в случае водорода, если скачок температуры произойдет на меньшей высоте, общая толщина излучающего слоя будет меньше, и в то же время больше будет градиент температуры в нижней хромосфере, так что раньше будет происходить ионизация нейтральных металлов. Под действием этих причин соответствующий элемент структуры будет казаться темным. По своему расположению на спектрогелиограммах эти детали должны соответствовать супергрануляционной структуре и отражающей ее структуре кальциевой хромосферной сетки, наблюдаемой в линии K_3, но детали, темные в K_3, должны казаться светлыми на спектрогелиограммах, полученных в линиях нейтральных металлов, и наоборот. Таким образом, ниже водородного скачка температуры может быть магниевый скачок или скачок, связанный со свечением нейтрального натрия или кальция. Все эти скачки температуры размазываются по высоте благодаря излучению других элементов, подобно тому, как излучение Ca II увеличивает толщину скачка температуры, связанного с ионизацией водорода.

Однако если в образовании рассматриваемой линии основную роль играют те слои, которые лежат на границе хромосферы и фотосферы, то наибольшее влияние на яркость на спектрогелиограмме будет оказывать положение нижней границы нижней хромосферы. Чем она ниже, тем свечение в соответствующем месте спектрогелиограммы будет ярче. Иными словами, яркий элемент структуры должен наблюдаться в тех местах диска Солнца, которые будут выглядеть яркими в K_3, так как именно там нижняя граница хромосферы проходит ниже, чем в соседних местах. Заранее невозможно сказать, будет ли тот или иной скачок наблюдаться на спектрогелиограммах или нет. Соответствующие расчеты связаны с огромными математическими трудностями. Чтобы прояснить этот вопрос,



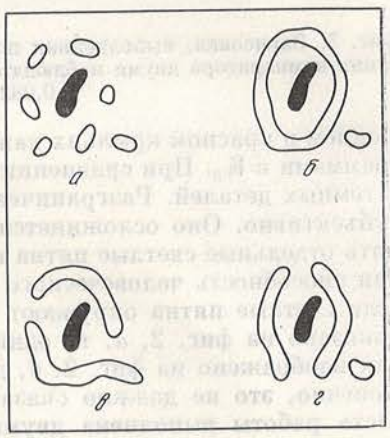
Фиг. 1. Спектрогелиограммы, снятые Д'Азамбюжа [2] в линиях металлов

а — 25. V 1927 г. в линии K_3; *б* — 31. VIII 1927 г. в линии λ 4227 Å Ca I на расстоянии + 0,074 Å от центра линии; *в* — 29. VIII 1927 г. в линии λ 4384 Å Fe I на расстоянии + 0,275 Å от центра линии; *г* — 25. V 1927 г. в линии λ 4078 Å Sr II на расстоянии — 0,287 Å от центра линии; *д* — 4. VII 1927 г. в различных частях линии λ 5890 Å Na I

необходимо для используемых линий построить функции источников и функции вклада, вычисленные с учетом влияния хромосферы. Для этого необходимо совместно решить очень большое число уравнений стационарности и уравнений переноса излучения, так как при решении приходится учитывать отклонения от локального термодинамического равновесия и эффекты самопоглощения. Может оказаться, что в образовании некоторых линий существенную роль играют два слоя, разделенные слоями, не дающими заметного вклада в образование линии [1].

§ 2. Материал наблюдений

Ответ на некоторые из упомянутых вопросов может быть получен при изучении распределения яркостей на спектрогелиограммах, полученных в линиях металлов. Такие спектрогелиограммы в разных линиях металлов и на разных расстояниях от центра линий получил Д'Азамбюжа [2]. В 1953 г. их изучал Рейхель [3]. Результаты обработки спектрогелиограмм и их более современное толкование приведены в обзорах Вальдмайера [4, гл. 8] и де Ягера [5, § 20]. Согласно Д'Азамбюжа, все спектрогелиограммы можно разбить на четыре группы, в зависимости от того, в свете каких металлических линий они получены. Первая группа — линии с сильными крыльями: λ3838 и λ5184 Å Mg I, λ4227 Å Ca I и λ4046 и λ4384 Å Fe I, вторая группа — со средними крыльями: λ5890 Å Na I и λ4144 и λ4132 Å Fe I, третья группа — со слабыми крыльями: λ4101, λ4202 Å Fe I, и, наконец, в четвертую группу входит одна линия λ4078 Å Sr II. Хромосферная сетка наиболее хорошо выражена вблизи ядра линий металлов (согласно заключению Д'Азамбюжа максимум видимости хромосферной сетки находится на расстоянии $\sim 3\Delta\lambda_D$ от ее центра). Флоккулы также лучше всего выражены не в центре линии, а на некотором расстоянии от ее центра.



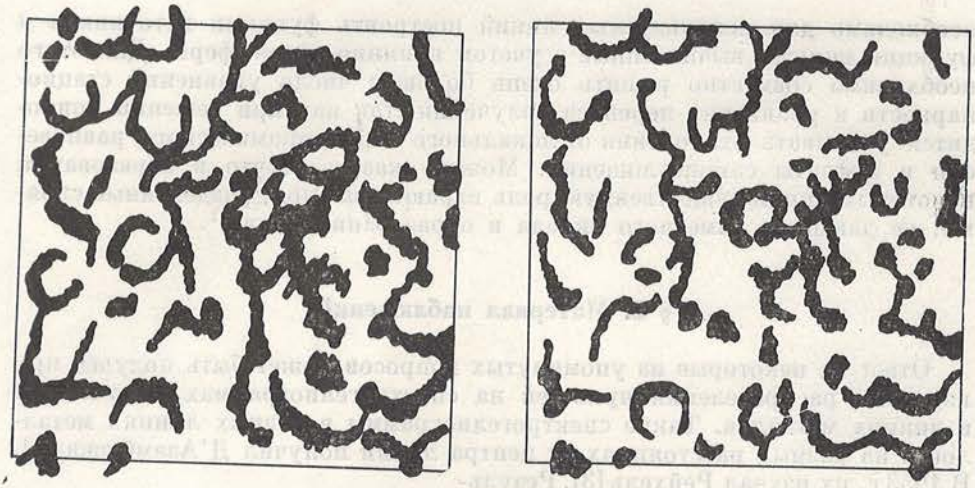
Фиг. 2. Восприятие деталей

Благодаря любезности руководителя солнечного отдела Парижской обсерватории д-ра Мишара мы смогли воспользоваться некоторыми из спектрогелиограмм, снятых Д'Азамбюжа в линиях Fe I λ4384 и λ4202 Å, в линии Ca I λ4227 Å, в линиях Na I λ5890 Å и Sr II λ4078 Å. Данные об этих линиях и об имевшихся в нашем распоряжении спектрогелиограммах приведены в таблице. Всего нами использована 31 спектрогелиограмма. Для каждой линии снято от 3 до 8 спектрогелиограмм при разных положениях выходной щели спектрогелиографа относительно центра линии. В те же дни были сняты и спектрогелиограммы в линии K_3 Ca II. Как видно из данных таблицы (см. стр. 292), все они получены в 1927 г., т. е. почти перед самым максимумом солнечной активности, который был в 1928 г.

На фиг. 1 приведены отпечатки с некоторых из использованных нами спектрогелиограмм. Мы сравнивали спектрогелиограммы, полученные

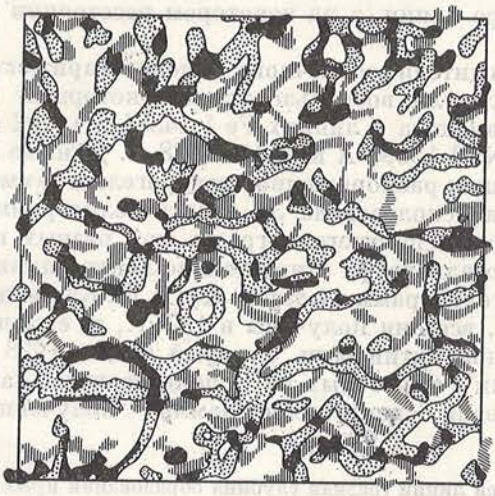
---

[1] Вопросы, связанные с асимметрией линий (разная глубина образования крыльев линии, градиенты скоростей внутри слоя, выход которого существен для образования излучения с данной длиной волны и т. п.), нами не рассматриваются, так как из спектроскопических наблюдений видно, что в спектре Солнца асимметрия невелика.



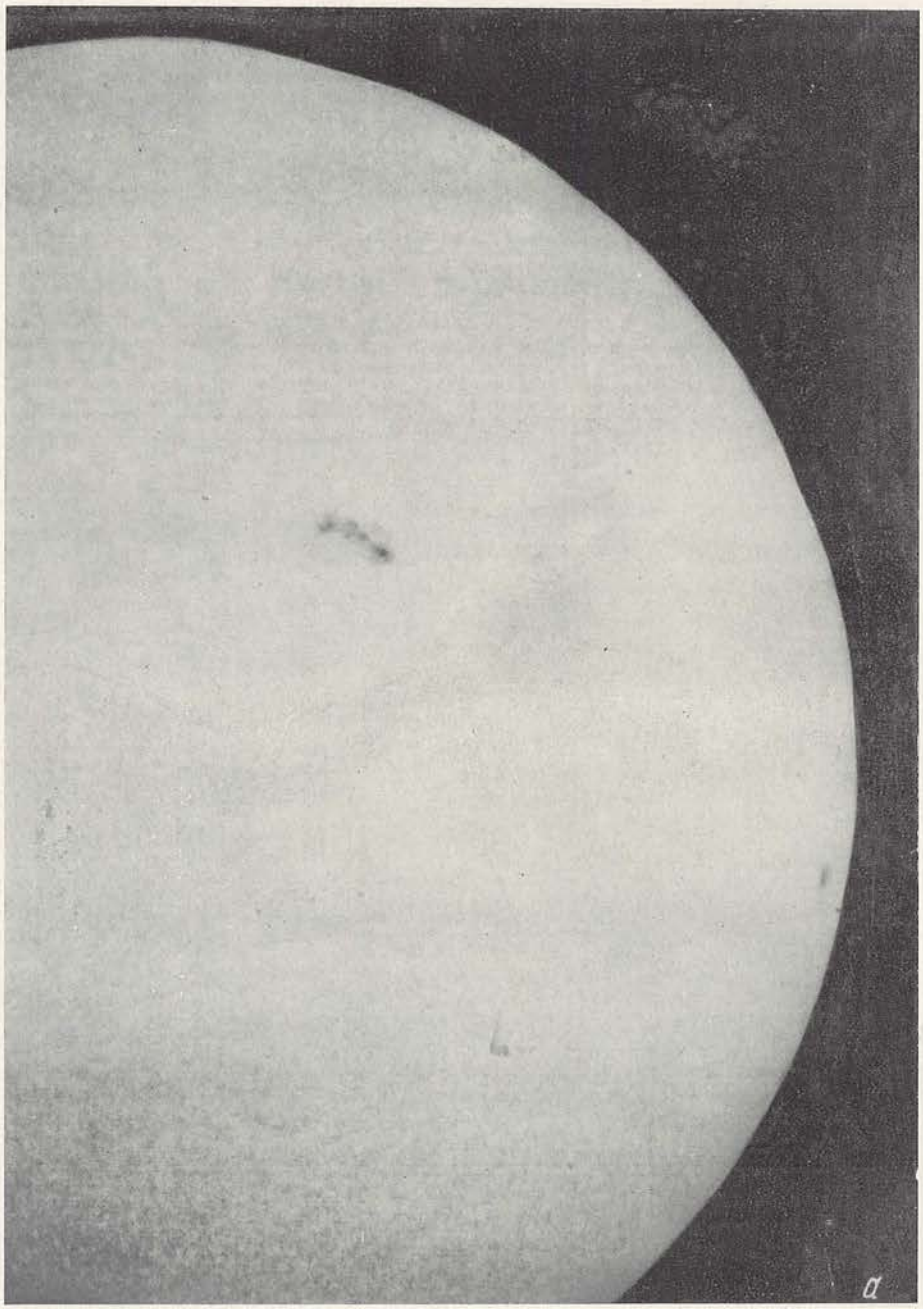
Фиг. 3. Зарисовка, выполненная по одной и той же спектрогелиограмме с помощью блинк-компаратора двумя наблюдателями независимо (линия λ4078 Å на расстоянии +0,082 Å от центра линии)

в синем и красном крыльях каждой линии, между собой и со спектрогелиограммами в K_3. При сравнении изучалось взаимное расположение светлых и темных деталей. Разграничение «темных» и «светлых» деталей довольно субъективно. Оно осложняется еще тем, что наблюдатель склонен соединять отдельные светлые пятна в одно образование, причем эта ассоциативная способность человеческого глаза проявляется по-разному. Например, если светлые пятна окружают темное пятно и расположены так, как это показано на фиг. 2, *а*, то одни наблюдатели нарисуют эту картину так, как изображено на фиг. 2, *б*, другие,— как показано на фиг. 2, *в* или *г*. Конечно, это не должно сказаться на окончательных выводах. Поэтому часть работы выполнена двумя наблюдателями независимо. В качестве примера на фиг. 3 мы приводим зарисовки, выполненные на блинк-компараторе разными наблюдателями. Сравнение производилось четырьмя способами: непосредственным сравнением трех спектрогелиограмм путем

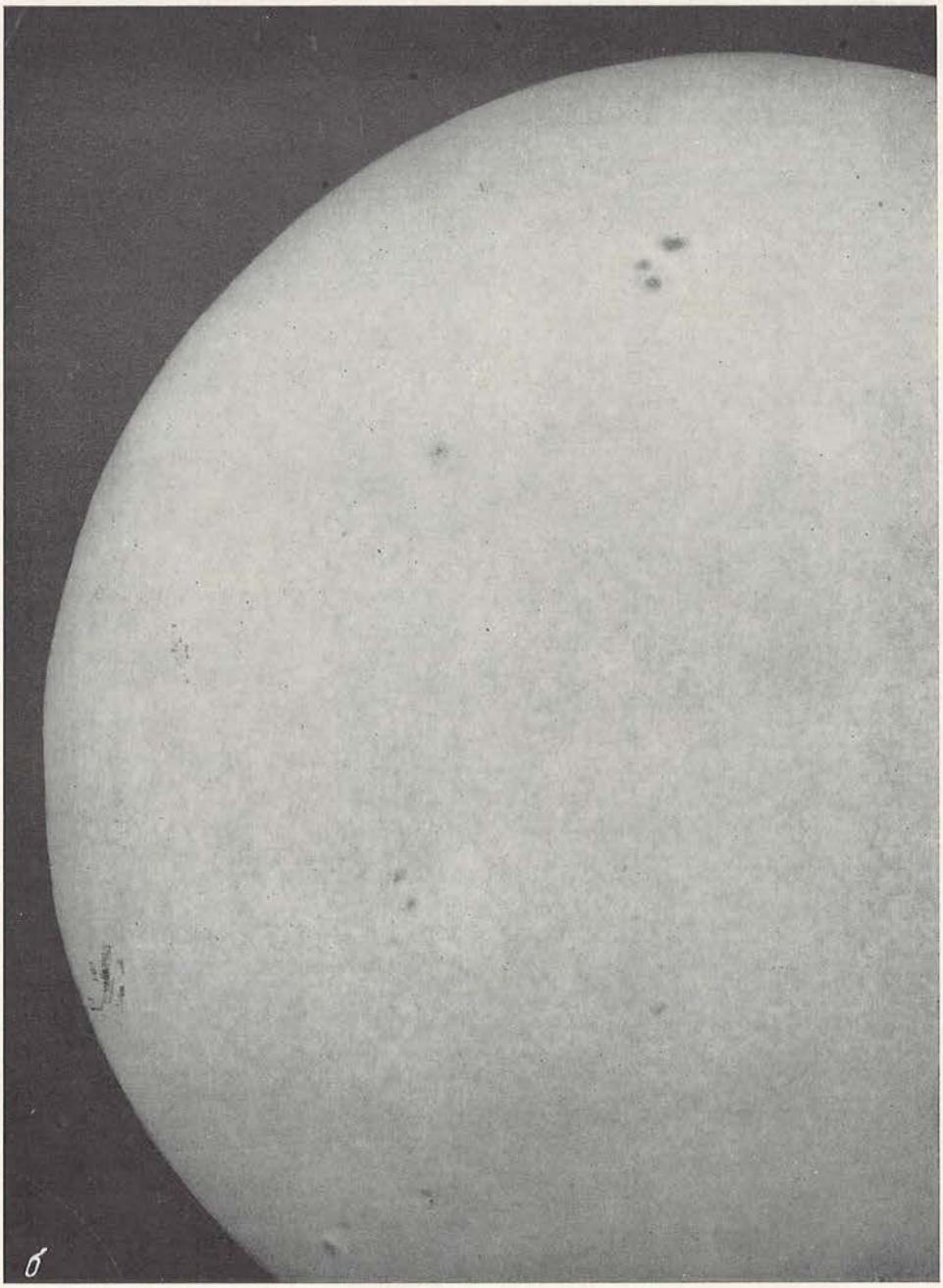


Фиг. 5. Комбинированная зарисовка расположения ярких деталей на спектрогелиограммах, снятых в красном и синем крыльях линии λ4202 Å Fe I 25.V 1927 г. (участок 300″×300″)

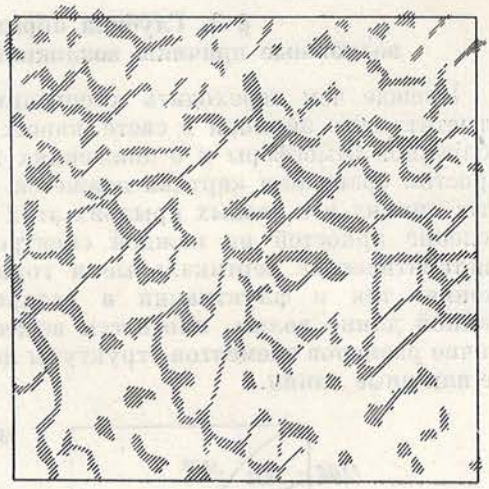
Сплошной контур, заполненный точками,— красное крыло; заштрихованы области, яркие в синем крыле; места, одновременно яркие в красном и синем крыльях, изображены черным



Фиг. 4. *а, б*.. Увеличенные участки спектрогелиограмм, снятых 29.VIII 1927 г. (*а*) в линии λ4384 Å Fe I, на расстоянии +0 066 Å от центра линии и 31.VIII 1927 г. (*б*) в линии λ4227 Å Ca I на расстоянии +0,074 Å от центра линии

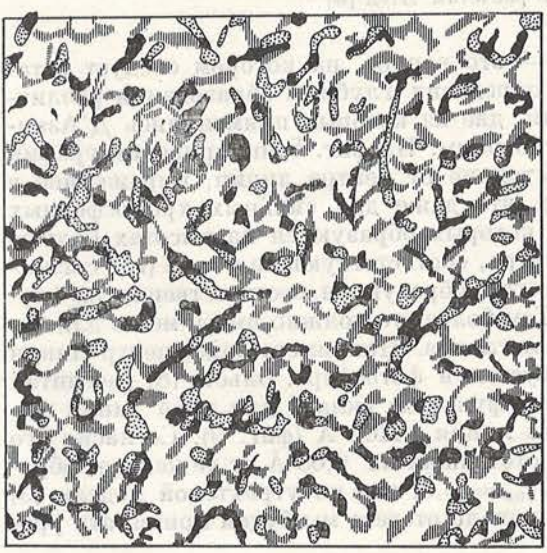


Фиг. 4 *б*. Окончание



Фиг. 6. Расположение ярких деталей на спектрогелиограмме, снятой 25.V 1927 г. в линии K_3 на том же участке диска Солнца, который показан на фиг. 5 и 7

определения координат отдельных деталей, попарным сравнением с помощью блинк-компаратора, сопоставлением с помощью блинк-компаратора каждой спектрогелиограммы с координатной сеткой и зарисовыванием расположения ярких, а иногда и наиболее темных деталей на участке размером в 300″×300″. Наконец, срисовывалось расположение светлых и темных элементов на площади 400″×400″ с отпечатков со спектрогелиограмм, увеличенных примерно в 4,5 раза (диаметр солнечного диска 254 *мм*). Совмещение с координатной сеткой производилось по нескольким группам пятен и факелам. Исследуемый участок выбирался в невозмущенном месте в середине солнечного диска. На фиг. 4 показаны участки отпечатков, увеличенных со спектрогелиограмм, при этом мы стремились также увеличить контраст. В нескольких случаях мы делали комбинированную зарисовку расположения ярких деталей, видимых в красном и синем крыльях одной и той же линии (см. фиг. 5—7).

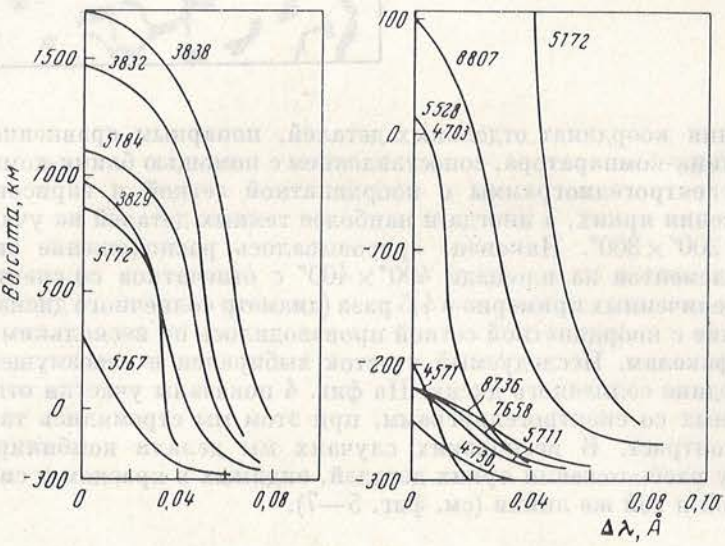


Фиг. 7. Комбинированная зарисовка расположения ярких деталей на спектрогелиограммах, снятых в красном и синем крыльях линии λ4078 Å Sr II 25.V 1927 г. (участок 300″×300″)

Обозначения те же, что на фиг. 5

§ 3. Глубина образования линий, возможные причины возникновения флуктуаций яркости

Прежде чем переходить к описанию результатов сравнения, нужно отметить, что априори в свете наших сегодняшних знаний о структуре солнечной атмосферы и о движениях в ней мы можем ожидать, что при простом сравнении картина окажется очень сложной и различной в разных линиях и в разных крыльях этих линий. Дело в том, что на распределение яркостей на каждой спектрогелиограмме должны влиять как систематические вертикальные и горизонтальные (если $\cos\varphi \neq 0$) движения, так и флуктуации в распределении плотности излучения в данной длине волны, плотности вещества и температуры, а также различие размеров элементов структуры на разных глубинах, где образуются те или иные линии.



Фиг. 8. Глубина образования различных участков профиля линий магния по расчетам Атея [6]

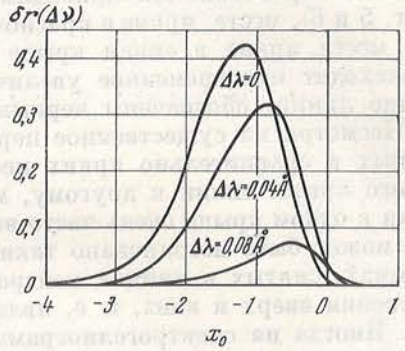
Глубина образования линий — это вопрос, на котором следует остановиться подробнее. В [6] Атей определил глубины образования различных точек контура линий магния, две из которых применялись Д'Азамбюжа для получения спектрогелиограмм. На фиг. 8 мы приводим график из этой работы. Пусть u — расстояние от центра линии, выраженное в допплеровских ширинах. Видно, что даже для сильных хромосферных линий λ3838 и λ5184 Å, центры которых образуются на высотах больше 1000 *км* в хромосфере, точки контура, соответствующие $u = 3$ (где согласно [2] сетка выражена лучше всего), образуются соответственно на глубинах 75 и 175 *км* в фотосфере. Тем более это должно иметь место для более слабых линий нейтральных металлов. Например, даже центр линии λ4202 Å Fe I, согласно [7], образуется в фотосфере. Эльсте [8] рассчитал (без учета излучения хромосферы) функцию вклада для ряда линий железа, к которым относится также линия λ4202 Å (фиг. 9). Согласно его расчетам, точка профиля линии, отстоящая на 0,08 Å от ее центра, образуется на оптической глубине $\tau_{5000} = 0{,}3$, что по утрехтской модели [9] соответствует глубине 240 *км* (за начало отсчета мы будем принимать уровень, где $\tau_{5000} = 0{,}0045$).

Куртис [10] определил глубину образования (глубину, где $\tau_\lambda = 1$) для различных точек профиля линии Na I λ5890 Å. По его расчетам, из-

лучение с длиной волны, отличающейся от центральной на $\pm 0{,}12$ Å, образуется на глубине 220 *км*. Конечно, при рассмотрении этого вопроса следует иметь в виду, что в образовании того или иного участка контура линии принимает участие довольно толстый слой, толщина которого, согласно [6], составляет от нескольких десятков километров около основания хромосферы до нескольких сот километров в хромосфере.

Таким образом, сетка, наблюдаемая на спектрогелиограммах, снятых в крыльях линий металлов, если и отражает какую-нибудь структуру, то в основном фотосферную, а не хромосферную. Участие различных слоев в образовании того или иного места профиля линии лучше всего видно на графиках, на которых нанесена функция вкладов (см. фиг. 9).

Если флуктуации яркости на уровне образования данной линии вызваны в основном движениями вдоль луча зрения (допплеровские смещения), то в случае движения вещества к нам на спектрогелиограммах, сня-



Фиг. 9. Функции вклада, вычисленные Эльсте [8] без учета излучения хромосферы, для линий нейтрального железа у которых энергия связи $\Delta x = 3{,}5$ *эв* и величина

$$\frac{1}{0{,}4343}\,\frac{N_i}{N_{\text{H}}}\,gb\,\lambda = 10^{-10}$$

тых в различных крыльях этой линии, должен наблюдаться на одном и том же месте изображения солнечного диска более темный участок в синем крыле и более яркий — в красном. Наоборот, при движении вещества от нас (вниз, в глубь Солнца) более яркое место должно наблюдаться в синем крыле, а более темное — в красном. Действительно, если некоторая масса вещества движется к наблюдателю, то линия, образующаяся в результате поглощения атомами этого вещества, будет сдвинута в коротковолновую часть спектра и выходная щель спектрогелиографа, неподвижно расположенная против синего крыла несмещенной линии, обычно на расстоянии около 3 $\Delta\lambda_D$ от ее центра, окажется ближе к середине линии — яркость на спектрогелиограмме будет меньше. Это верно, пока скорость

$$v < \frac{3\Delta\lambda_D c}{\lambda} \approx 5 \div 6 \text{ км}.$$

Если же распределение яркостей на спектрогелиограмме отражает распределение элементов структуры атмосферы, то соответствующие места будут одновременно яркими или темными в обоих крыльях. Небольшое различие во времени фотографирования не должно иметь значения, так как элементы сетки существуют сравнительно долго — около суток. Картина распределения скоростей в вертикальных колебаниях меняется гораздо быстрее. Поэтому казалось, что по последовательно снятым спектрогелиограммам трудно судить о распределении мест подъема и опускания вещества относительно хромосферной сетки. Однако найдено, что определенное расположение мест подъема и опускания вещества относительно хромосферной сетки на различных спектрогелиограммах повторяется с соблюдением некоторых закономерностей.

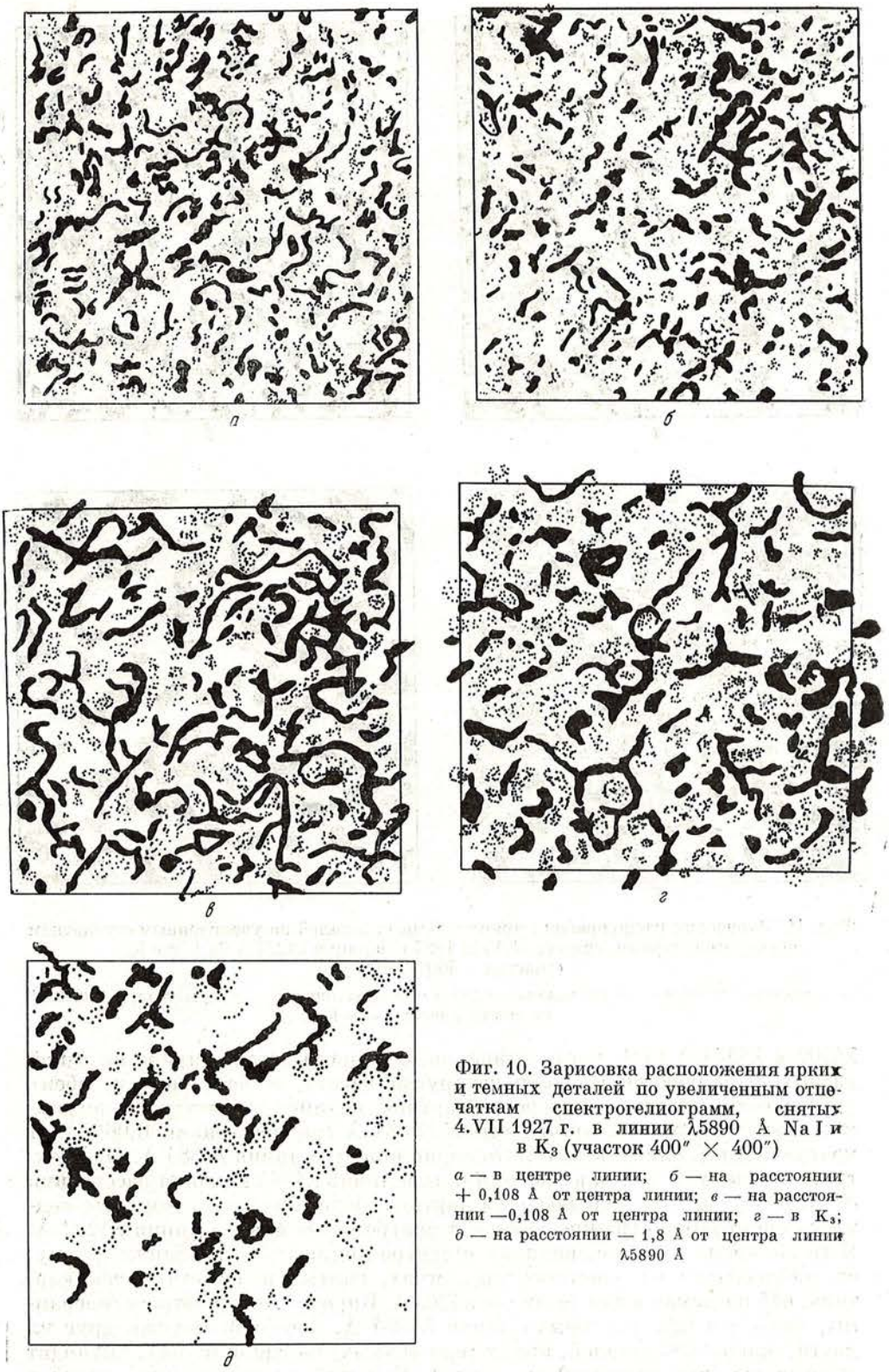
§ 4. Сравнение спектрогелиограмм

При рассмотрении результатов сравнения надо иметь в виду оговорки, сделанные нами вначале,— наши ожидания могут выполниться только в среднем, а не абсолютно в каждом конкретном случае. К сожалению, имевшиеся в нашем распоряжении спектрогелиограммы не давали возможности провести количественное сравнение яркостей. Д'Азамбюжа ограничился тем, что привел визуально построенные по своим спектрогелиограммам графики распределения видимости элементов структуры и флоккулов в зависимости от длины волны для каждой линии (видимость выражена в произвольной шкале). Мы также смогли провести только качественное сравнение спектрогелиограмм, снятых в разных частях перечисленных линий металлов и в линии K_3 Ca II, выполненное описанными методами. Как и следовало ожидать, результаты, полученные различными методами, одинаковы. На фиг. 10—13 в качестве примера приведены отдельные зарисовки. На приводимых нами комбинированных зарисовках (фиг. 5 и 6), места, яркие в красном крыле, обозначены замкнутыми линиями, места, яркие в синем крыле — заштрихованы, а места, в которых происходит одновременное увеличение яркости и в красном и в синем крыле линии, обозначены черным.

Несмотря на существенное перераспределение яркостей сравнительно темных и сравнительно ярких мест спектрогелиограмм при переходе от одного крыла линии к другому, можно проследить, что яркие элементы сетки в одном крыле очень часто выглядят как темные элементы в другом. Это может быть истолковано таким образом, что сетка на спектрогелиограммах, снятых в линиях нейтральных металлов, отражает в основном движения вверх и вниз, т. е. является результатом допплеровских сдвигов. Иногда на спектрогелиограммах в линии λ4202Å Fe I наблюдаются места, яркие как в красном, так и в синем крыльях линии. Обычно им соответствуют яркие места на спектрогелиограмме в K_3, образующейся в хромосфере. По-видимому, здесь находится место, более яркое во всех слоях солнечной атмосферы,— место с повышенной плотностью или температурой. Такие яркие места в обоих крыльях, совпадающие с ярким местом на спектрогелиограммах в K_3, наблюдаются иногда и для других линий — λ5890 Å Na I, λ4227 Å Ca I.

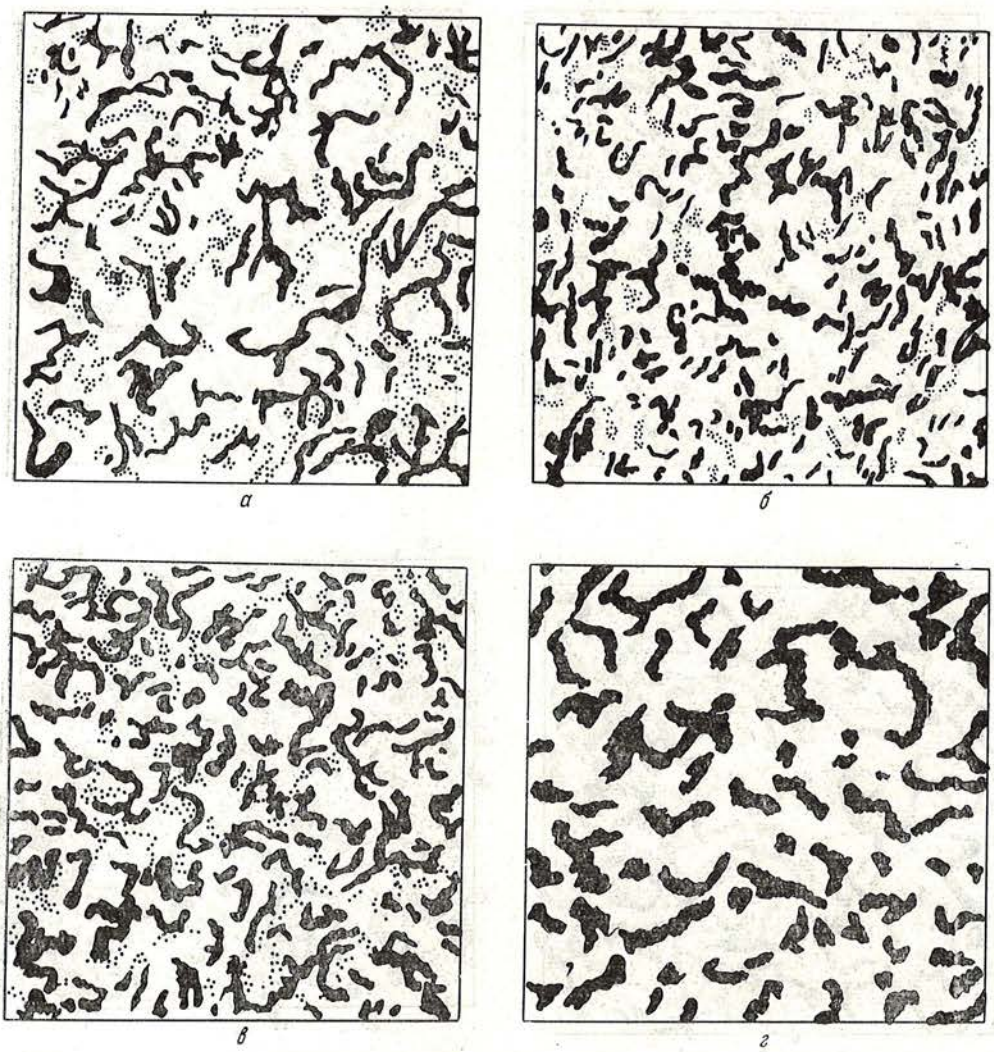
При сравнении спектрогелиограмм можно также заметить отмеченную уже Д'Азамбюжа разницу в размерах элементов сетки, наблюдаемой в линии K_3 Ca II и в других линиях металлов. В K_3 яркие элементы структуры раза в два больше (порядка 10 000 *мкм*). Это согласуется с предположением о том, что силовые линии магнитного поля расходятся по мере подъема в хромосферу. Все спектрогелиограммы, снятые в линиях нейтральных металлов, образуют монотонный ряд, в котором можно проследить, как при переходе от более слабых линий к более сильным (от линий, образующихся более глубоко в солнечной атмосфере, к тем, которые образуются выше — в хромосфере) растет количество совпадений более ярких мест в синем и красном крыльях линий, т. е. на спектрогелиограммах уменьшается количество ярких или темных деталей, связанных с допплеровскими сдвигами,— все больше отражается структура атмосферы. Обычно распределение ярких мест на спектрогелиограммах, снятых в центре линий, близко к распределению их в красном крыле линии. Это, видимо, связано с тем, что, как указал Рейхель [3, 5], поднимающиеся элементы горячее, чем опускающиеся.

По спектрогелиограммам, снятым в линии λ4202 Å Fe I, можно видеть, что больше половины ярких деталей на них связаны с допплеровскими смещениями (движениями вверх и вниз). Там, где яркие места в синем и красном крыльях совпадают примерно в 80% случаев, находится и деталь, яркая в линии K_3. Общий рисунок спектрогелиограмм, снятых в линиях



Фиг. 10. Зарисовка расположения ярких и темных деталей по увеличенным отпечаткам спектрогелиограмм, снятых 4.VII 1927 г. в линии λ5890 Å Na I и в K_3 (участок 400″ × 400″)

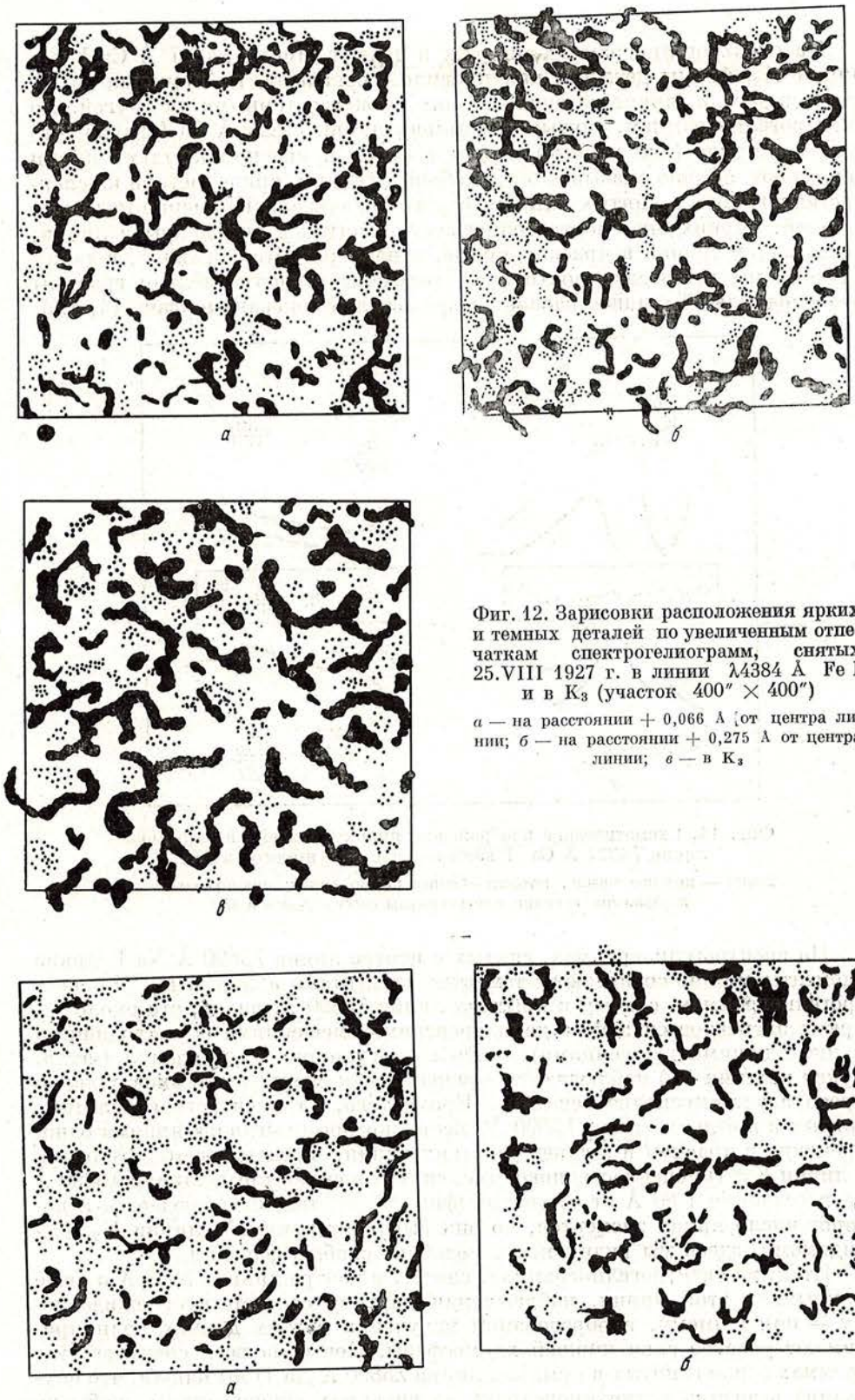
а — в центре линии; *б* — на расстоянии + 0,108 Å от центра линии; *в* — на расстоянии —0,108 Å от центра линии; *г* — в K_3; *д* — на расстоянии — 1,8 Å от центра линии λ5890 Å



Фиг. 11. Зарисовки расположения ярких и темных деталей по увеличенным отпечаткам спектрогелиограмм, снятых 31.VIII 1927 г. в линии λ4227 Å Ca I и в K_3 (участок 400″ ×400″)

а — в центре линии; *б* — на расстоянии —0,245 Å от центра линии; *в* — на расстоянии + 0,074 Å от центра линии; *г* — в K_3

λ4202 и λ4384 Å Fe I, почти одинаков, но иногда детали, яркие на одной из них, оказываются темными на другой. Места, особо темные на обеих спектрогелиограммах, совпадают. Картина, видимая на спектрогелиограмме, снятой в красном крыле линии λ4384 Å (на расстоянии 0,066 Å от центра линии), ближе к тому, что видно в центре линии λ4384 Å. На спектрогелиограмме, снятой в красном крыле линии λ4384 Å, но на расстоянии 0,275 Å от ее центра, наблюдается картина, более близкая к тому, что видно на спектрогелиограмме, снятой в центре более слабой линии λ4202 Å. В то же время картина, видимая в центре линии λ4384 Å, ближе к тому, что наблюдается на спектрогелиограммах, снятых в линии K_3, чем картина, наблюдаемая в центре линии λ4202 Å. Впрочем, обе спектрогелиограммы, снятые в красном крыле линии λ4384 Å, довольно похожи друг на друга: около 80% деталей, ярких (или темных) на одной из них, выглядят яркими же (или темными) на другой. Большей частью детали, яркие в K_3, одновременно оказываются яркими и в красном крыле линии λ4202 Å.



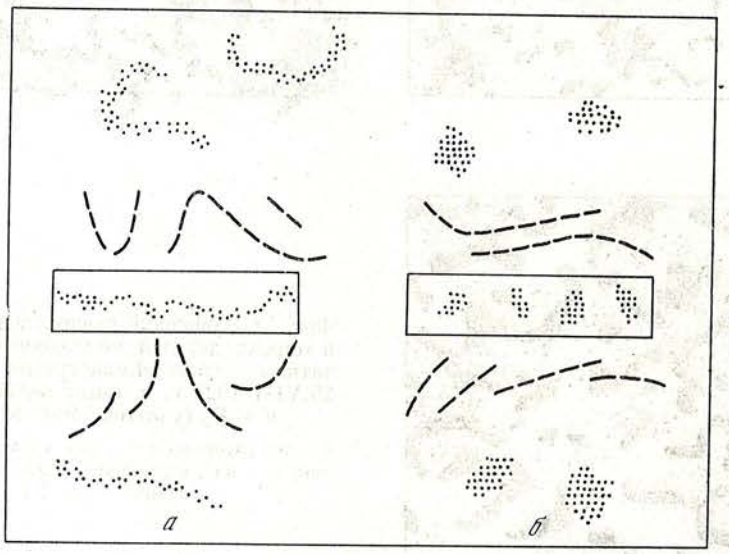
Фиг. 12. Зарисовки расположения ярких и темных деталей по увеличенным отпечаткам спектрогелиограмм, снятых 25.VIII 1927 г. в линии λ4384 Å Fe I и в K_3 (участок 400″ × 400″)

а — на расстоянии + 0,066 Å от центра линии; *б* — на расстоянии + 0,275 Å от центра линии; *в* — в K_3

Фиг. 13. Зарисовки расположения ярких и темных деталей по увеличенным отпечаткам спектрогелиограмм, снятых 29.VIII 1927 г. в линии λ4202 Å Fe I (участок 400″ × 400″)

а — в центре линии, *б* — на расстоянии — 0,069 Å от центра линии

На спектрогелиограммах, снятых в центре линии λ4227 Å Ca I и в линии K_3, формы деталей, как правило, совпадают, но примерно в $^1/_3$ случаев детали, яркие на одной из них, кажутся темными на другой. По спектрогелиограммам, снятым в крыльях линии λ4227 Å Ca I видно, что там, где яркие (или темные) детали в синем и красном крыльях линии совпадают, обычно оказываются, наоборот, темные (яркие) детали на спектрогелиограммах, снятых в линии K_3 (в 3/4 случаев). Примерно половина деталей, ярких на спектрогелиограмме, снятой в синем крыле линии, оказывается темной в красном крыле, и наоборот. Как правило, в таких случаях мы наблюдаем восходящее движение вещества вблизи границы супергранулы. Типичное расположение деталей показано на фиг. 14, *а*, *б*.



Фиг. 14. Схематическое изображение ярких деталей в крыльях линии λ4227 Å Ca I вблизи участка, яркого в K_3

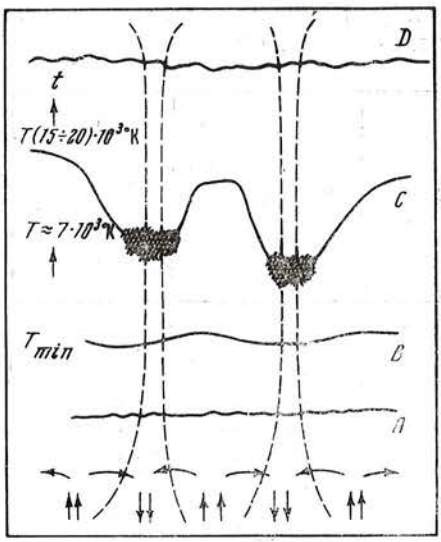
Точки — красное крыло, штрихи — синее крыло линии; прямоугольником изображена граница супергранулы (место, яркое в K_3)

На спектрогелиограммах, снятых в центре линии λ5890 Å Na I, яркие элементы обычно совпадают с темными элементами в линии K_3. По спектрогелиограммам, снятым в крыльях линии λ5890 Å, видно, что около $^1/_3$ ярких элементов связано с допплеровскими смещениями (с восходящими и нисходящими движениями), причем на границах супергранул (места, яркие в линии K_3) наблюдаются движения как вверх, так и вниз. Однако преобладает опускание вещества. Кроме того, на спектрогелиограммах, снятых в крыльях линии λ5890 Å, места, которые выглядят яркими одновременно в красном и в синем крыльях линии, представляются темными в линии K_3. На спектрогелиограмме, снятой в синем крыле линии λ5890 Å на расстоянии 1,80 Å от ее центра (фиг. 10, *д*), также наблюдается некоторое число ярких элементов, но они выглядят яркими в линии K_3. По-видимому, здесь мы видим нечто подобное слабым факелам.

Итак, на спектрогелиограммах, снятых в центре линии λ5890 Å и даже в крыльях этой линии, наблюдаемая картина соответствует ожидаемому,— по-видимому, в образовании излучения в этих длинах волн принимают участие слои нижней хромосферы. Почти на всех спектрогелиограммах (кроме снятых в крыльях линии λ5890 Å Na I) мы нашли, что опускание вещества редко происходит на границах супергранулы, а обычно внутри нее. Подъем же вещества одинаково часто наблюдается как внутри супергранулы, так и на ее границе. Этот результат представляется не-

сколько неожиданным, так как из общих соображений предполагалось, что на границе супергранулы происходит нисходящее движение вещества.

Особенно сложна картина, наблюдаемая на спектрогелиограмме, полученной в линии ионизованного стронция λ4078 Å. В хромосфере у этой линии очень маленький градиент интенсивности излучения. Это хорошо видно из результатов наблюдений солнечного затмения, приведенных в [11]. По-видимому, в образовании этой линии принимают участие и высокие слои хромосферы и фотосфера. Поэтому на объединенной зарисовке по обоим крыльям (фиг. 7) видно, что спектрогелиограмма в линии λ4078 Å особенно изрезана. Часть видимых элементов связана с допплеровскими сдвигами (на фиг. 7 особо темные места в том или другом



Фиг. 15. Структура спокойной хромосферы

A — верхняя часть конвективной зоны; *B* — граница между фотосферой и хромосферой (слой, в котором температура достигает минимума); *C* — граница между верхней и нижней хромосферой; *D* — переход к короне

Стрелками обозначены направления движения вещества. Штрихами показано направление силовых линий магнитного поля. Области яркого свечения ионизованного кальция заштрихованы

крыле отмечены кружочками). Почти везде особо темные места на спектрогелиограмме, снятой в одном крыле, соответствуют ярким местам в другом.

С другой стороны, наблюдается и много деталей, отражающих, по-видимому, структуру атмосферы,— места, где одновременно отмечается увеличение яркости в обоих крыльях (на фиг. 7 они изображены как черные детали). Видно, что таких мест в несколько раз больше, чем на фиг. 6 (на объединенной зарисовке спектрогелиограмм, снятых в крыльях линии λ4202 Å Fe I). Расположение мест, в которых одновременно увеличивается яркость в обоих крыльях относительно хромосферной сетки, видимой на спектрогелиограмме в K_3,— неопределенно. На кальциевой хромосферной сетке этого участка мы отметили 126 отдельных ярких деталей, только 67 из них совпадают с черными участками на фиг. 7, хотя на этой фигуре 145 черных участков. Таким образом, установить связь между расположением яркостей в кальциевой хромосферной сетке и распределением яркостей на спектрогелиограмме в линии λ4078 Å Sr II не удается. Места, которые выглядят яркими на спектрогелиограмме, снятой в центре этой линии, ярки также и в K_3, но контраст деталей на спектрогелиограмме, снятой в линии λ4078 Å Sr II чрезвычайно мал.

§ 5. Активные области

На спектрогелиограммах, снятых в линиях металлов, вблизи пятен видны яркие образования. Хотя они находятся на тех же местах диска, что и флоккулы, видимые в H_α или K Ca II, это не собственно флоккулы, не хромосферные образования. Согласно приведенным расчетам, это, по-видимому, факелы, которые обычно наблюдаются в белом свете лишь на краю солнечного диска. Из таблицы видно, что, по измерениям Д'Азамбюжа, чем сильнее линия (чем выше она образуется), тем дальше от ее центра отстоит место, где факелы видны лучше всего. Это соответствует и большому расстоянию по глубине в солнечной атмосфере.

Как показали подсчеты, точки профиля линий, в которых факелы видны наиболее контрастно (см. таблицу) для линий D_2 [10] и λ4202 Å [8], соответствуют одной и той же глубине $\tau_{5000} = 0{,}3$, или около 240—260 *км* (если, следуя де Ягеру [5], брать $h = 0$ там, где $\tau_{5000} = 0{,}0045$). Отметим,

Дата, 1927 г.	Время получения спектрогелиограммы, h, m	Линия λ, Å	Элемент	Интенсивность, по Роуланду	Высота, где для центра линии $\tau_0 = 1$ по [6]	Расстояние выходной щели спектрогелиографа от центра линии, Å	Расстояние между максимумами видимости	
							сетки по [2], Å	факелов по [2], Å
25.V	7.14	K_1	Ca II		0,6			
	7.44	K_3	Ca II		3,5			
	9.12—9.19	4202	Fe I	8	0,1	+0,037	0,14	0,169
	9.20—9.27	4202	Fe I	8	0,1	—0,037	0,14	0,169
	9.32—9.37	4202	Fe I	8	0,1	+0,069	0,14	0,169
	9.40—9.43	4202	Fe I	8	0,1	—0,069	0,14	0,169
	9.45—9.49	4202	Fe I	8	0,1	+0,138	0,14	0,169
	10.01—10.11	4202	Fe I	8	0,1	0	0,14	0,169
	10.57—11.17	4078	Sr II	8	0,9	0	0,14	0,124
	11.24—11.39	4078	Sr II	8	0,9	—0,041	0,14	0,124
	11.44—11.52	4078	Sr II	8	0,9	+0,041	0,14	0,124
	14.33—14.38	4078	Sr II	8	0,9	+0,082	0,14	0,124
	15.09—15.14	4078	Sr II	8	0,9	—0,082	0,14	0,124
	15.49—15.52	4078	Sr II	8	0,9	—0,287	0,14	0,124
29.VIII	17.32	K_3	Ca II		3,5			
	10.35—10.45	4384	Fe I	15	0,4	0	0,10	0,444
	10.51—11.01	4384	Fe I	15	0,4	+0,066	0,10	0,444
	11.07—11.12	4384	Fe I	15	0,4	+0,275	0,10	0,444
	16.27—16.42	4202	Fe I	8	0,1	0	0,14	0,169
	16.51—17.01	4202	Fe I	8	0,1	—0,069	0,14	0,169
4.VII	7.31	K_3	Ca II		3,5			
	16.22—18.00	5890	Na I	30	0,3	0	0,24	0,584
	16.22—18.00	5890	Na I	30	0,3	+0,108	0,24	0,584
	16.22—18.00	5890	Na I	30	0,3	—0,18	0,24	0,584
	15.37—16.15	5890	Na I	30	0,3	+0,108	0,24	0,584
	15.37—16.15	5890	Na I	30	0,3	—0,27	0,24	0,584
	15.37—16.15	5890	Na I	30	0,3	—1,8	0,24	0,584
31.VIII	13.14	K_3	Ca II					
	15.40—16.10	4227	Ca I	20	0,8	0	0,14	0,434
	16.17—16.32	4227	Ca I	20	0,8	+0,074	0,14	0,434
	15.40—16.10	4227	Ca I	20	0,8	0	0,14	0,434

что глубина слоя, в котором лучше всего видна сетка на металлических спектрогелиограммах, по аналогичным расчетам составляет 220 *км*.

По модели факела, приведенной в [14], видно, что уровень, соответствующий наибольшему контрасту факелов $\tau_{5000} = 0{,}3$,— это как раз тот слой, где температура факела больше всего превышает температуру окружающей фотосферы. Таким образом, в линиях металлов мы можем наблюдать факелы и в центре диска Солнца. Известно (см., например, [5], стр. 129), что в белом свете факелы не видны в середине диска потому, что излучение более глубоких слоев факела (где он холоднее окружающей фотосферы) и менее глубоких его частей (где он горячее соседней фотосферы) при сложении дает такое же излучение, как и соседняя невозмущенная фотосфера. При наблюдении на краю диска Солнца вклад более горячей части факела гораздо больше, чем вклад более холодной его части,— в результате факел кажется ярким на фоне окружающей его невозмущенной фотосферы. В спектральной линии коэффициент поглощения гораздо больше вследствие совместного действия непрерывного и селективного поглощений. Поэтому мы можем видеть в основном только верхнюю, более горячую часть факела,— факел виден даже в центре диска. На спектрогелиограммах, полученных в более далеких местах крыльев линий, факелы видны только на краю диска Солнца, например на спектрогелиограмме, снятой в линии λ5890 Å Na I на расстоянии 1,8 Å от ее центра.

Нужно отметить, что различие между системой, образованной на спектрогелиограмме сеткой, с одной стороны, и системой ярких флоккулов активных областей,— с другой, отмечал еще Д'Азамбюжа [2]. Однако это четкое разделение на две системы ярких образований было незаслуженно забыто.

На спектрогелиограммах, полученных в сравнительно сильной линии λ4227 Å Ca I, флоккулам, сравнительно ярким в K_3, соответствуют яркие образования. Однако на спектрогелиограммах, полученных в более слабых линиях λ5890 Å Na I или λ4384 Å Fe I, только самые яркие флоккулы (по K_3) выглядят как яркие образования. Флоккулы, имеющие в K_3 среднюю яркость, на спектрогелиограммах, полученных в линиях λ4384 Å Fe I и λ5890 Å Na I, выглядят иногда как яркие, иногда как темные образования. На спектрогелиограммах, снятых в еще более слабых линиях λ4078 Å Sr II и λ4202 Å Fe I, факелы выглядят лишь не намного более яркими, чем окружающая фотосфера. В крыльях этих линий они видны как темные образования, но в этом случае контраст совсем небольшой. Однако на краю диска факелы опять становятся светлыми. Можно думать, что в центре диска соответствующие части линий в этом случае образуются на такой глубине в фотосфере, где температура факела, видимого на спектрогелиограммах, ниже температуры окружающей фотосферы. Коэффициент непрерывного поглощения вблизи 4000 Å имеет минимум, так что мы можем видеть излучение, образующееся глубже, чем тогда, когда наблюдение ведется в белом свете.

Положение границы, разделяющей слои факела с температурой выше и ниже, чем температура окружающей фотосферы, аналогично границе между хромосферой и фотосферой (фиг. 4) должно меняться в зависимости от яркости флоккула (факела), т. е. от напряженности и направления магнитного поля. Это сказывается на том, что одни факелы на спектрогелиограммах могут быть темными, а другие светлыми.

Из всего изложенного можно заключить, что распределение яркостей на спектрогелиограммах, снятых в линиях металлов, частично может быть объяснено с помощью предложенной в [1] схемы строения нижней хромосферы (см. также фиг. 15) и, во всяком случае, не противоречит ей.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность профессору Д'Азамбюжа, получившему использованные мною спектрогелиограммы, и д-ру Мишару, предоставившему их в мое распоряжение.

Выражаю свою признательность А. Б. Северному и П. П. Добронравину, которые просмотрели рукопись и сделали ряд полезных замечаний.

Март 1967 г.

Литература

1. Э. Е. Дубов. Астрон. ж., 1967, 44, № 2, 342.
2. L. D'Azambuja. Annales de l'observatoire de Paris, 1930, 8, II.
3. M. Reichel. Zs. Astrophys., 1953, 33, 79.
4. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950.
5. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
6. R. G. Athay. Astrophys. J., 1963, 138, 680.
7. И. А. Асланов. Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца. Баку, 1965.
8. G. Elste. Zs. Astrophys., 1955, 37, 184.
9. I. R. W. Heintze, H. Hubenet, C. de Jager. Bull. Astron. Netherl., 1965, 17, 6, 442.
10. G. W. Curtis. Research in Space Science Special Report, N 174, 301, 1965, Cambridge, Mass., U. S. A.
11. Р. Томас, Р. Атей. Физика солнечной хромосферы. «Мир», 1965.
12. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1963, 39, 973.
13. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 301.
14. М. А. Лившиц. Астрон. ж., 1963, 40, 38.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Э. Е. Дубов

Показано, что причиной, поддерживающей турбулентность в спокойных протуберанцах, могут быть ударные волны, проникающие в протуберанец.

THE TURBULENCE IN QUISCENT PROMINENCES AND SHOCK WAVES IN THE UPPER ATMOSPHERE, by *E. E. Dubov.*— It is shown that shock waves, penetrating into a prominence, may support the turbulence in quiscent prominences.

В [1] отмечается, что ударные волны могут оказаться ответственными за возникновение турбулентности в протуберанцах. Прямых доказательств связи ударных волн с турбулентностью в протуберанцах пока нет, но можно привести ряд соображений, говорящих в пользу такой возможности. Рассмотрим этот вопрос подробнее. В 1952 г. А. Б. Северный [2] предложил классификацию протуберанцев по типу преобладающих в них движений. Отмечено существование широкого класса протуберанцев, движения в которых носят хаотический, турбулентный характер. В 1954 г. автор настоящей статьи [3, 4] пришел к выводу о существовании в спокойных протуберанцах турбулентности, весьма близкой к локально изотропной.

В самом деле, просмотр кинофильмов на экране, а тем более измерения яркости и положения узлов показывают, что в спокойных протуберанцах непрерывно происходят изменения формы и яркости отдельных узлов. Неупорядоченность движения и характер изменений в спокойных протуберанцах привели к предположению о турбулентном характере внутренних движений в них. В [3] было выдвинуто предположение об обычном гидродинамическом характере этой турбулентности и об ее локальной изотропии. В пользу предположения о турбулентности говорит высокое значение числа Рейнольдса — 10^8. Проверка предположения о наличии в спокойных протуберанцах изотропной турбулентности осуществлена по флуктуациям яркости в них методом, предложенным С. Б. Пикельнером [5]. Обработка кинофильмов трех спокойных протуберанцев показала, что флуктуации яркости в них распределены хаотично.

Результаты подтверждают предположение о наличии в спокойных протуберанцах локально-изотропной турбулентности. Определены некоторые параметры турбулентности: масштаб турбулентности $L \sim 10^9$ *см*, скорость $u \sim 10^6$ *см/сек*, величина диссипации энергии на 1 *г* вещества в секунду $\varepsilon^1 \sim 3 \cdot 10^8$ *эрг/г·сек*. Далее принято, что температура $T \approx \approx 10^4$°K, скорость звука $a = 1{,}1 \cdot 10^6$ *см/сек*.

В облаке газа, составляющем спокойный протуберанец и находящемся в турбулентном движении, должны возникать хаотически разбросанные

флуктуации давления, уплотнения, которые можно попытаться отождествить с узлами протуберанца. Эти узлы тогда можно представлять как светящиеся турбулентные уплотнения в сплошной массе протуберанца, а не как отдельные образования, разделенные чрезвычайно разреженной корональной средой [3].

Измерения контраста яркости узлов, выполненных по кинофильмам трех спокойных протуберанцев, измерения расстояний между центрами их узлов и времени жизни этих узлов приводят к неплохому согласию с теоретическими предсказаниями и к тем же значениям параметров турбулентности, что получились в [3]. Совпадение параметров турбулентности, определенных совершенно различными путями, можно считать подтверждением существования в спокойных протуберанцах локально-изотропной турбулентности. Известно, что турбулентность возникает обычно либо в потоке вещества, либо при постоянном его перемешивании. Однократное перемешивание, например возникновение турбулентности в связи с самим образованием протуберанца, привело бы к быстрому затуханию турбулентности, так как время существования протуберанца намного больше времени затухания турбулентности, которое можно считать меньшим или равным $\tau = \rho u^2/2\varepsilon$ *сек*, где $\rho u^2/2$ — кинетическая энергия в 1 *см*^{3}, а ε — диссипация энергии в турбулентном движении в 1 *см*^{3} за секунду. В дальнейшем при всех расчетах мы будем исходить из следующих средних цифр: длина протуберанца $200 \cdot 10^8$ *см*, высота $40 \div 50 \cdot 10^8$ *см*, толщина $10 \cdot 10^8$ *см*, плотность $\rho \approx 2 \cdot 10^{14}$ *г/см*^{3} и электронная концентрация $n_e \approx 10^{10} \div 5 \cdot 10^{10}$ *см*$^{-3}$, $\varepsilon = \varepsilon' \rho$. Итак, $\tau \approx 10^3$ *сек* порядка 1 часа, а спокойные протуберанцы, как известно, существуют месяцами.

Как мы уже указывали, непрерывное перемешивание, непрерывное добавление энергии в турбулентное движение могут происходить в результате нелинейных взаимодействий, связанных с прохождением ударных волн. Рассмотрим, как изменяется число Маха при переходе ударной волны из короны в протуберанец. Воспользуемся выражением, приведенным в [6]:

$$\frac{(5M_5^2-1)^{1/5}}{(5M_1^2-1)^{1/5}} = 1 - \frac{a_5\,(M_5^2-1)/M_5 - a_1\,(M_1^2-1)/M_1}{4a_1\,(\rho_2/\rho_1)^{1/3}}. \qquad (1)$$

Здесь индекс 1 относится к значениям всех величин в короне до прохождения ударной волны, индекс 5 — к веществу протуберанца, также до прохождения ударной волны. Примем, что в короне $M = 1{,}5$. Тогда скачок плотности в ней $\rho_2/\rho_1 = 2{,}8$ [7, § 85] и число Маха в протуберанце оказывается равным 2,1 , т. е. несколько увеличивается (из-за меньшего значения скорости звука в протуберанце).

Движение, возникающее в протуберанце после прохождения фронта ударной волны, в самом общем виде может быть записано с помощью уравнения Навье — Стокса

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} + (\mathbf{u}\nabla)\,\mathbf{u} - \nu\nabla^2\mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}. \qquad (2)$$

Возникновение турбулентности обусловливается величиной нелинейного члена $(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u}$. Если этот член значителен по сравнению с членом уравнения, описывающим вязкое затухание $\nu\nabla^2\mathbf{u}$, то турбулентность должна возникать. Отношение этих членов такого же порядка величины, что и число Рейнольдса, которое для протуберанцев, как мы уже указывали, очень велико $\sim 10^8$. С другой стороны, известно, что турбулентность связана с существованием в среде вихревого движения. Введем вихрь скорости $\Omega = \mathrm{rot}\,\mathbf{u}$. В [8, стр. 33] для невязкого течения идеального газа показано, что изменение вектора вихря скорости со временем описывается

уравнением

$$\frac{D\Omega}{Dt} = (\Omega\nabla)\mathbf{u} - \Omega(\nabla\mathbf{u}) + [\nabla T \times \nabla s], \tag{3}$$

где T — температура и s — удельная энтропия, D/Dt означает оператор $\frac{d}{dt} + \mathrm{u}\,\frac{d}{dx}$, т. е. изменение вихря со временем для некоторого определенного участка среды (изменение в системе координат, движущейся вместе с потоком). Первый член в правой части отражает изменение вектора вихря в результате искривления вихревой линии уже существовавшего вихря; второй член — влияние изменения объема трубки тока, заключающей в себе вихревую линию; третий член — возрастание вихря вследствие изменения энтропии. Изменение удельной энтропии в веществе за фронтом ударной волны на длине порядка половины размеров самого фронта ($\sim 1/2 \cdot 10^9$ *см*) можно считать примерно равным изменению удельной энтропии на фронте ударной волны. Обычные соотношения для ударных волн [7, § 85] приводят к выводу, что $\Delta T \sim 0{,}5\ T$. В [9, стр. 398] показано, что для ударной волны в идеальном газе

$$T\Delta S = -\frac{\gamma+1}{12}\frac{(\Delta u)^3}{a}. \tag{4}$$

Здесь Δ означает скачок на фронте ударной волны.

Оценим величину всех трех членов правой части уравнения (3):

$$\Omega \sim \frac{u}{L} \approx 10^6/10^9 = 10^{-3}\ сек^{-1},\quad \nabla u \sim \frac{u}{L} = 10^{-3}\ сек^{-1}.$$

Таким образом, первый и второй члены в правой части (3) порядка $10^{-6} сек^{-2}$. Третий член $|\nabla T \times \nabla s| = \frac{\Delta T}{L_1}\frac{\Delta S}{L_2}$, где $L_2 \leqslant {}^1/_2\ L$ (L — размер фронта волны). Мы не вводим множителя, соответствующего синусу угла между векторами ∇T и ∇s. Он не должен сильно отличаться от единицы, потому что за фронтом ударной волны процессы происходят в основном изэнтропически, а температура быстро понижается с увеличением расстояния от фронта волны из-за высвечивания. Поэтому в нашей схеме ∇s направлено параллельно фронту ударной волны, а ∇T — под большим углом к нему. Примем также $L_1 \sim {}^1/_4\ L$.

Для $\gamma = {}^5/_3$ согласно (4) $\Delta T \Delta s \approx 0{,}5\ T\Delta s \approx \frac{1}{9}\frac{(\Delta u)^3}{a}$. Пусть перед фронтом скорость равна нулю. Скорость за фронтом определится из соотношения [5]: $u_1 = \frac{2(\mathrm{M}^2-1)}{(\gamma+1)\mathrm{M}^2}V = 0{,}42\ V$, где M — число Маха в волне, прошедшей из короны в протуберанец, и V — скорость фронта. Принимается $\mathrm{M} = 1{,}5$, тогда $u_1 = 0{,}62\ a$.

Окончательно для третьего члена в правой части уравнения (3) получаем, что $|\nabla T \times \nabla s| \sim 0{,}5 \cdot 10^{-6}\ сек^{-2}$, т. е. того же порядка, что и другие члены в правой части этого уравнения. Если принять в расчет, что на самом деле изменение энтропии и температуры происходит на расстоянии, гораздо меньшем, чем половина размера фронта, то можно сделать вывод о том, что прохождение ударных волн может играть существенную роль в поддержании турбулентности в спокойных протуберанцах. Большое значение имеют также взаимные пересечения ударных волн при их отражении от границ протуберанца или в результате обтекания ими флуктуаций плотности, связанных, например, с турбулентностью, возникшей при образовании спокойного протуберанца.

Оценим общее количество энергии, которое должны приносить волны в протуберанец. Согласно [6], общий поток энергии в волнах может быть выражен как

$$F = {}^4/_3\,\frac{\tau}{P}\,\rho a^3\,\frac{(\mathrm{M}^2-1)^2}{(\gamma+1)^2\,\mathrm{M}}. \tag{5}$$

Для N-образных волн $\tau/P = 1$, и так как мы принимаем $M = 1{,}5$, то $F = 4 \cdot 10^3$ *эрг/см²·сек*.

Благодаря непрерывной трансформации волн [10] часть энергии ансамбля содержится в ускоренных волнах, одинаково хорошо распространяющихся как вдоль, так и поперек магнитного поля [11]. Таким образом, магнитное поле не намного уменьшит количество энергии, приносимой волнами.

Необходимо вычислить, какая доля энергии волн, падающих на протуберанец, пройдет внутрь него. Отражения связаны со скачкообразным изменением плотности и величины магнитного поля. Рассмотрим действие каждого из этих факторов по отдельности.

Как видно из работы Бюргерса [12], для не слишком сильных ударных волн скорость движения вещества за фронтом ударной волны при резком увеличении магнитного поля H приблизительно обратно пропорциональна $\sqrt{H}$, т. е. кинетическая энергия единицы объема вещества изменяется на границе сред с разной напряженностью магнитного поля обратно пропорционально напряженности H. Можно видеть, что если $H \sim 1 \div 2$ *гс*, то магнитное поле вообще не оказывает существенного влияния на рассматриваемые движения.

Согласно недавним измерениям, выполненным с помощью магнитографа, специально сконструированного для измерения магнитных полей протуберанцев по линии H_α (разрешение 20″), величина продольного магнитного поля в спокойных протуберанцах во многих случаях больше 2 *гс*, но всегда меньше 10 *гс* [13].

Если принять, что в короне $H = 1{,}5$ *гс*, а в спокойном протуберанце поле усиливается в 10 раз, то и тогда поток энергии в волнах, проходящих из короны в протуберанец, будет составлять 10% от падающего потока. Только, если поле при переходе от короны к протуберанцу усиливается в 100 раз, поток энергии, проходящей в волнах из короны в протуберанец, составил бы 1% от падающего потока. Для чисто звуковых волн, нормально падающих на границу хромосферы и короны, согласно [7], можно вычислить, что проходящий поток составит примерно 2% от падающего.

В [10] отмечено, что поток энергии в волнах F при различных сочетаниях типов волн и направления магнитного поля меняется от $F \sim 4\,\rho^{-1/3}$ до $F \sim \rho^{-1}$, т. е. при переходе волны из короны в протуберанец для разных случаев поток энергии составляет от 40 до 1% падающего потока. В этой же работе показано, что поток энергии на высоте 6000 *км* может составлять 10^5 *эрг/см²·сек*. Примем эту величину за некоторое среднее — в более низких слоях поток энергии в волнах больше, а в более высоких меньше. В протуберанце же нами было принято $M = 1{,}5$, т. е. $F = 4 \cdot 10^3$ *эрг/см²·сек*, что составляет несколько процентов от потока энергии в короне.

Таким образом, даже та небольшая доля энергии, которая проникает из короны в протуберанец, достаточна для поддержания турбулентности в спокойных протуберанцах.

Март 1967 г.

Литература

1. Э. Е. Дубов. Астрон. ж., 1967, 44, № 2.
2. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, 1952, 82, № 1.
3. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 12, 46.
4. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 121.
5. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 11, 34.
6. M. Kuperus. Rech. Astr. de l'obs., D'Utrecht, 1965, 17, 1.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. ГТТИ, 1953.
8. Цан Сюэ-сень. В сб. «Основы газовой динамики», гл. 1, ИЛ, 1963.
9. У. Д. Хейз. В сб. «Основы газовой динамики», гл. IV, ИЛ, 1963.
10. С. Б. Пикельнер, М. А. Лившиц. Астрон. ж., 1964, 41, 1007.
11. С. И. Сыроватский. УФН, 1957, 62, № 3.
12. Ж. М. Бюргерс. В сб. «Магнитная гидродинамика». Атомиздат, 1958, стр. 44.
13. D. M. Rust. Astron. J., 1966, 71, 178.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О РОЛИ СЖАТИЯ И РАСШИРЕНИЯ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ В СИНХРОТРОННОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

С. И. Гопасюк, Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор

Проведен анализ данных наблюдений всплесков импульсного типа в сантиметровом диапазоне во время солнечных вспышек. Показано, что объяснение спадающей фазы этих всплесков только ионизационными потерями встречает трудности.

Рассмотрена задача о временно́м изменении плотности потока синхротронного излучения релятивистских электронов со степенным спектром и с учетом ионизационных потерь. Предполагается, что область генерации этого излучения испытывает первоначально однородное сжатие, а затем расширение. Скорость сжатия и расширения принималась постоянной.

Показано, что при сжатии плотность потока на данной частоте растет пропорционально величине сжатия в степени показателя начального дифференциального энергетического спектра релятивистских электронов. При этом ионизационные потери в значительной мере уменьшают плотность потока. При расширении, наоборот, плотность потока со временем убывает в зависимости от степени расширения, ионизационных потерь и показателя дифференциального спектра по тому же закону, что и при сжатии.

Полученные результаты применяются для объяснения нарастающей и спадающей частей импульсных всплесков. Всплески импульсного типа наилучшим образом описываются при условии, что ионизационные потери малы. Такое описание наблюдаемого временно́го хода всплесков позволило оценить как параметры излучающей области, так и параметры дифференциального энергетического спектра релятивистских электронов. Кроме того, определено полное число электронов, излучающих на данной частоте. Значения всех найденных параметров находятся в хорошем согласии с современными представлениями об излучающей области и энергетическом спектре релятивистских электронов.

ON THE ROLE OF THE COMPRESSION AND EXPANSION OF THE GENERATION REGION IN THE SYNCHROTRON RADIOEMISSION, by *S. I. Gopasyuk, N. N. Erjushev, Y. I. Neshpor.*— The observing data on bursts of the impulsive type in centimeter diapason during solar flares are analyzed. It is shown that the explanation of the decreasing phase of these bursts only by ionization losses meets with difficulties.

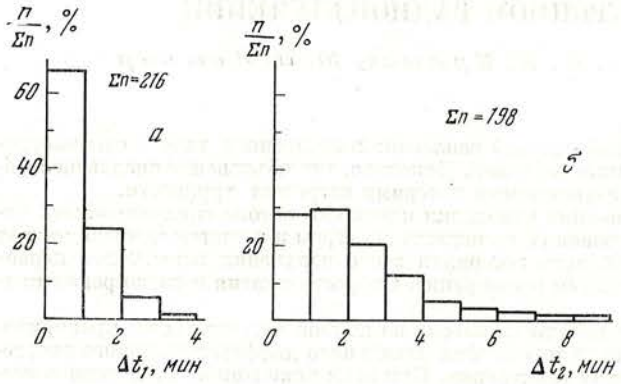
The problem on the time variation of the synchrotron flux density of relativistic electrons with the power law spectrum and taking into account the ionization losses, is considered. It is supposed that the generation region of this emission experiences originally the homogeneous compression and then — the expansion. Velocity of the compression and expansion has been taken as constant.

It is shown that in the case of the compression, the flux density at the given frequency increases in proportion to the value of the compression in the power law of the initial differential energetic spectrum of relativistic electrons. To a considerable extent, ionization losses decrease the flux density.

In the case of the expansion, on the contrary, the flux density in due course decreases, depending on the degree of the expansion, ionization losses and the power index of the differential spectrum according to the same law as in the case of the compression.

The obtained results are applied for the explanation of increasing and decreasing parts of impulsive bursts. Bursts of the impulsive type are best described on condition of small losses. Such a description of the observing time variation of bursts has allowed to estimate both parameters of the radiating region and parameters of the differential energetic spectrum of relativistic electrons. Besides that, the total number of electrons, radiating at a given frequency, is determined. Values of all obtained parameters are in full accordance with the modern ideas on the radiating region and energetic spectrum of relativistic electrons.

Солнечные вспышки часто сопровождаются импульсными радиовсплесками в сантиметровом диапазоне. В настоящее время общепринято, что этот тип радиовсплесков представляет собой синхротронное излучение релятивистских электронов [1, 2]. Они характеризуются быстрым нарастанием интенсивности излучения до максимума с последующим более медленным спадом (см. фиг. 9). Для иллюстрации на фиг. 1 представлены гистограммы распределения числа всплесков в зависимости от длительностей нарастающей (*а*) и спадающей (*б*) фаз на волне $\lambda = 3{,}2$ *см*, построенные по данным [3]. Из этих гистограмм видно, что длительность нарастания интенсивности до максимума Δt_1 для большинства всплесков (145 из 216 рассмотренных всплесков, т. е. 67%) не превышает 1 мин. Продолжительность спадающей фазы Δt_2 для большинства всплесков (153 из 198 всплесков, т. е. 77%) не превышает 3 мин. Отсюда отношение $\Delta t_1/\Delta t_2$



Фиг. 1. Гистограммы распределения относительного числа радиовсплесков на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* в зависимости от длительности нарастающей (*а*) и спадающей (*б*) фаз всплесков

составляет в среднем 0,3, что находится в соответствии с [4], где рассмотрение проведено без разделения по типам всплесков. Это отношение заметно изменяется при рассмотрении величин Δt_1 и Δt_2 на уровне интенсивности 0,5. Для оценки этого соотношения из [5] нам удалось выбрать 10 наиболее характерных импульсных всплесков на волне $\lambda = 3{,}2$ *см*. Получено, что отношение продолжительности роста интенсивности от уровня 0,5 до максимума к длительности спада интенсивности до уровня 0,5 составляет в среднем 0,84. При этом средняя длительность роста интенсивности от уровня 0,5 до максимума равна 35 сек., а длительность спада — 40 сек. Однако отметим, что в некоторых случаях спад интенсивности до уровня 0,5 может происходить за время 20 сек.

Спад интенсивности после максимума всплеска обычно объясняется уменьшением энергии релятивистских электронов за счет ионизационных потерь [6, 7]. Хотя в некоторых случаях спад до 0,5 удается объяснить ионизационными потерями, но тем не менее, как нам кажется, при этом возникает ряд трудностей. Здесь укажем на следующие обстоятельства. Для объяснения ионизационными потерями спада до уровня 0,5 за время 40 сек. (среднее по 10 всплескам) значение концентрации частиц среды согласно (28) при $t_m = 0$ (см. § 2) должно составлять $5 \cdot 10^{10}$ *см*$^{-3}$, а для $(\Delta t_2)_{0,5} = 20$ сек.— 10^{11} *см*$^{-3}$. Для этих значений оценим коэффициент поглощения на волне 3,2 *см*. Поскольку в нашем случае $\omega^2 \gg \omega_п^2$ ($\omega_п$ — плазменная частота) и $\omega^2 \gg \omega_H^2$ (ω_H — гирочастота), то для грубой оценки можно воспользоваться выражением для коэффициента поглощения в изотропной среде [8]

$$\mu \approx 1{,}46 \cdot 10^{-2} \frac{n^2}{T^{3/2}} \frac{1}{\nu^2} \ln\left(220 \frac{T}{n^{1/3}}\right).$$

Для $n = 5 \cdot 10^{10}$ *см*$^{-3}$ при $T = 5 \cdot 10^6$ °K получим $\mu = 4 \cdot 10^{-10}$ и при $T = 10^6$ °K $\mu = 4 \cdot 10^{-9}$. Для $n = 10^{11}$ *см*$^{-3}$ при этих же значениях температуры будем

иметь $\mu = 1{,}5 \cdot 10^{-9}$ и $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ соответственно. При этом если принять размер излучающей области равным 10^{10} *см* [2], то даже при $\mu = 4 \cdot 10^{-10}$ оптическая толща среды $\tau = 4$. В других же случаях оптическая толща $\tau \gg 1$. Это заставляет искать иные объяснения спадающей части импульсных всплесков.

В [9] имеются некоторые указания на то, что угловые размеры источников сантиметрового излучения изменяются в процессе развития всплесков, принимая минимальные значения в момент максимума их интенсивности. Ранее [10] нами была сделана попытка рассмотреть изменение синхротронного излучения релятивистского электрона в предположении, что со временем излучающая область с вмороженным в нее магнитным полем сжимается. Там было показано, что излучающая способность электрона растет пропорционально кубу степени сжатия $k(t)$ магнитного поля.

На основе выдвинутого в [10] предположения о сжатии излучающей области здесь нами рассматривается изменение со временем интенсивности синхротронного излучения релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром.

§ 1. Сжатие излучающей области

Для простоты, как и в [10], будем рассматривать цилиндрическую силовую трубку с вмороженным в нее магнитным полем. Примем, что напряженность магнитного поля H_0 и плотность частиц «холодной» плазмы n_0 в начальный момент времени постоянны по сечению трубки. Предполагается, что внутри силовой трубки имеются релятивистские электроны со степенным спектром, ускоренные в начале вспышки [11—13]. Причем высокоэнергичные электроны двигаются поперек магнитного поля и в трубку дополнительно не поступают.

Далее, пусть рассматриваемая трубка испытывает радиальное сжатие поперек магнитного поля. Очевидно, что при сжатии напряженность магнитного поля внутри трубки со временем будет расти. В предположении, что сжатие по сечению трубки однородно, можно записать соотношение

$$H(t) = k(t) H_0, \quad k(t) > 1, \tag{1}$$

где $k(t)$ — функция времени, определяющая степень сжатия. При сжатии трубки со скоростью $v = v_0 = \text{const}$ (см. [10])

$$k(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{v_0}{r_0} t\right)^2}, \tag{2}$$

где r_0 — радиус сечения силовой трубки до сжатия. Во время сжатия он будет меняться по закону [10]

$$r(t) = \frac{r_0}{\sqrt{k(t)}}. \tag{3}$$

При сжатии меняется как температура «холодной» плазмы, так и плотность частиц в ней [10]:

$$n(t) = k(t)\, n_0. \tag{4}$$

Наряду с этим будет изменяться коэффициент поглощения радиоволн

$$\mu(t) \approx 1{,}46 \cdot 10^{-2} \frac{n_0^2}{T_0^{3/2}} \frac{k(t)}{\nu^2} \ln\left(220 \frac{T_0}{n_0^{1/3}} k^{1/3}(t)\right), \tag{4a}$$

а следовательно, и оптическая толща среды в поперечном направлении:

$$\tau(t) \approx 2{,}92 \cdot 10^{-2} \frac{n_0^2}{T_0^{3/2}} \frac{r_0}{\nu^2} k^{1/2}(t) \ln\left(220 \frac{T_0}{n_0^{1/3}} k^{1/3}(t)\right). \tag{4б}$$

Сжатие магнитного поля вызовет дополнительный рост энергии релятивистских электронов. При этом изменение энергии их в зависимости от $k(t)$ можно записать в виде [14, 10]

$$E(t) = E_0 k^{1/2}(t). \tag{5}$$

Вследствие того, что энергия электронов изменяется, будет иметь место деформация первоначального энергетического спектра их. Преобразование спектра электронов можно произвести, решив уравнение баланса

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пр}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пот}}, \tag{6}$$

где $(dE/dt)_{\text{пр}}$ — прирост энергии электронов в единицу времени вследствие сжатия, $(dE/dt)_{\text{пот}}$ — полные потери электронов в единицу времени.

Из сравнения всех видов потерь энергии электронов следует, что при $E < 5 \cdot 10^8$ *эв* доминирующими являются ионизационные потери. Тогда в (6) $(dE/dt)_{\text{пот}}$ можно заменить выражением для ионизационных потерь [14]

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{2\pi e^4}{mc} n(t) L, \tag{7}$$

где $n(t)$ — плотность частиц «холодной» плазмы в данный момент времени, L — логарифмическая функция энергии частиц и плотности среды. В нашем случае $L \approx 50$.

Из (5) следует, что прирост энергии электрона в единицу времени вследствие сжатия

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пр}} = \frac{1}{2} \frac{E}{k(t)} \frac{dk(t)}{dt}. \tag{8}$$

Используя (4), (7), (8), уравнение баланса (6) перепишем:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \frac{E}{k(t)} \frac{dk(t)}{dt} - \frac{2\pi e^4}{mc} n_0 L k(t). \tag{9}$$

После перехода к новой переменной $k(t)$ решение уравнения (9) будет иметь вид

$$E(t) = E_0 k^{1/2}(t) \left[1 - \frac{1}{2E_0} \frac{2\pi e^4}{mc} \frac{r_0}{v_0} n_0 L \ln k(t)\right], \tag{10}$$

где $k(t)$ определяется формулой (2), E_0 — начальное значение энергии релятивистского электрона.

Выражение (10) представляет собой изменение энергии релятивистского электрона при сжатии с постоянной скоростью с учетом ионизационных потерь. Отметим, что при отсутствии сжатия ($v_0 = 0$) выражение (10) сводится к обычному выражению для ионизационных потерь, которое получается из (9) при $dk(t)/dt = 0$.

Для преобразования дифференциального энергетического спектра электронов, представляющего собой число электронов в единице объема с энергиями в интервале E_0, $E_0 + dE_0$

$$dN(E_0) = K E_0^{-\gamma} dE_0, \tag{11}$$

перейдем от энергии электрона к частоте ω_0, на которой имеет место максимум излучения. Согласно [14], основная часть излучения релятивист-

ского электрона в магнитном поле сосредоточена на частоте ω_0:

$$\omega_0 = \frac{eH_0}{mc}\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2. \tag{12}$$

Тогда, выражая E_0 через ω_0 и подставляя его в (11), получим соотношение для числа электронов, излучающих на данной частоте ω_0 в интервале $d\omega_0$:

$$dN(\omega_0) = \frac{K_0}{2}\left(\frac{m^3c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}} \omega_0^{-\frac{\gamma+1}{2}} d\omega_0. \tag{13}$$

При сжатии магнитного поля частота, соответствующая максимуму излучения, будет равна

$$\omega(t) = \frac{eH(t)}{mc}\left(\frac{E(t)}{mc^2}\right)^2. \tag{14}$$

Используя (10), (12) и (14), запишем выражение для ω_0 в виде

$$\omega_0 = \left[\frac{\omega^{1/2}}{k(t)} + \frac{1}{2}B\left(\frac{eH_0}{mc}\right)^{1/2}\frac{\ln k(t)}{mc^2}\right]^2 \tag{15}$$

и, подставив (15) в (13), получим выражение для преобразованного энергетического спектра электронов в дифференциальной форме:

$$dN(\omega) = K(t)\left(\frac{m^3c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}}\left[\frac{\omega^{1/2}}{k(t)} + \frac{B}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{mc}\right)^{1/2}\ln k(t)\right]^{-\gamma}\frac{1}{k(t)}\frac{d\omega}{2\omega^{1/2}}. \tag{16}$$

В (15) и (16)

$$B = \frac{2\pi e^4}{mc}\frac{r_0}{v_0}n_0L. \tag{16a}$$

Выражение (16) представляет собой преобразованный дифференциальный спектр электронов, излучающих на любой частоте ω в интервале $d\omega$ с учетом изменения энергии электронов и магнитного поля при сжатии.

Отметим, что в (16) удельная мощность источника $K(t)$ при сжатии растет пропорционально $k(t)$. Однако наряду с этим объем источника Q уменьшается также пропорционально $k(t)$, поэтому в нашем случае при однородном распределении электронов по объему мощность всего источника KQ не изменяется.

Для определения плотности потока синхротронного излучения релятивистских электронов со степенным спектром на данной частоте ω в в единицу времени воспользуемся выражением для магнитотормозных потерь [15]

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{т}} = \frac{2e^4H^2}{3m^2c^3}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \tag{17}$$

Так как основная доля излучения релятивистского электрона сосредоточена на частоте ω, то среднюю излучательную способность одного электрона на 1 *гц* приближенно можно представить [16] в виде

$$\overline{P}_\omega = -\frac{dE}{dt}\frac{1}{\omega} = \frac{2e^3H}{3mc^2} = \frac{2e^3H_0}{3mc^2}k(t). \tag{18}$$

Полное число релятивистских электронов в единице объема, излучающих на частоте ω, приближенно можно найти, проинтегрировав выражение (16). После интегрирования получим

$$N(\nu, t) = \frac{K(t)}{\gamma-1}\left(\frac{2\pi m^3c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}}\left[1 + \frac{Bk(t)}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}\ln k(t)\right]^{-(\gamma-1)}k^{\gamma-1}(t)\,\nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{19}$$

Умножив (18) на (19) и на Q, а затем разделив на $4\pi R_{\odot}^2$ ($R_{\odot}$ — расстояние от Земли до Солнца), получим выражение для плотности потока:

$$S_\nu(t) = \frac{e^3}{2\pi R_{\odot}^2} \frac{KQ}{3mc^2} \frac{H_0}{\gamma - 1} k^\gamma(t) \left(\frac{2\pi m^3 c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}} \times$$
$$\times \left[1 + \frac{Bk(t)\ln k(t)}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}\right]^{-(\gamma-1)} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{20}$$

где Q — объем источника.

Выражение (20) представляет изменение со временем плотности потока на данной частоте при постоянной скорости сжатия с учетом ионизационных потерь. Из (20) видно, что плотность потока синхротронного излучения в значительной мере зависит как от показателя первоначального энергетического спектра электронов, так и от степени сжатия $k(t)$. Кроме того, на величину плотности потока большое влияние оказывают ионизационные потери, которые растут с уменьшением частоты.

При отсутствии сжатия ($v_0 = 0$) без учета ионизационных потерь выражение (20) отличается от полученного в [17] при строгом решении только множителем, зависящим от γ. В частности, при изменении γ от 2 до 5 этот множитель меняется в пределах $1 \div 2$.

В дальнейшем при вычислениях изменения $S(t)$ со временем удобно перейти к относительным величинам плотности потока, выраженным в единицах потока в момент, когда степень сжатия достигает максимальной величины, т. е. $k(t) = k_m$. В этом случае в (2) целесообразно произвести нормировку времени. Тогда выражение для $k(t)$ принимает вид

$$k(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{\sqrt{k_m} - 1}{\sqrt{k_m}} \frac{t}{t_m}\right)^2}, \tag{21}$$

а соотношение для плотности потока в относительных единицах запишется

$$\frac{S(t)}{S_m} = \left(\frac{k(t)}{k_m}\right)^\gamma \left[\frac{1 + \frac{Bk_m \ln k_m}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}}{1 + \frac{Bk(t)\ln k(t)}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}}\right]^{\gamma-1},$$

где S_m определяется выражением (20) при $k(t) = k_m$, или

$$\frac{S(t)}{S_m} = \left(\frac{k(t)}{k_m}\right)^\gamma \left[\frac{1 + M}{1 + M\left(\frac{k(t)\ln k(t)}{k_m \ln k_m}\right)}\right]^{\gamma-1}. \tag{22}$$

В (22) введено обозначение

$$M = B\frac{k_m \ln k_m}{2mc^2}\left(\frac{e}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2} H_0^{1/2}. \tag{23}$$

Из (22) видно, что изменение относительной плотности потока со временем зависит от параметров M, γ, k_m. На основании (22) нами произведены расчеты для частоты 9400 *Мгц* при различных комбинациях значений этих параметров: $M = 0$; 0,3; 2,96; 11,5; 23; 46 и 148, $\gamma = 2$, 3, 4 и $k_m = 3$, 6 и 10. Результаты вычислений приведены в виде графиков на фиг. 2, где по оси абсцисс отложено время, отнесенное к длительности процесса сжатия, по оси ординат — отношение величин плотности потока в данный момент к потоку при $k(t) = k_m$.

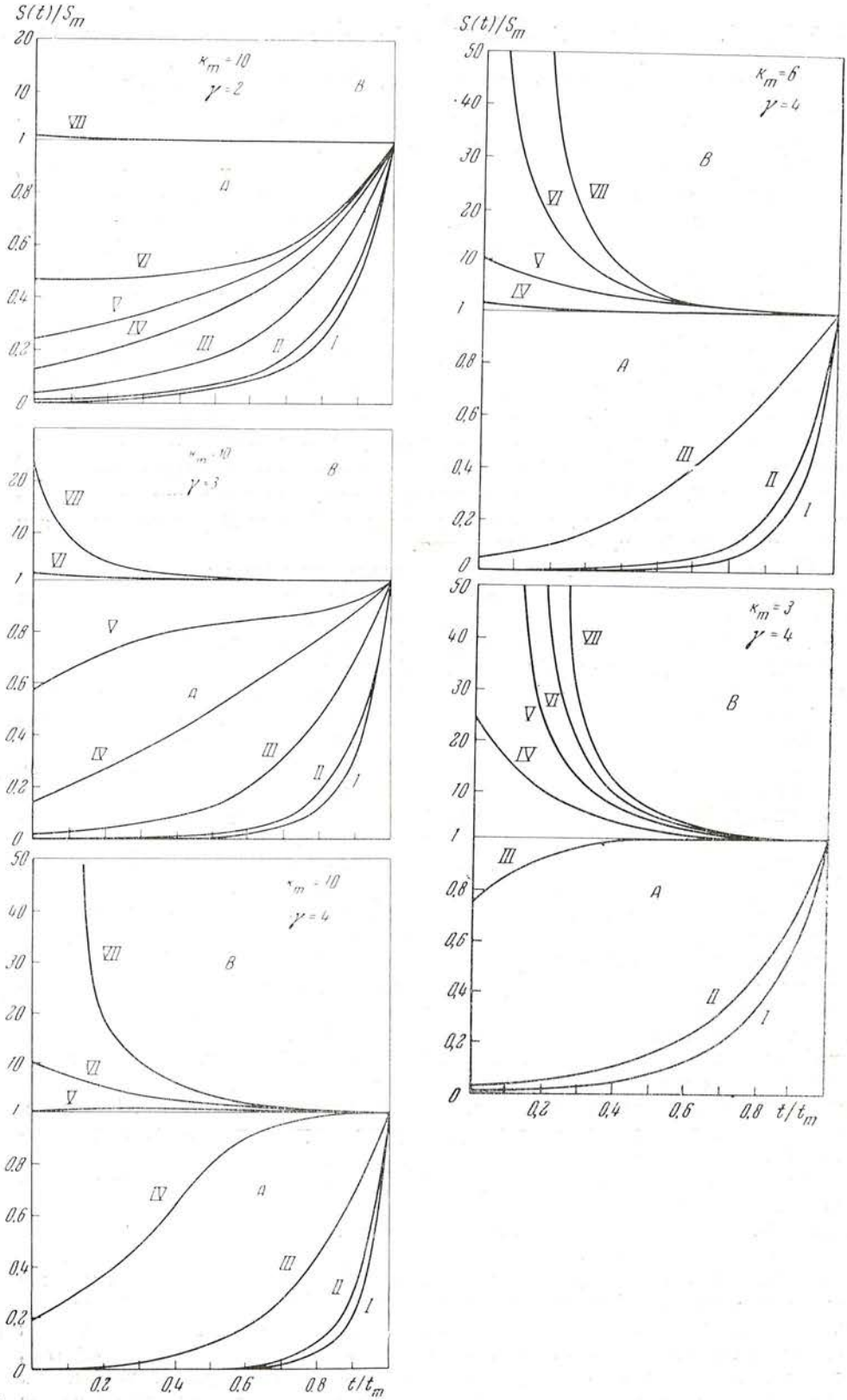
Из фиг. 2 видно, что по характеру изменения плотности потока кривые располагаются в двух областях: A и B, границей которых является

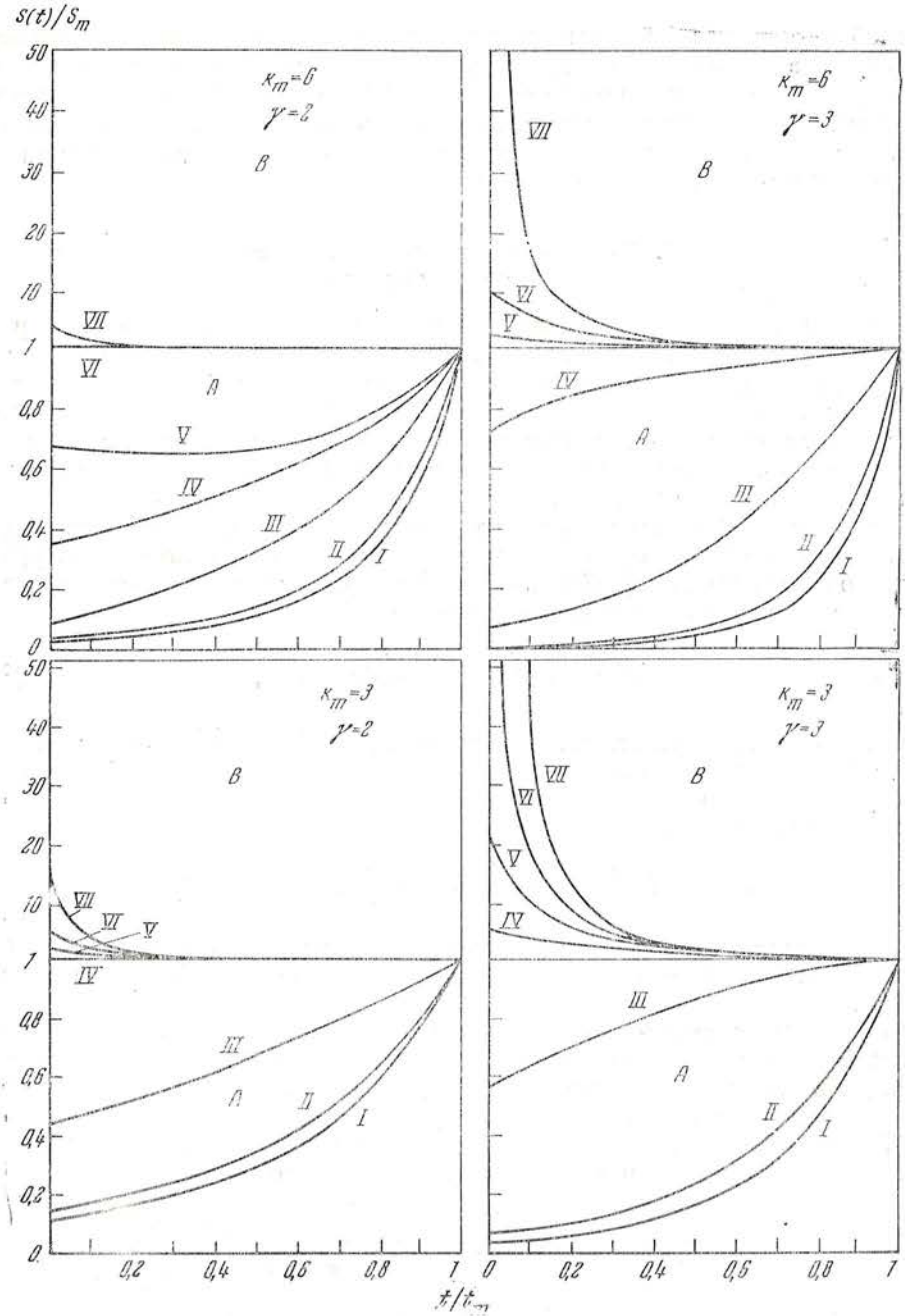
$S(t)/S_m = 1$. Для области A $\left(\frac{S(t)}{S_m} \leqslant 1\right)$ наблюдается рост относительной плотности потока по мере увеличения сжатия. Для области B $\left(\frac{S(t)}{S_m} \geqslant 1\right)$, наоборот, при сжатии плотность потока падает и стремится к единице (плотность потока в максимуме сжатия очень мала).

По мере уменьшения параметра M, что соответствует уменьшению роли ионизационных потерь, в области B крутизна кривых постепенно падает и при некоторых значениях M_0, которые различны при разных γ и k_m, относительная плотность потока со временем остается постоянной, равной единице. Отсюда граница двух указанных областей в каждом данном случае определяется параметром $M_0 = M(\gamma, k_m)$. С увеличением γ для фиксированных k_m значение M_0 уменьшается, а с ростом k_m при фиксированных γ, наоборот, M_0 увеличивается. Следовательно, в зависимости от изменения параметров M, γ и k_m кривые $S(t)/S_m$ могут переходить из одной области в другую. При всех $M < M_0$ кривые $S(t)/S_m$ располагаются в области A, и по мере уменьшения M их крутизна растет со временем; кривые достигают максимальной крутизны при $M = 0$. Для фиксированных M и k_m кривые $S(t)/S_m$ в области A с ростом γ располагаются ниже и идут круче, а в области B, наоборот, располагаются выше, но идут также круче. По мере роста параметра k_m крутизна кривых в области B уменьшается, а в области A, наоборот,— увеличивается.

Приведенные на фиг. 2 кривые показывают характер изменения относительной плотности потока во время сжатия с учетом ионизационных потерь при различных энергетических спектрах релятивистских электронов. Ход кривых в области B означает, что при $M > M_0$ в результате сжатия не возрастает, а убывает число электронов, излучающих на данной частоте, вследствие ионизационных потерь. При этом скорость убывания электронов растет с увеличением параметра M, т. е. с ростом ионизационных потерь. Для каждого γ при соответствующих значениях M и k_m плотность потока уменьшается настолько быстро, что, казалось бы, на первый взгляд этим можно объяснить спадающую фазу всплесков радиоизлучения. Однако на основании выражения (20) можно показать, что начальная концентрация частиц в этом случае должна быть больше, чем при отсутствии сжатия, т. е. только при ионизационных потерях. Действительно, чтобы объяснить спад плотности потока до уровня 0,5 за 20—40 сек. при больших скоростях сжатия, из (20) следует, что начальная плотность может достигать значений $n_0 \sim 10^{12}$ *см*$^{-3}$ и больше, что превышает критическую плотность, при которой наступает полное внутреннее отражение. По мере уменьшения скорости сжатия v_0 начальное значение концентрации частиц n_0, необходимое для объяснения наблюдаемого спада плотности потока, убывает. И при $v_0 \to 0$ начальная концентрация стремится к значениям n_0, приведенным в вводной части. Следовательно, при наличии сжатия для объяснения нужного спада плотности потока необходимы значения n_0 большие, чем при отсутствии сжатия. Это обусловлено тем, что вследствие сжатия происходит увеличение энергии электронов и тем самым роль ионизационных потерь как бы снижается. Поэтому приходится заключить, что ходом кривых в области B нельзя объяснить спадающую ветвь радиовсплесков, и кривые, расположенные в области B, в дальнейшем не рассматриваются.

Что касается граничной области $M = M_0$, то в этом случае при сжатии рост магнитного поля (прирост числа электронов) происходит с той же скоростью, что и убывание электронов, излучающих на данной частоте, т. е. имеет место равновесное состояние. Таким образом, мы приходим к заключению, что лишь кривые, расположенные в области A $(M < M_0)$, могут характеризовать импульсные радиовсплески, причем только их нарастающую часть. В этом случае число электронов, излучающих на


S(t)/S_m
κ_m = 10
γ = 2
κ_m = 10
γ = 3
κ_m = 10
γ = 4
κ_m = 6
γ = 4
κ_m = 3
γ = 4
A
B
I
II
III
IV
V
VI
VII
t/t_m



Фиг. 2. Относительное изменение плотности потока ($\lambda = 3{,}2$ *см*) со временем вследствие сжатия излучающей области при разных k_m, γ и M

$M = 0$ (кривая *I*); $M = 0{,}3$ (*II*); $M = 2{,}96$ (*III*); $M = 11{,}5$ (*IV*); $M = 23$ (*V*); $M = 46$ (*VI*); $M = 148$ (*VII*)

данной частоте, со временем растет и увеличивается плотность потока. При некоторых комбинациях параметров M, γ и k_m рост плотности потока происходит в основном за время t от 0,1 до 0,2 t_m (t_m — длительность сжатия). При соответствующих значениях продолжительности сжатия t_m эти кривые имеют ход, аналогичный характеру нарастающей фазы развития импульсных радиовсплесков.

§ 2. Влияние ионизационных потерь с учетом сжатия

Спад интенсивности после максимума может быть обусловлен как расширением первоначально сжатой области, так и ионизационными потерями. Поэтому, после того как достигнут максимум степени сжатия $k(t) = k_m$, возможны два случая: 1) расширение отсутствует, и спад интенсивности определяется только ионизационными потерями; 2) спад интенсивности происходит одновременно как за счет расширения области, так и ионизационных потерь.

Вначале рассмотрим роль ионизационных потерь в уменьшении плотности потока без учета расширения. Для этого необходимо решить уравнение баланса (6) при $(dE/dt)_{\text{пр}} = 0$. Тогда для изменения энергии электрона со временем получим выражение

$$E(t) = E_1\left(1 - \frac{2\pi e^4}{mc}\frac{1}{E_1}n_0 L k_m t\right), \tag{24}$$

где E_1 — энергия электрона в момент окончания сжатия ($k(t) = k_m$) Так как за время сжатия энергия электрона изменилась, то в (24) вместо E_1 следует подставить значение $E(t)$ из (10) при $k(t) = k_m$. После такой подстановки будем иметь

$$E(t) = E_0 k_m^{1/2}\left[1 - \frac{2\pi e^4}{mcE_0}n_0 L\left(\frac{1}{2}\frac{r_0}{v_0}\ln k_m + k_m^{1/2}t\right)\right], \tag{25}$$

где E_0 — начальная (до сжатия) энергия электрона; n_0 — начальная (до сжатия) плотность среды; v_0 — скорость сжатия области (в нашем случае принято $v_0 = \text{const}$).

В (25) отсчет времени надо вести с момента прекращения сжатия, т. е. когда $k(t) = k_m$. Заметим, что при отсутствии сжатия ($v_0 = 0$) (25) переходит в обычное выражение для ионизационных потерь, но отсчет времени ведется с момента появления электрона.

Теперь, произведя преобразования, аналогичные выполненным в § 1, получим выражение для изменения плотности потока в виде

$$S_\nu(t) = \frac{e^3}{2\pi R_{\text{☉}}^2}\frac{KQ}{3mc^2}\frac{H_0}{\gamma-1}k_m^\gamma\left(\frac{2\pi m^3c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}}\times$$
$$\times\left[1 + \frac{B_1(t)k_m}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}\right]^{-(\gamma-1)}\nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{26}$$

где

$$B_1(t) = 2\frac{2\pi e^4}{mc}n_0 L\left(\frac{1}{2}\frac{r_0}{v_0}\ln k_m + k_m^{1/2}t\right).$$

Переходя к относительным величинам плотности потока в единицах максимума и времени в единицах длительности сжатия t_m, получим

$$\frac{S_\nu(t)}{S_m} = \left[\frac{1+M}{1+M\left(1+2\frac{\sqrt{k_m}-1}{\ln k_m}\frac{t}{t_m}\right)}\right]^{\gamma-1}. \tag{27}$$

Параметр M дается соотношением (23). Итак, выражение (27) представляет собой изменение плотности потока со временем за счет ионизационных потерь после окончания сжатия и с учетом его роли. Если сжатие отсутствует ($v_0 = 0$), то (26) переходит в выражение для изменения плотности потока только за счет ионизационных потерь, и, положив $k_m = 1$, вместо (27) будем иметь

$$\frac{S(t)}{S_m} = \left[\frac{1 + \frac{2\pi e^4}{mc}\frac{1}{mc^2}\left(\frac{e}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2} n_0 L H_0^{1/2} t_m}{1 + \frac{2\pi e^4}{mc}\frac{1}{mc^2}\left(\frac{e}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2} n_0 L H_0^{1/2} (t_m + t)}\right]^{\gamma-1}, \tag{28}$$

где также отсчет времени начинается с момента появления электрона.

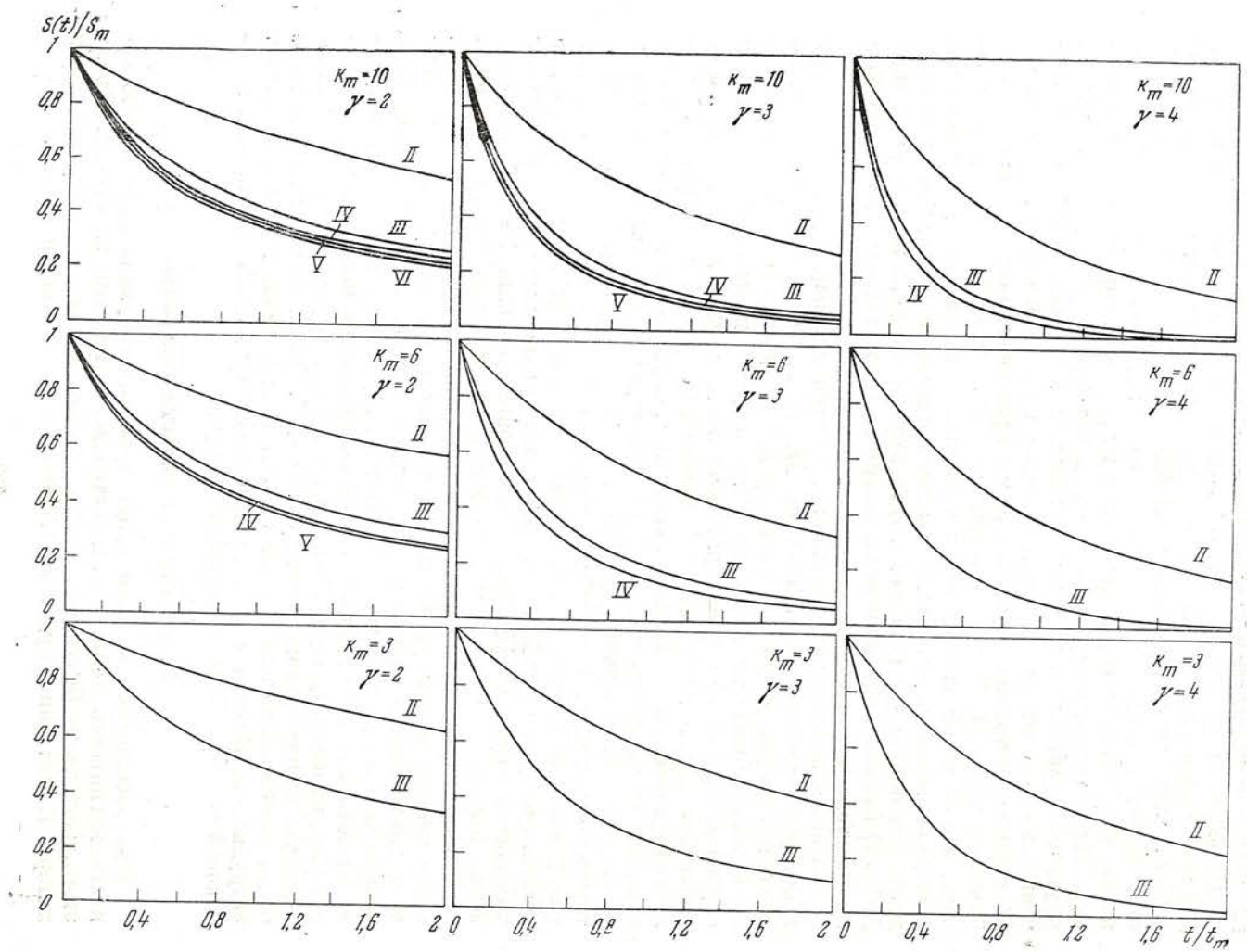
По формуле (27) проведены расчеты относительной плотности потока для значений параметров M, γ и k_m, при которых во время сжатия кривые $S(t)/S_m$ располагаются в области A (см. фиг. 2). Результаты вычислений представлены на фиг. 3, где обозначения те же, что и на фиг. 2. Из фиг. 3 видно, что с увеличением параметров γ и k_m во всех случаях крутизна кривых, характеризующих спад плотности потока, растет с увеличением M, крутизна кривых также растет, приближаясь к своему предельному значению, которое тем больше, чем больше γ и k_m. Для всех γ и k_m значение M, начиная с которого крутизна кривых практически остается постоянной, близко к $M = 3{,}0$. Такая зависимость $S(t)/S_m$ от M (при $M > 1$) означает, что за время сжатия энергетический спектр электронов становится настолько пологим, что после сжатия ионизационные потери оказывают малое влияние на его изменение. И по мере увеличения параметра M (при $M \gg 1$) влияние ионизационных потерь на спад плотности потока не увеличивается, что непосредственно следует из (27).

Из анализа приведенных на фиг. 3 графиков можно видеть, что при некоторой комбинации параметров M, γ, k_m спад плотности потока после максимума до уровня 0,5 за время $t = 20 \div 40$ сек. можно объяснить ионизационными потерями. Однако даже в самом благоприятном случае при $k_m = 10$ и $\gamma = 4$ для объяснения спада плотности потока за указанное время до уровня 0,5 необходимо, чтобы концентрация «холодной» плазмы была больше $5 \cdot 10^{10}$ *см*$^{-3}$. С уменьшением в отдельности каждого из параметров k_m и γ она принимает еще большие значения и может превышать величину 10^{12} *см*$^{-3}$, при которой наступает полное внутреннее отражение. В частности, при $k_m = 10$ для $\gamma = 2$ и $k_m = 3$ для $\gamma = 2$ и 3 спад плотности потока идет медленнее, чем это необходимо для объяснения спадающей части всплесков радиоизлучения. При таких плотностях среды коэффициент поглощения на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* очень велик (он растет при сжатии, несмотря на разогрев плазмы; см. (4а)).

Однако наряду с рассмотренным возможен и другой крайний случай, когда электроны поступают в область генерации непрерывно в течение всей длительности нарастающей части всплеска, достигая наибольшей величины в максимуме всплеска. В этом случае для расчета спада плотности потока за счет ионизационных потерь можно использовать выражение (28), положив $t_m = 0$. Но и здесь в лучшем случае мы получаем необходимую концентрацию частиц $5 \cdot 10^{10}$ *см*$^{-3}$. Таким образом, объяснение спада плотности потока только за счет ионизационных потерь встречает затруднения. В связи с этим дальше рассмотрим роль расширения излучающей области на спад плотности потока.

§ 3. Расширение области генерации

При расширении области будет происходить уменьшение напряженности магнитного поля, а следовательно, и энергии электрона. Кроме этого, электроны будут терять свою энергию и за счет ионизационных потерь. Естественно, будет наблюдаться спад плотности потока.



Фиг. 3. Спад относительной плотности потока ($\lambda = 3{,}2$ *см*) со временем после максимума сжатия за счет ионизационных потерь при разных k_m, γ и M

$M = 0{,}3$ (кривая *II*); $M = 2{,}96$ (*III*); $M = 11{,}5$ (*IV*); $M = 23$ (*V*); $M = 46$ (*VI*)

Изменение магнитного поля (после прекращения сжатия) в предположении, что расширение по сечению силовой трубки однородно, можно записать в виде

$$H(t) = k_p(t) H_m, \ 1 \geqslant k_p(t) > 0, \tag{29}$$

где $k_p(t)$ — степень расширения, H_m — значение напряженности магнитного поля в конце сжатия, т. е.

$$H_m = k_m H_0, \tag{30}$$

где k_m — максимальное значение степени сжатия, H_0 — напряженность магнитного поля до сжатия (начальное значение). Тогда (29) можно переписать:

$$H(t) = k_m k_p(t) H_0. \tag{31}$$

Для простоты мы предполагаем, что расширение области происходит с постоянной скоростью. Тогда подобно тому, как это было сделано для сжатия в [10], выражение для $k_p(t)$ можно представить в виде

$$k_p(t) = \frac{1}{\left(1 + \frac{v_p}{r_{\text{мин}}} t\right)^2}, \tag{32}$$

где v_p — скорость расширения трубки, $r_{\text{мин}}$ — радиус сечения трубки в конце сжатия. Вводя обозначение $v_p = xv_0$ (v_0 — скорость сжатия) и выразив $r_{\text{мин}}$ через максимальную степень сжатия k_m и начальный размер сечения трубки r_0, соотношение (32) преобразуем к виду

$$k_p(t) = \frac{1}{\left[1 + x(\sqrt{k_m} - 1)\frac{t}{t_m}\right]^2}. \tag{33}$$

В (33) время выражено в единицах длительности сжатия области, т. е. произведена нормировка времени.

Согласно [14, 10], при расширении энергия электронов будет убывать по закону

$$E(t) = E_1 k_p^{1/2}(t). \tag{34}$$

Наряду с этим будет иметь место изменение энергии электронов за счет ионизационных потерь. Поэтому необходимо рассмотреть уравнение баланса вида

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = \left(\frac{dE}{dt}\right)_p + \left(\frac{dE}{dt}\right)_i. \tag{35}$$

Здесь

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_p = \frac{1}{2} E \frac{1}{k_p(t)} \frac{dk_p(t)}{dt},$$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{2\pi e^4}{mc} n_0 L k_m k_p(t).$$

Решение уравнения (35) дает выражение для изменения энергии электрона вследствие расширения с учетом ионизационных потерь

$$E(t) = E_1 k_p^{1/2}(t) + \frac{2\pi e^4}{mc} n_0 L \frac{1}{2x} \frac{r_0}{v_0} k_m^{1/2} k_p^{1/2}(t) \ln k_p(t), \tag{36}$$

где E_1 — энергия электрона в момент окончания сжатия ($k(t) = k_m$). В (36) необходимо учесть изменение энергии электронов вследствие сжатия, поэтому вместо E_1 надо подставить значение $E(t)$ из (10) при $k(t) =$

$= k_m$; окончательно получим

$$E(t) = E_0 k_m^{1/2} k_p^{1/2}(t)\left[1 - \frac{\pi e^4}{E_0 mc} n_0 L \frac{r_0}{v_0}\left(\ln k_m - \frac{1}{x}\ln k_p(t)\right)\right], \qquad (37)$$

где E_0, n_0 и r_0 — начальные значения энергии электрона, плотности среды и радиуса силовой трубки соответственно, как и в (25).

Отсчет времени в (37) ведется с момента прекращения сжатия. Следовательно, выражение (37) представляет собой изменение энергии релятивистского электрона со временем за счет расширения предварительно сжатой области и с учетом ионизационных потерь.

Естественно, что изменение энергии электронов приведет к деформации их спектра. Производя преобразование энергетического спектра электронов (см. § 1), получим выражение для плотности потока

$$S_\nu(t) = \frac{e^3}{2\pi R_0^2}\frac{KQ}{3mc^2}\frac{H_0}{\gamma-1} k_m^\gamma k_p^\gamma(t)\left(\frac{2\pi m^3 c^5}{eH_0}\right)^{-\frac{\gamma-1}{2}} \times$$
$$\times\left[1 + \frac{B_2(t)\, k_m k_p(t)}{2mc^2}\left(\frac{eH_0}{2\pi\nu mc}\right)^{1/2}\right]^{-(\gamma-1)} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \qquad (38)$$

где

$$B_2(t) = \frac{2\pi e^4}{mc} n_0 L \frac{r_0}{v_0}\left[\ln k_m - \frac{1}{x}\ln k_p(t)\right] \qquad (39)$$

и $KQ = \text{const}$.

Изменение плотности потока (38) представим в единицах, отнесенных к значению потока в максимуме сжатия. При этом будем иметь

$$\frac{S(t)}{S_m} = k_p^\gamma(t)\left[\frac{1+M}{1 + k_p(t)\, M\left(1 - \frac{1}{x}\frac{\ln k_p(t)}{\ln k_m}\right)}\right]^{\gamma-1}. \qquad (40)$$

Заметим, что при $x = 0$ (расширение отсутствует) формула (40) сводится к (27), т. е. к выражению изменения плотности потока за счет ионизационных потерь.

На основании (40) были произведены расчеты изменения плотности потока при значениях параметров: $k_m = 3$, 6 и 10 для $M < M_0$ (см. § 1), $\gamma = 2$, 3 и 4, $x = 0{,}1$; 0,3; 0,6 и 1,0. Напомним, что здесь параметр x — отношение скорости расширения к скорости сжатия области.

Результаты вычислений для $k_m = 10$ представлены в виде графиков на фиг. 4 (графики для $k_m = 3$ и 6 имеют аналогичный ход и здесь не приводятся). Из анализа этих графиков следует, что с увеличением k_m, γ и x для одних и тех же значений M крутизна кривых растет, т. е. плотность потока спадает быстрее. При некотором значении параметра $x = x_0$ при фиксированных k_m и γ кривые для всех значений M сливаются, т. е. изменение плотности потока со временем практически не зависит от параметра M. Значение $x = x_0$ увеличивается с уменьшением k_m; так, например, для $k_m = 10$ $x_0 = 0{,}3$, а для $k_m = 3$ $x_0 = 0{,}6$. Отметим, что по мере увеличения M для значений $x < x_0$ крутизна кривых растет. Это означает, что доминирующую роль в уменьшении плотности потока при малых скоростях расширения играют в основном ионизационные потери. Затем с увеличением x ($x > x_0$) крутизна кривых уменьшается с ростом M. Такое расположение кривых при $x > x_0$ указывает на то, что в этом случае на деформацию энергетического спектра электронов большее влияние оказывает скорость расширения, нежели параметр M. Следует отметить, что всю область между кривыми, соответствующими параметрам $x = 0$, $M = 0$ и $x = 1$, $M = 0$, можно заполнить кривыми при непрерывном изменении параметра x от 0 до 1,0 для $M = 0$.

Из фиг. 4 видно, что крутизна кривых, характеризующих спад плотности потока, изменяется в широких пределах, что нельзя получить только за счет ионизационных потерь (фиг. 3). Тем самым появляются более широкие возможности для объяснения спадающей части радиовсплесков.

§ 4. Обсуждение результатов

Из совместного рассмотрения кривых, приведенных на фиг. 2 и 4 видно, что в принципе они могут описывать радиовсплески импульсного типа. Сопоставим полученные выше результаты с наблюдаемыми всплесками радиоизлучения. С этой целью из [5] были взяты три всплеска импульсного характера на волне $\lambda = 3{,}2$ *см*. Сопоставление их с теоретическими кривыми производилось следующим образом. Всплески были перестроены в относительных единицах, приведенных к максимуму интенсивности. Затем из семейства кривых фиг. 2 для данного всплеска выбиралась та кривая, которая наилучшим образом описывает временнóй ход нарастающей фазы всплеска. Найдя нужную кривую, мы тем самым можем установить значения параметров M, γ, k_m и t_m, которые могут описывать нарастающую часть всплеска. Очевидно, что параметры M, γ, k_m и t_m, найденные по возрастающей части, должны участвовать в описании ее спадающей фазы. Поэтому для описания спада всплеска из фиг. 4 для найденных параметров M, γ, k_m и t_m находилось то значение параметра x, при котором кривая наилучшим образом совпадала с ходом спадающей части всплеска.

Примеры такого сопоставления для трех всплесков: 17.X 1957 г., 29.XI 1957 г. и 9.III 1958 г.— приведены на фиг. 5. Здесь сплошной линией представлен временнóй ход интенсивности указанных всплесков, а кружками — ход теоретических кривых. Всплеск 17.X 1957 г. описывается двумя теоретическими кривыми (нарастание и спад) со следующими значениями параметров: $k_m = 10$, $M = 0{,}3$, $\gamma = 3{,}0$, $t_m = 135$ сек. и $x = 0{,}2$. Для всплеска 29.XI 1957 г. $k_m = 10$, $M = 0$, $\gamma = 4{,}0$, $t_m = 105$ сек. и $x = 0{,}4$, а для всплеска 9.III 1958 г. $k_m = 8$, $M = 0$, $\gamma = 4$, $t_m = 135$ и $x = 0{,}2$. Из этих примеров видно, что для каждого всплеска характерны свои значения параметров. Так, например, показатель начального энергетического спектра электронов γ может быть различным; для одного всплеска $\gamma = 3{,}0$, а для двух других — $\gamma = 4{,}0$. Также может быть различной и максимальная степень сжатия k_m. Зная параметр k_m и используя (3), можно оценить величину изменения линейных размеров источников. В наших случаях поперечные размеры источников в максимуме интенсивности всплесков уменьшились по сравнению с начальными примерно в 3 раза, что в общем согласуется с непосредственными измерениями [2].

Параметр t_m, характеризующий длительность сжатия, составляет для двух всплесков 135 сек. и для одного — 105 сек. Однако, так как в начале сжатия плотность потока нарастает очень плавно и только в конце сжатия происходит основной и быстрый рост плотности потока, это время намного превышает наблюдаемую длительность нарастающей фазы всплесков. Это различие может быть обусловлено недостаточной чувствительностью аппаратуры и высоким уровнем фона.

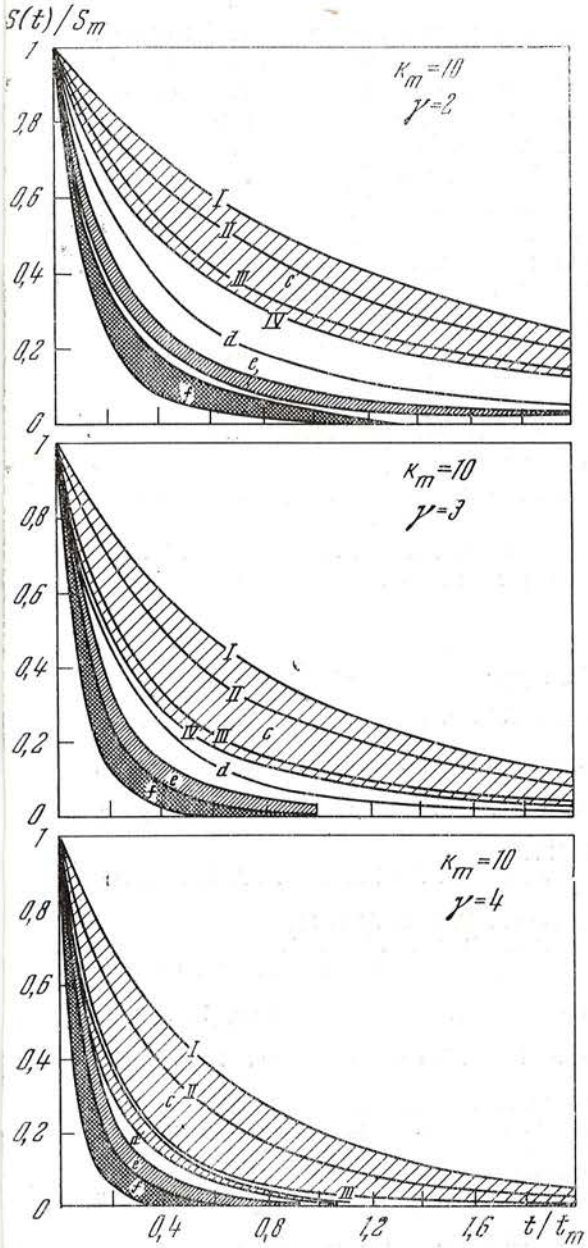
Зная для данного всплеска значения параметров k_m и M, на основании (2) можно определить отношение скорости сжатия к начальному размеру области. Это отношение для рассматриваемых всплесков составляет в среднем $v_0/r_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ *сек*$^{-1}$. Принимая, согласно [2], $r_0 \approx 8 \cdot 10^9$ *см*, скорость сжатия получим равной $v_0 \approx 400$ *км/сек*. Такие значения скоростей хорошо согласуются с данными оптических наблюдений во время вспышек. Средняя скорость расширения области после сжатия по трем всплескам составляет $v_p \approx 120$ *км/сек*.

Для двух всплесков значение параметра $M = 0$ и для одного — $M = 0{,}3$. Так как этот параметр указывает на роль ионизационных потерь, которые в среде всегда отличны от нуля, то в нашем случае $M = 0$ означает, что $M \ll 1$.

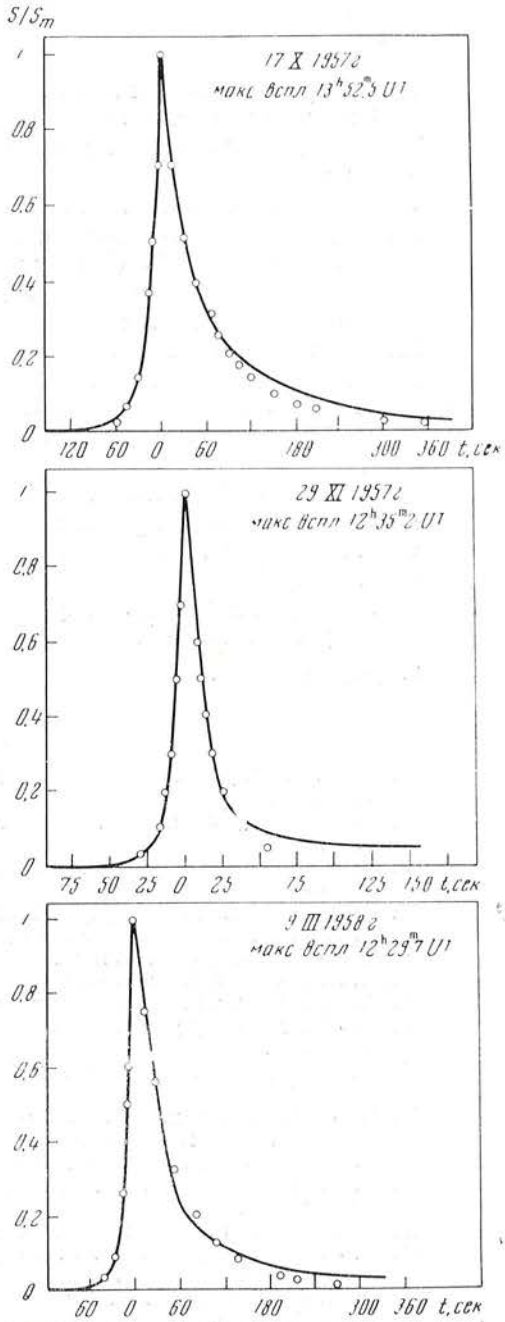
Для всплеска 17.X 1957 г. ($M = 0{,}3$) на основании полученных значений параметров, используя (23) и (16а), получим $n_0 H_0^{1/2} = 9 \cdot 10^9$ *см*$^{-3} \cdot$ *э*$^{1/2}$ (для двух остальных случаев это произведение еще меньше). Если принять начальные значения магнитного поля $H_0 = 25$ *э*, то $n_0 \approx 1{,}8 \cdot 10^9$ *см*$^{-3}$. В этом случае при $T_0 = 10^6$ °K коэффициент поглощения в максимуме сжатия (см. (4а) и (4б) при $k_m = 10$) $\mu \approx 7 \cdot 10^{-11}$, а оптическая толща $\tau \approx 0{,}3$. По найденному значению n_0 представляется возможным сделать грубую оценку высоты излучающей области. Если принять распределение электронной концентрации в короне над активными центрами согласно [18], то полученное значение n_0 будет соответствовать высотам порядка 0,1 $R_\odot$ над фотосферой. Следует подчеркнуть, что эта оценка высоты носит предварительный характер. В дальнейшем, если удастся определить каким-либо другим независимым методом хотя бы один из введенных нами параметров, то высоту области генерации радиовсплесков можно будет установить более точно.

Далее оценим полное число электронов, необходимое для объяснения наблюдаемой плотности потока. Для этого, используя выражения (19) и (20) для полного числа релятивистских электронов, излучающих на данной частоте, получим

$$N_n(t) = S_\nu(t) \frac{6\pi R_\odot^2 mc^2}{e^3 H_0 k(t)}, \tag{41}$$



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Фиг. 4. Спад относительной плотности потока ($\lambda = 3{,}2$ *см*) со временем после максимума сжатия за счет ионизационных потерь и расширения области при $k_m = 10$

$\gamma = 2$; для $x = 0{,}1$ (область *c*); $M = 0$ (кривая *I*); $M = 0{,}3$ (*II*); $M = 2{,}96$ (*III*); кривая *IV* ($M = 11{,}5$; $M = 23$; $M = 46$); для $x = 0{,}3$ кривая *d* ($M = 0$; $M = 0{,}3$; $M = 2{,}96$; $M = 11{,}5$) $M = 23$; $M = 46$); для $x = 0{,}6$ (область *e*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 23$ для $x = 1{,}0$ (область *f*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 23$);

$\gamma = 3$; для $x = 0{,}1$ (область *c*); $M = 0$ (кривая *I*); $M = 0{,}3$ (*II*); $M = 2{,}96$ (*III*); кривая *IV* ($M = 11{,}5$; $M = 23$; $M = 46$); для $x = 0{,}3$ (кривая *d*; $M = 0$; $M = 0{,}3$; $M = 2{,}96$; $M = 11{,}5$; $M = 23$); для $x = 0{,}6$ (область *e*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 23$); для $x = 1{,}0$ (область *f*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 23$).

$\gamma = 4$; для $x = 0{,}1$ (область *c*); $M = 0$ (кривая *I*); $M = 0{,}3$ (*II*); кривая *III* ($M = 2{,}95$; $M = 11{,}5$); для $x = 0{,}3$ (область *d*, нижняя граница $M = 11{,}5$, верхняя граница $M = 0$); для $x = 0{,}6$ (область *e*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 11{,}5$); для $x = 1{,}0$ (область *f*; нижняя граница $M = 0$, верхняя граница $M = 11{,}5$)

Фиг. 5. Примеры сопоставления всплесков радиоизлучения на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* с теоретическими результатами

Сплошная линия — ход наблюдаемых всплесков; кружки — вычисленные значения

где $S_\nu(t)$ — наблюдаемая плотность потока на частоте ν в данный момент.

Определим число электронов в излучающей области, ответственное за указанные всплески. Используя значения найденных параметров для этих всплесков и величины наблюдаемых плотностей потока в максимуме S_m [3] на волне 3,2 *см*, находим: для всплеска 17.X 1957 г. величина $N_n = 10^{31}$ электронов, для всплеска 29.XI 1957 г. — $N_n = 1{,}5 \cdot 10^{30}$ и 8.III 1958 г. — $N_n = 1{,}64 \cdot 10^{30}$ электронов. Эти значения N_n хорошо согласуются с данными, полученными в [2, 6, 7].

Таким образом, можно видеть, что при объяснении всплесков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне на основе предположения, что излучающая область со временем сжимается, а затем расширяется, значения параметров, характеризующих как излучающую область, так и энергетический спектр электронов, согласуются с современными представлениями.

В заключение отметим, что для дальнейшего развития исследований в этом направлении крайне важны наблюдательные данные о тонкой структуре всплесков на различных частотах и о динамике излучающих областей.

Авторы приносят глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за интерес к работе и ценное обсуждение.

27 февраля 1967 г.

Литература

1. Т. Такакура. Парижский симпозиум 1958 г. (Радиоастрономия. ИЛ, 1961, стр. 548).
2. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
3. O. Hachenberg, F. Furstenberg, B. Helms, A. A. Krüger. IGI — Burstkatalog, Teil I.
4. A. Krüger. Z. Astrophys., 1962, **55**, 137.
5. O. Hachenberg, F. Furstenberg, B. Helms, A. A. Krüger. IGI — Burstkatalog, Teil II.
6. А. А. Корчак. Геомагнетизм и аэрономия, 1965, **5**, № 1, 32.
7. А. А. Корчак. Геомагнетизм и аэрономия, 1965, **5**, № 4, 601.
8. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
9. М. Р. Кундю. Парижский симпозиум 1958 г. (Радиоастрономия, ИЛ, 1961, стр. 219).
10. С. И. Гопасюк, Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 109.
11. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Астрон. ж., 1960, **37**, 609.
12. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **25**, 88.
13. Дж. Данжи. Космическая электродинамика. Госатомиздат, 1961.
14. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Изд-во АН СССР, 1963.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Физматгиз, 1960.
16. С. А. Каплан. Элементарная радиоастрономия. Изд-во «Наука», 1966.
17. K. C. Westfold. Astrophys. J., 1959, **130**, № 1, 241.
18. Г. Ньюкирк. Парижский симпозиум 1958 г. (Радиоастрономия, ИЛ, 1961, стр. 149).

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

О ГЛУБИНАХ ОБРАЗОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

В. Г. Буславский

Определены эффективные глубины образования линий поглощения в солнечной атмосфере, используемых для записи магнитного поля на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР: λλ4808, 5250, 5302 (Fe I), 6103 (Ca I) и 4554 ([Ba II).

ON DEPTHS OF THE FORMATION OF SOME ABSORPTION LINES IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by *V. G. Buslavsky*.— Effective depths of the formation of absorption lines in the solar atmosphere, used for the recording of the magnetic field with the double magnetograph of the Crimean astrophysical observatory: λλ4808, 5250, 5302, (Fe I), 6103 (Ca I) and 4554 (Ba II) are determined.

При исследовании физических условий в атмосферах звезд и Солнца часто возникает необходимость определения эффективных глубин образования линий поглощения. Знание этих величин позволяет определить такие характеристики атмосферы, как электронная плотность, температура возбуждения и др., на различных оптических глубинах. В случае Солнца знание глубин образования линий поглощения позволяет также определить структуру общего магнитного поля и его изменение с глубиной в атмосфере Солнца [1]. Обычно используются полуэмпирические методы определения глубин образования линий поглощения в солнечной атмосфере (см. [2], где приведена подробная библиография).

В настоящей работе глубины образования линий поглощения в атмосфере Солнца находятся из анализа основных уравнений теории переноса излучения в спектральной линии.

Как известно (см., например, [3]), определение контура спектральной линии сводится к решению интегрального уравнения для функции источника $S_\nu(\tau_\nu)$ (рассеяние предполагается когерентным)

$$S_\nu(\tau_\nu)=\frac{1}{2}(1-\gamma)\frac{\eta_\nu}{1+\eta_\nu}\int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu)\,Ei(|\tau_\nu-\tau'_\nu|)\,d\tau'_\nu+\frac{1+\gamma\eta_\nu}{1+\eta_\nu}B, \qquad (1)$$

где η_ν — отношение коэффициента поглощения в частоте ν внутри линии α_ν к соответствующему коэффициенту поглощения в непрерывном спектре α, γ — доля квантов, уходящих из рассматриваемой линии вследствие истинного поглощения, B — функция Планка, $Ei\,(t_\nu)$ — интегральная показательная функция первого порядка, τ_ν — оптическая глубина в частоте ν, определяемая соотношением

$$\tau_\nu=\int_r^\infty(\alpha_\nu+\alpha)\,dr. \qquad (2)$$

В соотношении (2) r — расстояние данного элементарного объема атмосферы от центра звезды.

Если функция $S_\nu(\tau_\nu)$ известна, то интенсивность излучения, выходящего из звезды в частоте ν внутри линии на угловом расстоянии θ от центра диска, определяется соотношением

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu)\, e^{-\tau_\nu/\mu}\, d\tau_\nu/\mu, \tag{3}$$

а контур линии дается выражением

$$r_\nu(\mu) = \frac{\int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu)\, e^{-\tau_\nu/\mu}\, d\tau_\nu/\mu}{\int_0^\infty B(\tau_\nu^{(0)})\, e^{-\tau_\nu^{(0)}/\mu}\, d\tau_\nu^{(0)}/\mu}. \tag{4}$$

В формулах (3) и (4), $\mu = \cos\theta$, а τ_ν^0 — оптическая глубина в частоте ν непрерывного спектра.

Величина η_ν является очень сложной функцией оптической глубины, поэтому уравнение (1) может быть решено лишь численными методами. Мы решали его методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения, как обычно, был взят свободный член уравнения (1)

$$S_\nu^{(0)} = \frac{1 + \gamma\eta_\nu}{1 + \eta_\nu} B. \tag{5}$$

Первое приближение определялось по формуле

$$S_\nu^{(1)}(\tau_\nu) = \frac{1}{2}(1 - \gamma)\frac{\eta_\nu}{1 + \eta_\nu}\int_0^\infty S_\nu^{(0)}(\tau_\nu')\, Ei(|\tau_\nu - \tau_\nu'|)\, d\tau_\nu' + S_\nu^{(0)}(\tau_\nu), \tag{6}$$

и вообще

$$S_\nu^{(n)}(\tau_\nu) = \frac{1}{2}(1 - \gamma)\frac{\eta_\nu}{1 + \eta_\nu}\int_0^\infty S_\nu^{(n-1)}(\tau_\nu')\, Ei(|\tau_\nu - \tau_\nu'|)\, d\tau_\nu' + S_\nu^{(0)}(\tau_\nu). \tag{7}$$

Для фактического проведения всех операций, указанных в (5)—(7), надо знать величину η_ν как функцию оптической глубины τ_ν и способ вычисления интегралов в (6), (7).

Величина η_ν подсчитывалась по формуле $\eta_\nu = \alpha_\nu/\alpha$ в предположении, что коэффициент поглощения в линии является допплеровским, а коэффициент поглощения в непрерывном спектре определяется поглощением атомами водорода и отрицательными ионами водорода. Необходимые для вычисления величины η_ν силы осцилляторов были взяты из [4—6], химический состав — из [7], распределение температур и давлений — из так называемой утрехтской справочной модели [8]. Кроме того, предполагалось, что в атмосфере имеет место локальное термодинамическое равновесие.

Для вычисления интегралов в (7) обычно используется квадратурная формула Рейца [9]. Однако эта формула недостаточно точна и вследствие этого может быть использована лишь для грубой оценки интегралов (7). Поэтому мы заменили ее более точной квадратурной формулой

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu')\, Ei(|\tau_\nu - \tau_\nu'|)\, d\tau_\nu' = \frac{\tau_\nu}{2}\sum_{i,k=1}^{15}\frac{c_i c_k}{u_k}\, e^{-\frac{u_i}{u_k}\tau_\nu} S_\nu[(1 - u_i)\tau_\nu] +$$
$$+ 0{,}4532\, S_\nu(\tau_\nu + 0{,}292) + 0{,}0468\, S_\nu(\tau_\nu + 2{,}507), \tag{8}$$

где c_l и u_l — веса и узлы гауссовой квадратурной формулы для промежутка (0,1).

Анализ формулы (8) показывает, что в процессе итераций она обеспечивает 3—4 верных знака. Такая точность вполне достаточна для многих целей. С помощью (8) были рассчитаны функции источника $S_\nu(\tau_\nu)$ для трех железных линий: λλ4808, 5250, 5302, линии кальция λ6103 и линии ионизованного бария λ4554 Å. Вычисления велись для частот ν внутри линии, соответствующих расстоянию от центра линии $\Delta\lambda = 0$; 0,025; 0,050; 0,075; 0,100; 0,125 и 0,150 Å. Расчеты были выполнены на ЭВМ «Минск-1» Крымской астрофизической обсерватории. Вследствие недостатка места мы не приводим здесь результаты этих вычислений. Отметим лишь, что во всех случаях функции источника не имеют ничего общего с функцией Планка. Линии, для которых были рассчитаны функции источника, используются для записи магнитного поля на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Как уже отмечалось, после вычисления функции источника интенсивность излучения, выходящего из звезды в частоте ν внутри линии, определяется соотношением (3). В частности, для центра солнечного диска ($\mu = 1$) имеем

$$I_\nu(0,1) \equiv I_\nu = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu. \tag{9}$$

Рассмотрим эту формулу более подробно. Прежде всего, из нее следует, что в образовании контура спектральной линии, строго говоря, принимает участие вся атмосфера. Фактически же из-за наличия экспоненциального множителя слои с $\tau_\nu \gg 1$ не дают вклада в интенсивность линии. Далее, при $\tau_\nu \ll 1$ подынтегральная функция еще мала (это становится особенно ясным при переходе к геометрическим глубинам), и эти слои также дают небольшой вклад в интенсивность линии. Таким образом, основной вклад в контур спектральной линии вносят слои, для которых $\tau_\nu \approx 1$, причем вклад слоев с $\tau_\nu < 1$ примерно равен вкладу слоев с $\tau_\nu > 1$ (см. далее табл. 1). Исходя из этих соображений, эффективную глубину образования линии поглощения τ_ν определяют обычно соотношением

$$\int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu = \int_{\tau_\nu}^\infty S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu. \tag{10}$$

Интеграл, стоящий в левой части уравнения (10), очевидно, дает вклад, вносимый в интенсивность линии слоями с оптическими глубинами $\tau'_\nu \leqslant \tau_\nu$, а отношение

$$q(\tau_\nu) = \frac{\int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu}{\int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu} \tag{11}$$

есть вероятность того, что данная спектральная линия образуется в слоях с оптическими глубинами $\leqslant \tau_\nu$. Разность же

$$\Delta q = q(\tau_\nu + \Delta\tau_\nu) - q(\tau_\nu) = \frac{\int_{\tau_\nu}^{\tau_\nu + \Delta\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu}{\int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu} \tag{12}$$

Таблица 1

Значения функции $q(\tau_\nu)$

τ_ν	$\Delta\lambda$						
	0	0,025	0,050	0,075	0,100	0,125	0,150
				λ4808 Fe I			
0,1	$0,464\cdot10^{-1}$	$0,392\cdot10^{-1}$	$0,337\cdot10^{-1}$	$0,326\cdot10^{-1}$	$0,325\cdot10^{-1}$	$0,323\cdot10^{-1}$	$0,323\cdot10^{-1}$
0,2	$0,907\cdot10^{-1}$	$0,784\cdot10^{-1}$	$0,707\cdot10^{-1}$	$0,697\cdot10^{-1}$	$0,695\cdot10^{-1}$	$0,694\cdot10^{-1}$	$0,694\cdot10^{-1}$
0,3	0,133	0,117	0,110	0,110	0,110	0,110	0,110
0,4	0,173	0,155	0,151	0,153	0,153	0,153	0,153
0,5	0,212	0,193	0,194	0,197	0,197	0,197	0,197
0,6	0,251	0,233	0,238	0,242	0,243	0,243	0,243
0,7	0,290	0,274	0,282	0,287	0,288	0,288	0,288
0,8	0,328	0,314	0,327	0,332	0,333	0,333	0,335
0,9	0,366	0,354	0,371	0,376	0,377	0,377	0,377
1,0	0,404	0,394	0,414	0,419	0,420	0,420	0,420
1,1	0,440	0,433	0,455	0,460	0,460	0,460	0,460
1,2	0,475	0,470	0,494	0,498	0,499	0,499	0,499
1,3	0,510	0,508	0,532	0,535	0,536	0,536	0,536
1,4	0,542	0,543	0,567	0,570	0,570	0,570	0,571
1,5	0,573	0,577	0,601	0,603	0,603	0,604	0,604
1,6	0,603	0,609	0,632	0,633	0,633	0,634	0,634
1,7	0,631	0,639	0,662	0,662	0,662	0,663	0,663
1,8	0,658	0,668	0,690	0,689	0,689	0,690	0,690
1,9	0,684	0,696	0,716	0,714	0,714	0,715	0,715
2,0	0,709	0,721	0,740	0,738	0,737	0,738	0,738
2,1	0,732	0,745	0,763	0,760	0,759	0,760	0,760
2,2	0,753	0,767	0,784	0,780	0,779	0,780	0,780
2,3	0,773	0,787	0,804	0,799	0,798	0,799	0,799
2,4	0,792	0,807	0,821	0,816	0,815	0,816	0,816
2,5	0,809	0,825	0,837	0,832	0,831	0,832	0,832
2,6	0,826	0,841	0,852	0,847	0,846	0,846	0,846
2,7	0,842	0,857	0,867	0,860	0,859	0,860	0,860
2,8	0,857	0,872	0,880	0,873	0,872	0,872	0,872
2,9	0,870	0,886	0,892	0,884	0,883	0,884	0,884
3,0	0,882	0,898	0,903	0,895	0,894	0,894	0,894
				λ525 Fe I0			
0,1	$0,914\cdot10^{-1}$	$0,715\cdot10^{-1}$	$0,473\cdot10^{-1}$	$0,393\cdot10^{-1}$	$0,372\cdot10^{-1}$	$0,369\cdot10^{-1}$	$0,339\cdot10^{-1}$
0,2	0,168	0,135	$0,911\cdot10^{-1}$	$0,801\cdot10^{-1}$	$0,778\cdot10^{-1}$	$0,775\cdot10^{-1}$	$0,775\cdot10^{-1}$
0,3	0,232	0,190	0,132	0,122	0,121	0,121	0,121
0,4	0,285	0,239	0,169	0,163	0,166	0,166	0,166
0,5	0,332	0,283	0,205	0,206	0,211	0,212	0,212
0,6	0,377	0,326	0,240	0,250	0,257	0,258	0,258
0,7	0,420	0,368	0,274	0,295	0,303	0,304	0,304
0,8	0,461	0,407	0,307	0,341	0,349	0,350	0,350
0,9	0,500	0,444	0,340	0,385	0,393	0,394	0,394
1,0	0,538	0,480	0,375	0,429	0,435	0,436	0,436
1,1	0,573	0,513	0,409	0,470	0,476	0,477	0,477
1,2	0,605	0,544	0,444	0,511	0,515	0,515	0,515
1,3	0,634	0,573	0,480	0,549	0,551	0,552	0,552
1,4	0,668	0,601	0,514	0,586	0,586	0,586	0,586
1,5	0,695	0,626	0,548	0,619	0,618	0,618	0,618
1,6	0,720	0,650	0,580	0,651	0,648	0,648	0,648

Таблица 1 (продолжение)

τ_ν	Δλ						
	0	0,025	0,050	0,075	0,100	0,125	0,150
				λ5250 Fe I			
1,7	0,744	0,672	0,611	0,680	0,676	0,676	0,675
1,8	0,768	0,694	0,640	0,709	0,703	0,702	0,702
1,9	0,789	0,714	0,669	0,735	0,727	0,726	0,726
2,0	0,810	0,733	0,695	0,759	0,750	0,748	0,748
2,1	0,828	0,751	0,720	0,781	0,771	0,770	0,769
2,2	0,844	0,769	0,742	0,802	0,790	0,789	0,789
2,3	0,860	0,786	0,762	0,821	0,809	0,807	0,807
2,4	0,875	0,801	0,782	0,839	0,825	0,824	0,824
2,5	0,888	0,817	0,802	0,855	0,840	0,839	0,839
				λ5302 Fe I			
0,1	0,112	0,116	0,107	$0,522 \cdot 10^{-1}$	$0,401 \cdot 10^{-1}$	$0,376 \cdot 10^{-1}$	$0,374 \cdot 10^{-1}$
0,2	0,211	0,219	0,199	$0,996 \cdot 10^{-1}$	$0,812 \cdot 10^{-1}$	$0,786 \cdot 10^{-1}$	$0,784 \cdot 10^{-1}$
0,3	0,300	0,311	0,279	0,143	0,123	0,122	0,122
0,4	0,378	0,391	0,347	0,182	0,165	0,167	0,167
0,5	0,449	0,463	0,406	0,218	0,207	0,213	0,214
0,6	0,512	0,526	0,457	0,253	0,251	0,259	0,260
0,7	0,568	0,582	0,502	0,286	0,296	0,305	0,306
0,8	0,618	0,631	0,540	0,317	0,342	0,351	0,352
0,9	0,663	0,675	0,575	0,346	0,386	0,395	0,396
1,0	0,703	0,713	0,607	0,375	0,430	0,437	0,438
1,1	0,738	0,746	0,637	0,403	0,472	0,478	0,479
1,2	0,770	0,774	0,664	0,429	0,513	0,517	0,517
1,3	0,797	0,799	0,690	0,455	0,551	0,553	0,553
1,4	0,822	0,821	0,713	0,483	0,583	0,587	0,588
1,5	0,843	0,841	0,735	0,510	0,622	0,619	0,619
1,6	0,861	0,857	0,755	0,537	0,653	0,649	0,649
1,7	0,877	0,872	0,773	0,565	0,683	0,677	0,677
1,8	0,892	0,885	0,790	0,591	0,712	0,704	0,703
1,9	0,905	0,897	0,806	0,618	0,737	0,728	0,727
2,0	0,916	0,907	0,822	0,643	0,761	0,750	0,750
2,1	0,926	0,917	0,835	0,666	0,784	0,772	0,771
2,2	0,935	0,925	0,847	0,688	0,805	0,791	0,790
2,3	0,943	0,933	0,853	0,710	0,824	0,809	0,808
2,4	0,950	0,939	0,863	0,730	0,842	0,826	0,825
2,5	0,956	0,945	0,879	0,747	0,858	0,841	0,840
2,6	0,962	0,959	0,883	0,764	0,873	0,855	0,854
				λ6103 Ca I			
0,1	0,113	0,122	0,137	0,102	$0,604 \cdot 10^{-1}$	$0,480 \cdot 10^{-1}$	$0,439 \cdot 10^{-1}$
0,2	0,214	0,231	0,256	0,191	0,114	$0,953 \cdot 10^{-1}$	$0,899 \cdot 10^{-1}$
0,3	0,304	0,328	0,360	0,266	0,161	0,141	0,137
0,4	0,384	0,414	0,452	0,332	0,203	0,186	0,185
0,5	0,456	0,491	0,531	0,388	0,243	0,231	0,234
0,6	0,521	0,559	0,601	0,438	0,280	0,277	0,281
0,7	0,579	0,621	0,662	0,482	0,315	0,323	0,328
0,8	0,631	0,676	0,714	0,521	0,349	0,369	0,374
0,9	0,678	0,724	0,753	0,555	0,381	0,414	0,418
1,0	0,720	0,768	0,797	0,583	0,414	0,457	0,461
1,1	0,758	0,807	0,829	0,618	0,445	0,499	0,501
1,2	0,791	0,841	0,856	0,646	0,474	0,539	0,539
1,3	0,822	0,871	0,878	0,672	0,505	0,577	0,575

Таблица 1 (окончание)

τ_ν	$\Delta\lambda$						
	0	0,025	0,050	0,075	0,100	0,125	0,150
				λ4808 Fe I			
1,4	0,848	0,897	0,896	0,696	0,534	0,613	0,609
1,5	0,872	0,920	0,911	0,718	0,564	0,646	0,640
1,6	0,893	0,939	0,924	0,739	0,592	0,677	0,669
1,7	0,912	0,956	0,934	0,753	0,620	0,706	0,696
1,8	0,928	0,971	0,943	0,775	0,646	0,734	0,721
1,9	0,942	0,982	0,950	0,793	0,673	0,759	0,744
2,0	0,954	0,992	0,957	0,809	0,698	0,782	0,766
2,1	—	—	—	—	0,720	0,804	0,786
2,2	—	—	—	—	0,741	0,824	0,805
2,3	—	—	—	—	0,761	0,842	0,822
				λ4554 Ba II			
0,1	$0,953\cdot10^{-1}$	$0,953\cdot10^{-1}$	$0,955\cdot10^{-1}$	$0,932\cdot10^{-1}$	$0,395\cdot10^{-1}$	$0,309\cdot10^{-1}$	$0,298\cdot10^{-1}$
0,2	0,181	0,182	0,182	0,177	$0,766\cdot10^{-1}$	$0,655\cdot10^{-1}$	$0,647\cdot10^{-1}$
0,3	0,259	0,259	0,260	0,253	0,111	0,103	0,103
0,4	0,330	0,330	0,330	0,321	0,144	0,142	0,145
0,5	0,394	0,394	0,394	0,382	0,175	0,183	0,188
0,6	0,451	0,451	0,452	0,438	0,207	0,226	0,232
0,7	0,504	0,504	0,504	0,488	0,239	0,270	0,277
0,8	0,551	0,551	0,551	0,534	0,271	0,315	0,322
0,9	0,594	0,594	0,594	0,575	0,303	0,359	0,366
1,0	0,632	0,632	0,633	0,612	0,336	0,402	0,409
1,1	0,667	0,667	0,668	0,646	0,367	0,443	0,450
1,2	0,699	0,699	0,699	0,677	0,398	0,483	0,489
1,3	0,728	0,728	0,728	0,704	0,430	0,521	0,525
1,4	0,754	0,754	0,754	0,730	0,462	0,558	0,561
1,5	0,777	0,777	0,777	0,752	0,494	0,591	0,594
1,6	0,798	0,798	0,799	0,773	0,526	0,623	0,625
1,7	0,817	0,818	0,818	0,792	0,557	0,654	0,654
1,8	0,835	0,835	0,835	0,809	0,587	0,683	0,682
1,9	0,851	0,851	0,851	0,825	0,616	0,709	0,709
2,0	0,865	0,865	0,865	0,839	0,644	0,734	0,730
2,1	—	—	—	—	0,670	0,757	0,753
2,2	—	—	—	—	0,693	0,779	0,774
2,3	—	—	—	—	0,716	0,799	0,793
2,4	—	—	—	—	0,738	0,817	0,811
2,5	—	—	—	—	0,758	0,834	0,827
2,6	—	—	—	—	0,776	0,850	0,842
2,7	—	—	—	—	0,794	0,864	0,855
2,8	—	—	—	—	0,811	0,878	0,868
2,9	—	—	—	—	0,828	0,891	0,880
3,0	—	—	—	—	0,842	0,902	0,891

есть вероятность того, что линия образуется в слое $(\tau_\nu, \tau_\nu + \Delta\tau_\nu)$. Будем считать, что линия образуется в слое толщиной $\Delta\tau_\nu$, если эта вероятность не меньше 1/2.

Уравнение (10), или, что то же самое, соотношение $q(\tau_\nu) = {}^1/_2$, служит для определения глубины образования линии, формула же (12) позволяет оценить точность, с которой можно говорить о том, что линия образуется на данной глубине.

Таблица 2

Глубины образования линий поглощения

Δλ, Å	λ, A				
	4808	5250	5302	6103	4554
0	1,274 0,487 25,0	0,901 0,028 178,0	0,581 0,0038 303,0	0,568 0,0024 337,0	0,693 0,00012 613,0
0,025	1,279 0,819 6,5	1,061 0,047 148,0	0,559 0,0044 291,0	0,514 0,0025 334,0	0,693 0,00016 584,0
0,050	1,215 1,173 —3,8	1,359 0,690 11,5	0,697 0,0092 245,0	0,460 0,0034 310,0	0,693 0,00034 506,0
0,075	1,204 1,240 —5,3	1,173 0,993 0,3	1,463 0,467 26,4	0,746 0,0102 238,0	0,726 0,0012 394,0
0,100	1,203 1,250 —5,5	1,162 1,088 —1,9	1,169 0,964 1,3	1,285 0,325 42,9	1,518 0,834 6,0
0,125	1,202 1,250 —5,5	1,160 1,102 —2,2	1,157 1,074 —1,6	1,103 0,790 7,6	1,244 1,280 —6,2
0,150	1,201 1,250 —5,5	1,161 1,104 —2,3	1,156 1,088 —1,9	1,097 0,932 2,4	1,231 1,343 —7,5

В табл. 1 приводятся величины $q(\tau_\nu)$ для указанных выше спектральных линий. Рассмотрев эту таблицу, можно сделать два вывода: во-первых, основной вклад в контур линии вносят слои с $\tau_\nu \approx 1$, во-вторых, слои с $\tau_\nu > 3$ практически не участвуют в образовании линии и их можно не принимать во внимание.

Глубины образования линий, определенные при помощи соотношения (10), приводятся в табл. 2. Для каждой пары значений $\Delta\lambda$ и λ в этой таблице даны три числа. Первое число означает оптическую глубину τ_ν образования данной точки контура, второе — оптическую глубину τ, соответствующую коэффициенту поглощения в непрерывном спектре для длины волны $\lambda 5500$ Å. Эти оптические глубины связаны между собой соотношением

$$\tau_\nu = \int_0^\tau \left(\eta'_\nu + \frac{\alpha}{\alpha_0}\right) d\tau \approx \int_0^\tau (\eta'_\nu + 1)\, d\tau, \qquad (13)$$

где α и α_0 — соответственно коэффициенты поглощения в данном участке непрерывного спектра и в участке спектра, соответствующем длине волны $\lambda = 5500$ Å, $\eta'_\nu = \alpha_\nu/\alpha_0$. Третье число дает геометрическую глубину h_0 образования линии поглощения в километрах. Связь между τ и h_0 дается в модели атмосферы [8] (глубина уровня $\tau = 1$ составляет 635 *км*, если считать от уровня $\tau = 0$).

Представляет значительный интерес вопрос о точности, с которой можно утверждать, что рассматриваемый участок линии образуется на данной оптической (или геометрической) глубине. В связи с этим мы приводим в табл. 3 рассчитанный по формуле (12) интервал значений $h_1 - h_2$ (в *км*) таких, что слой $[h_1, h_2]$ вносит 50% вклада в интенсивность спектральной линии, причем числа h_1, h_2 выбраны так, что слои $[h_1, h_0]$ и $[h_0, h_2]$, где h_0 — глубина образования линии, вносят в контур одинаковый вклад. Таким образом, глубина образования h_0 данного участка линии есть «центр тяжести» (по интенсивности) слоя $[h_1, h_2]$.

Таблица 3

Значения $h_1 - h_2$

Δλ, Å	λ, Å				
	4808	5250	5302	6103	4554
0	—2,2—76,2	129,0—233,0	259,0—371,0	287,0—407,0	537,5—635,0
0,025	—12,7—46,0	—26,7—211,0	252,0—359,0	286,0—406,0	511,0—635,0
0,050	—19,4—19,9	—11,3—114,0	192,0—306,0	267,0—378,0	442,0—599,0
0,075	—20,5—15,5	—14,8—27,7	—9,9—173,0	186,0—258,0	335,0—472,0
0,100	—20,6—15,0	—17,1—21,6	—14,4—29,5	—1,7—182,0	—17,0—268,0
0,125	—20,5—14,9	—17,5—20,6	—16,8—22,1	—9,2—43,3	—21,1—15,60
0,150	—20,5—14,9	—17,6—20,5	—17,1—21,2	—13,0—28,2	—22,3—11,0

Из рассмотрения табл. 3 следует, что интервал значений геометрических глубин, дающих основной вклад в образование данного участка спектральной линии, довольно широк (порядка 100 *км*), поэтому понятие «глубины образования» линии в значительной степени условное. При использовании глубин образования линий поглощения в практической работе это обстоятельство следует иметь в виду.

В заключение приведем глубины образования некоторых линий поглощения для значений Δλ, используемых при работе на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [1]:

λ4808 Å, $\Delta\lambda = 0{,}0544$ Å, $h_0 = -4{,}1$ *км*; λ5250 Å, $\Delta\lambda = 0{,}0625$ Å, $h_0 = 5{,}9$ *км*; λ6103 Å, $\Delta\lambda = 0{,}0840$ Å, $h_0 = 168{,}0$ *км*.

Автор выражает благодарность младшему научному сотруднику Н. В. Годовникову за вычисления на ЭВМ «Минск-1» Крымской астрофизической обсерватории.

Март 1967 г.

Литература

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, **40**, 465.
2. R. Athay. Astrophys. J., 1963, **138**, N 3, 680.
3. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., ГИТТЛ, 1956.
4. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 234.
5. В. К. Прокофьев, Е. Н. Никонова, П. Ф. Груздев, М. С. Фриш. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 281.
6. C. H. Corliss, W. R. Bosman. Experimental Transition Probabilities for spectral Lines of seventy Elements, N. B. S., Monograph., 1962, 53.
7. L. Goldberg, E. A. Muller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl., 1960, **5**, N 45, 1.
8. L. R. W. Heintze, H. Hubenet, C. De Jager. Bull. Astron. Netherl., 1964, **17**, 442.
9. Л. К. Аллер. Астрофизика, т. I, ИЛ, 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXIX, 1969 г.

КАТАЛОГ НЕОБЫЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА НА ЧАСТОТЕ 208 *Мгц* ЗА ПЕРИОД МГГ и МГСС

И. Г. Моисеев, Л. И. Юровская, Ю. Ф. Юровский

Каталог содержит 622 всплеска радиоизлучения Солнца на частоте 208 *Мгц*, записанных в Крымской астрофизической обсерватории в период МГГ и МГСС с июля 1957 г. по декабрь 1959 г. Всплески представлены в виде копий с оригинальных записей общего потока радиоизлучения Солнца.

THE CATALOGUE OF UNUSUAL PHENOMENA IN THE SOLAR RADIOEMISSION AT THE FREQUENCY OF 208 Mhz during IGY AND IGCY, by *I. G. Moiseev, L. I. Yurovskaya, Yu. F. Yurovsky.*— The catalogue contains 622 bursts of the solar radiation (the frequency is 208 Mhz), recorded at the Crimean astrophysical observatory of the USSR Academy of Sciences during IGY and IGCY from July 1957 to December 1959. Bursts are represented as copies from original recordings of the general solar flux density.

Исследование радиоизлучения Солнца вносит большой вклад в понимание физических процессов, происходящих в солнечной атмосфере. За период Международного геофизического года (МГГ) и Международного года спокойного Солнца (МГСС) о радиоизлучении Солнца получен большой материал наблюдений. Однако в специальных изданиях [1, 2] и других сведения о радиоизлучении представлены главным образом в форме таблиц. Это значительно уменьшает объем информации, которая заключена в оригинальных записях радиоизлучения, и во многих случаях не позволяет исследовать динамику процессов.

В настоящем каталоге представлены копии оригинальных записей радиоизлучения Солнца. Записи производились с помощью помехоустойчивого радиотелескопа [3], имевшего следующие характеристики: принимаемая частота 208 *Мгц*; ширина диаграммы направленности по половинной мощности 8°; постоянная времени выходного прибора 1 сек.; полоса пропускания 3 *Мгц*; величина собственных шумов не более 0,01 величины сигнала от «спокойного» Солнца. При регистрации радиоизлучения Солнца фон Галактики исключался автоматически путем модуляции принимаемого сигнала методом симметричного изменения формы диаграммы направленности радиотелескопа.

Каталог охватывает период МГГ и МГСС, т. е. период времени с июля 1957 по декабрь 1959 г. В нем представлены отдельные участки непрерывных записей общего потока радиоизлучения Солнца, соответствующие тем промежуткам времени, когда были зарегистрированы всплески спорадического излучения Солнца, называемые в [1, 2] необычными явлениями в радиодиапазоне. Из очень большого числа записанных событий для каталога были отобраны такие необычные явления, которые четко выделяются на фоне общей солнечной активности соответствующего дня. Сюда

вошли отдельные всплески, серии всплесков, подъемы уровня, а также некоторые участки шумовых бурь. Например, если в какой-то день излучение Солнца можно было в целом характеризовать как спокойное, но на этом фоне имелась группа всплесков длительностью больше минуты и интенсивностью $\geqslant 1$ уровня «спокойного» Солнца, то такая группа в каталог включалась. Если в течение всего времени наблюдений имела место шумовая буря, то в каталог включались не все всплески, а только те участки шумовой бури, которые как-то выделялись на фоне общей активности. Всего таким образом было отобрано 622 необычных явления.

Иногда при записи большого всплеска радиоизлучения Солнца, во много раз превышающего уровень «спокойного» Солнца, приходилось многократно изменять чувствительность радиометра. При этом запись всплеска оказывается искаженной переключениями, что создает определенные неудобства при работе с ним. В каталоге этот недостаток устранен. Большинство всплесков при копировании приведены к неизменному масштабу. Исключение составляют несколько всплесков очень большой интенсивности, приведение которых к одному масштабу нецелесообразно, так как теряются важные детали структуры.

Копирование записей производилось с помощью специального пантографа, позволяющего получать произвольные независимые масштабы по обеим координатам [4].

В каталоге все всплески радиоизлучения Солнца представлены в координатах интенсивность — время. По вертикальной оси отложена интенсивность в единицах 10^{-22} *вт/м*^{2}·*гц*, по горизонтальной — время по Гринвичу (*UT*). Метки времени нанесены с точностью $\pm 3^s$. Уровень собственных шумов радиометра совпадает с осью времени.

Горизонтальные штриховые линии обозначают либо зашкаливание самописца при данной чувствительности радиометра, либо пропуски по другим причинам. Вертикальные штриховые линии обозначают изменение потока излучения за время переключения масштабов и т. п. Ось времени во всех случаях непрерывна.

Выше упоминалось, что в каталоге есть несколько всплесков, которые было нецелесообразно копировать в одном масштабе из-за их сложности и очень большой интенсивности. В таких случаях слова «уменьшено в ... раз» и «увеличено в ... раз» относятся к изменению масштаба записи в момент переключения.

Все записи размещены в каталоге в хронологическом порядке. Каждой записи присвоен порядковый номер. Дополнительные сведения о событиях сведены в таблицу. В ней указан порядковый нормер записи; дата; интервал времени, в течение которого дается запись; частоты, на которых событие отмечено в [1] и [2] (A — 167, 169 *Мгц*, B — 178, 191 *Мгц*, C — 200, 206, 207, 208, 209 и 210 *Мгц*, D — 231, 268 *Мгц*, E — 536, 545 и 600 *Мгц*), а также балл хромосферной вспышки по материалам [1] и [5], во время которой произошло событие в радиоизлучении. Буква «П», стоящая рядом с баллом, обозначает, что данная хромосферная вспышка сопровождалась по сведениям из [6] выбросом высокоэнергичных протонов, звездочка означает наличие примечания к данному событию.

Как можно заметить из данных таблицы, около $^1/_3$ числа событий в радиоизлучении Солнца произошло в периоды, когда в [1,5] не отмечено хромосферных вспышек. В большинстве случаев это можно объяснить как тем, что часто изолированные всплески и кратковременные группы всплесков (такие, например, как № 2, 4, 7 и т. п.) происходят во время субвспышек, сведения о которых не помещаются в [1, 5], а также во время других активных процессов на Солнце (таких, как кратковременные поярчания флоккулов и быстрые движения волокон в магнитных полях пятен [7, 8]), так и тем, что в некоторые периоды регистрации радиоизлучения Солнца могли отсутствовать оптические наблюдения за вспышками.

Таблица

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
1	3.VII 1957 г.	8.30—10.30	BC	ABC	3^+, П	27	16.VIII 1957 г.	11.40—12.04	AC	C	—
2	11	9.50—10.10	AC	C	—	28	18	5.40— 5.50	—	—	—
3	11	15.00—15.20	AD	—	1^-	29	19	7.40— 8.00	CE	C	1^+
4	13	11.20—11.40	—	—	—	30	20	10.20—10.40	C	C	1
5	15	14.15—14.40	—	—	—	31	21	8.00— 8.40	A	—	2^+
6	16	8.35— 9.05	ABC	C	1^-	32	23	14.00—14.20	AC	—	1
7	16	10.50—11.30	ACD	C	—	33	25	7.20— 8.25	AC	C	1^+
8	17	5.40— 7.00	ACE	—	1	34	26	11.20—11.40	C	C	1
9	17	9.00—10.00	C	C	1^+	35	26	15.00—16.00	—	—	—
10	17	12.00—13.20	CDE	C	1	36	28	9.20—10.40	C	C	3, П
11	18	5.00— 5.40	AC	—	1^+	37	28	11.20—12.00	AC	C	1^+
12	18	7.20— 7.40	ACE	C	1	38	30	8.55— 9.45	AC	C	1
13	21	13.20—14.20	ABCD	—	2	39	30	10.50—11.25	C	C	1
14	22	6.00— 7.00	AE	C	2	40	31	13.00—15.00	ABC	—	3, П
15	22	13.20—13.40	ACE	—	1×2	41	1.IX	9.40—10.00	CDE	C	2
16	23	4.20— 4.45	CE	—	1^+	42	3	9.00— 9.25	ACE	CE	1
17	26	16.00—16.10	C	—	1	43	3	10.35—11.20	AC	C	2
18	1.VIII	6.00— 7.00	AC	C	1^+, П	44	3	14.50—15.10	ACE	E	3
19	1	9.30— 9.50	C	C	1	45	6	10.30—10.50	CE	E	1
20	1	11.00—13.00	C	—	1^+	46	8	8.00— 8.30	ACD	C	1
21	2	12.00—12.20	CDE	C	1^-	47	12	15.00—16.00	AC	E	2
22	2	14.30—14.40	ACD	—	1	48	13	14.15—14.40	AE	E	1^+
23	3	11.30—11.40	C	C	1^-	49	15	10.30—10.40	C	C	1^+
24	4	10.05—10.30	C	C	1^-	50	15	11.05—11.15	A	—	1
25	8	11.35—12.20	C	C	2^+	51	15	13.00—13.20	AE	E	—
26	10	10.40—11.05	A	—	2, П	52	16	7.20— 8.00	AC	C	1

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
53	16. IX 1957 г.	10.15—10.25	AC	—	1	79	23. XI 1957 г.	10.20—11.00	C	C	—
54	16	11.25—11.35	—	—	1	80	23	11.40—12.55	AC	C	1
55	16	12.20—12.30	—	—	—	81	26	8.00— 8.20	AD	—	1
56	26	9.20—10.00	C	C	1	82	26	11.20—11.40	CD	C	1^+
57	27	14.40—15.00	ACD	—	—	83	27	10.35—11.00	AE	E	1
58	30	12.20—12.50	AC	E	2	84	7. XII	7.40— 8.40	AC	CE	1^+
59	1. X	8.20— 8.40	AC	AC	1	85	8	8.40— 9.00	A	—	1
60	3	13.30—14.00	ACD	—	—	86	8	10.20—10.40	C	C	—
61	5	9.40—10.40	C	C	1	87	9	10.20—10.40	AC	C	—
62	15	11.32—11.50	C	C	1	88 *	14	12.40—13.00	AC	—	2^+
63	16	8.00— 8.15	—	—	1	89	16	11.00—12.00	AE	—	2, П
64	16	9.40— 9.50	CD	C	1	90	19	8.00— 8.20	AE	CE	2^+
65	16	11.20—11.40	A	E	1	91	19	9.20— 9.40	AC	C	2^+
66	20	9.00—10.00	CD	C	2	92	22	10.05—10.40	ADE	CE	1^+
67	21	13.00—13.10	ACE	E	1	93	26	9.10— 9.40	—	C	1^+
68	25	10.40—11.00	AE	CE	1	94	28	12.00—13.00	CD	—	—
69	26	9.40—10.00	AC	C	1	95	31	12.00—12.20	A	—	1
70	27	11.40—12.10	ACD	C	1^+	96	2. I 1958 г.	9.30— 9.40	AC	CE	1
71	29	11.40—12.00	—	—	1	97	2	10.00—10.20	A	—	—
72*	4. XI	8.40—11.00	E	E	1	98	8	12.00—12.20	A	—	—
73	5	9.40—10.00	ACE	E	1	99	13	10.40—11.30	AC	AC	1
74	6	8.00— 8.55	ACD	D	2	100	13	12.00—12.25	AE	—	2
75	10	6.40— 7.20	AC	C	2	101	15	8.10— 8.20	—	—	—
76	11	11.40—12.00	C	C	1^+	102	15	9.20— 9.30	C	C	1
77	17	8.20— 8.40	AD	—	1	103	15	10.20—11.20	C	C	1
78	23	8.00— 8.20	—	—	2, П	104	23	9.00—10.00	AC	AC	2^+, П

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
105	23. I 1958 г.	10.40—11.05	C	C	—	131	28. III 1958 г.	12.35—13.00	ACD	—	1^+
106	25	9.20—10.20	AC	C	3, П	132	29	7.55— 8.25	ACE	CE	1^+
107	25	10.50—11.20	AC	C	3	133	29	13.35—14.00	CE	E	1^+
108	25	12.10—13.10	ACDE	E	2, П	134	29	14.20—15.00	AC	E	1
109	3.II	11.20—11.40	ACD	C	1	135	31	6.15— 6.40	AC	—	2, П
110	5	13.20—14.00	C	—	—	136	2.IV	6.00— 6.45	BC	BC	—
111	6	11.40—12.00	AE	CE	1	137	2	8.40— 9.30	ACD	ABCE	1^+
112	9	14.00—14.20	ACE	—	1	138	2	10.00—12.00	CDE	BCE	2
113	11	8.00— 8.20	ACD	BCE	1	139	2	12.35—13.00	ACE	E	1^-
114	12	8.00— 8.20	ACD	C	1	140	4	9.00— 9.20	AC	C	1
115	2.III	7.00— 8.10	A	—	—	141	10	4.40— 5.40	CE	—	—
116	2	11.35—11.50	AC	C	—	142	13	11.40—12.00	—	—	—
117	3	10.00—13.50	ACDE	BC	3	143	13	13.00—13.20	A	—	—
118	4	9.10— 9.45	AC	CE	—	144	13	14.20—14.40	AC	—	—
119	5	9.20—10.03	CD	CE	1×3	145	13	15.20—15.40	AC	—	—
120	7	6.50— 7.50	BCE	BE	1	146	2.V	6.20— 7.00	—	—	1^+
121	8	7.30— 8.20	BCE	BE	1^-	147	2	7.40— 8.40	AC	—	1×3
122	14	15.00—15.25	AE	E	2, П	148	2	9.20—11.40	AC	BC	2
123	21	9.10— 9.50	C	C	—	149	2	13.40—15.20	ACE	—	1
124	23	10.00—11.00	AC	CE	3^+, П	150	4	9.00— 9.50	A	—	1
125	24	6.40— 7.25	ACD	CE	1^-	151	12	11.40—12.00	CD	C	1^-
126	24	7.40— 8.05	ACDE	CE	2	152	12	13.40—14.00	AC	—	—
127	24	11.30—11.40	AC	C	1	153	12	15.40—16.00	AC	—	1^-
128	24	12.30—13.00	AC	—	1^-	154	13	7.00— 7.25	CD	C	1
129	25	13.25—14.25	AD	—	1	155	17	10.20—11.15	BC	C	1
130	27	12.00—12.30	C	C	1	156	17	11.20—12.20	C	C	—

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
157	17. V 1958 г.	13.50—14.35	ACD	—	1	183	20. VI 1958 г.	7.00— 8.00	AC	C	—
158	18	6.00— 6.20	ABC	C	1	184	20	15.15—15.20	C	—	1
159	18	12.15—13.00	ACE	—	—	185	22	4.20— 5.00	—	—	1
160	27	10.40—11.10	ACE	C	—	186	27	8.00— 8.10	—	—	1^-
161	30	10.40—11.40	BE	C	1	187	28	9.00— 9.20	C	C	1×2
162	30	13.20—14.05	C	—	—	188	30	6.08— 6.20	AC	C	1^+
163	30	14.40—15.20	AC	—	1^-	189	30	16.50—17.00	C	—	1^-
164	31	9.50—10.00	BC	C	1	190	1.VII	5.39— 5.50	A	—	1^+
165	31	10.40—11.00	ACE	C	1	191	1	7.20— 8.00	C	C	—
166	5.VI	8.35— 9.20	C	ACDE	2^+	192	1	10.36—11.00	ABC	E	1
167	6	4.20— 5.10	E	AC	2	193	5	9.00— 9.20	CD	DE	—
168	6	10.26—10.42	C	ACDE	1	194	5	9.35— 9.50	—	—	1^+
169	6	13.05—13.50	—	—	1	195	5	10.15—10.45	D	D	1
170	8	14.30—15.10	—	AC	1^-	196	10	7.30— 7.40	CDE	CD	—
171	9	5.00— 6.20	—	C	1×2	197	10	10.20—10.30	CDE	ACDE	1
172	9	7.55— 8.45	C	AC	1	198	10	13.00—13.20	ACE	E	1
173	13	7.00— 7.40	C	C	1^+	199	11	5.50— 6.00	CDE	E	1^-
174	13	9.40—10.10	C	CD	1	200	11	7.20— 7.30	CDE	BCDE	1^-
175	13	14.20—15.20	—	ACE	1^-	201	11	8.00— 9.00	D	D	2^+
176	15	13.00—13.10	—	—	—	202	11	11.10—11.25	BC	BC	—
177	15	16.40—16.50	—	—	—	203	11	12.20—12.40	AC	—	—
178	16	7.30— 7.55	—	D	1^-	204	11	12.50—13.00	CD	D	1
179	17	8.30— 8.40	CD	C	—	205	11	14.20—15.00	A	C	1^-
180	17	9.08— 9.20	C	C	1	206	11	16.00—16.20	AC	—	—
181	17	10.56—11.10	C	C	1^-	207	12	7.50— 8.00	CDE	BCE	2^+
182	19	10.07—10.45	CD	C	3	208	14	9.30— 9.40	AC	—	—

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
209	14.VII 1958г.	13.55—14.10	AC	—	1	235	31.VII 1958г.	11.20—11.50	AC	CD	1^+
210	15	15.50—16.00	—	—	—	236	4.VIII	9.20— 9.30	ACD	D	—
211	15	16.30—16.40	CE	E	—	237	4	10.10—10.30	A	—	—
212	18	5.00— 5.20	ACE	—	1	238	9	11.10—11.20	C	E	1^-
213	18	9.20—10.10	CD	BD	1^-	239	10	6.55— 7.15	ACE	E	—
214	21	13.40—14.00	C	—	1^-	240	11	10.55—11.05	AC	D	1^-
215	22	10.20—10.40	E	E	—	241 *	22	14.40—16.00	AC	D	3, П
216	23	11.50—12.40	—	—	2^+	242	26	9.40—10.20	AD	CD	—
217	25	4.00— 4.40	AC	—	1	243	26	13.40—14.00	CD	D	1
218	25	10.20—10.30	C	C	1	244	27	12.55—13.20	ACD	D	1
219	27	3.40— 3.50	C	—	2^+	245	28	10.30—11.20	AC	C	2
220	27	5.10— 5.20	A	—	—	246	7.IX	14.40—15.00	CDE	DE	2
221	27	5.20— 5.30	ACE	E	1^+	247	9	11.12—11.52	A	DE	1
222	27	8.55— 9.10	ABC	BC	1	248 *	12	7.00— 7.25	A	—	2
223	27	11.50—12.00	D	D	—	249	12	8.50— 9.24	AC	C	2
224	27	12.32—12.55	AD	D	1	250	12	11.40—11.50	C	D	—
225	27	13.08—13.30	AD	D	1^+	251	18	10.12—10.46	CD	C	1
226	28	6.10— 6.20	AC	E	—	252	22	7.40— 9.40	CDE	BCD	2, П
227	28	8.40— 8.50	ACDE	D	—	253	23	10.20—10.40	CD	CE	2, П
228	28	9.40— 9.50	CD	—	1×2	254	25	10.40—11.00	C	C	1
229	28	10.20—10.35	C	—	1	255	25	11.40—12.00	C	C	1
230	28	11.00—11.10	C	C	—	256	25	14.40—15.00	ACD	D	—
231	28	11.30—11.40	CE	CDE	—	257	28	8.00— 8.20	CD	CD	—
232	30	6.30— 6.40	—	—	—	258	28	10.40—11.00	AC	CD	—
233	30	11.30—12.00	AC	—	—	259	28	13.00—13.20	A	—	—
234	31	10.20—11.00	B	B	1^+	260	3.X	6.00— 7.00	CDE	CDE	1^+

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
261	3. X 1958 г.	9.00—10.00	BC	B	$1^{-}\times 2$	287	26.XII 1958 г.	12.20—12.30	CDE	DE	1
262	3	11.00—12.00	ACD	CD	1^{-}	288	28	9.55—10.10	ACD	CD	1
263	6	12.40—13.20	CE	E	—	289	28	11.40—12.00	C	C	—
264	9	10.35—11.00	AD	CD	—	290	28	13.35—13.50	ACD	D	2
265	10	14.00—14.20	D	D	1	291	29	10.30—10.40	CDE	CDE	1^{-}
266	12	7.40— 8.00	D	D	—	292	29	10.55—11.10	ACD	CD	1
267	14	10.40—11.00	ACD	CD	1	293	30	11.10—11.20	ACD	CD	1
268	17	9.20— 9.40	AC	C	1^{-}	294	31	11.30—11.42	C	CD	1
269	19	12.20—13.20	CD	D	1	295	31	13.10—13.40	D	D	1^{+}
270	22	13.00—13.20	CD	D	—	296	1.I 1959 г.	7.47— 8.10	B	B	1
271	23	7.20— 8.00	ABCD	BCD	—	297	1	8.55— 9.00	B	C	2
272	23	11.20—11.30	ACD	D	—	298	1	11.30—11.50	—	—	—
273	23	13.20—13.30	ACD	D	—	299	2	9.10— 9.40	ACE	CDE	2
274	24	11.30—12.00	AC	—	1×2	300	3	10.10—10.35	C	C	—
275	5.XI	10.00—10.40	CDE	CDE	2	301	4	7.40— 8.20	B	B	—
276	19	7.40— 8.00	ABCD	BCD	1	302	4	10.40—11.00	A	—	—
277	2.XII	9.30—10.40	—	—	1×3	303	5	11.40—12.20	A	—	1
278	8	9.00— 9.40	ACE	C	2	304	5	13.00—13.20	—	—	—
279 *	9	12.50—13.20	CDE	CE	1^{-}	305	8	9.50—10.00	C	—	—
280	11	9.40—10.20	ABC	BC	1	306	16	8.30— 8.40	C	—	—
281	11	11.00—11.40	AC	CD	1^{+}	307	17	10.10—10.30	A	C	—
282	12	10.20—11.00	AE	E	1	308	17	14.15—14.30	C	D	—
283	12	12.40—13.40	DE	DE	2^{+}	309	18	7.00— 7.05	C	—	—
284	17	10.40—11.00	AC	C	1	310	18	11.35—11.50	—	—	—
285	20	10.40—11.40	BCDE	BCD	—	311	18	13.30—13.40	—	—	—
286	24	9.40—10.00	ACDE	CDE	1	312	20	12.50—13.50	—	—	1^{-}

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
313	22. I 1959 г.	10.10—10.20	—	C	1	339	11. III 1959г.	11.30—11.45	BCDE	C	1
314	22	11.08—11.30	C	C	2	340	12	5.50— 6.00	C	—	—
315	22	12.20—13.00	C	—	—	341	12	9.30—10.00	BCD	C	2
316	24	9.50—10.20	C	C	—	342	18	12.45—13.00	D	DE	1^-
317	25	9.00— 9.15	C	C	2	343	21	9.35— 9.50	C	C	2
318	26	10.30—10.40	C	C	3, П	344	22	5.20— 5.30	CE	—	—
319	27	13.10—13.20	C	D	1^+	345	22	6.00— 6.10	AE	DE	1^-
320	28	10.20—11.00	BE	B	1^-	346	22	6.30— 7.00	C	D	1^-
321	28	11.50—12.00	AD	D	—	347	22	7.20— 7.35	AE	D	1
322	7.II	8.10— 8.40	C	C	—	348	22	10.00—10.10	C	C	—
323	8	13.50—14.20	AD	—	1	349	23	6.50— 7.00	—	—	1
324	9	10.00—11.30	C	C	2^+	350	25	14.40—15.10	—	—	1
325	9	12.30—14.30	C	E	2	351	26	11.10—11.20	—	—	1
326	11	11.50—12.00	C	C	1	352	31	11.20—11.40	—	CE	—
327	11	12.50—13.20	—	—	1^-	353	31	12.50—13.00	—	—	1
328	11	14.05—14.25	C	—	2	354	31	13.10—13.30	C	D	—
329	12	7.40— 7.55	C	—	1^+	355	31	14.20—14.50	—	—	—
330	22	8.00— 8.15	C	C	2	356	4.IV	12.20—12.30	D	D	—
331	22	9.40— 9.55	C	C	1^-	357	6	9.20— 9.30	C	CD	1
332	25	10.50—11.10	D	D	1^-	358	6	13.00—13.10	D	D	1^-
333	25	11.30—11.40	CD	C	1^-	359	7	10.30—10.40	C	C	—
334	27	7.55— 8.15	B	BC	2	360	8	9.10— 9.30	ABC	ACDE	3, П
335	1.III	11.55—12.25	—	—	—	361	8	12.00—12.15	C	D	—
336	1	12.40—12.50	D	—	1	362	8	13.10—13.25	E	DE	1
337	1	14.30—14.45	—	—	—	363	8	14.30—15.00	A	D	1^+
338	8	11.45—12.00	ABCD	C	1	364	9	6.20— 6.30	C	C	1^+

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
365	9. IV 1959 г.	6.45— 6.50	C	C	1^+	391	5.V 1959 г.	9.00— 9.10	AD	CD	1×3
366	9	9.05— 9.20	A	D	1	392	8	5.35— 5.50	C	—	—
367	9	13.20—13.30	A	—	1	393	9	4.35— 4.50	C	C	2
368	10	10.30—10.45	CDE	E	2^+, П	394	9	8.05— 8.20	CDE	BDE	1
369	11	8.30— 8.45	ACDE	CDE	2, П	395	9	9.55—10.25	D	D	1^-
370	11	9.30—10.00	C	C	—	396	9	11.00—11.10	A	C	—
371	11	14.50—15.10	E	E	2	397	9	11.40—12.05	ABC	BCDE	1
372	12	11.00—11.10	ABC	C	2^+	398	9	12.30—12.45	AC	C	1^-
373	12	12.10—12.20	BCD	C	1^-	399	9	13.10—13.40	ABCD	D	—
374	12	13.20—13.35	AC	—	—	400	9	14.20—14.40	A	—	1^-
375	12	14.10—14.15	AC	—	—	401	9	15.15—15.40	AC	—	—
376	13	4.20— 4.30	—	—	1^-	402	9	16.15—16.25	A	—	—
377	14	11.20—11.30	C	C	—	403	10	9.00— 9.25	C	—	1
378	14	11.55—12.05	AC	C	—	404	10	10.20—11.00	CD	CD	1×2
379	15	8.30— 8.40	C	C	2	405	10	11.15—11.40	—	—	—
380	16	10.20—10.40	C	C	1	406	10	13.20—13.30	—	—	—
381	18	5.20— 6.00	—	—	1×2	407	10	14.12—14.27	—	—	1^+
382	19	8.20— 9.00	A	—	2	408	10	15.00—15.20	—	—	—
383	19	9.40—11.30	C	C	—	409	12	7.35— 7.55	C	C	2
384	20	14.50—15.20	AC	D	1^-	410	13	16.05—16.35	A	—	2
385	22	10.35—10.50	D	CD	—	411	14	13.38—13.50	AD	D	1
386	22	11.10—11.20	ABC	C	—	412	16	9.15— 9.40	AC	CD	1^+
387	25	9.45—10.20	CD	C	1	413	17	5.20— 5.40	ABCE	—	2^+, П
388	25	11.15—11.30	—	—	1	414	17	6.55— 7.10	BCDE	DE	1
389	26	10.20—10.30	D	D	1^-	415	18	6.20— 6.30	C	C	—
390	29	9.15— 9.35	C	C	1×2	416	19	6.40— 6.50	CD	C	1

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
417	19. V 1959 г.	13.37—13.50	A	D	2	443	29.VI 1959 г.	9.55—10.45	C	C	2
418	27	13.00—13.25	—	—	—	444	29	13.20—13.40	CD	D	2
419	27	13.40—14.45	E	E	1	445	29	15.40—16.00	C	—	1
420	28	12.40—12.50	—	—	—	446	30	10.20—10.30	C	—	—
421	28	14.40—14.55	—	DE	—	447	6.VII	9.35— 9.40	C	C	—
422	29	4.40— 5.00	C	C	—	448	6	11.15—11.20	C	CD	—
423	29	5.10— 5.20	—	—	—	449	6	14.40—15.00	ACD	D	—
424	4.VI	12.45—13.00	—	—	—	450	7	10.20—11.00	C	CD	1×3
425	4	14.00—14.30	—	—	1	451	8	6.50— 7.00	C	C	—
426	5	10.15—10.25	—	—	1^-	452	8	12.28—12.40	—	—	—
427	5	16.00—16.40	—	—	—	453	8	13.33—13.48	ACD	—	—
428	7	16.10—16.20	C	—	—	454*	14	4.00— 5.30	ADE	DE	3^+, П
429	7	16.45—16.50	C	—	—	455	15	9.30— 9.40	AC	C	—
430	8	7.16— 7.25	C	BC	—	456	15	11.40—12.00	C	C	—
431	9	4.55— 5.45	CE	CE	1	457	15	14.07—14.20	—	—	1^-
432	10	11.50—12.00	ABD	CE	—	458	15	15.35—15.50	—	—	—
433	12	7.35— 8.05	C	CD	2, П	459	16	15.40—16.00	—	—	1
434	12	16.20—16.30	A	—	1	460	18	5.10— 5.20	—	—	—
435	16	10.15—10.45	ACDE	CDE	1	461	18	5.50— 6.00	C	—	1^+
436	16	13.20—13.40	AE	E	—	462	18	7.30— 7.40	CE	E	1
437	20	11.40—12.00	ADE	CD	—	463	18	10.45—11.00	—	CD	—
438	21	15.50—16.10	A	—	1^-	464	20	16.20—16.30	—	—	1^+
439	23	11.00—11.20	CE	E	1^-×2	465	25	5.45— 6.00	—	C	1,
440	26	10.37—11.05	—	—	1	466	27	9.15— 9.30	C	C	—
441	26	13.35—14.00	AE	E	1	467	27	12.25—12.40	CDE	DE	2, П
442	28	10.20—10.30	C	C	—	468	27	14.50—15.00	D	D	1^-

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
469	2.VIII 1959г.	8.55— 9.20	C	C	—
470	3	4.10— 4.30	C	—	—
471	3	13.20—13.30	C	CD	—
472	6	5.30— 6.10	D	D	1
473	6	9.05— 9.40	C	C	1
474	6	11.15—11.40	C	C	1
475	6	15.15—15.30	AC	—	$1^{-}\times 2$
476	7	11.10—11.20	C	C	—
477	7	13.30—14.10	C	—	1
478	8	5.40— 6.00	C	—	1
479	8	6.40— 7.00	CE	CE	1^{-}
480	8	10.35—10.50	C	CD	1
481	8	14.15—14.30	AC	—	—
482	9	7.50— 8.00	D	D	1
483	9	8.20— 8.30	ADE	DE	1
484	9	11.00—11.10	C	CD	—
485	10	14.40—14.55	—	—	—
486	12	8.30— 8.45	ACD	AC	1
487	12	12.50—13.00	AC	—	—
488	12	13.55—14.10	A	—	—
489	12	14.40—15.00	ACD	D	1^{+}
490	12	15.20—15.48	—	—	—
491	14	9.40—10.00	CDE	CDE	1^{-}
492	14	12.19—13.00	ACD	CD	—
493	14	15.10—15.20	AC	—	—
494	15	6.14— 6.40	AC	CD	—
495	15.VIII 1959г.	14.57—15.10	ACD	—	1
496	16	4.40— 4.50	—	—	—
497	16	7.06— 7.20	C	C	1^{+}
498	16	8.30— 8.40	C	CD	1^{-}
499	16	9.40— 9.50	—	—	—
500	16	10.40—10.50	—	—	—
501	16	11.00—11.20	—	—	—
502	16	12.20—12.30	—	—	—
503	16	12.40—13.00	ACD	D	—
504	16	14.00—14.10	—	—	—
505	17	4.59— 5.10	D	D	—
506	17	7.10— 7.22	CDE	CDE	1
507	17	8.10— 8.21	C	CD	1^{-}
508	17	11.30—11.48	C	C	1
509	17	12.19—12.30	CD	D	1^{+}
510	17	13.00—13.20	—	—	1^{-}
511	17	15.10—15.25	—	—	1
512	18	6.30— 7.00	DE	E	1^{+}
513	18	8.00— 8.20	CDE	DE	1
514	18	9.00— 9.25	CE	DE	1^{-}
515	18	10.30—11.00	BCD	BC	3, П
516	18	11.20—11.40	CD	CD	1
517	18	14.00—14.40	CDE	DE	$1^{-}\times 2$
518	19	7.40— 7.50	C	C	—
519	19	10.30—10.45	CD	CD	1
520	19	13.00—13.10	A	—	1^{-}
521	19	13.40—13.50	E	E	1

Продолжение

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
522	20.VIII1959г.	4.30— 4.50	—	—	1×2	549	13.IX 1959 г.	10.10—10.20	C	C	1^+
523	20	6.00— 6.10	CD	CD	1^+	550	13	13.20—13.30	ACDE	CD	—
524	20	7.00— 7.05	—	—	—	551	14	9.30— 9.40	—	C	1
525	20	7.30— 7.41	—	D	—	552	14	9.55—10.10	C	—	1
526	20	7.45— 9.00	AC	A	—	553	14	10.28—10.40	CE	CD	—
527	20	9.20— 9.40	D	CD	1	554	14	15.20—15.30	A	—	1^+
528	20	10.50—11.00	C	CD	1	555	18	7.20— 7.30	—	—	1
529	21	6.50— 7.00	C	C	1^+	556	19	5.18— 5.35	—	—	—
530	21	11.30—11.40	C	CD	1	557	19	5.40— 5.50	C	C	1^-
531	21	14.47—15.00	AC	D	1^-	558	19	8.40— 8.50	C	CD	—
532	22	13.50—14.03	D	D	—	559	19	10.35—10.45	CD	CD	—
533	27	15.00—15.05	—	—	1	560	19	14.20—14.30	C	C	—
534	31	9.28—10.00	DE	—	1	561	19	14.40—14.50	C	C	—
535	31	13.52—14.25	D	—	—	562	20	10.10—10.50	CD	CD	—
536	1.IX	5.25— 5.35	C	C	1^-	563	20	12.35—12.50	C	C	—
537	2	7.20— 7.40	CDE	CDE	2^+	564	20	15.25—15.40	A	—	1
538	4	12.00—12.20	C	C	1^-	565	21	12.10—13.00	E	E	1
539	4	15.07—15.22	—	—	—	566	25	7.40— 7.55	—	—	1
540	5	6.15— 6.32	C	—	—	567	25	14.40—15.00	C	C	1
541	5	7.20— 8.00	—	—	—	568	4.X	6.30— 7.10	—	B	—
542	5	12.20—12.40	DE	DE	—	569	4	12.55—13.15	—	—	—
543	5	12.55—13.00	D	D	—	570	8	9.10— 9.20	C	C	—
544	6	8.15— 8.25	—	—	—	571	14	6.40— 7.00	D	D	—
545	6	14.35—15.00	C	C	—	572	14	11.00—11.20	C	C	—
546	11	5.20— 6.00	C	C	—	573	14	12.30—12.43	C	—	1
547	11	12.45—13.20	A	C	1	574	16	9.10— 9.30	C	C	—
548	13	7.00— 7.25	—	A	1	575	16	11.00—11.20	—	—	1

№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки	№ п/п	Дата	Интервал времени, h, m	Табличные данные [1]	Табличные данные [2]	Балл вспышки
576	17. X 1959 г.	13.15—13.30	A	—	—	599	20. XI 1959 г.	6.40— 7.25	—	C	—
577	18	6.00— 6.20	—	—	1	600	20	10.10—10.45	C	C	—
578	21	11.20—11.30	ACD	CD	—	601	22	10.00—10.20	—	—	—
579	21	12.30—12.40	D	D	—	602	22	12.35—13.10	—	—	—
580	26	9.35—10.10	CD	CD	1^-	603	25	11.00—11.20	—	—	1^-
581	26	10.40—11.00	D		1^-	604	26	9.35—10.00	CD	C	2^+, П
582	26	12.45—13.00	—	—	—	605	30	7.15— 7.40	C	C	—
583 *	26	14.05—14.20	AD	D	—	606	30	10.07—10.20	C	CD	—
584	27	10.40—11.20	CD	CD	1×2	607	30	11.10—11.30	DE	DE	2
585	27	12.50—13.00	D	D	—	608	1.XII	11.00—11.10	D	D	2
586	27	13.50—14.00	D	D	—	609	1	13.20—13.30	D	D	—
587	29	8.30— 8.40	—	—	1^-	610	2	12.55—14.00	CDE	D	2'
588	29	9.20— 9.30	CD	C	—	611	3	10.20—10.40	—	—	2
589	29	12.40—12.50	—	D	—	612	6	9.37— 9.50	DE	D	1^-×2
590	3.XI	9.50—10.00	D	CD	—	613	6	11.20—11.40	—	—	—
591	3	10.30—10.40	DE	CD	—	614	7	6.40— 7.00	C	—	1
592	3	11.20—11.33	CD	D	1	615	7	7.20— 7.40	C	—	—
593	3	13.00—13.10	DE	D	—	616	7	11.40—12.00	ABC	CDE	—
594	9	6.45— 7.00	—	—	—	617	7	12.35—12.50	—	—	1^-
595	12	10.00—10.10	—	—	—	618	7	13.00—13.12	D	D	1^-
596	13	6.00— 7.00	AC	C	—	619	7	13.20—13.40	CE	DE	1^-
597	14	10.00—10.40	C	C	1^-	620	8	7.45— 8.10	AC	CD	2, П
598	19	12.30—12.50	—	—	—	621	12	12.40—13.50	—	—	1^+
						622	31	6.20— 7.00	—	—	—

Примечания

72. Начало всплеска зафиксировано неуверенно. С 8.44 до 8.53 запись радиоизлучения отсутствует.
88. До 12.39,5 отсутствовала запись общего потока радиоизлучения Солнца.
241. После 16.00 запись искажена явлениями, связанными с заходом Солнца.
248. Не записано начало всплеска.
279. Запись искажена интерференцией из-за малой высоты Солнца над горизонтом.
454. Начало всплеска в 3.37. Штриховая линия обозначает зашкаливание выходного прибора до 3.47.
583. Падение общего потока излучения связано с заходом Солнца.

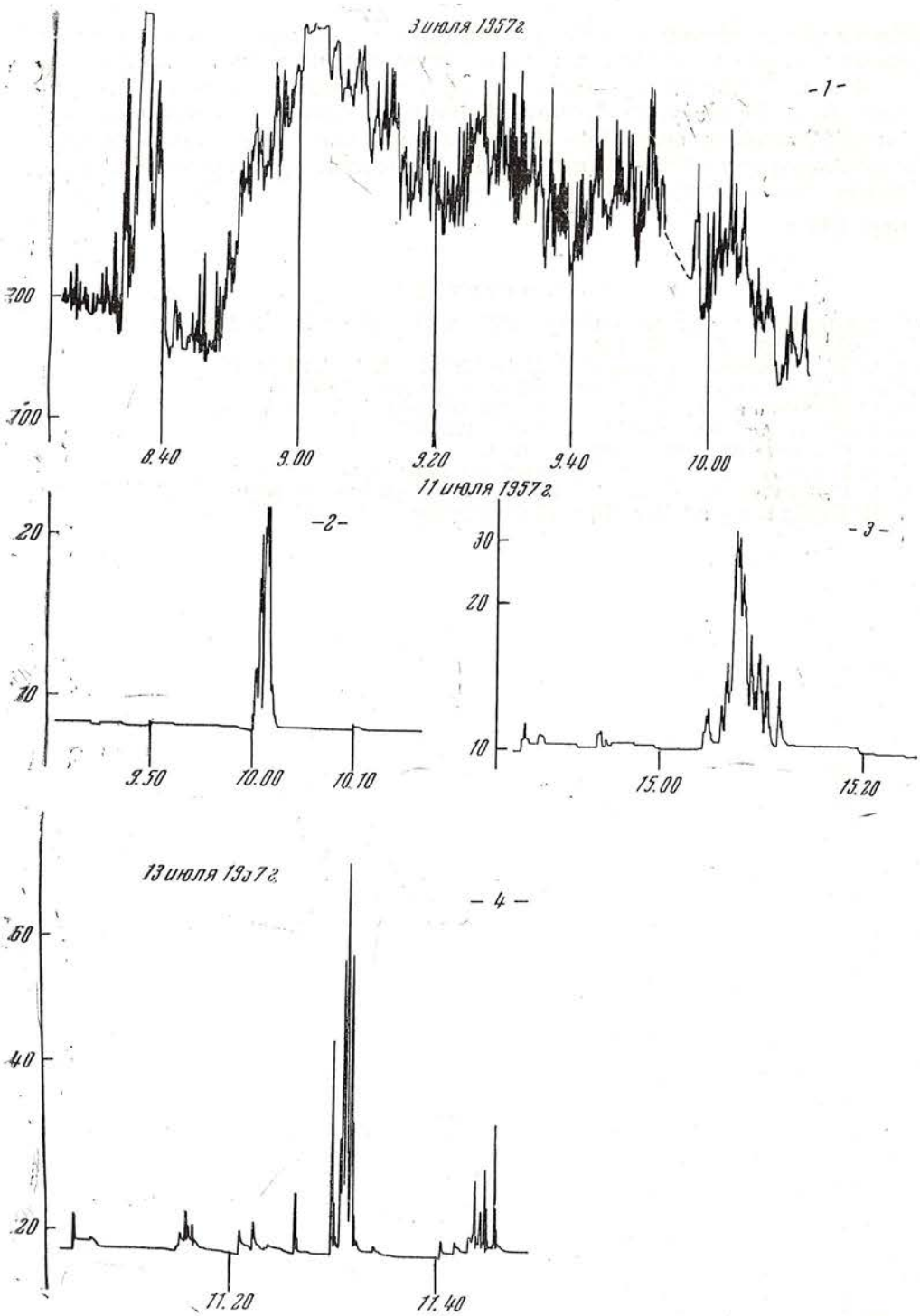
Кроме того, всплески радиоизлучения Солнца могут регистрироваться во время залимбовых вспышек, которые оптически не наблюдаются [9].

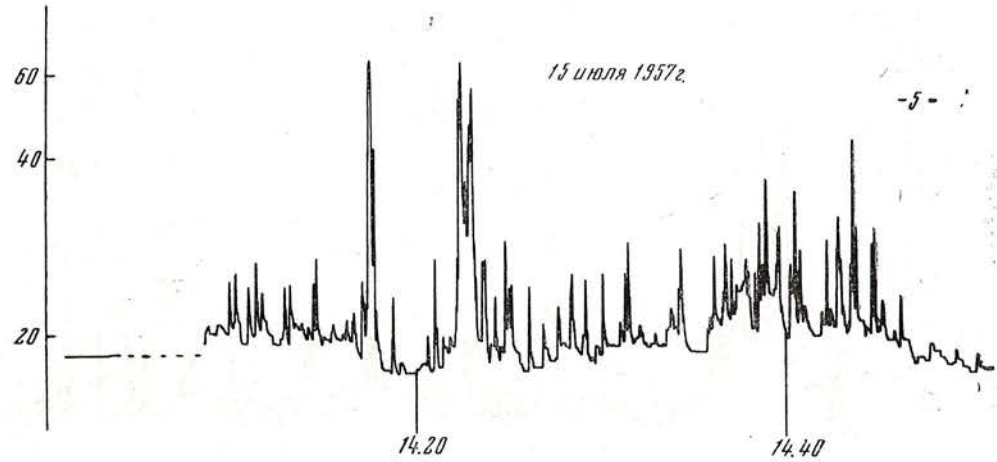
В заключение авторы приносят глубокую благодарность О. А. Блинову, В. А. Ефанову, Е. П. Потеряйко и П. Н. Стежка, принимавшим активное участие в получении публикуемых записей необычных явлений в радиоизлучении Солнца, а также В. С. Фостий, проделавшей большую работу при оформлении каталога.

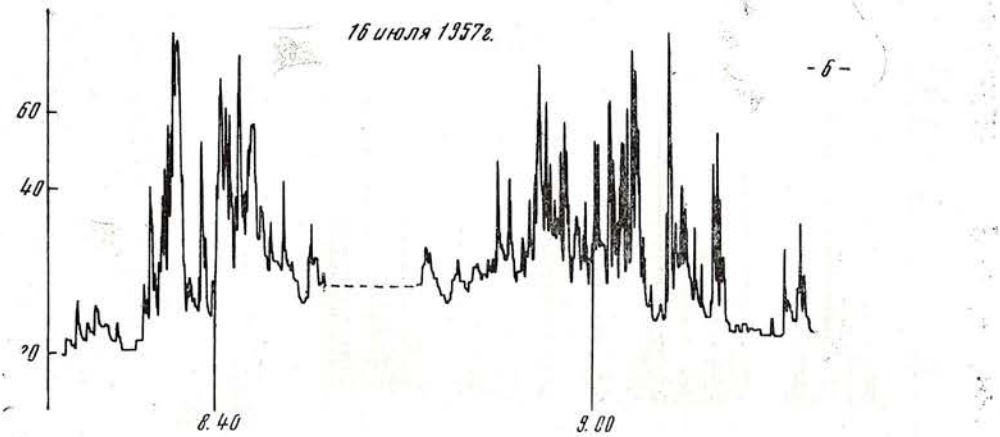
Март 1967 г.

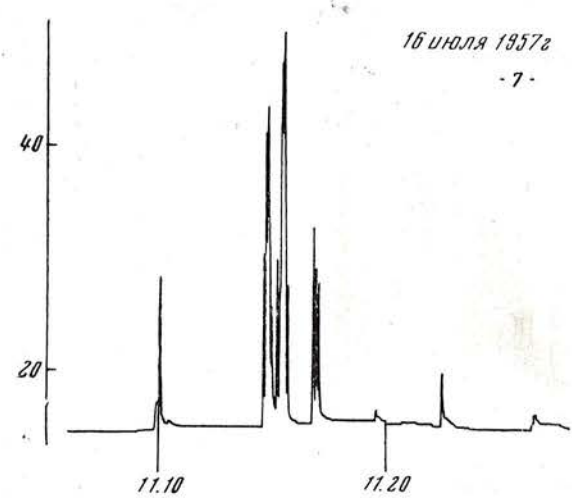
Литература

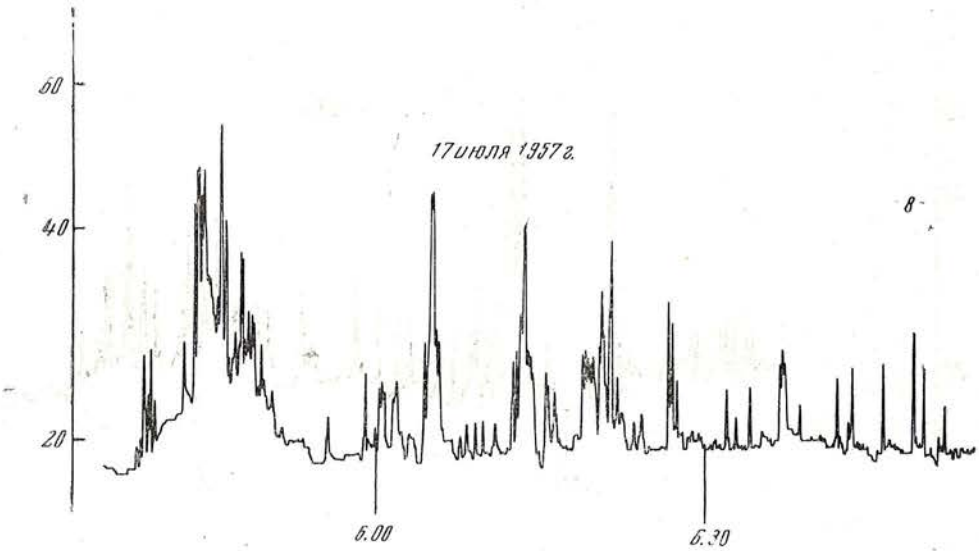
1. Quarterly Bull. of Solar Activity, 1957, N 119, 120; 1958, N 121, 122, 123, 124; 1959, N 125, 126, 127, 128.
2. Бюлл. «Солнечные данные», 1957, № 1—12; 1958, № 1—12; 1959, № 1—12.
3. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 104.
4. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 176.
5. IGY Solar Activity Report Ser., 1960, N 12; 1961, N 15.
6. А. С. Дворяшин. Дисс. М., 1966.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 90.
8. И. Г. Моисеев, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17.
9. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 121.

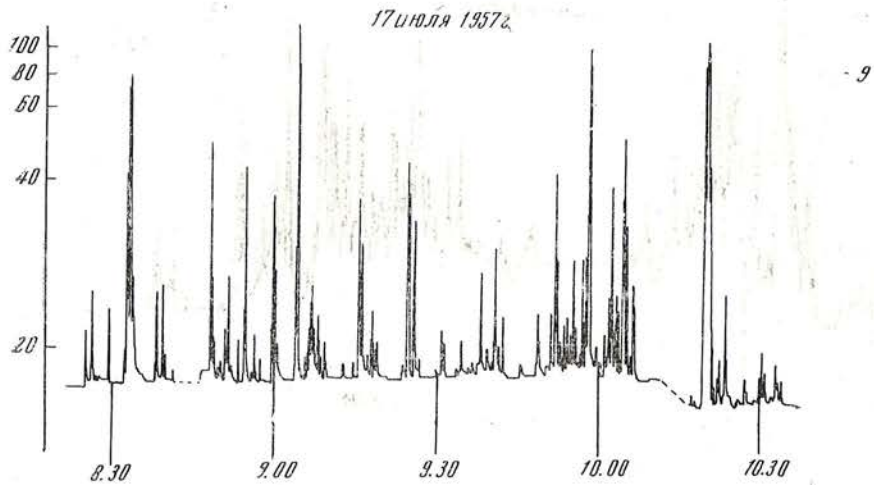

3 июля 1957г.
-1-
200
100
8.40
9.00
9.20
9.40
10.00
11 июля 1957г.
-2-
20
10
9.50
10.00
10.10
-3-
30
20
10
15.00
15.20
13 июля 1957г.
-4-
60
40
20
11.20
11.40

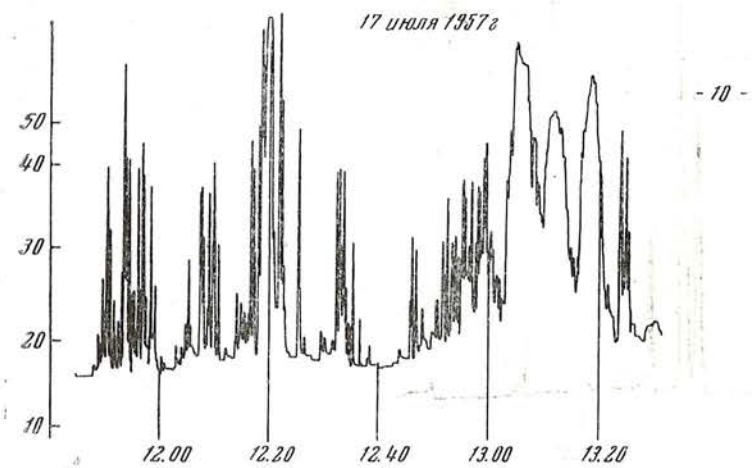

15 июля 1957г.
-5-
60
40
20
14.20
14.40

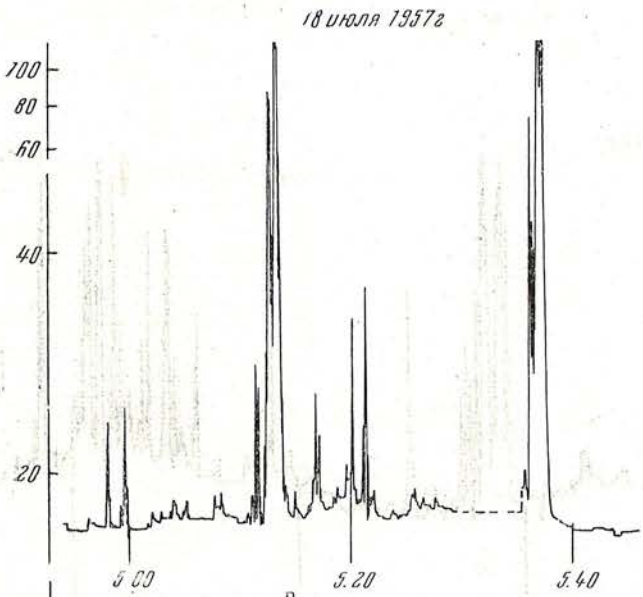

16 июля 1957г.
-6-
60
40
20
8.40
9.00

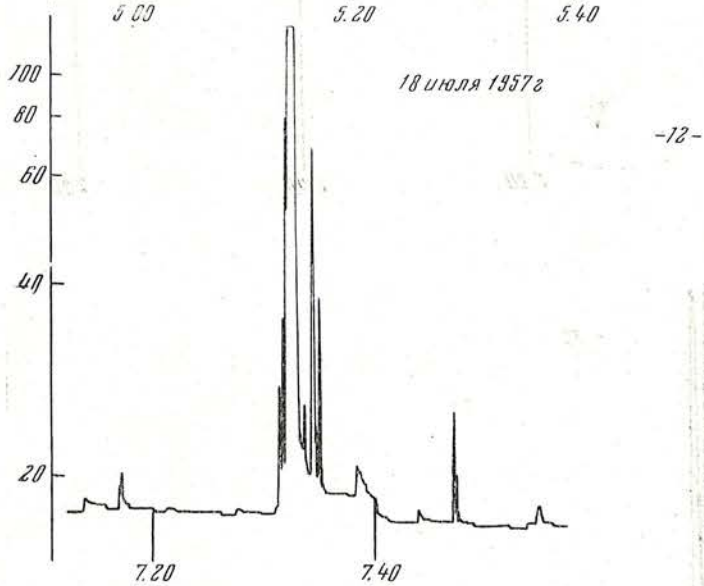

16 июля 1957г
-7-
40
20
11.10
11.20

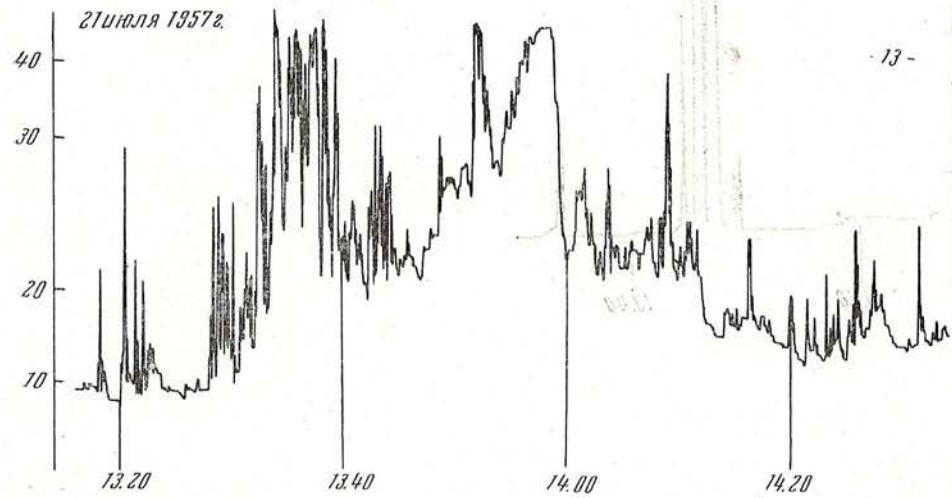

17 июля 1957 г.
8
60
40
20
6.00
6.30

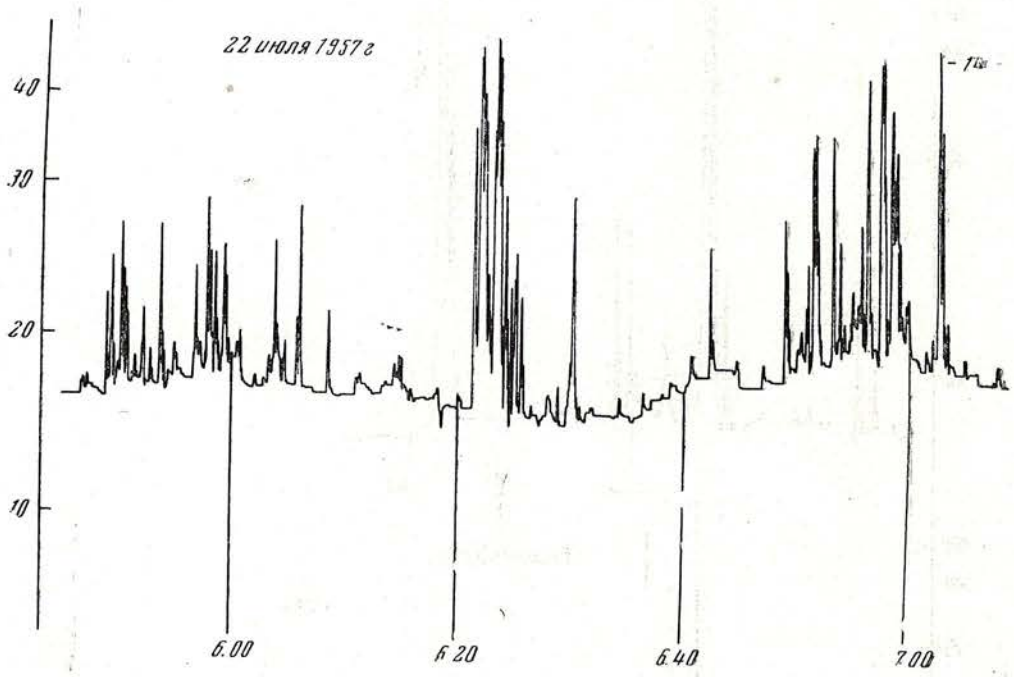

17 июля 1957 г.
9
100
80
60
40
20
8.30
9.00
9.30
10.00
10.30

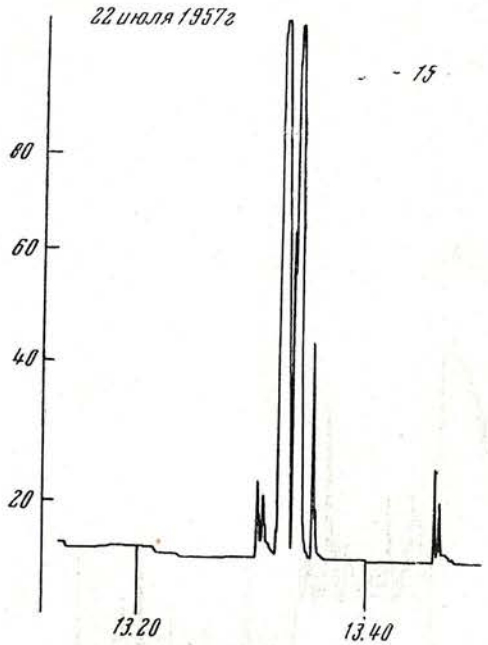

17 июля 1957 г
10
50
40
30
20
10
12.00
12.20
12.40
13.00
13.20

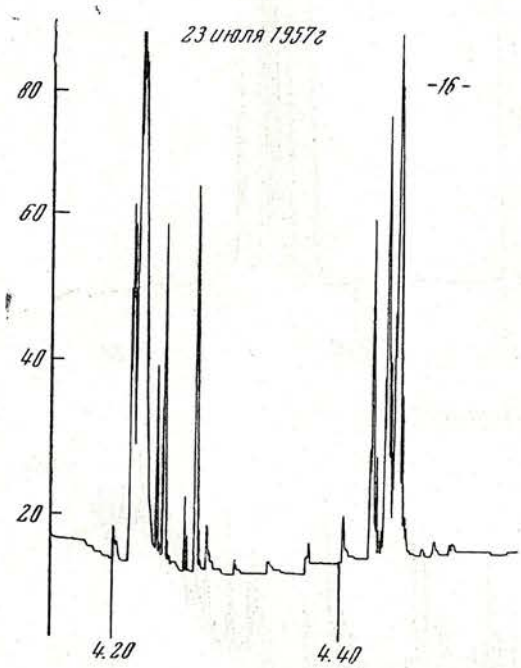

18 июля 1957г
-11-
100
80
60
40
20
5.00
5.20
5.40

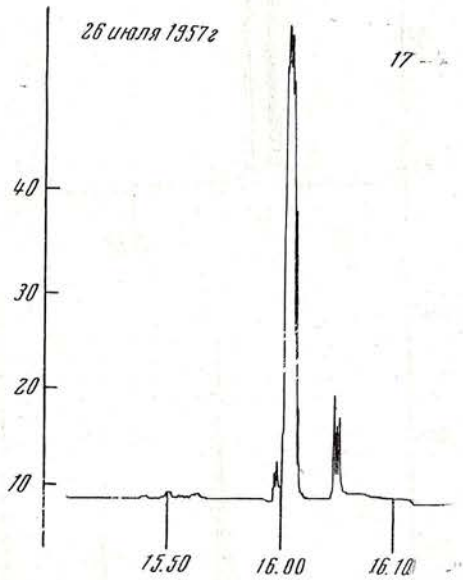

18 июля 1957г
-12-
100
80
60
40
20
7.20
7.40

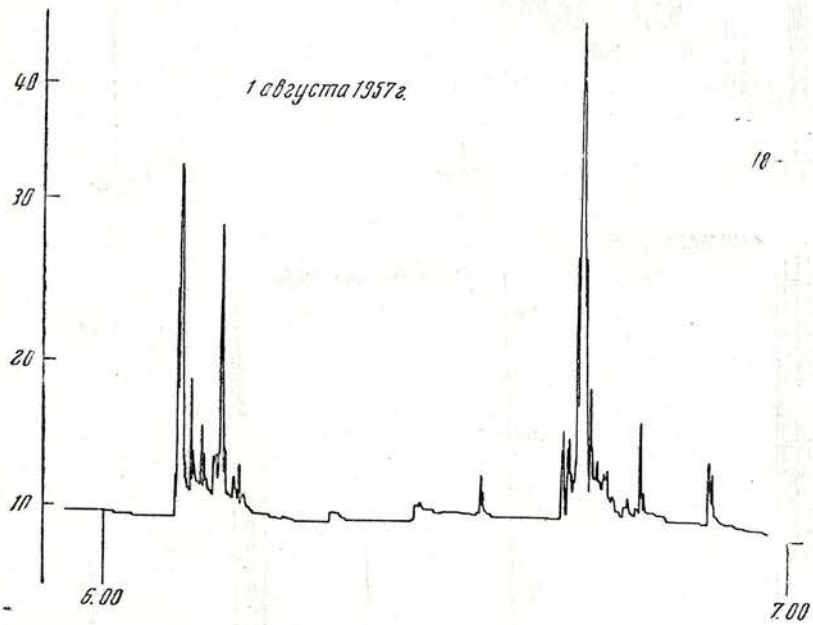

21 июля 1957г.
-13-
40
30
20
10
13.20
13.40
14.00
14.20

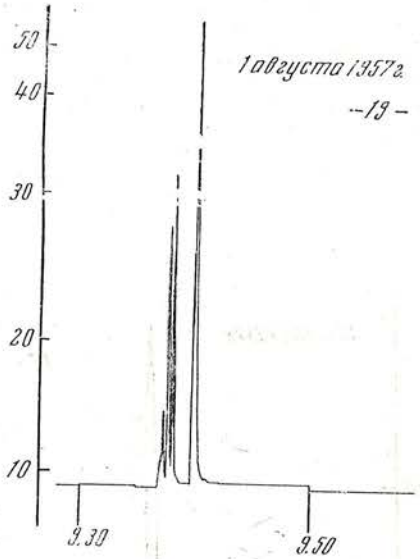

22 июля 1957 г
40
30
20
10
6.00
6.20
6.40
7.00

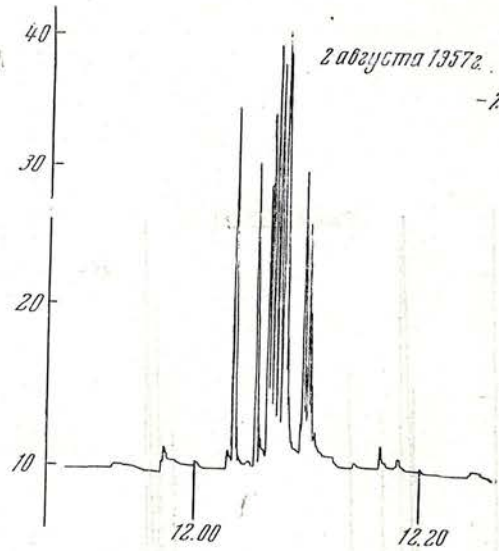

22 июля 1957 г
80
60
40
20
13.20
13.40

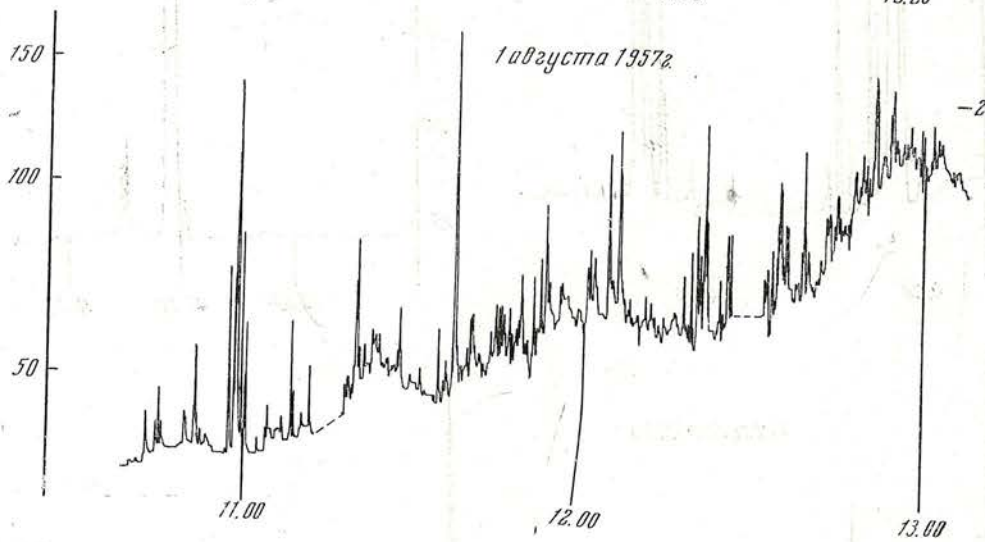

23 июля 1957г
-16-
80
60
40
20
4.20
4.40

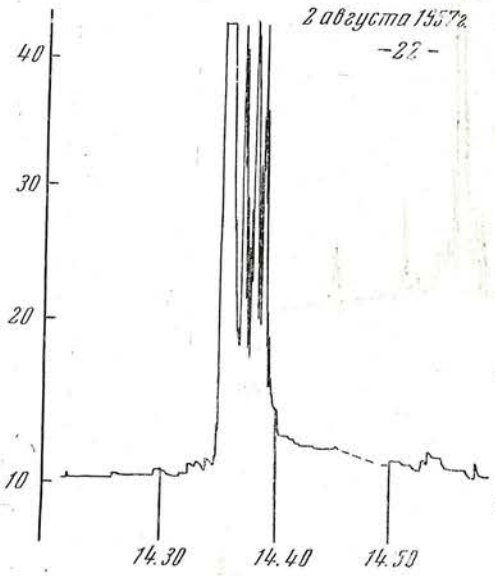

26 июля 1957г
17
40
30
20
10
15.50
16.00
16.10

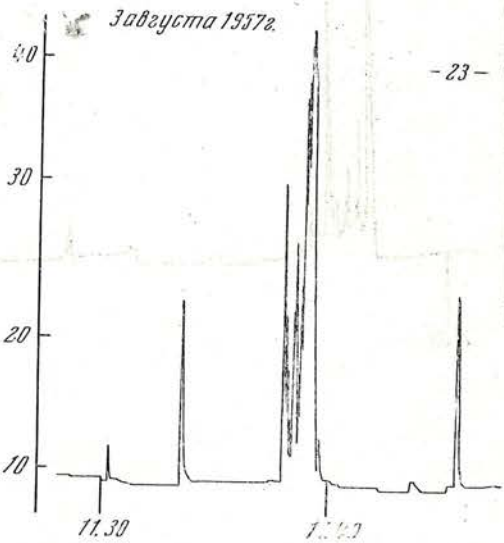

1 августа 1957г.
18
40
30
20
10
6.00
7.00

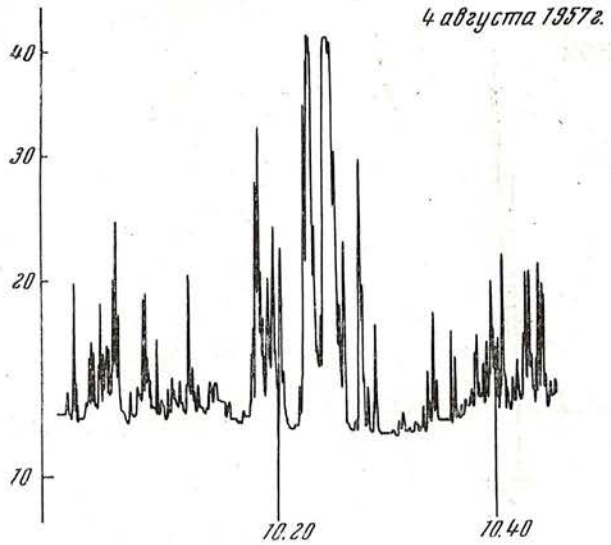

1 августа 1957г.
-19-
50
40
30
20
10
9.30
9.50

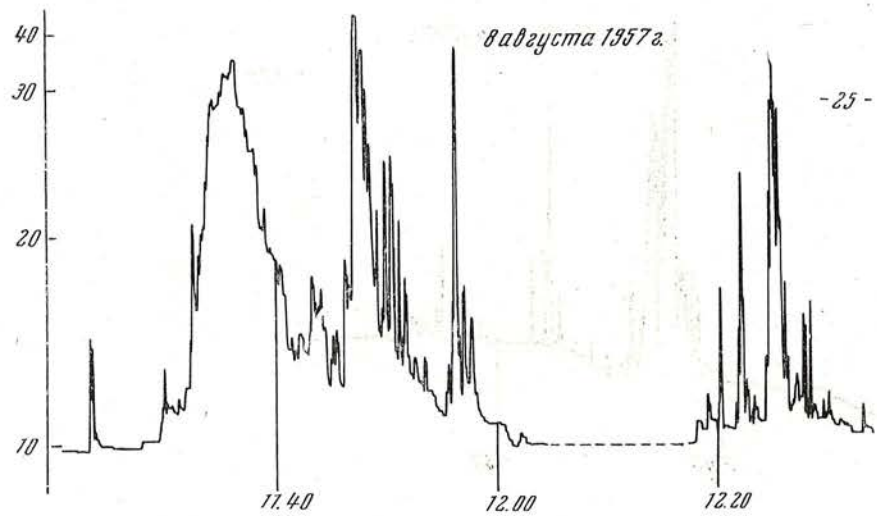

2 августа 1957г.
-21-
40
30
20
10
12.00
12.20

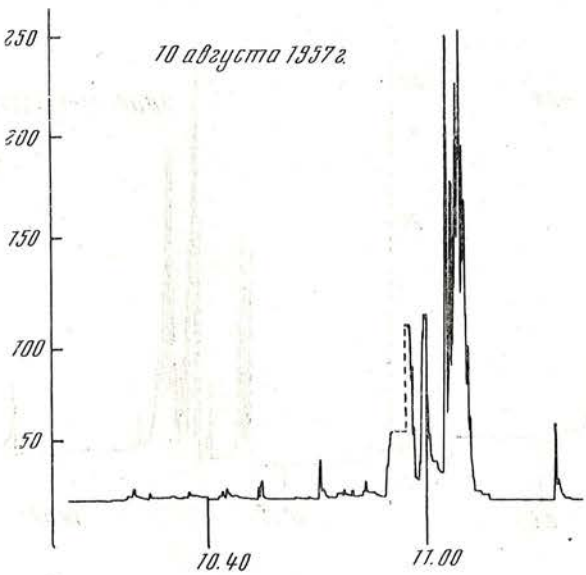

1 августа 1957г.
-20-
150
100
50
11.00
12.00
13.00

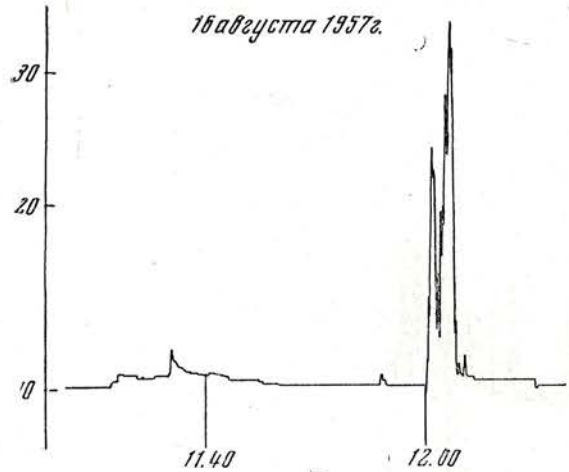

2 августа 1957г.
-22-
40
30
20
10
14.30
14.40
14.50

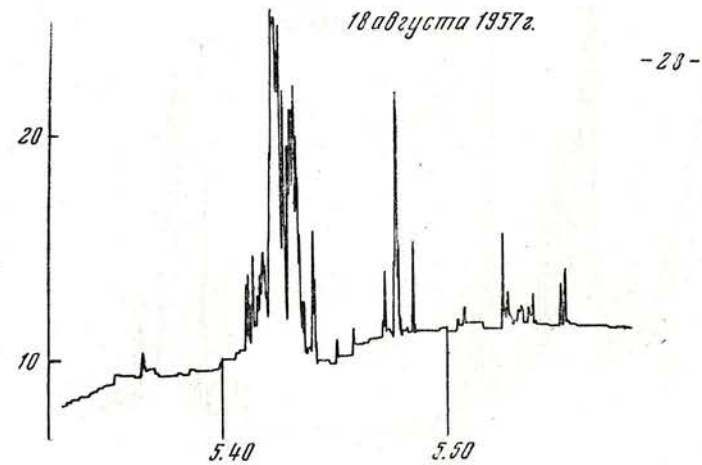

3 августа 1957г.
-23-
40
30
20
10
11.30

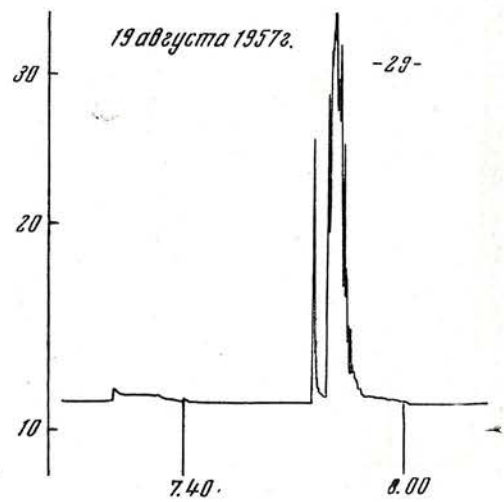

4 августа 1957г.
- 24 -
40
30
20
10
10.20
10.40

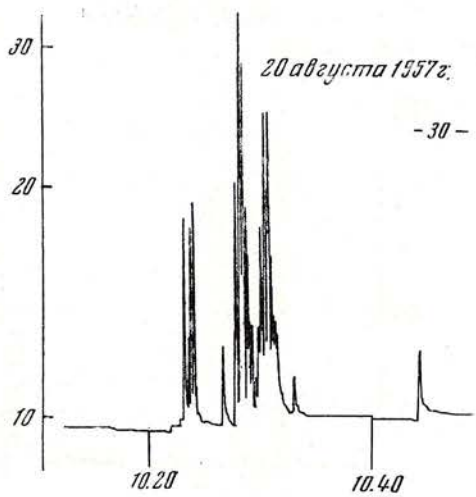

8 августа 1957г.
- 25 -
40
30
20
10
11.40
12.00
12.20

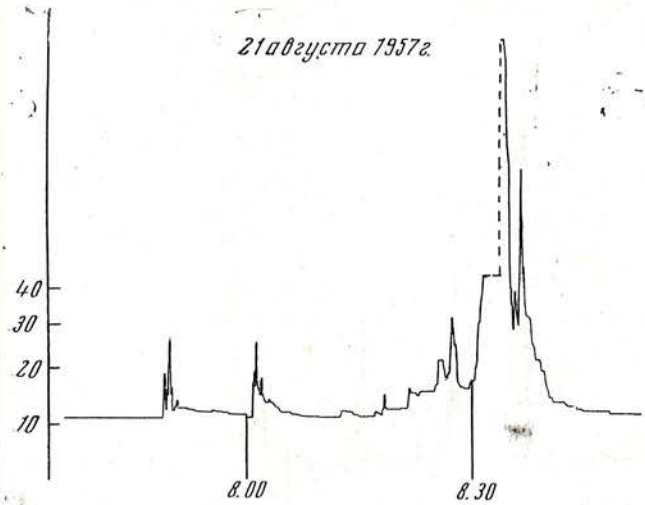

10 августа 1957г.
- 26 -
250
200
150
100
50
10.40
11.00

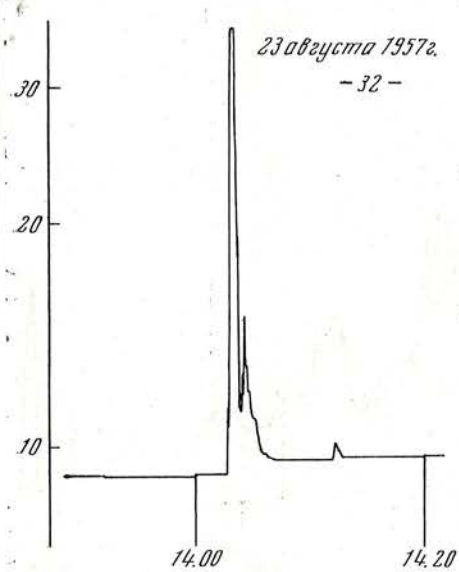

16 августа 1957г.
- 27 -
30
20
10
11.40
12.00

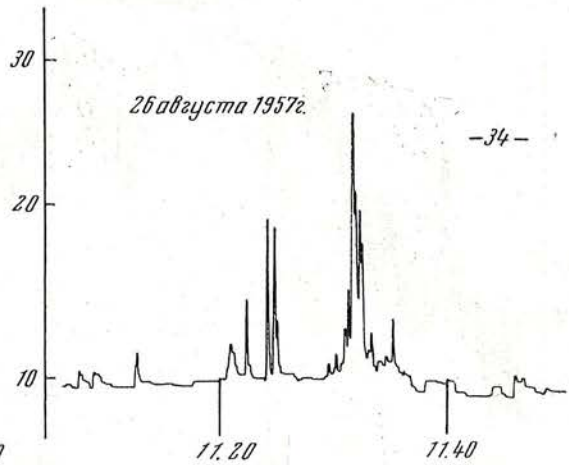

18 августа 1957г.
- 28 -
20
10
5.40
5.50

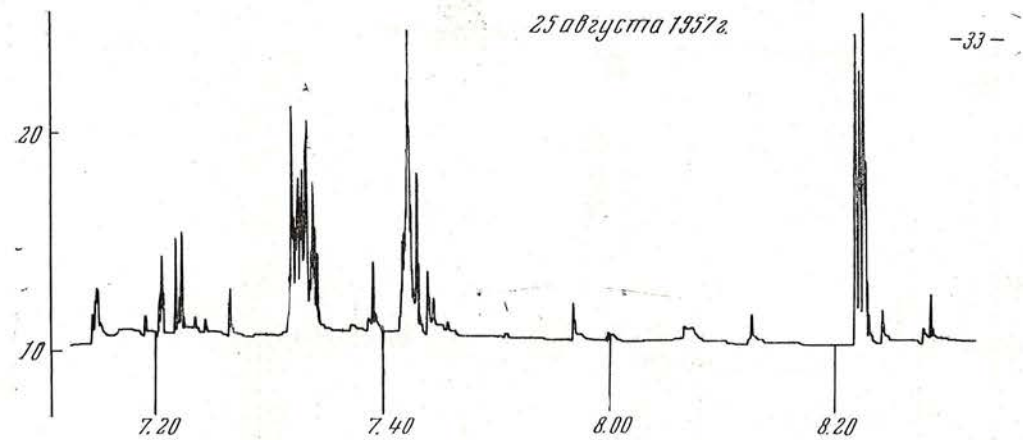

19 августа 1957г.
- 29 -
30
20
10
7.40
8.00

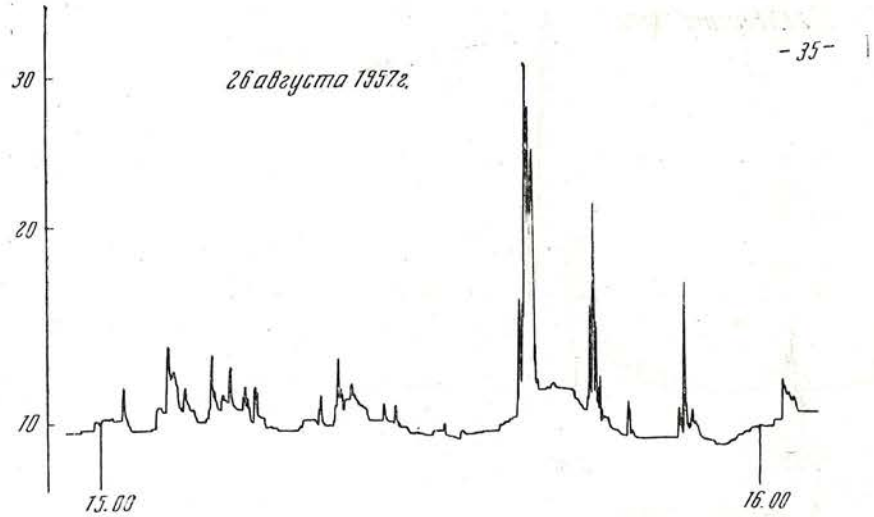

20 августа 1957г.
- 30 -
30
20
10
10.20
10.40


21 августа 1957г.
-31-
40
30
20
10
8.00
8.30

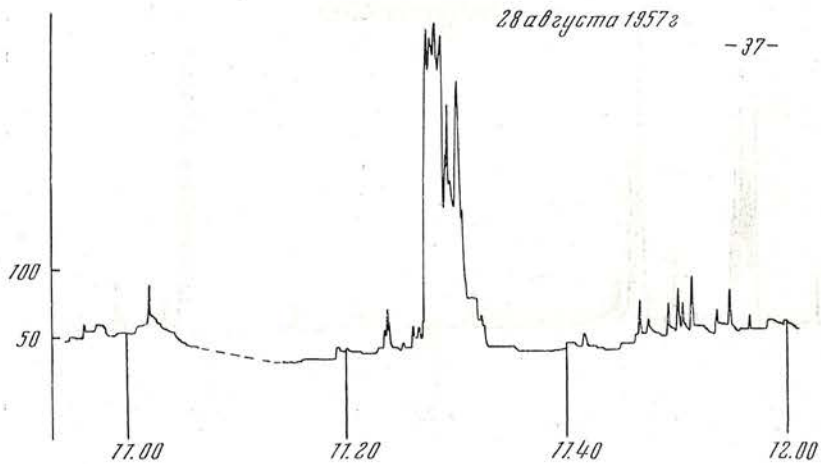

23 августа 1957г.
-32-
30
20
10
14.00
14.20

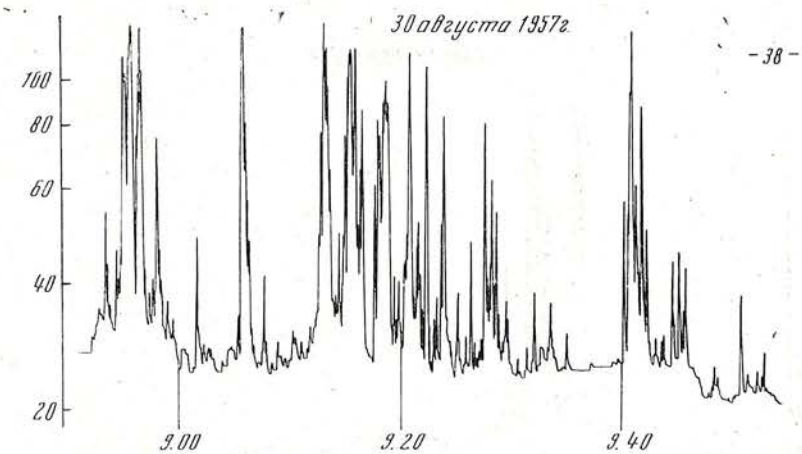

26 августа 1957г.
-34-
30
20
10
11.20
11.40

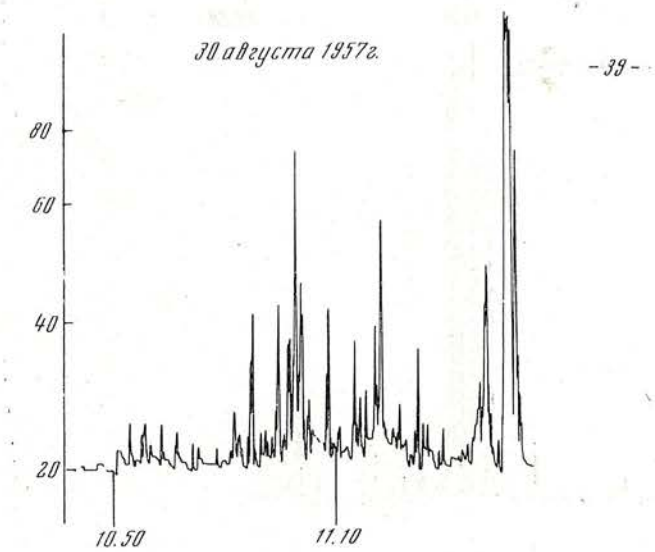

25 августа 1957г.
-33-
20
10
7.20
7.40
8.00
8.20

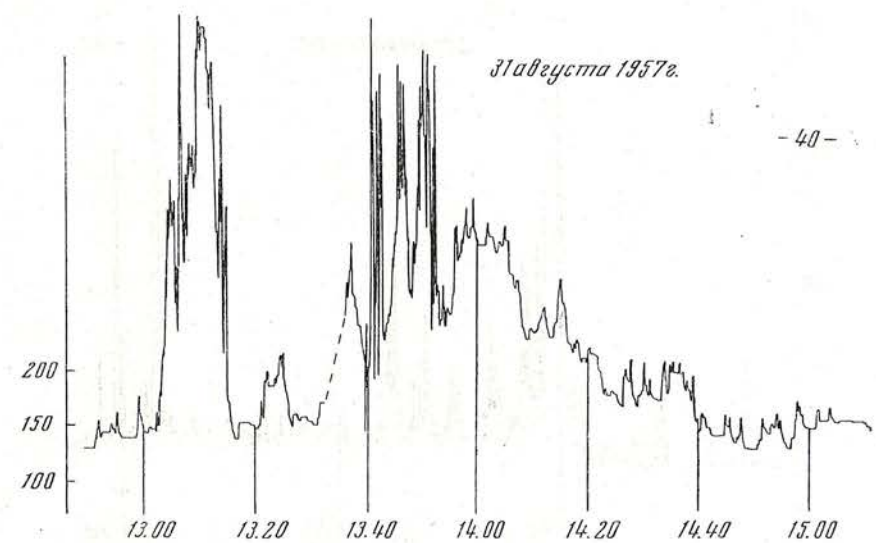

-35-
26 августа 1957г.
30
20
10
15.00
16.00

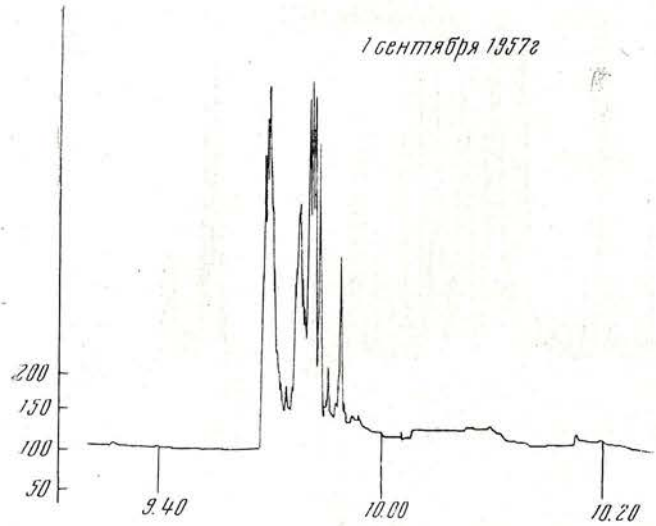

28 августа 1957г.
-36-
150
100
50
9.20
9.40
10.00
10.20
10.40

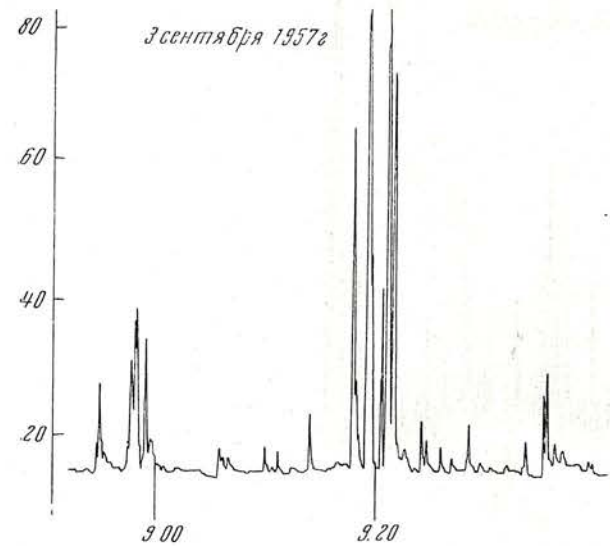

28 августа 1957г
-37-
100
50
11.00
11.20
11.40
12.00

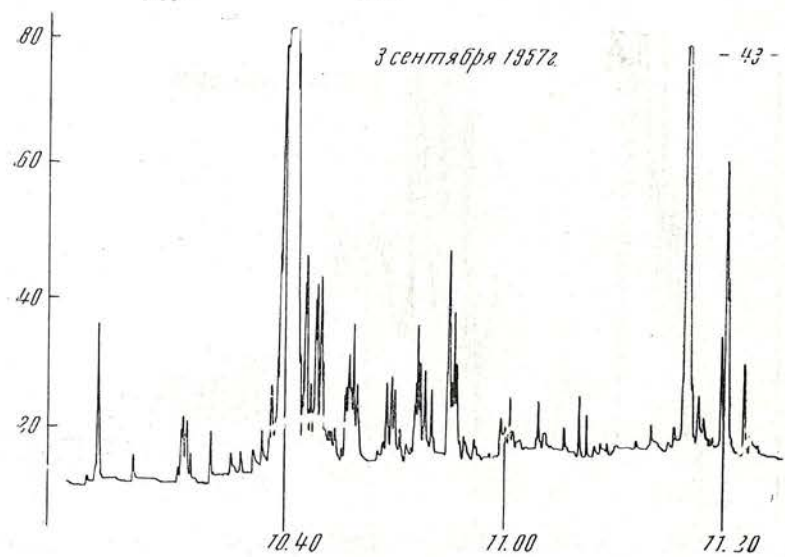

30 августа 1957г.
-38-
100
80
60
40
20
9.00
9.20
9.40

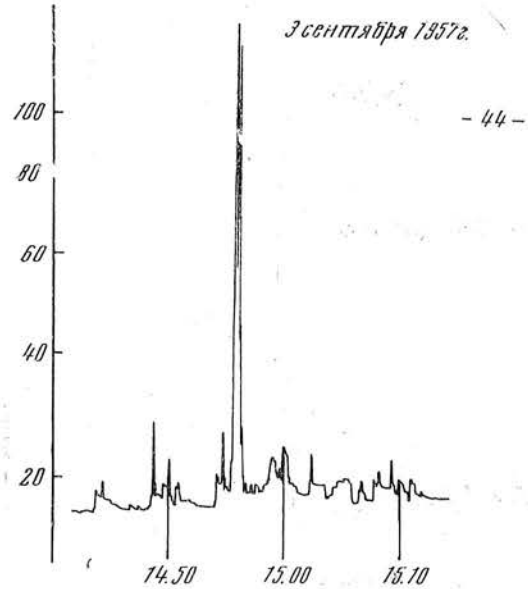

30 августа 1957г.
-39-
80
60
40
20
10.50
11.10

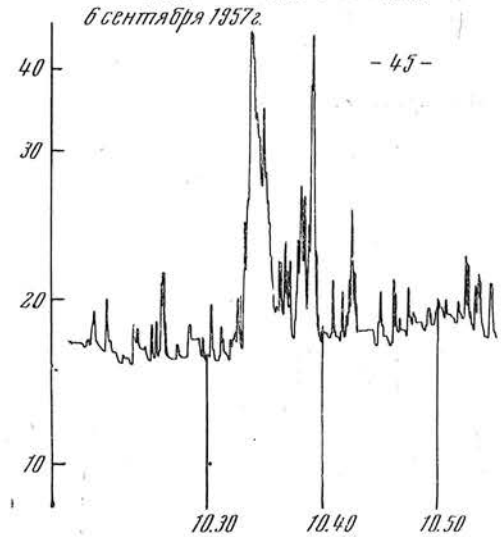

31 августа 1957г.
-40-
200
150
100
13.00
13.20
13.40
14.00
14.20
14.40
15.00

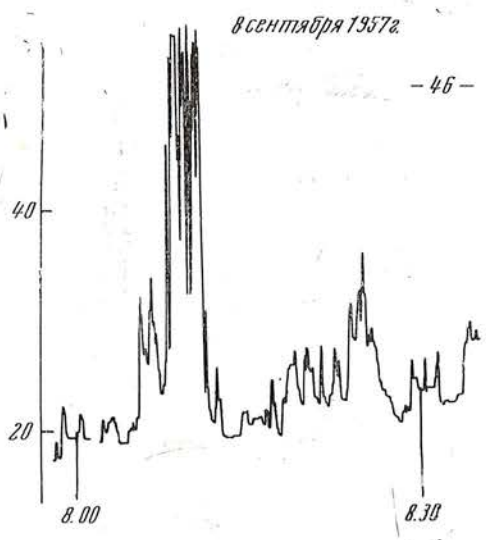

1 сентября 1957г
- 41 -
200
150
100
50
9.40
10.00
10.20

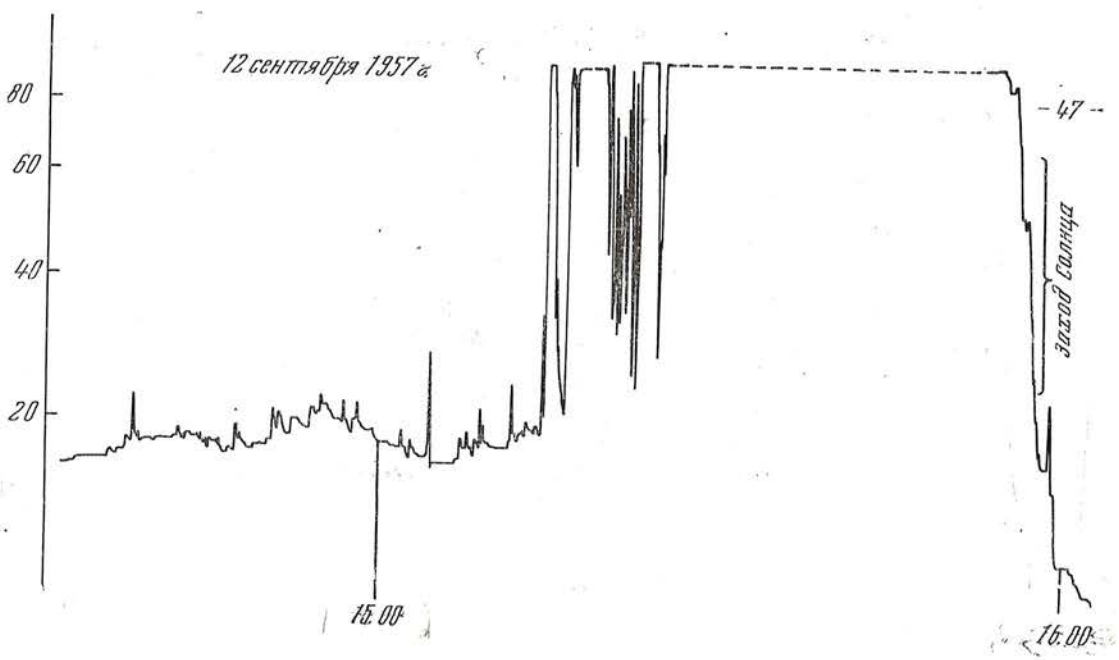

3 сентября 1957г
- 42 -
80
60
40
20
9.00
9.20

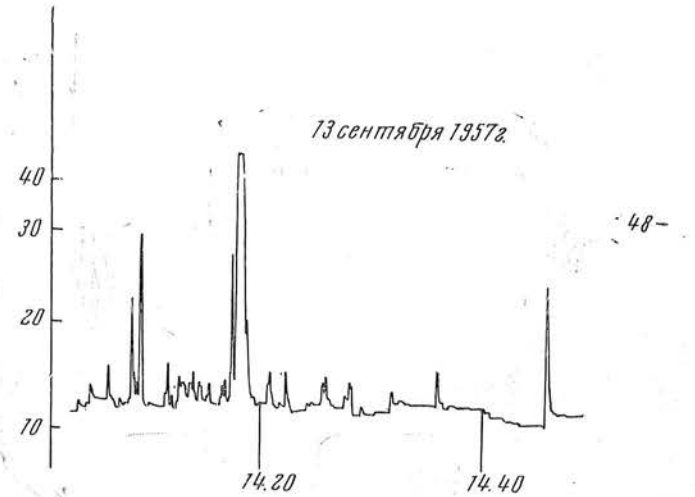

3 сентября 1957г.
- 43 -
80
60
40
20
10.40
11.00
11.20


3 сентября 1957г.
- 44 -
100
80
60
40
20
14.50
15.00
15.10

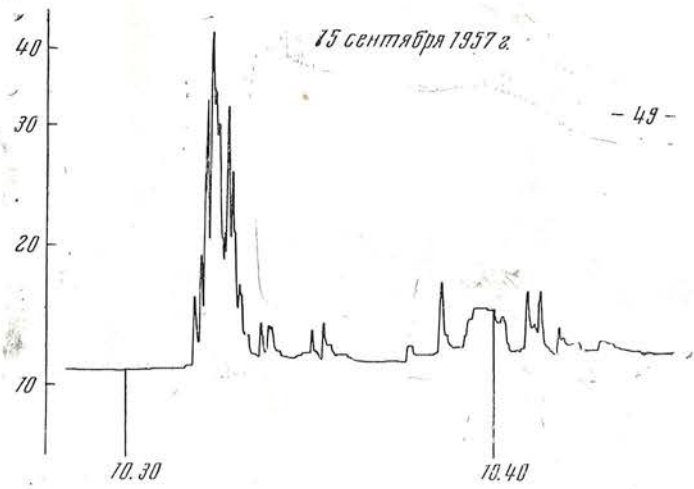

6 сентября 1957г.
- 45 -
40
30
20
10
10.30
10.40
10.50


8 сентября 1957г.
- 46 -
40
20
8.00
8.30

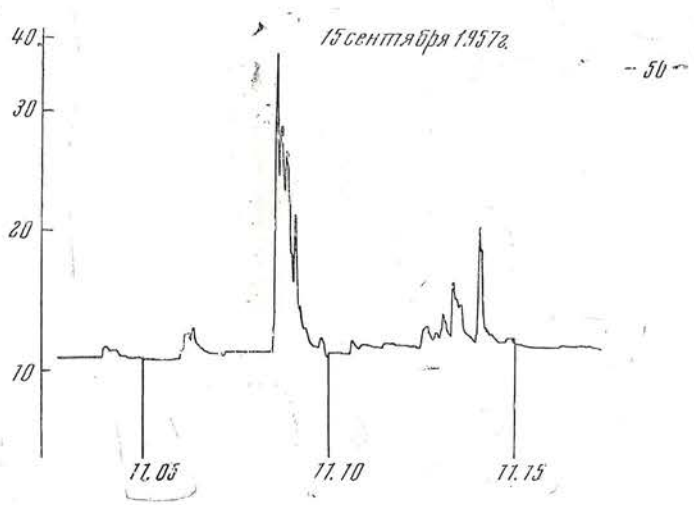

12 сентября 1957г.
- 47 -
80
60
40
20
Заход Солнца
15.00
16.00


13 сентября 1957г.
40
30
20
10
14.20
14.40

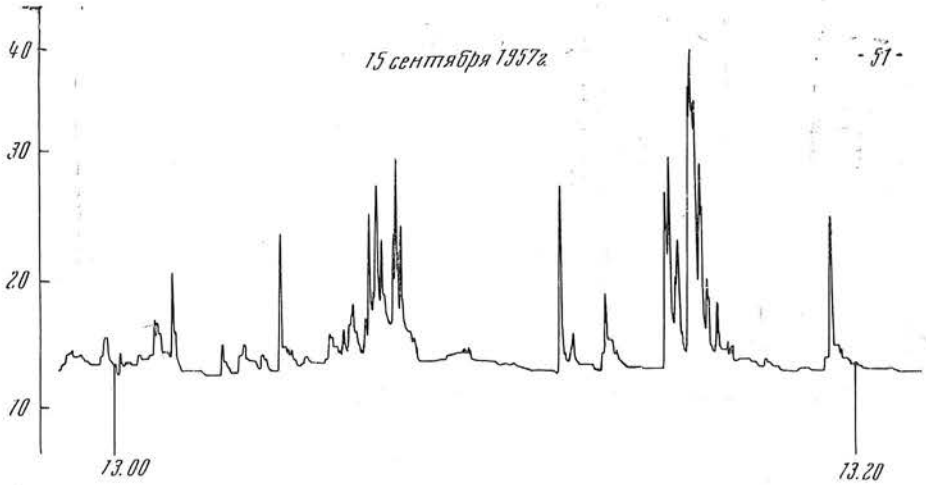
- 48 -

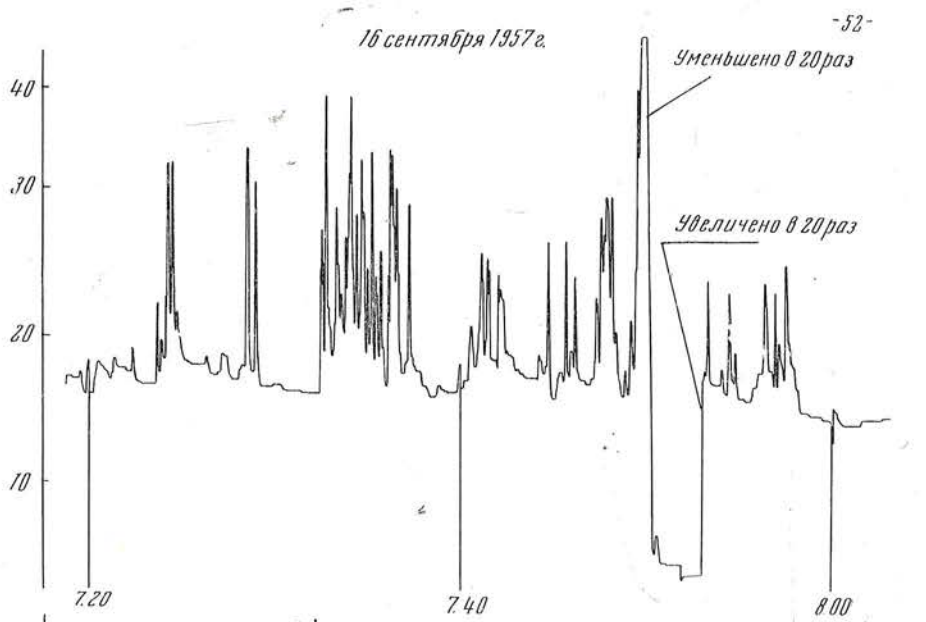

15 сентября 1957 г.
40
30
20
10
10.30
10.40

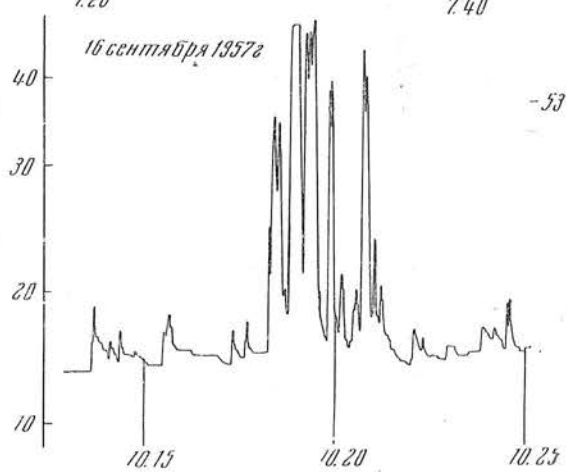
- 49 -

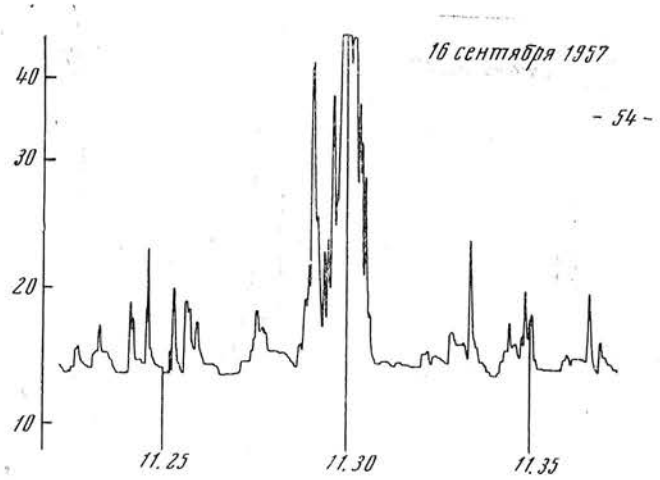

15 сентября 1957г.
40
30
20
10
11.05
11.10
11.15

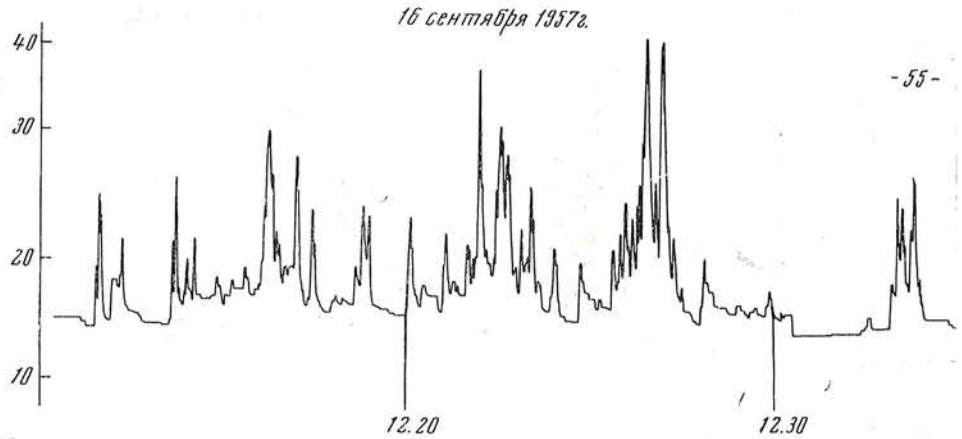
- 50 -


15 сентября 1957г.
- 51 -
40
30
20
10
13.00
13.20

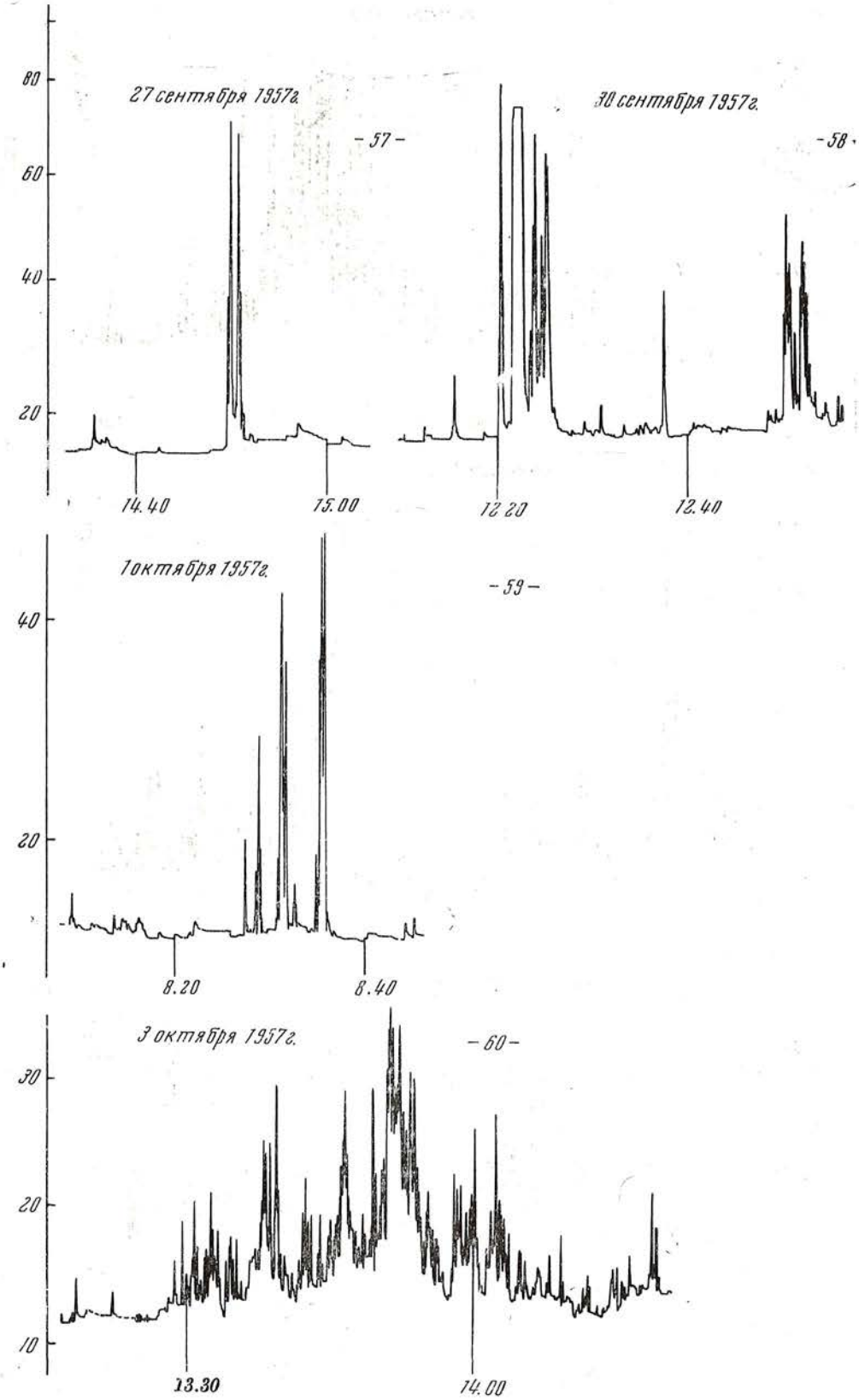

16 сентября 1957г.
- 52 -
Уменьшено в 20 раз
Увеличено в 20 раз
40
30
20
10
7.20
7.40
8.00

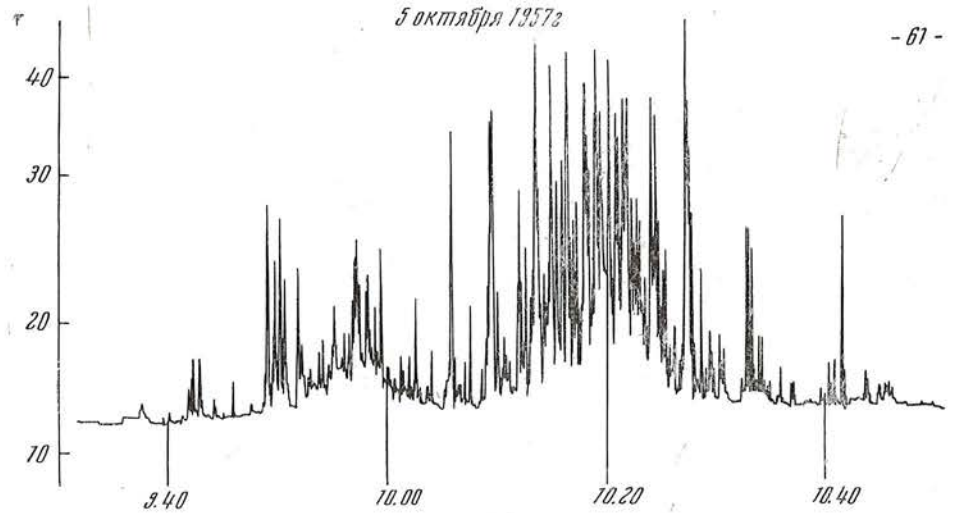

16 сентября 1957г.
- 53 -
40
30
20
10
10.15
10.20
10.25

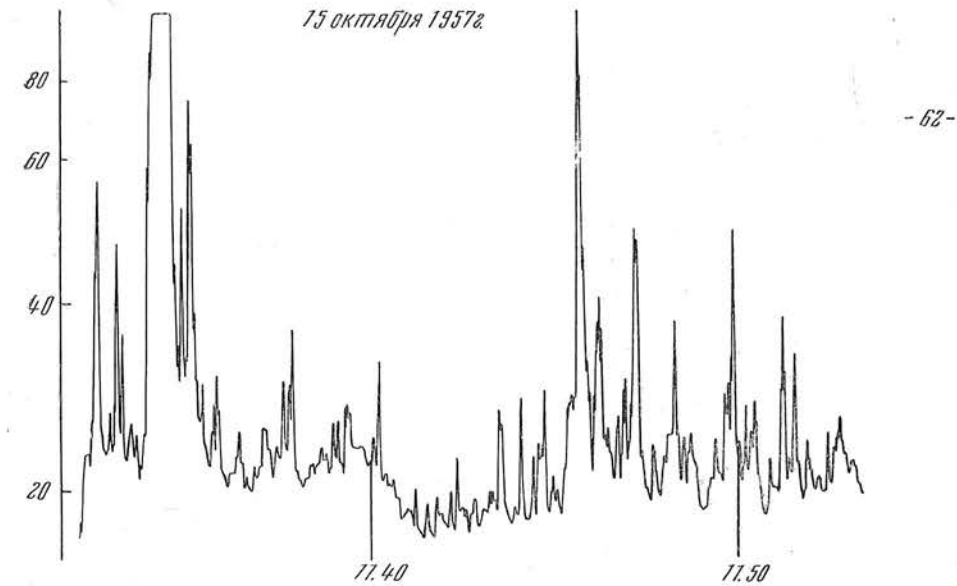

16 сентября 1957
- 54 -
40
30
20
10
11.25
11.30
11.35

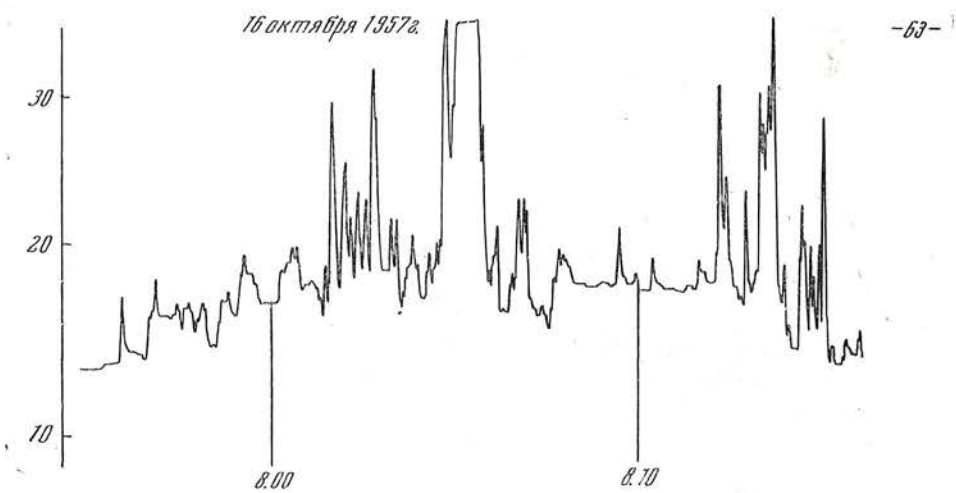

16 сентября 1957г.
- 55 -
40
30
20
10
12.20
12.30

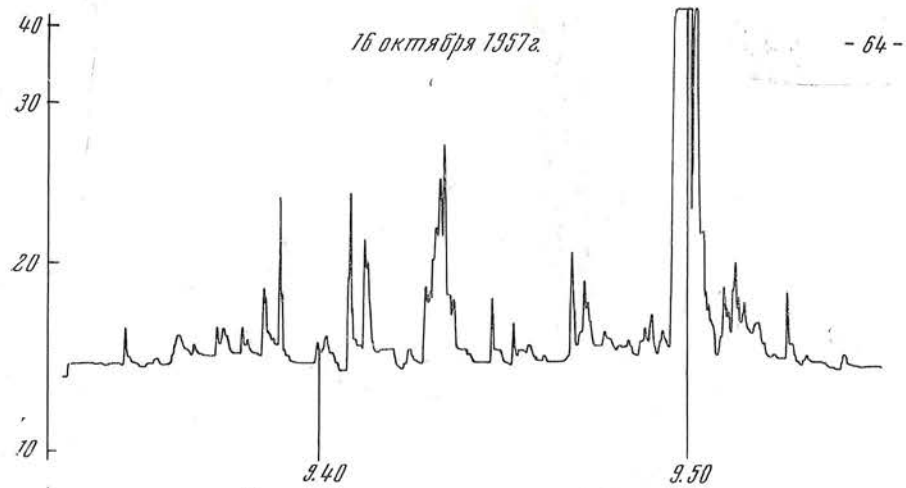

26 сентября 1957 г.
56 -
80
60
40
20
9.20
9.40
10.00

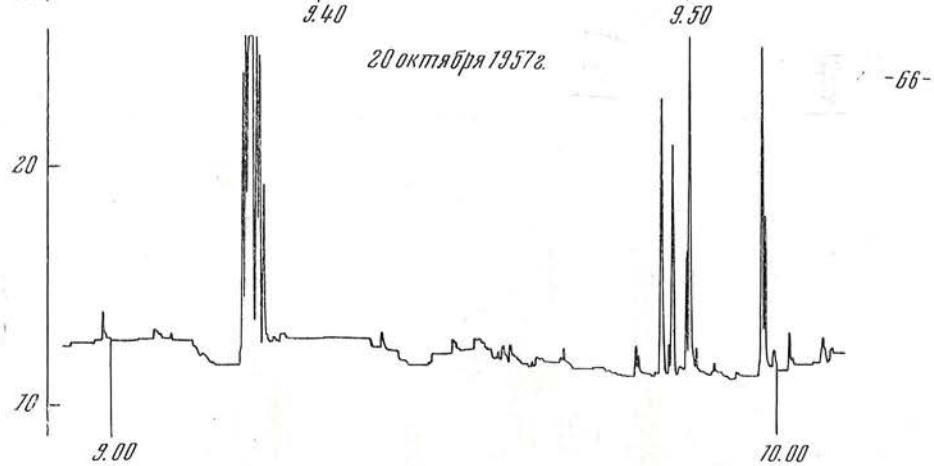

27 сентября 1957г.
- 57 -
80
60
40
20
14.40
15.00
30 сентября 1957г.
- 58 -
12.20
12.40
1 октября 1957г.
- 59 -
40
20
8.20
8.40
3 октября 1957г.
- 60 -
30
20
10
13.30
14.00

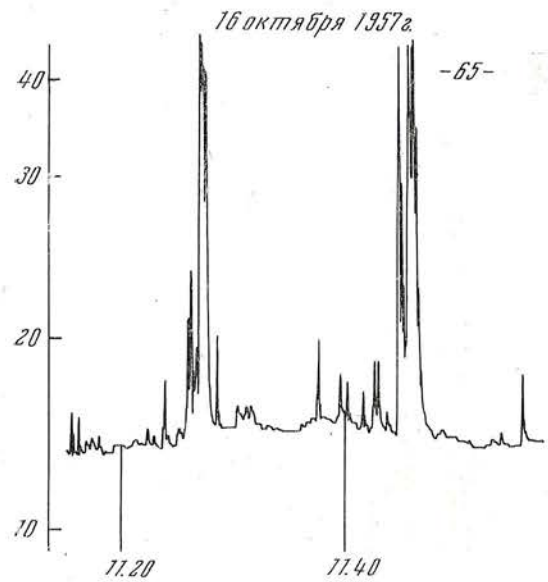

5 октября 1957г
-61-
40
30
20
10
9.40
10.00
10.20
10.40

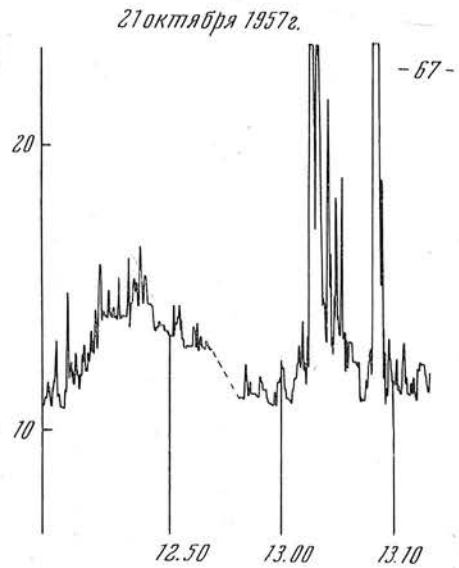

15 октября 1957г.
-62-
80
60
40
20
11.40
11.50

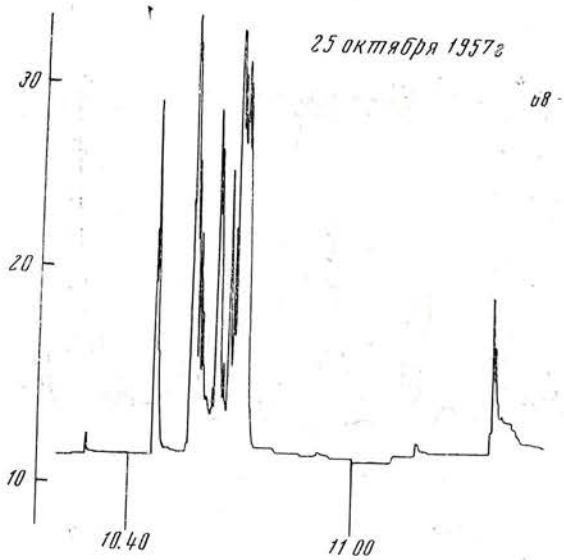

16 октября 1957г.
-63-
30
20
10
8.00
8.10

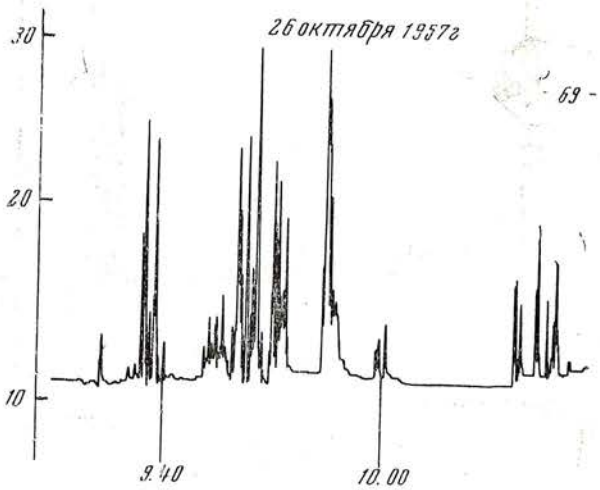

16 октября 1957г.
- 64 -
40
30
20
10
9.40
9.50

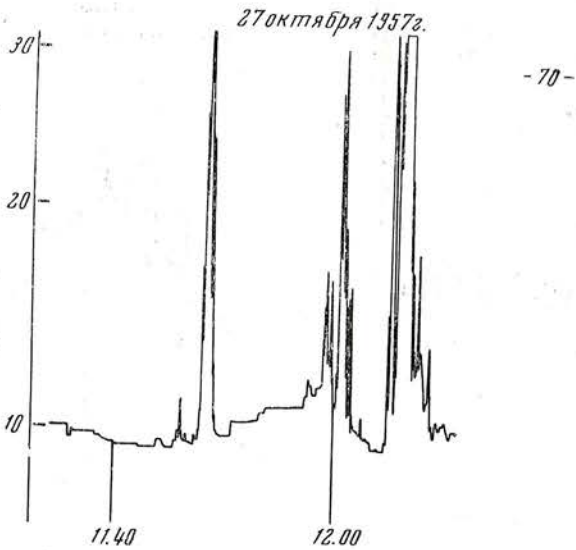

20 октября 1957г.
- 66 -
20
10
9.00
10.00

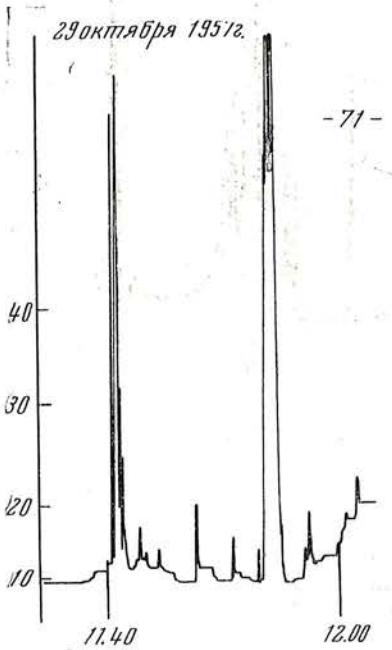

16 октября 1957г.
- 65 -
40
30
20
10
11.20
11.40

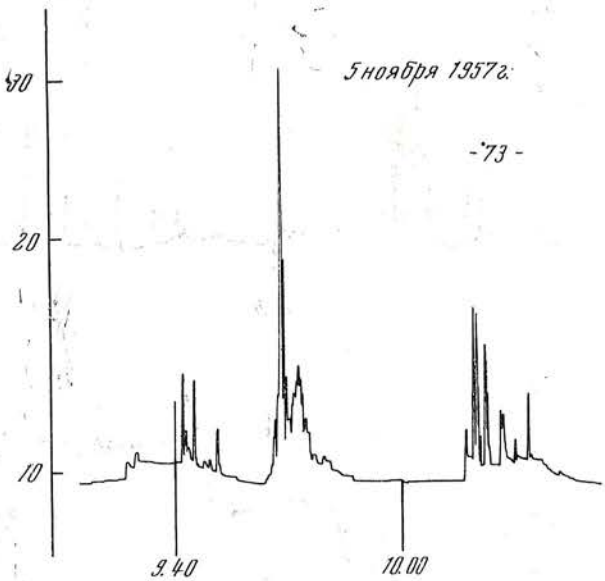

21 октября 1957г.
- 67 -
20
10
12.50
13.00
13.10

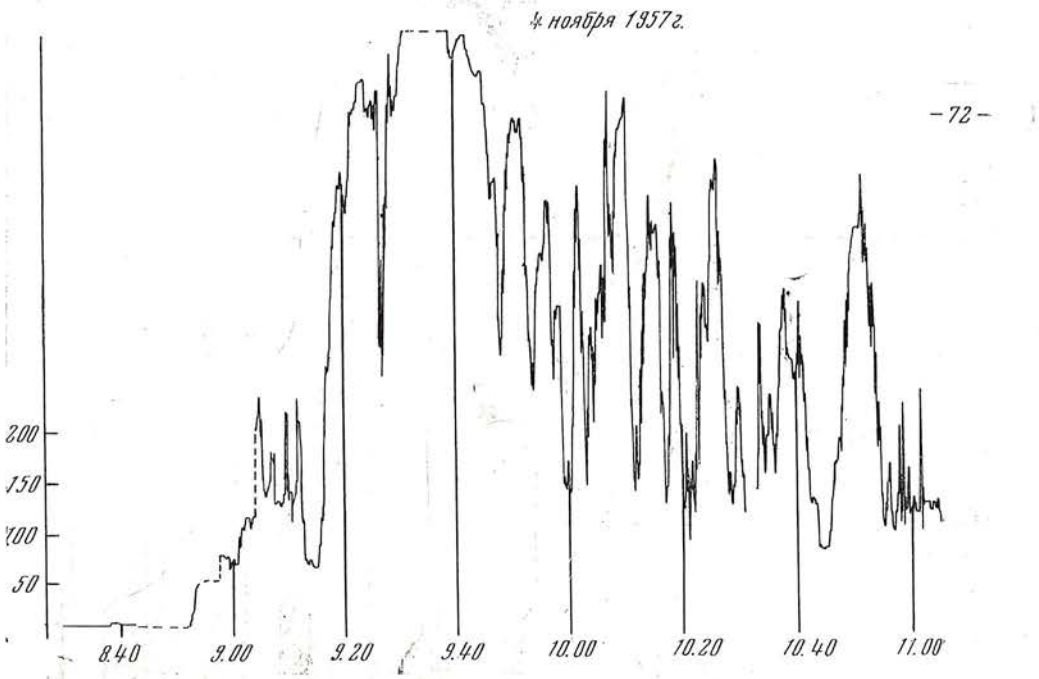

25 октября 1957г
68
30
20
10
10.40
11 00

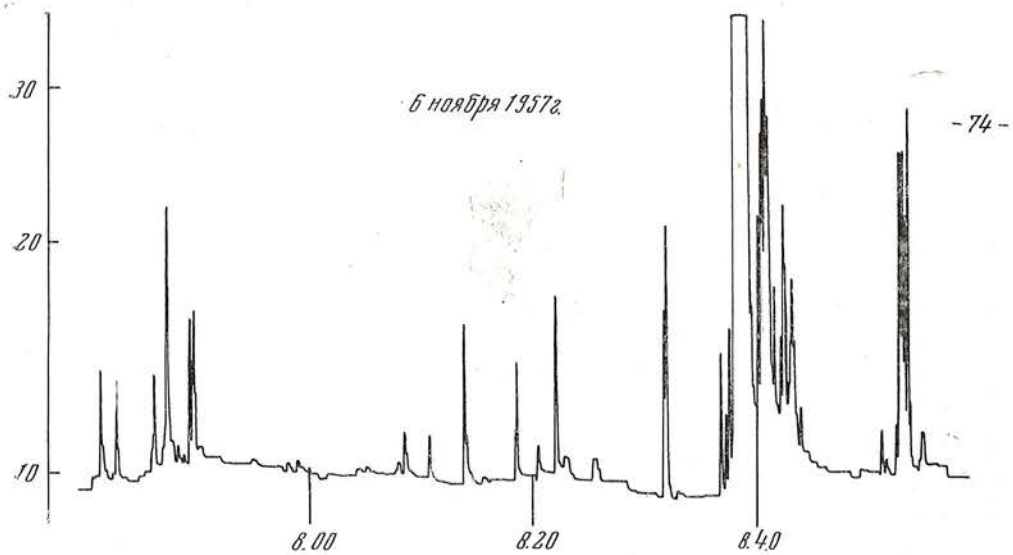

26 октября 1957г
69
30
20
10
9.40
10.00

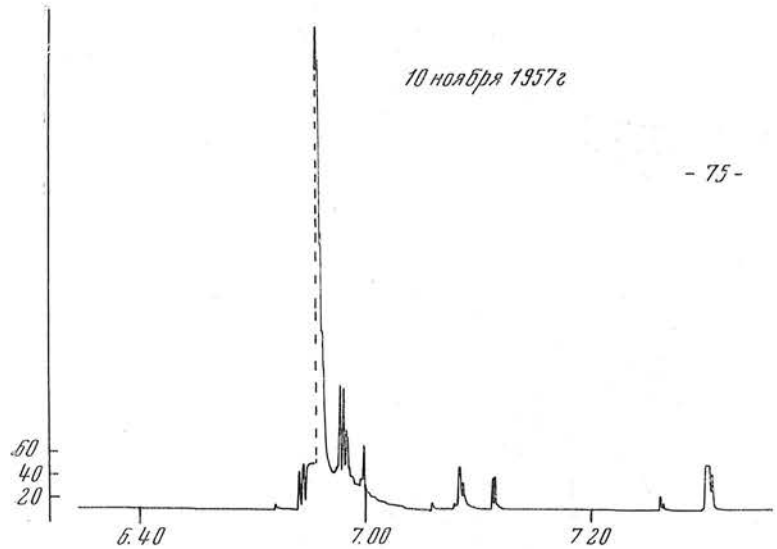

27 октября 1957г.
70
30
20
10
11.40
12.00

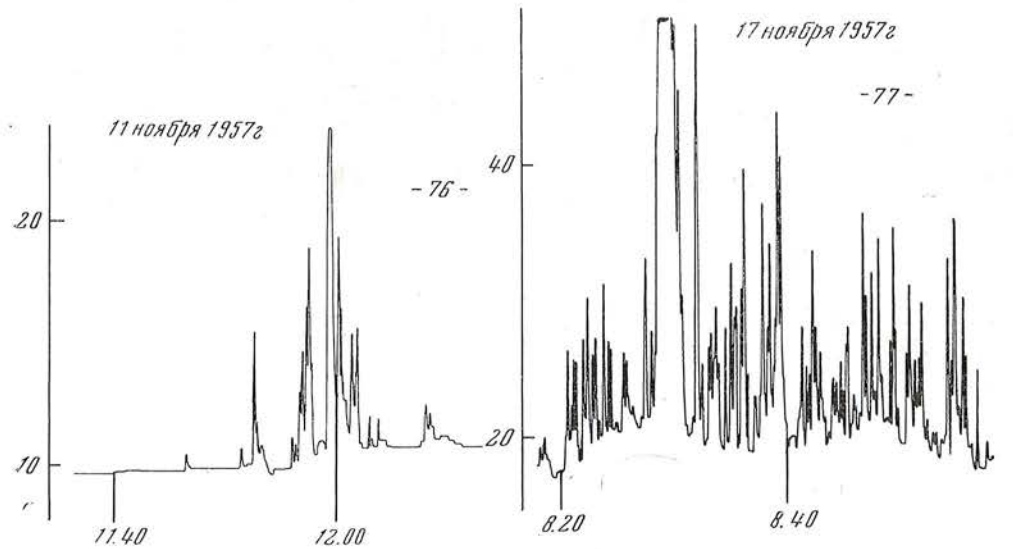

29 октября 1957г.
-71-
40
30
20
10
11.40
12.00

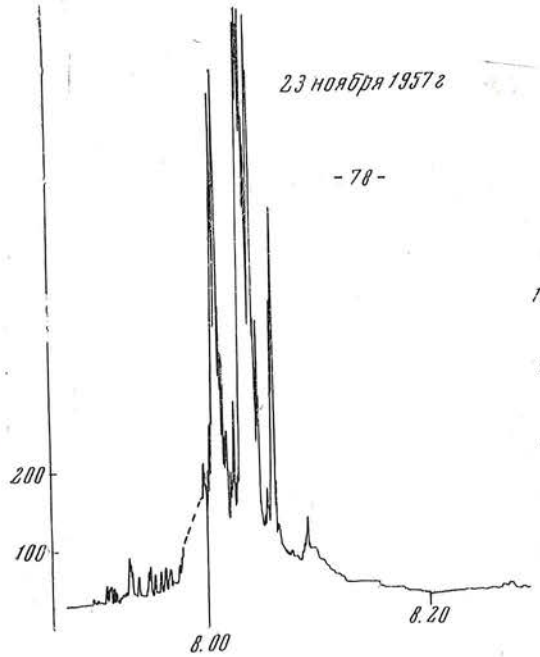

5 ноября 1957г.
-73-
30
20
10
9.40
10.00

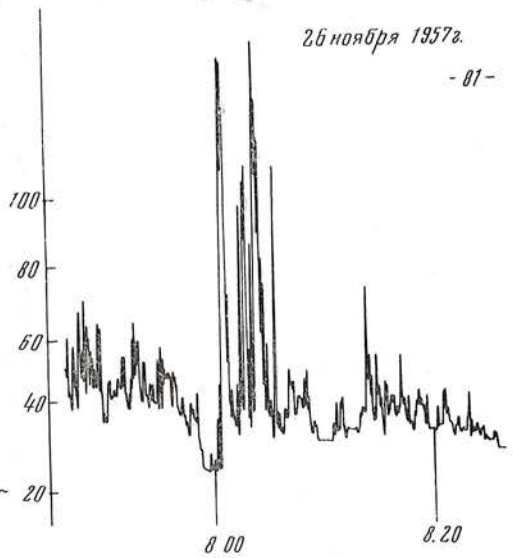

4 ноября 1957г.
-72-
200
150
100
50
8.40
9.00
9.20
9.40
10.00
10.20
10.40
11.00

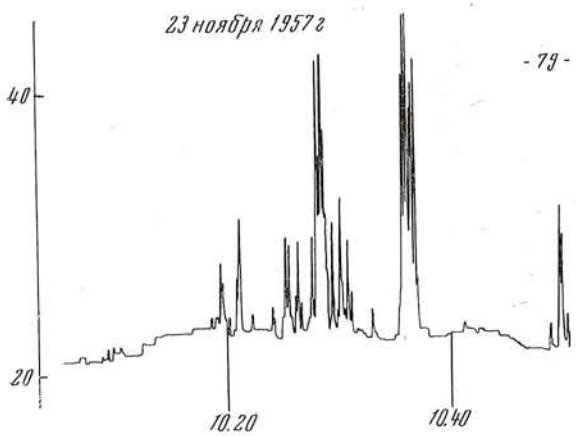

6 ноября 1957г.
- 74 -
30
20
10
8.00
8.20
8.40

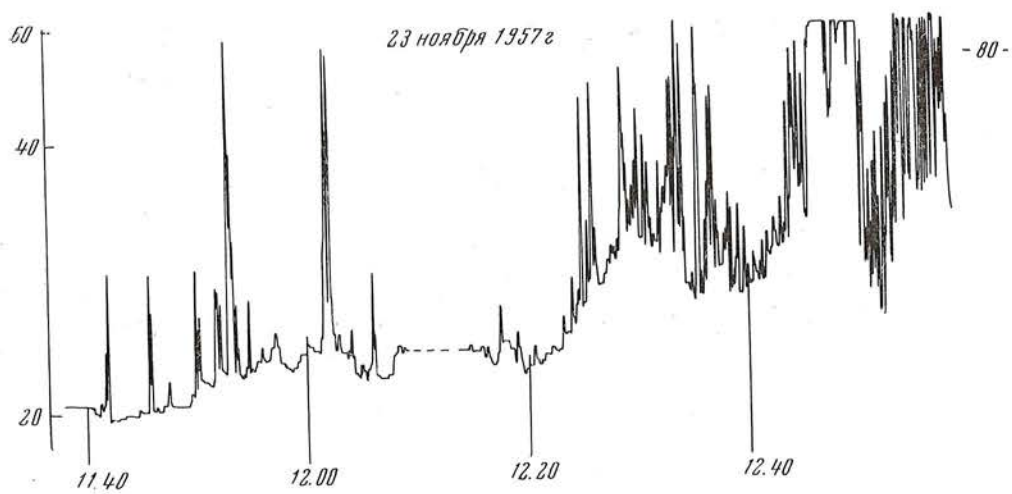

10 ноября 1957г
- 75 -
60
40
20
6.40
7.00
7.20

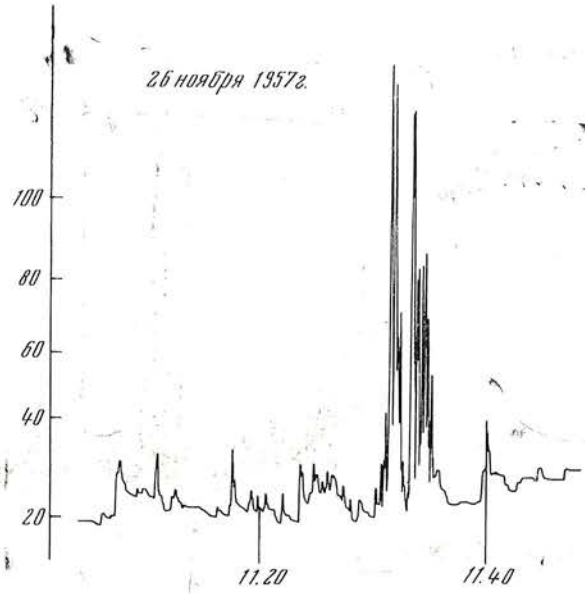

11 ноября 1957г
- 76 -
20
10
11.40
12.00
17 ноября 1957г
- 77 -
40
20
8.20
8.40

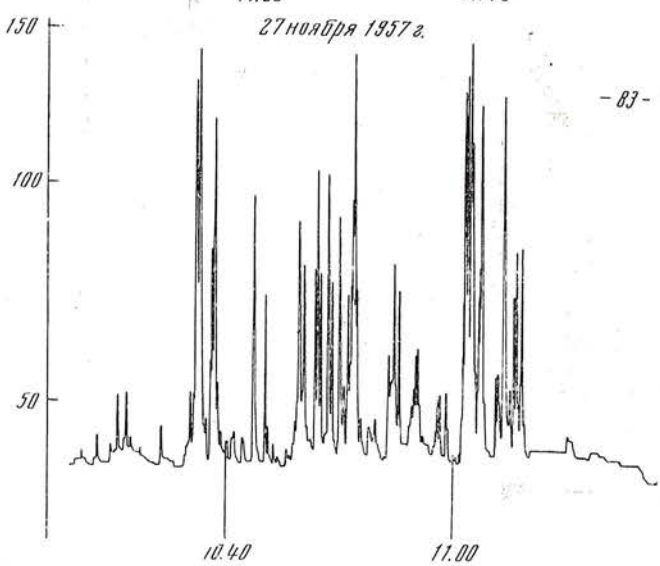

23 ноября 1957 г
- 78 -
200
100
8.00
8.20

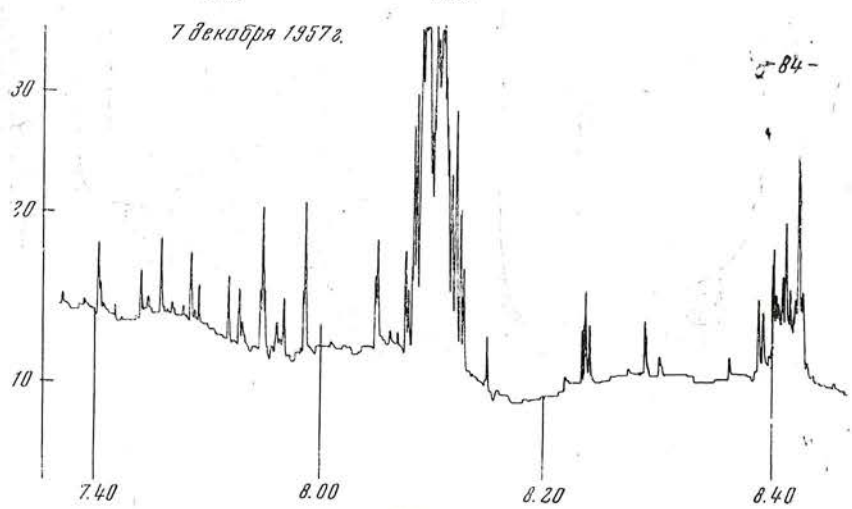

26 ноября 1957г.
- 81 -
100
80
60
40
20
8 00
8.20

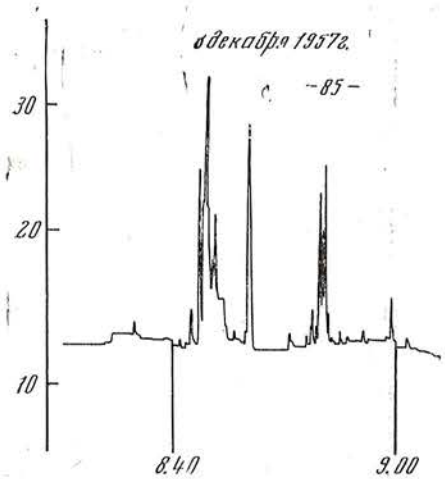

23 ноября 1957 г
- 79 -
40
20
10.20
10.40

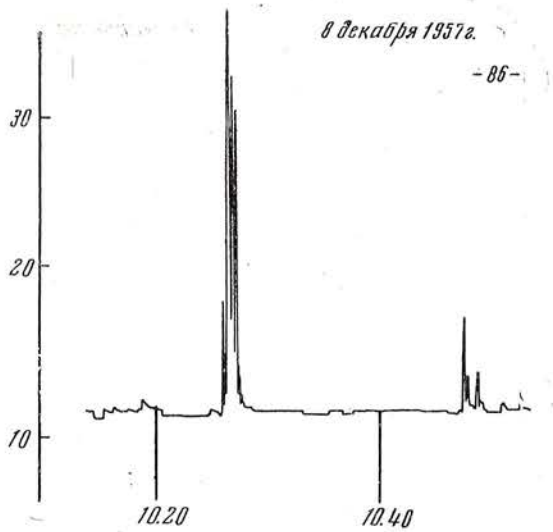

23 ноября 1957 г
- 80 -
60
40
20
11.40
12.00
12.20
12.40

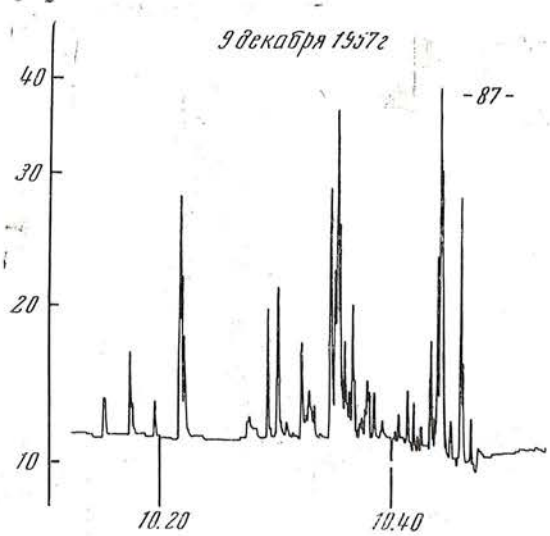

26 ноября 1957г.
-82-
100
80
60
40
20
11.20
11.40

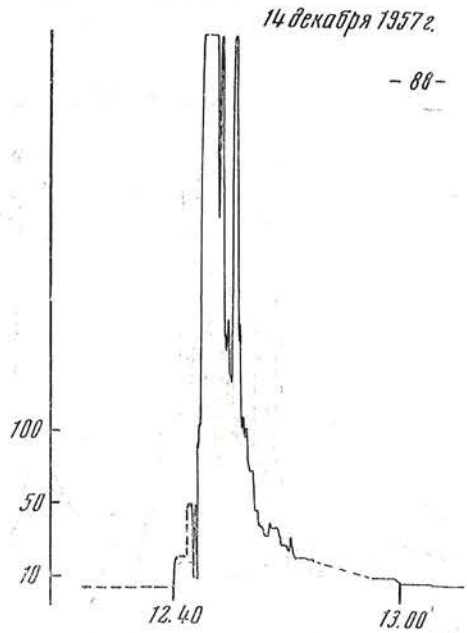

150
27 ноября 1957г.
-83-
100
50
10.40
11.00

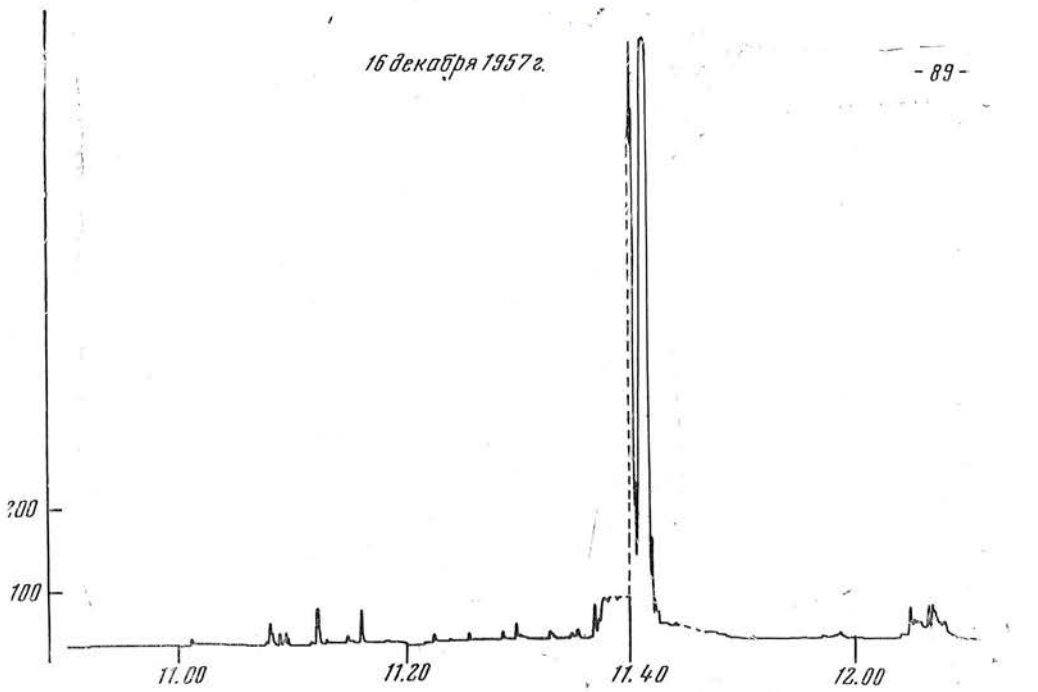

7 декабря 1957г.
-84-
30
20
10
7.40
8.00
8.20
8.40

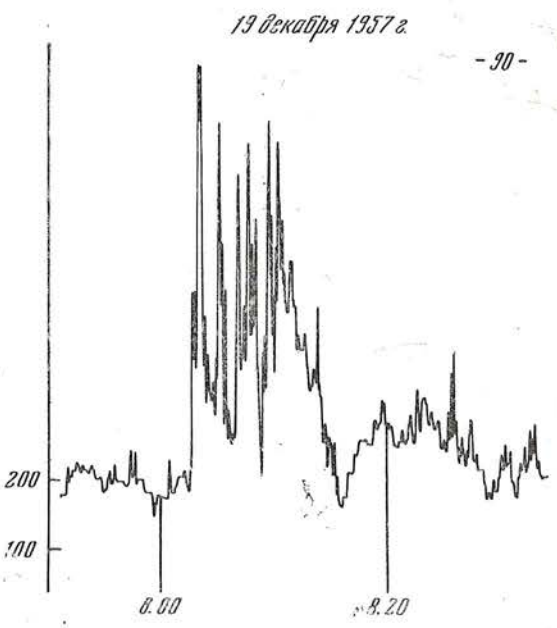

8 декабря 1957 г.
-85-
30
20
10
8.40
9.00

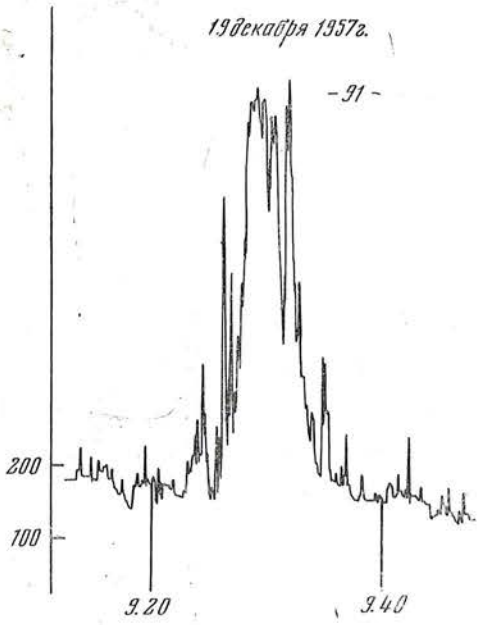

8 декабря 1957 г.
-86-
30
20
10
10.20
10.40

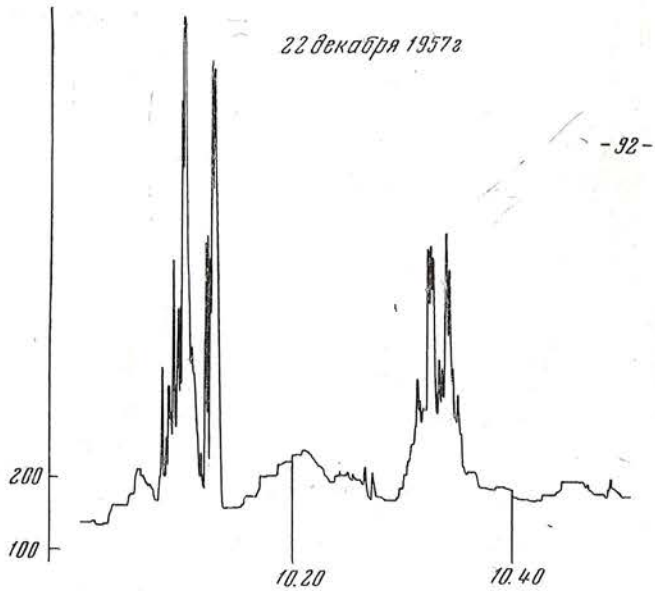

9 декабря 1957 г
-87-
40
30
20
10
10.20
10.40

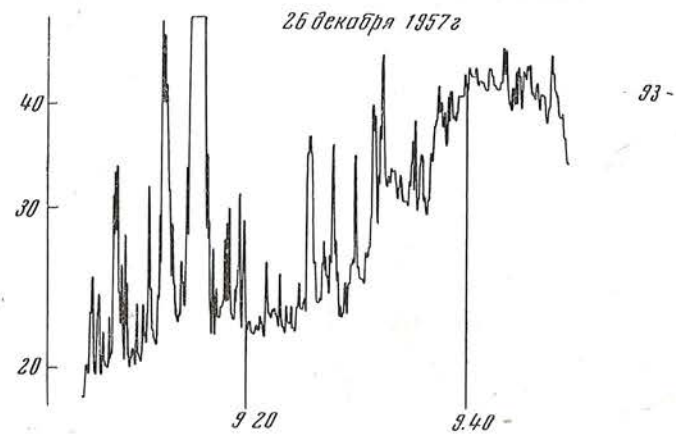

14 декабря 1957 г.
-88-
100
50
10
12.40
13.00

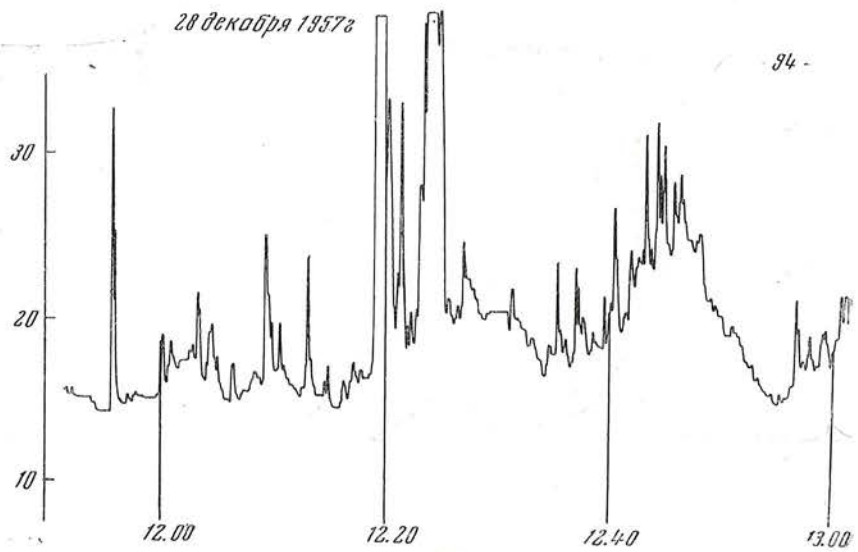

16 декабря 1957 г.
- 89 -
200
100
11.00
11.20
11.40
12.00

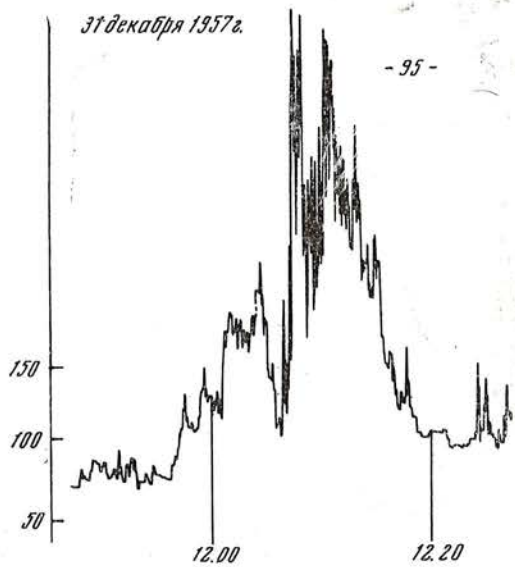

19 декабря 1957 г.
- 90 -
200
100
8.00
8.20

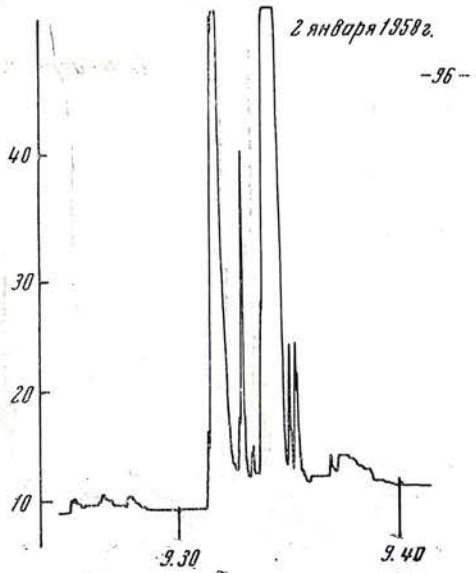

19 декабря 1957 г.
- 91 -
200
100
9.20
9.40

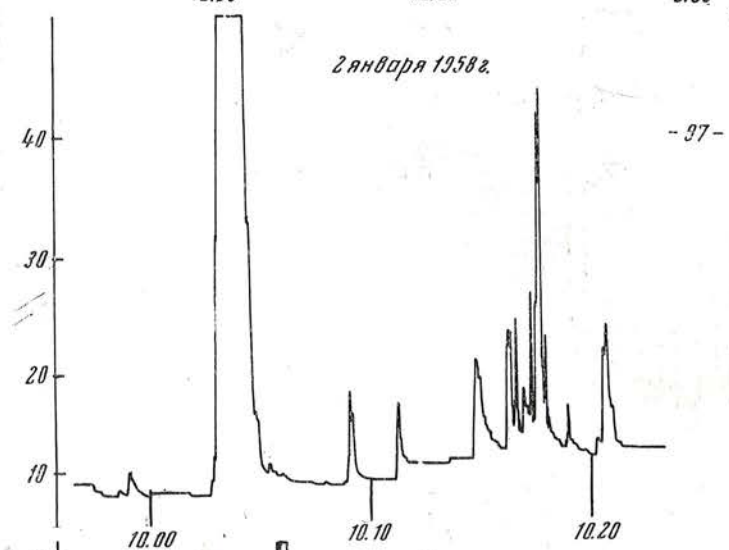

22 декабря 1957г
-92-
200
100
10.20
10.40

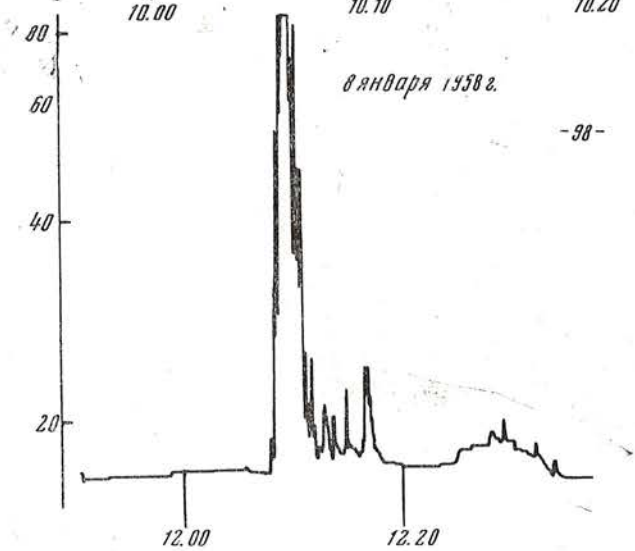

26 декабря 1957г
-93-
40
30
20
9 20
9.40

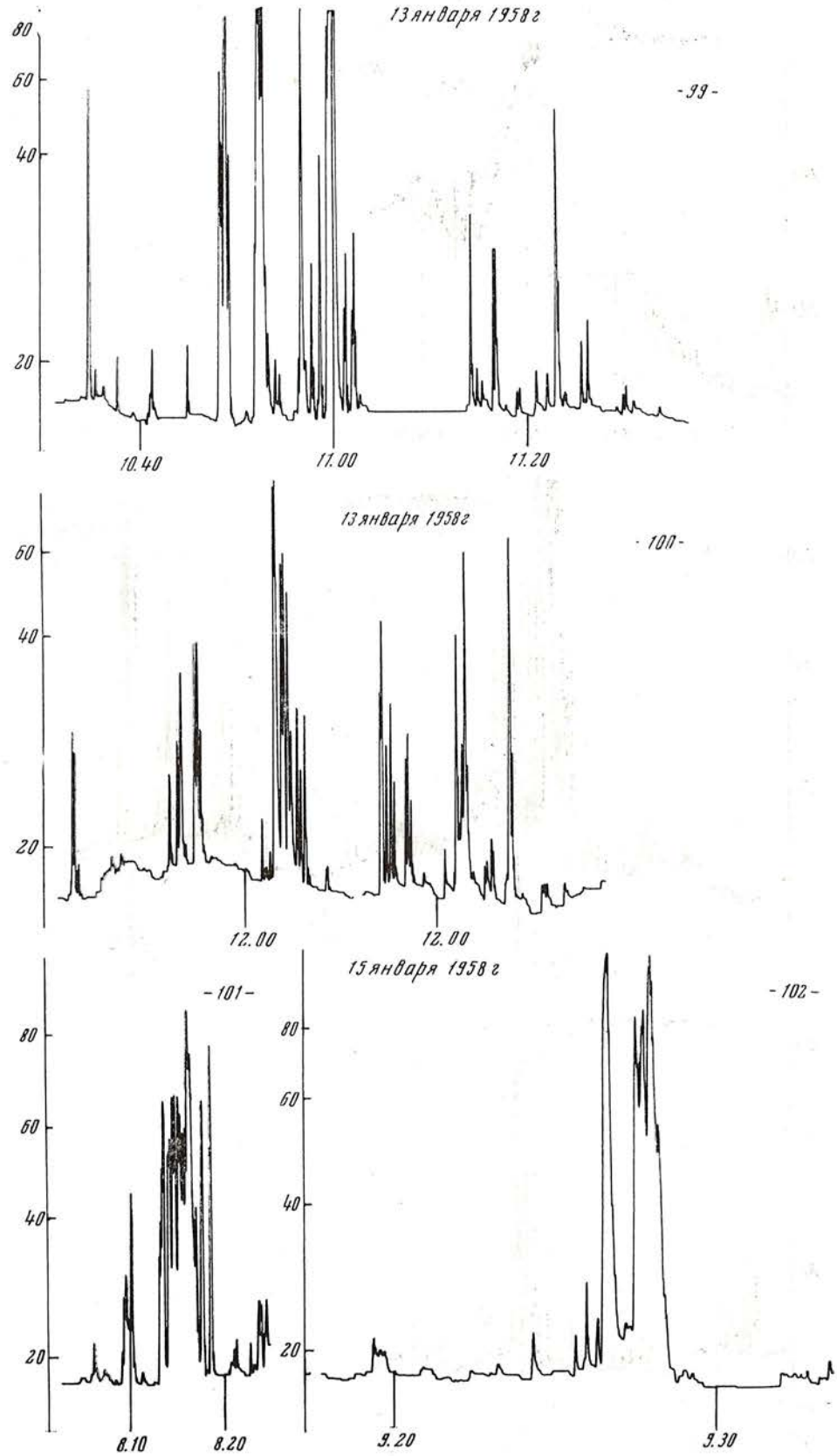

28 декабря 1957г
-94-
30
20
10
12.00
12.20
12.40
13.00


31 декабря 1957 г.
- 95 -
150
100
50
12.00
12.20

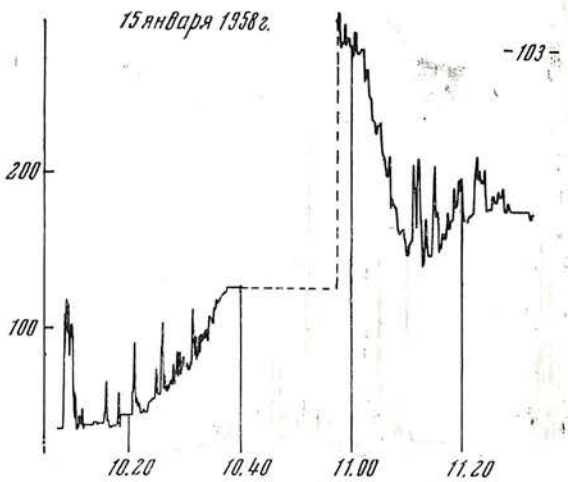

2 января 1958 г.
- 96 -
40
30
20
10
9.30
9.40

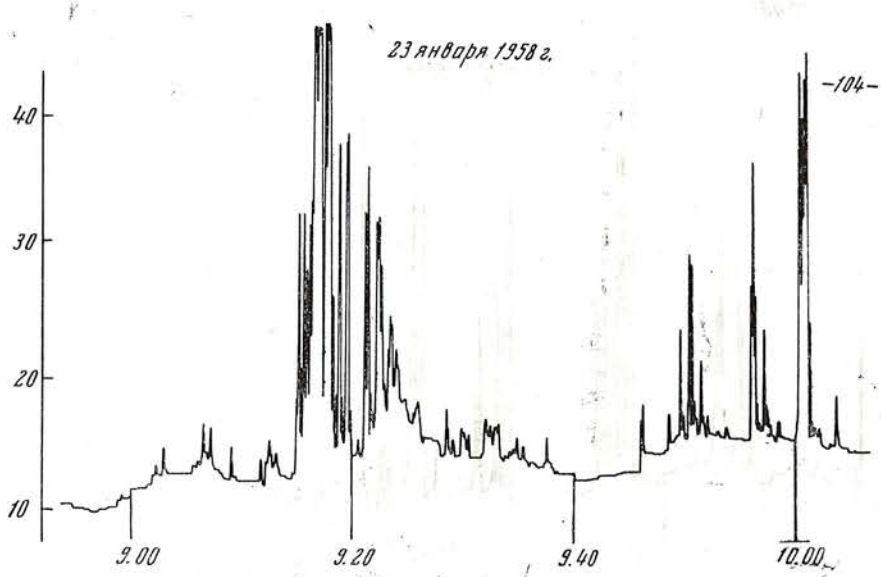

2 января 1958 г.
- 97 -
40
30
20
10
10.00
10.10
10.20

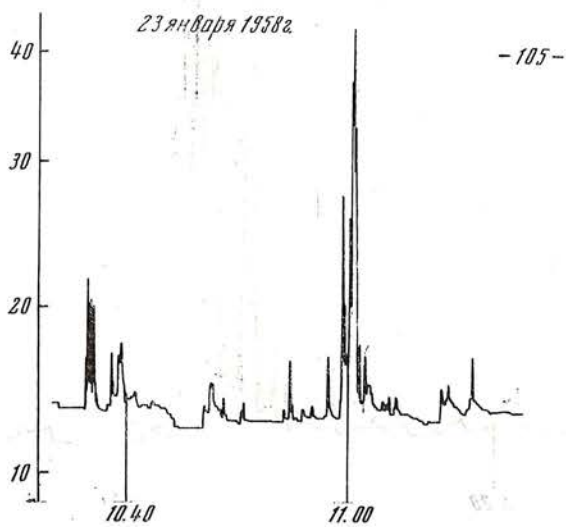

8 января 1958 г.
- 98 -
80
60
40
20
12.00
12.20

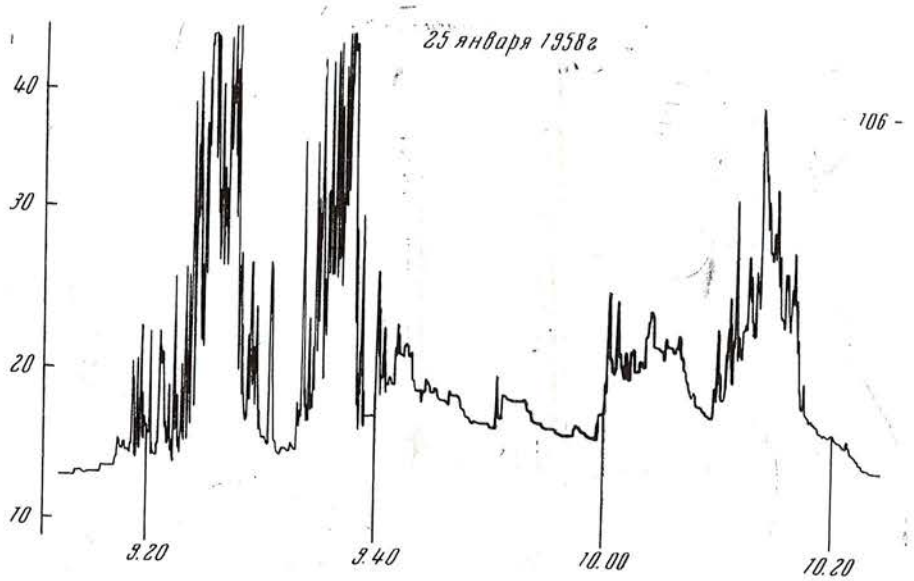


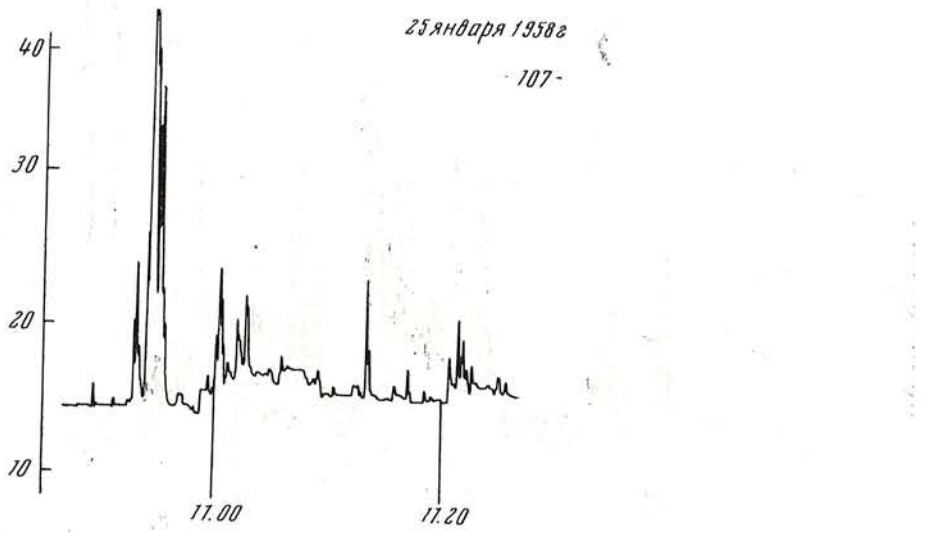
Для всплеска № 100 метки времени относятся к моментам 12.00 и 12.20

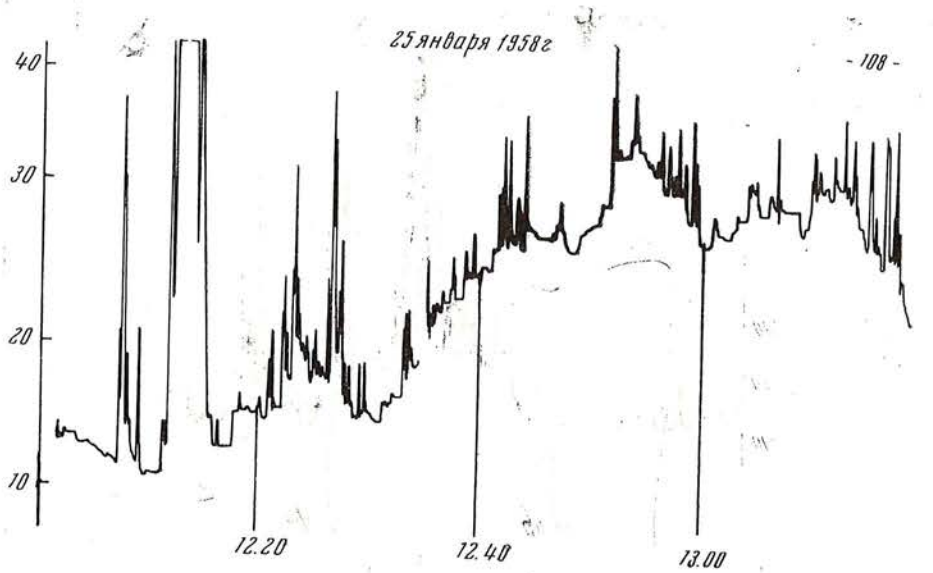

15 января 1958 г.
-103-
200
100
10.20
10.40
11.00
11.20

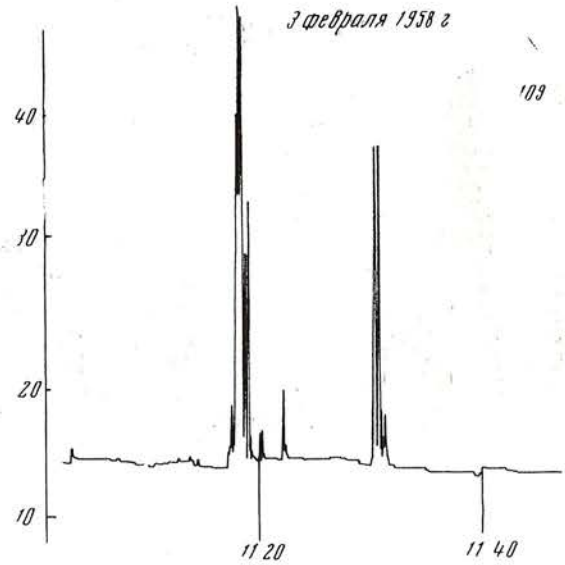

23 января 1958 г.
-104-
40
30
20
10
9.00
9.20
9.40
10.00

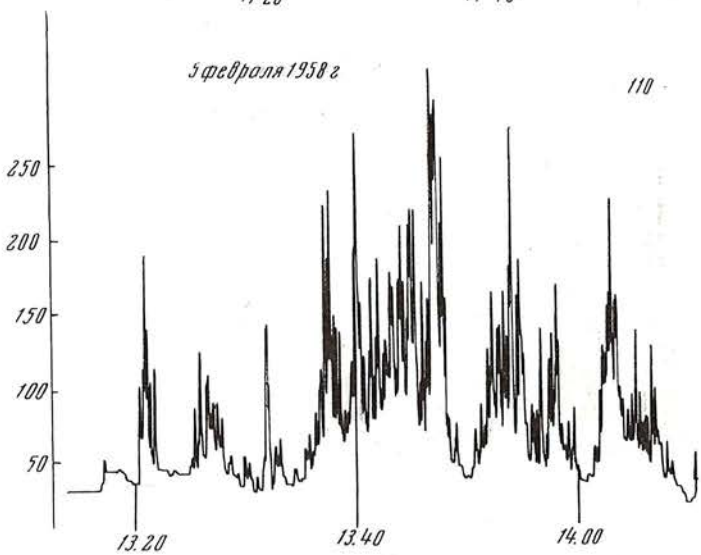

23 января 1958 г.
-105-
40
30
20
10
10.40
11.00

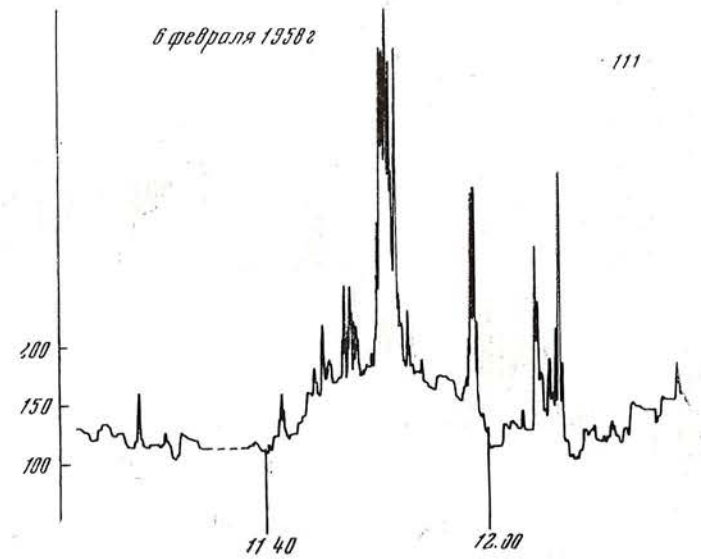

25 января 1958г
- 106 -
40
30
20
10
9.20
9.40
10.00
10.20

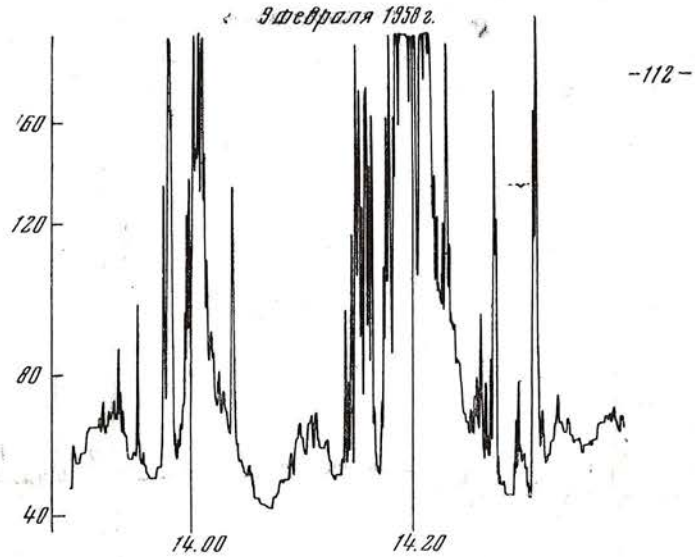

25 января 1958г
- 107 -
40
30
20
10
11.00
11.20

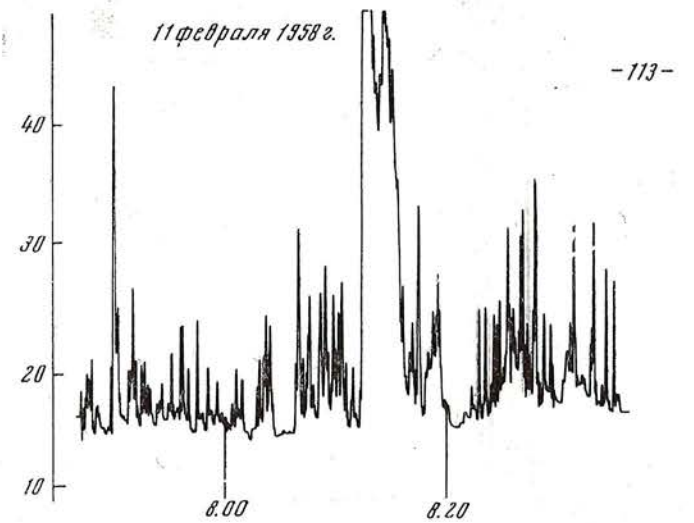

25 января 1958г
- 108 -
40
30
20
10
12.20
12.40
13.00

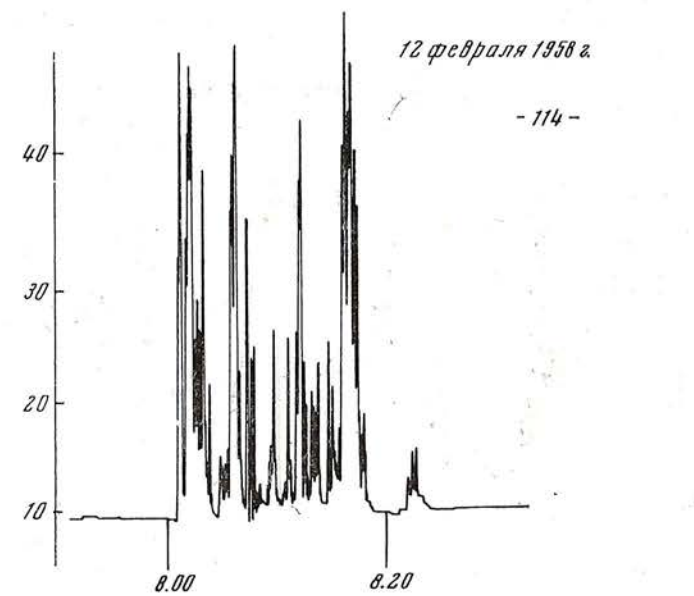

3 февраля 1958 г
109
40
30
20
10
11 20
11 40

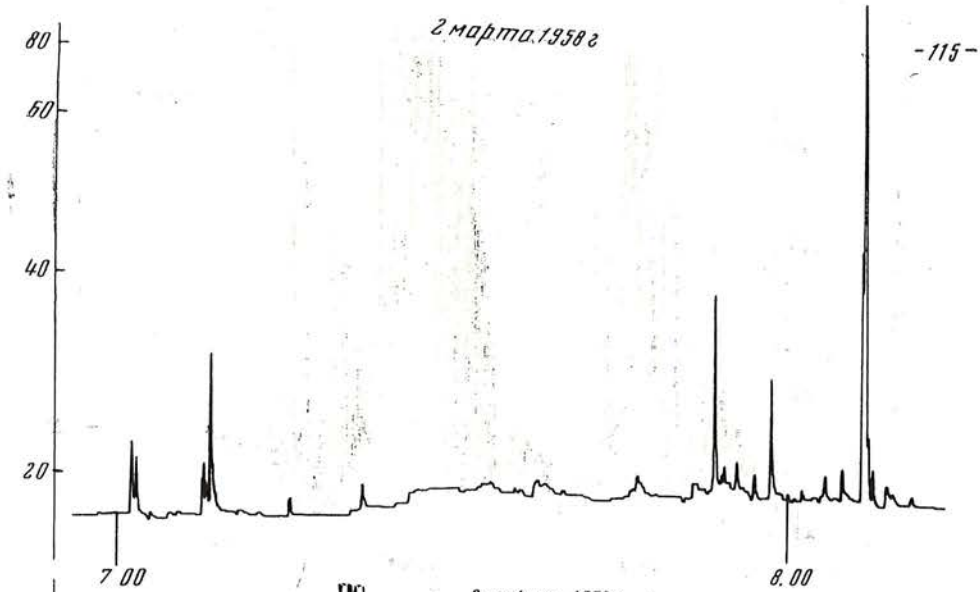

5 февраля 1958 г
110
250
200
150
100
50
13.20
13.40
14.00

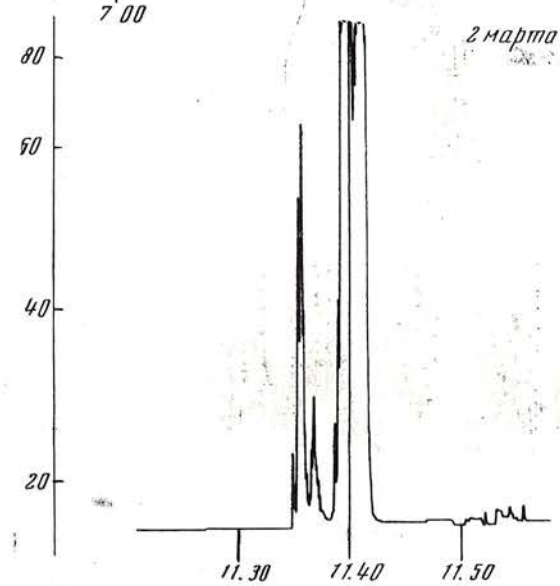

6 февраля 1958 г
111
200
150
100
11 40
12.00

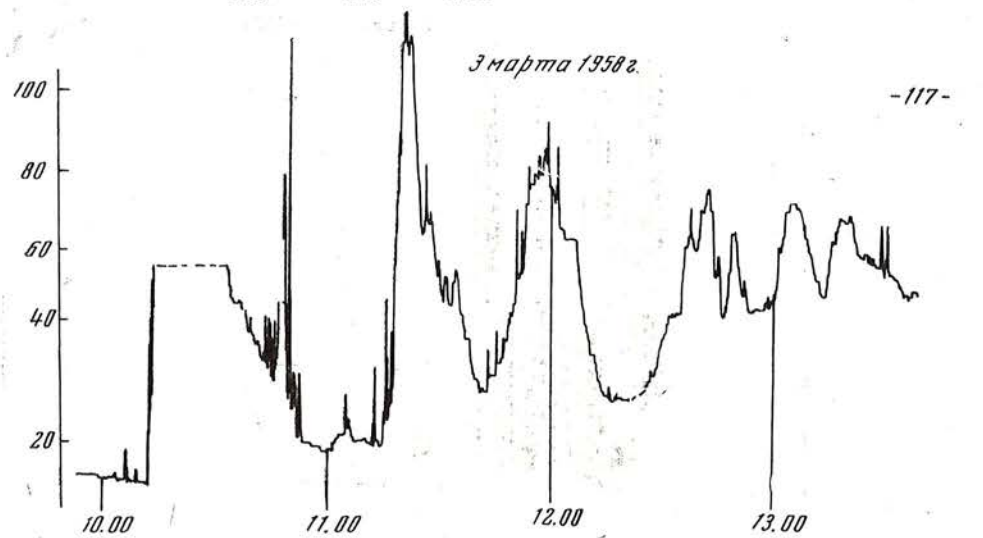

9 февраля 1958 г.
-112-
160
120
80
40
14.00
14.20

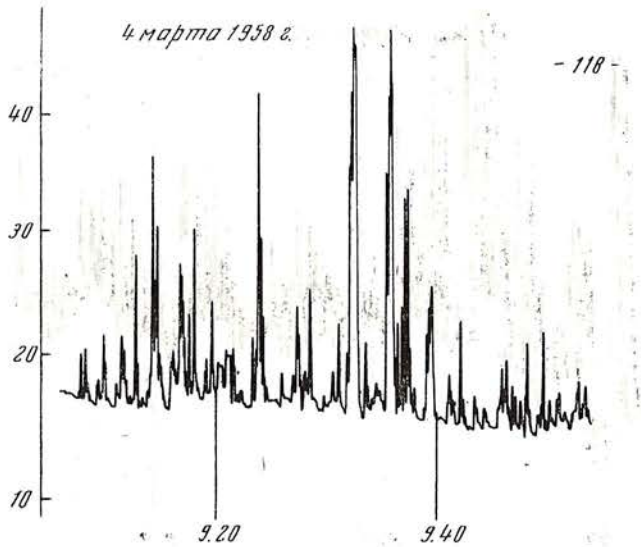

11 февраля 1958 г.
-113-
40
30
20
10
8.00
8.20

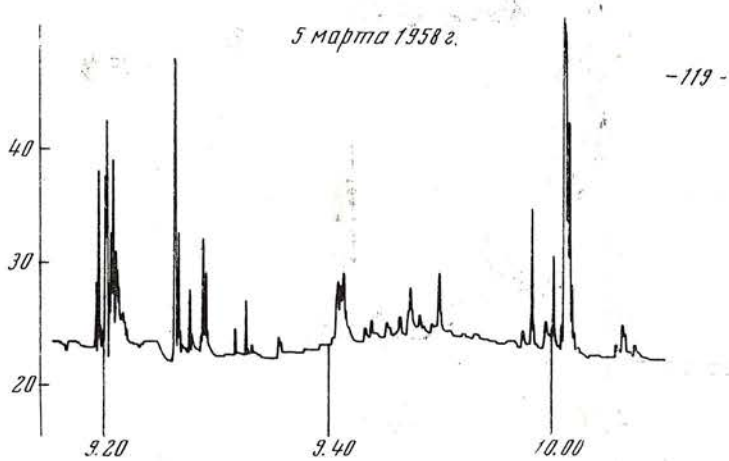

12 февраля 1958 г.
-114-
40
30
20
10
8.00
8.20

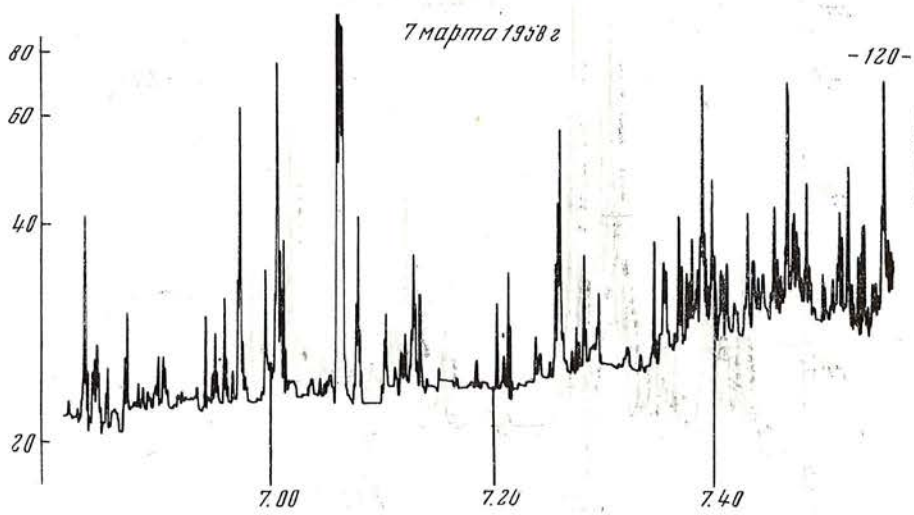

2 марта 1958 г
-115-
80
60
40
20
7.00
8.00

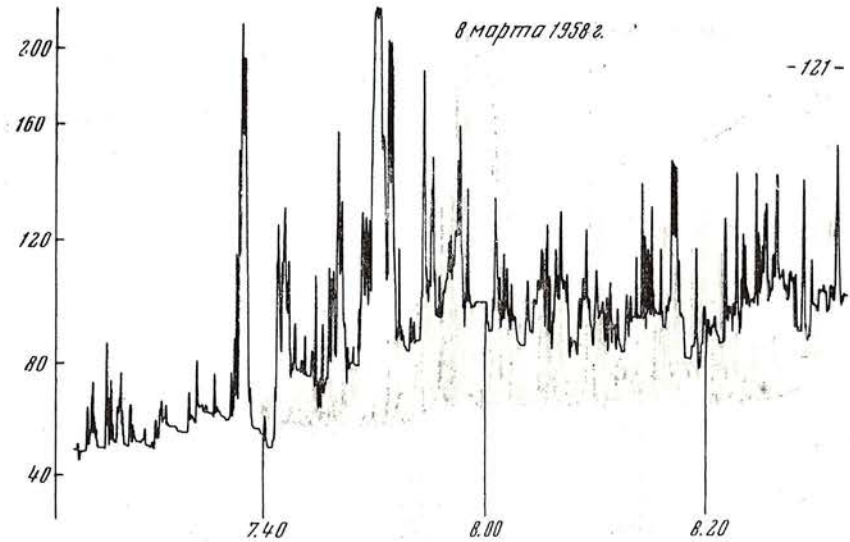

2 марта 1958 г
-116-
80
60
40
20
11.30
11.40
11.50

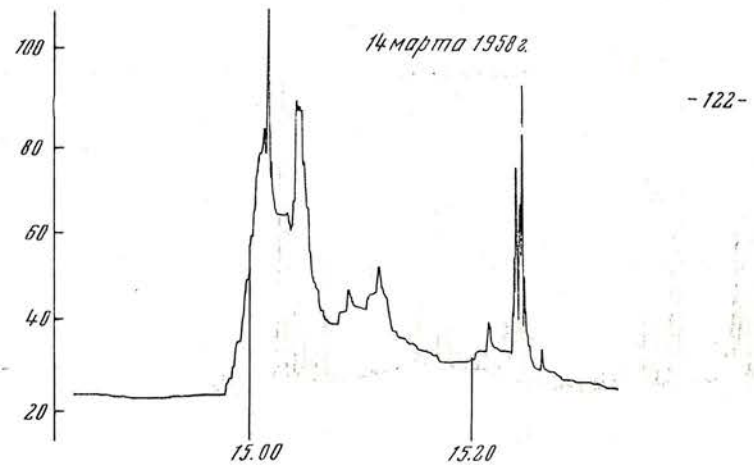

3 марта 1958 г.
-117-
100
80
60
40
20
10.00
11.00
12.00
13.00

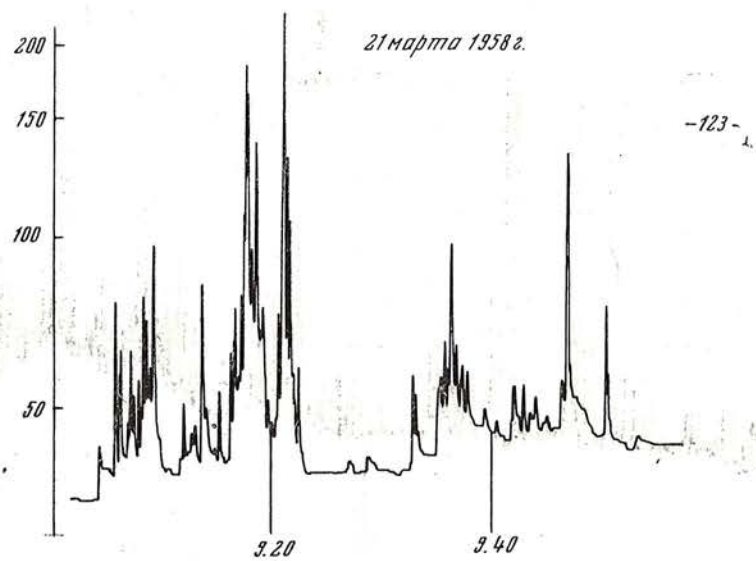

4 марта 1958 г.
- 118 -
40
30
20
10
9.20
9.40


5 марта 1958 г.
- 119 -
40
30
20
9.20
9.40
10.00

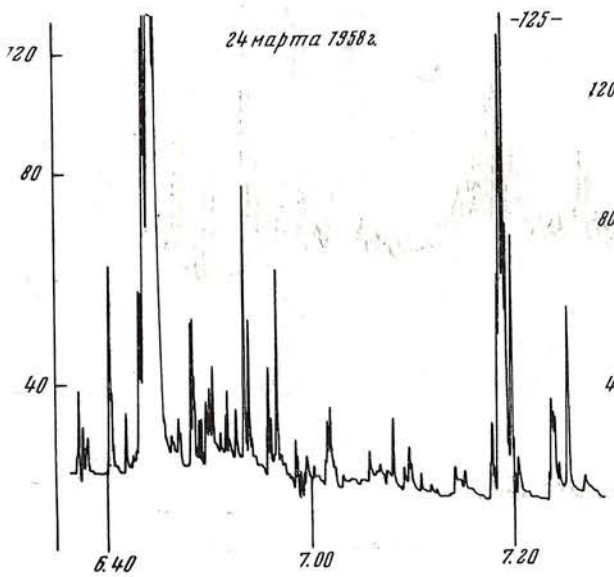

7 марта 1958 г
- 120 -
80
60
40
20
7.00
7.20
7.40

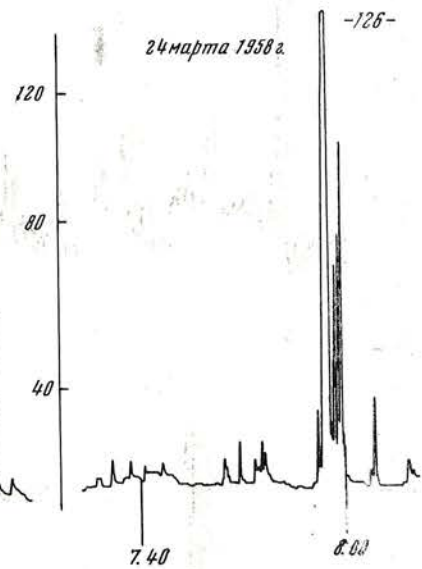

8 марта 1958 г.
-121-
200
160
120
80
40
7.40
8.00
8.20


14 марта 1958 г.
-122-
100
80
60
40
20
15.00
15.20

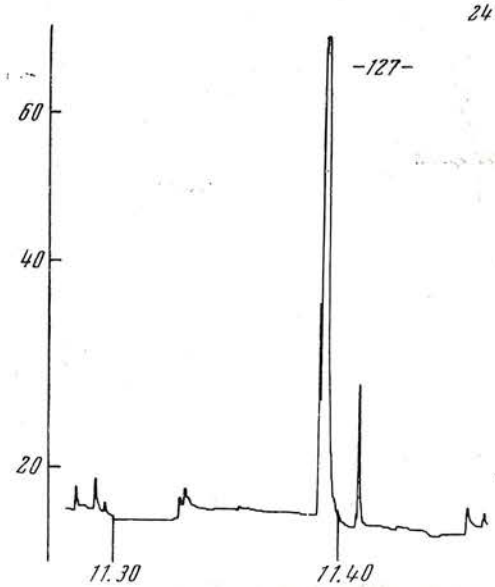

21 марта 1958 г.
-123-
200
150
100
50
9.20
9.40

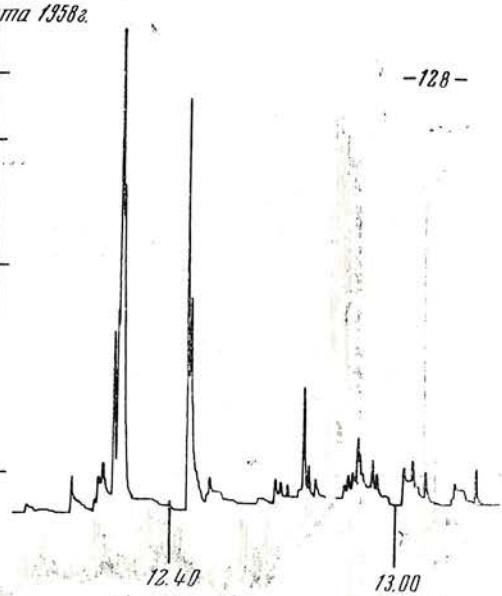

23 марта 1958 г.
-124-
60
40
20
10.00
10.20
10.40
11.00


24 марта 1958 г.
-125-
120
80
40
6.40
7.00
7.20

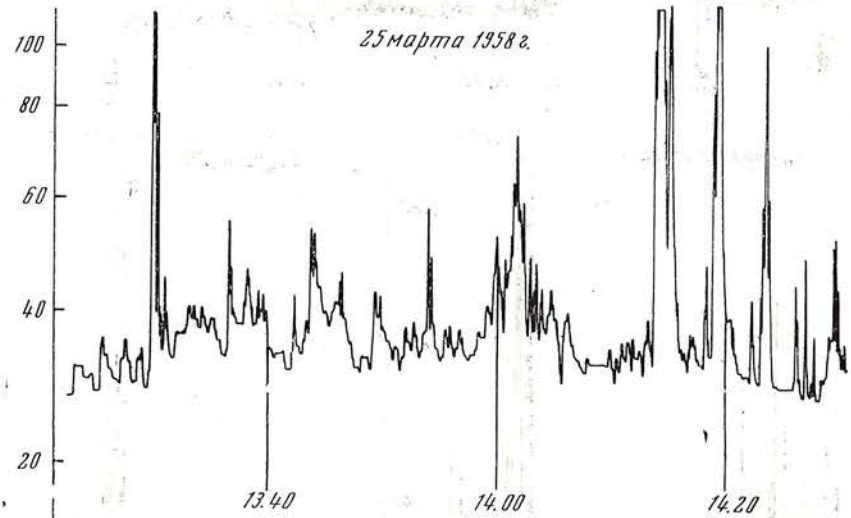

24 марта 1958 г.
-126-
120
80
40
7.40
8.00

24 марта 1958г.

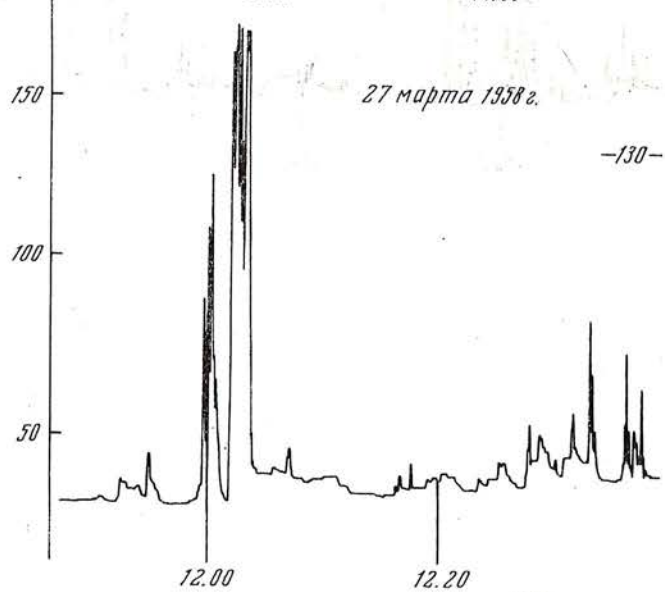


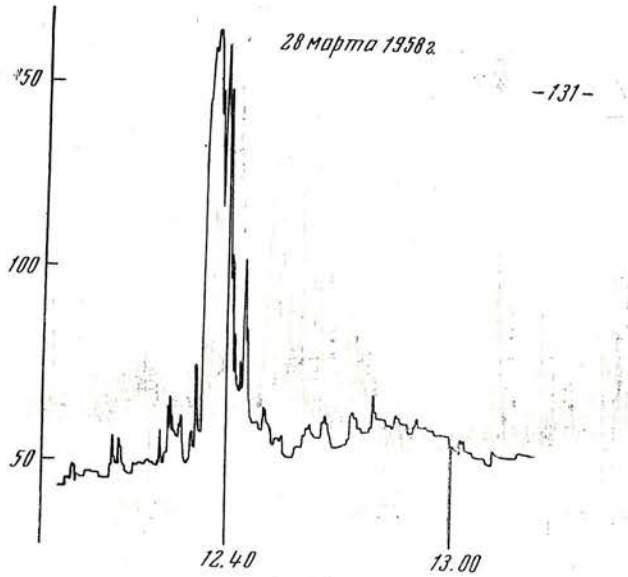


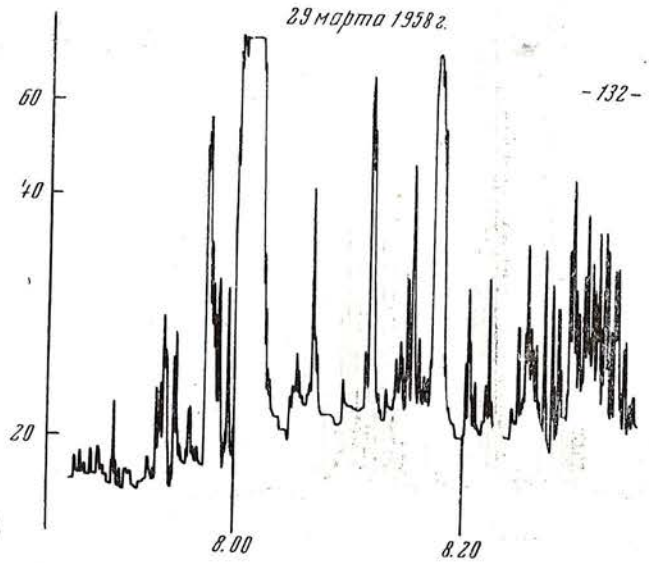
25 марта 1958г.

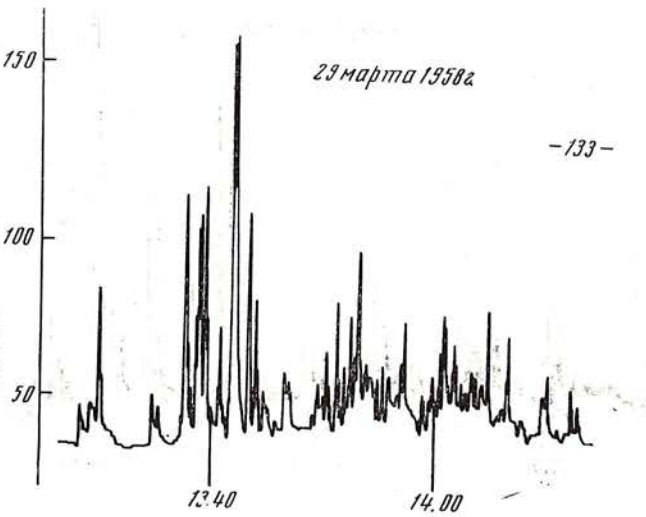


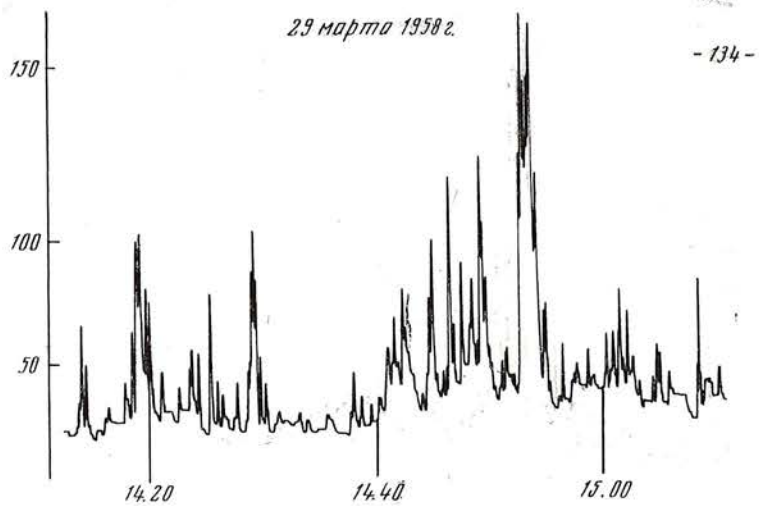
27 марта 1958г.

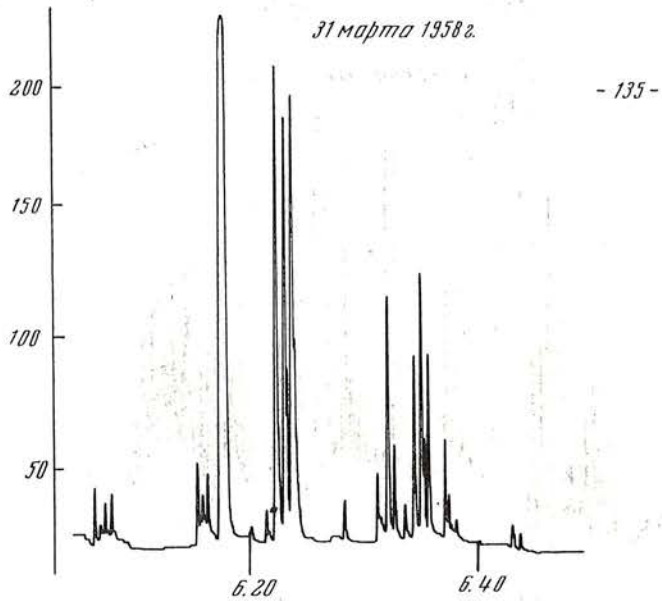


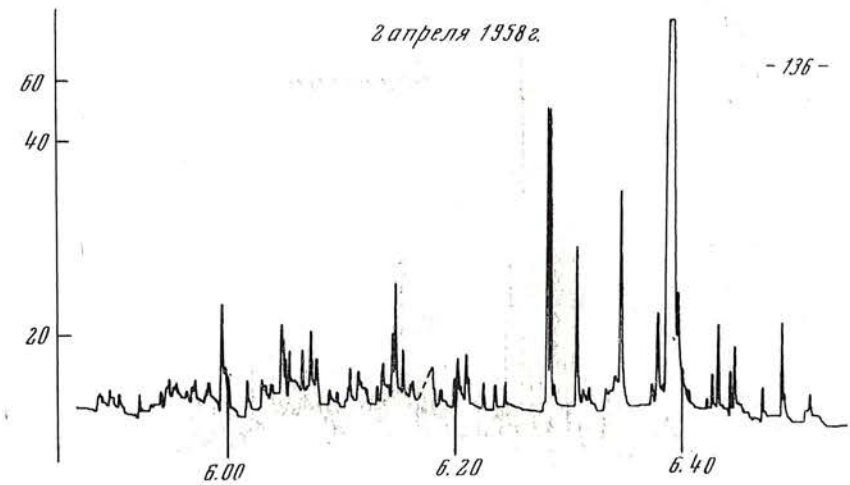

28 марта 1958 г.
-131-
150
100
50
12.40
13.00

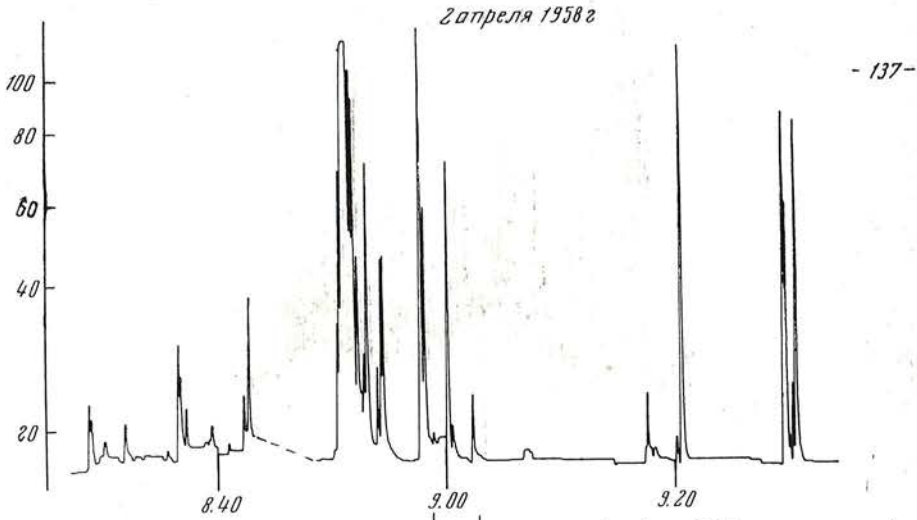

29 марта 1958 г.
-132-
60
40
20
8.00
8.20

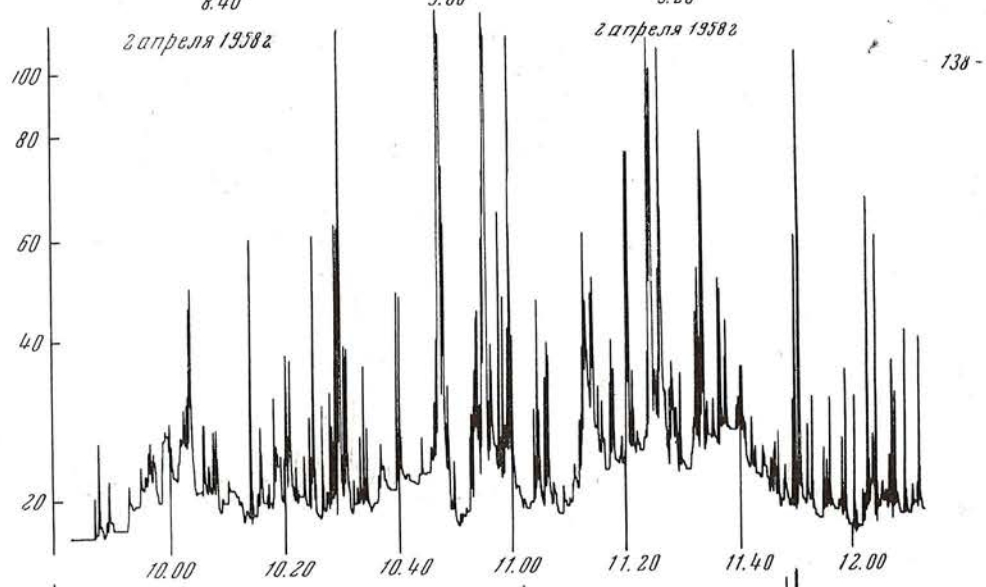

29 марта 1958 г.
-133-
150
100
50
13.40
14.00

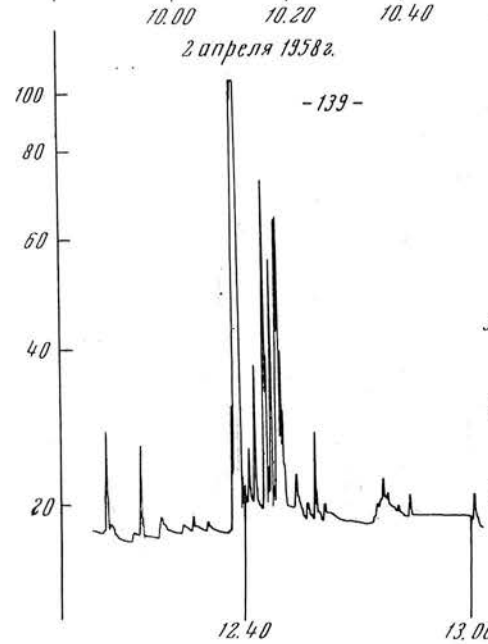

29 марта 1958 г.
- 134 -
150
100
50
14.20
14.40
15.00

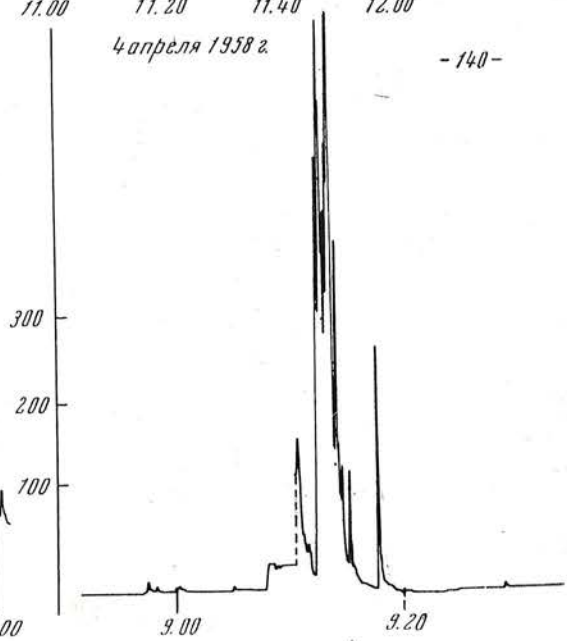

31 марта 1958 г.
- 135 -
200
150
100
50
6.20
6.40

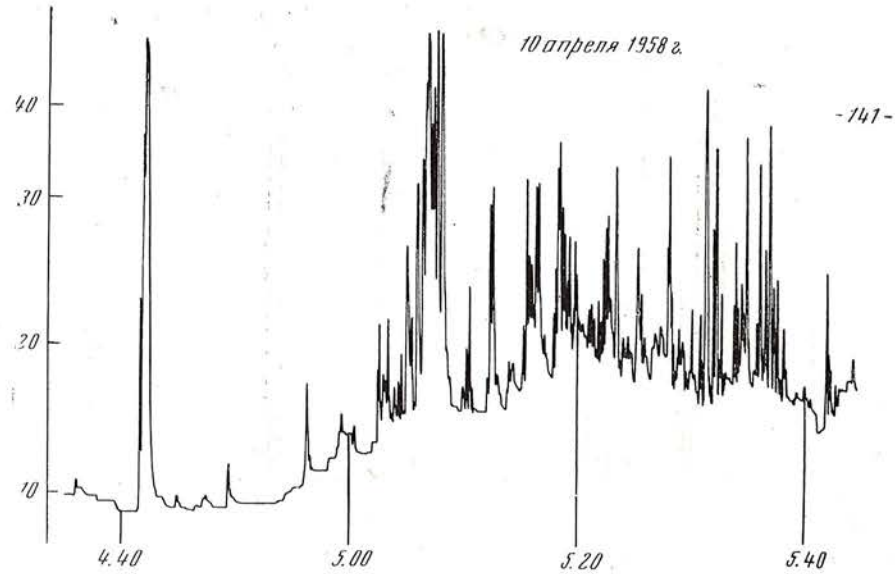

2 апреля 1958 г.
- 136 -
60
40
20
6.00
6.20
6.40

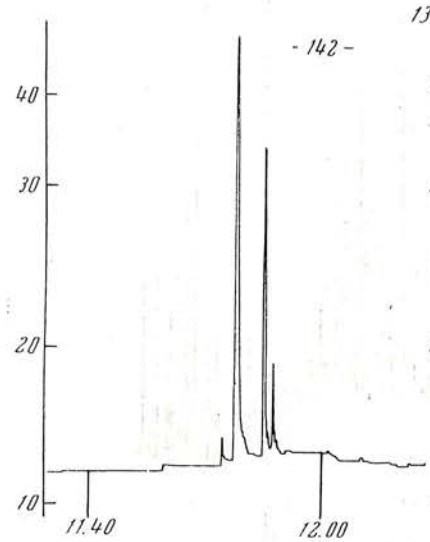

2 апреля 1958 г
- 137 -
100
80
60
40
20
8.40
9.00
9.20

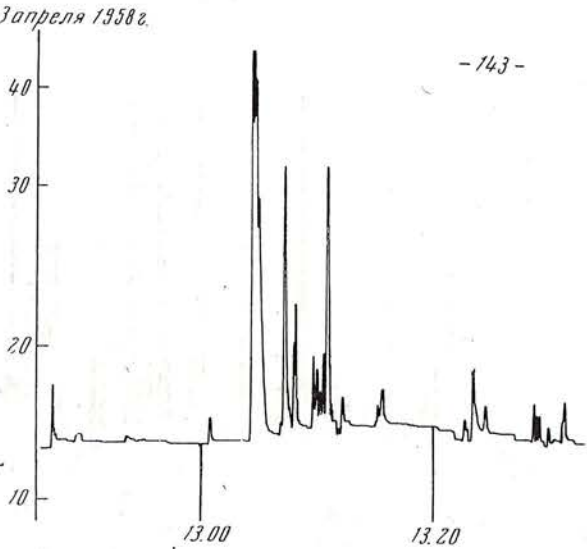

2 апреля 1958 г.
2 апреля 1958 г
- 138 -
100
80
60
40
20
10.00
10.20
10.40
11.00
11.20
11.40
12.00

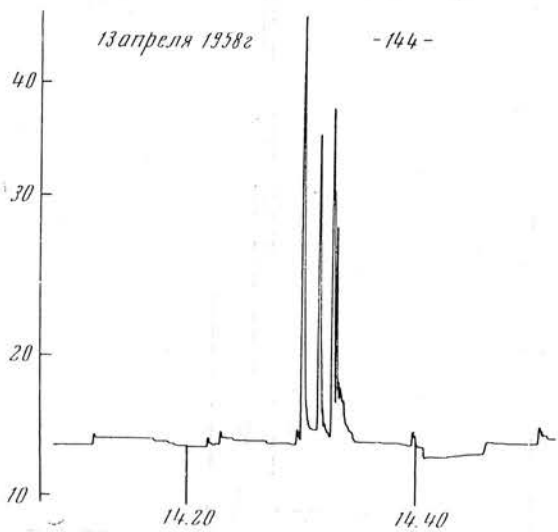

2 апреля 1958 г.
- 139 -
100
80
60
40
20
12.40
13.00

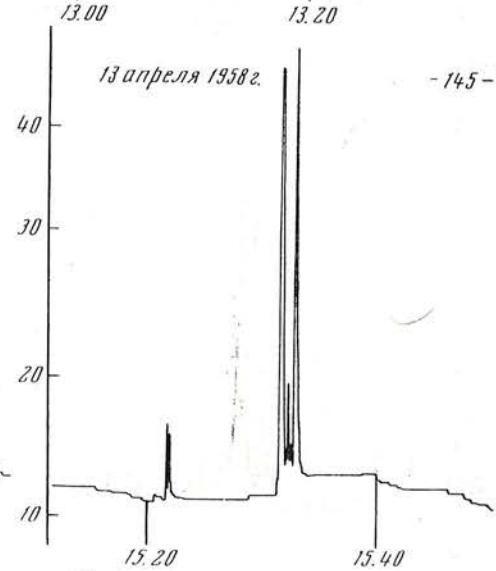

4 апреля 1958 г.
- 140 -
300
200
100
9.00
9.20

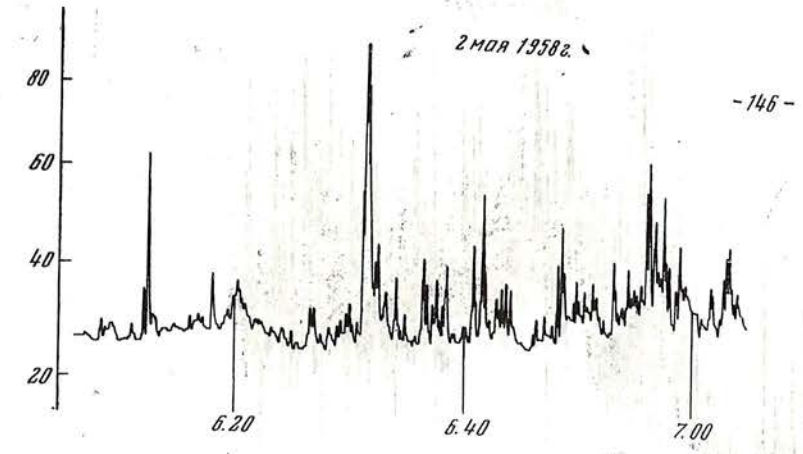

10 апреля 1958 г.
- 141 -
40
30
20
10
4.40
5.00
5.20
5.40

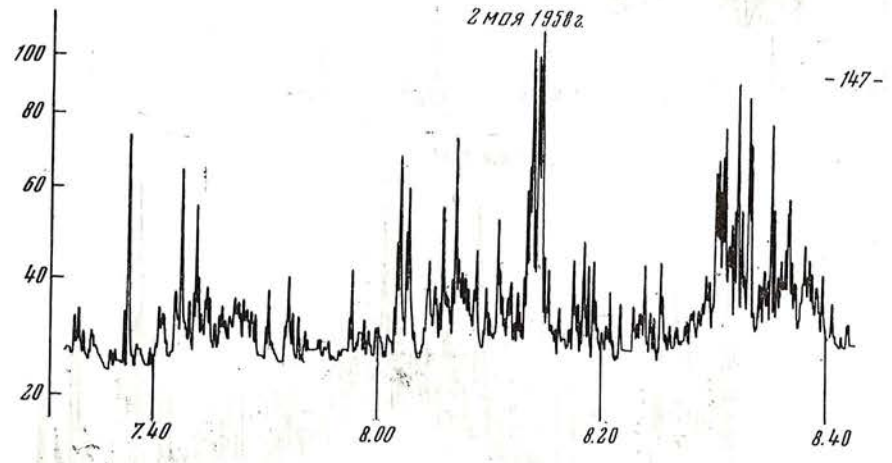

13 апреля 1958 г.
- 142 -
40
30
20
10
11.40
12.00

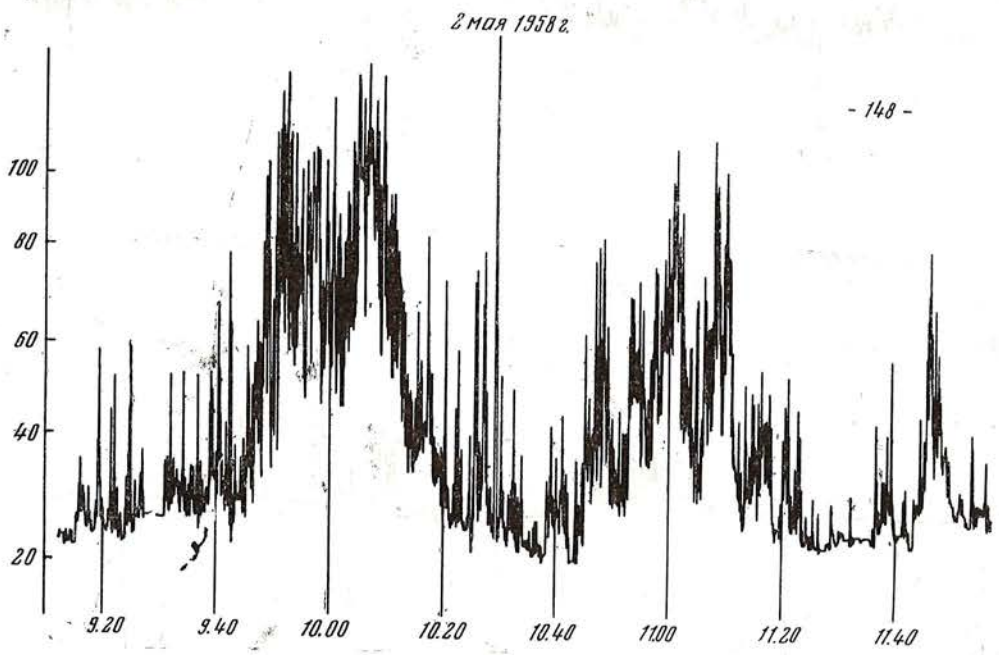

- 143 -
40
30
20
10
13.00
13.20

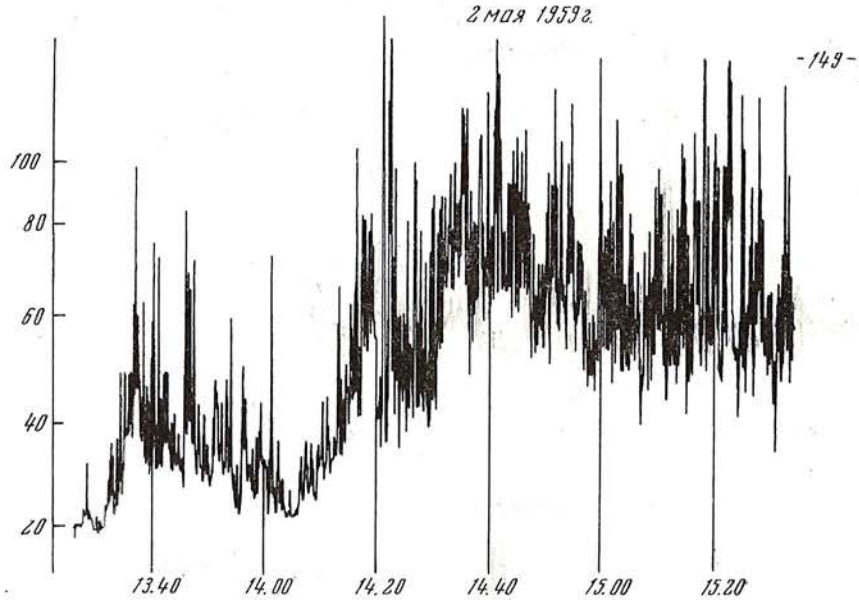

13 апреля 1958 г
- 144 -
40
30
20
10
14.20
14.40

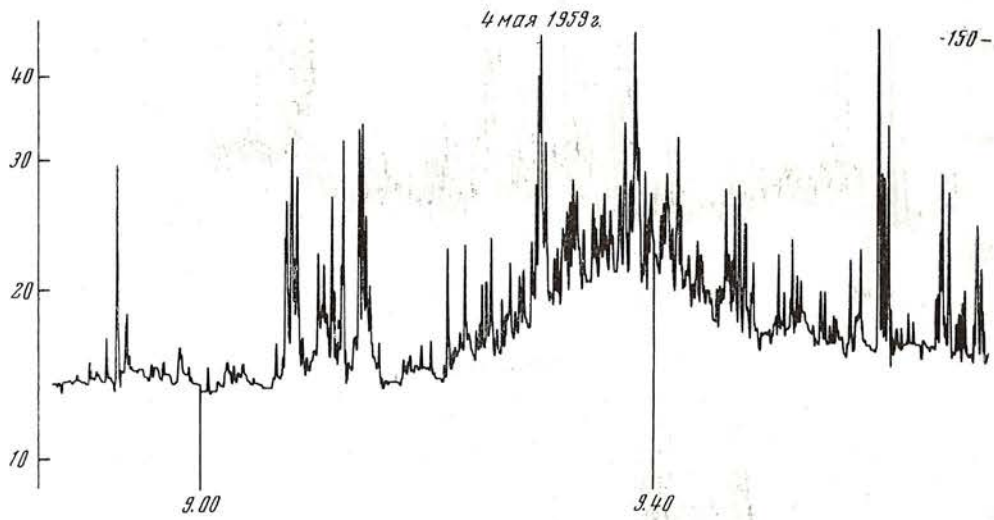

13 апреля 1958 г.
- 145 -
40
30
20
10
15.20
15.40

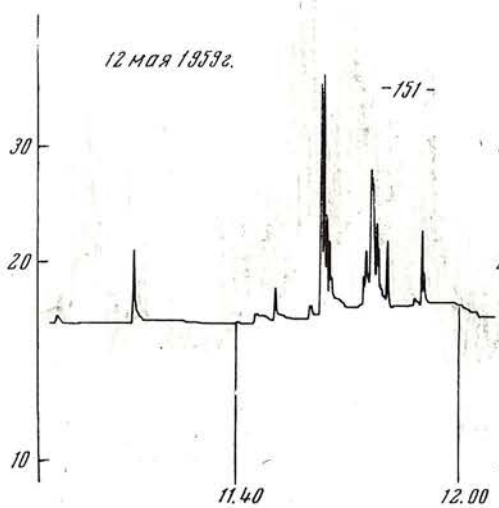

2 мая 1958 г.
- 146 -
80
60
40
20
6.20
6.40
7.00

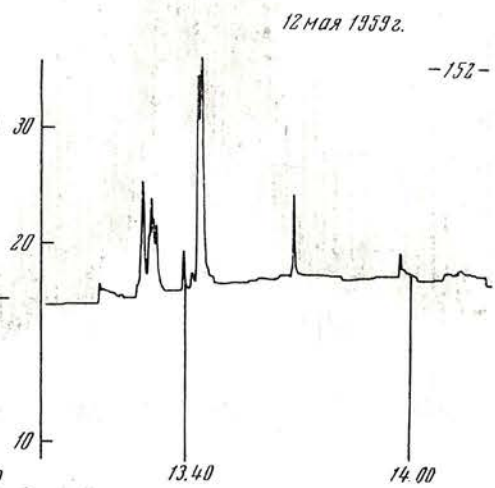

2 мая 1958 г.
- 147 -
100
80
60
40
20
7.40
8.00
8.20
8.40

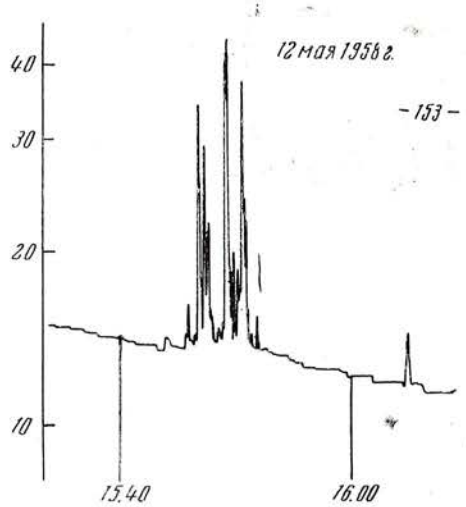

2 мая 1958 г.
- 148 -
100
80
60
40
20
9.20
9.40
10.00
10.20
10.40
11.00
11.20
11.40

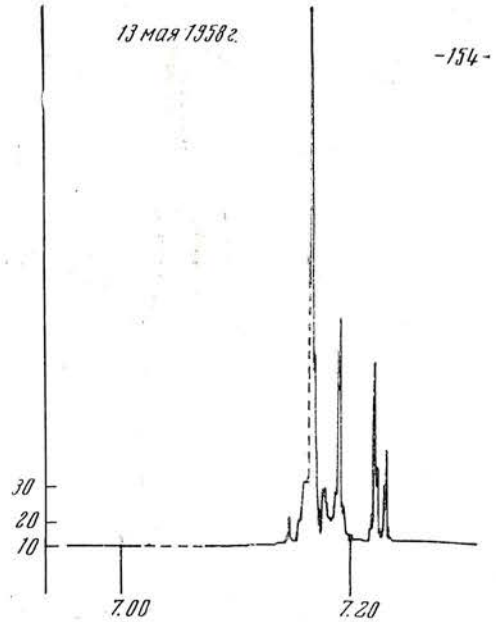

2 мая 1959г.
-149-
100
80
60
40
20
13.40
14.00
14.20
14.40
15.00
15.20

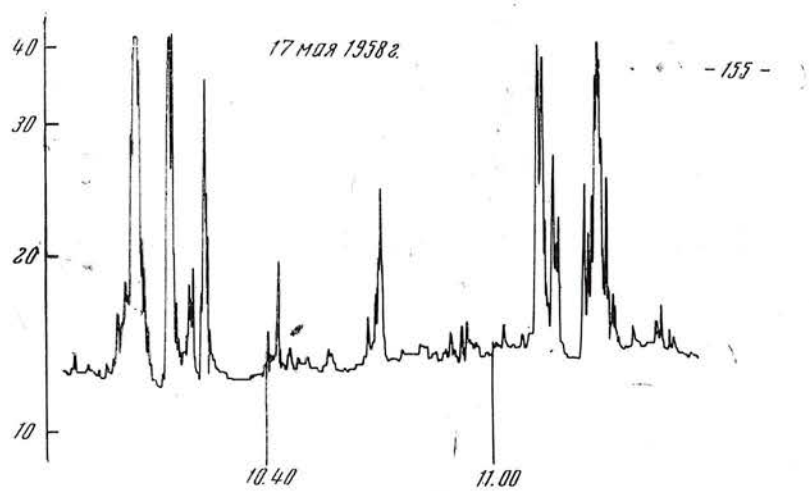

4 мая 1959г.
-150-
40
30
20
10
9.00
9.40

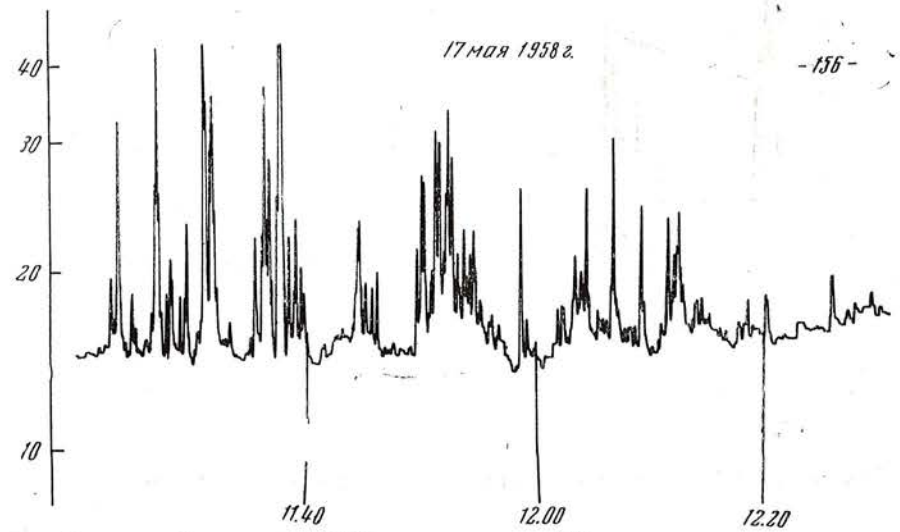

12 мая 1959г.
-151-
30
20
10
11.40
12.00

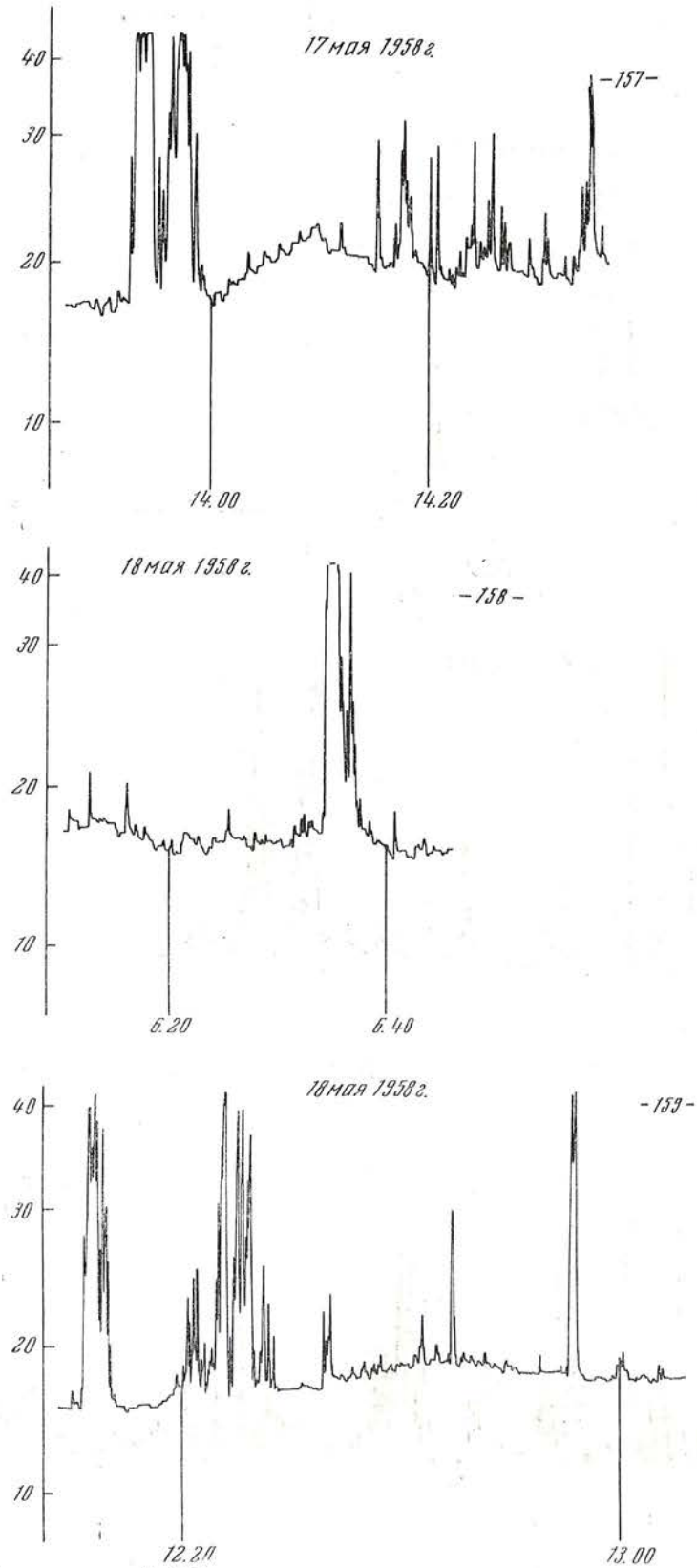

12 мая 1959г.
-152-
30
20
10
13.40
14.00


12 мая 1958 г.
- 153 -
40
30
20
10
15.40
16.00

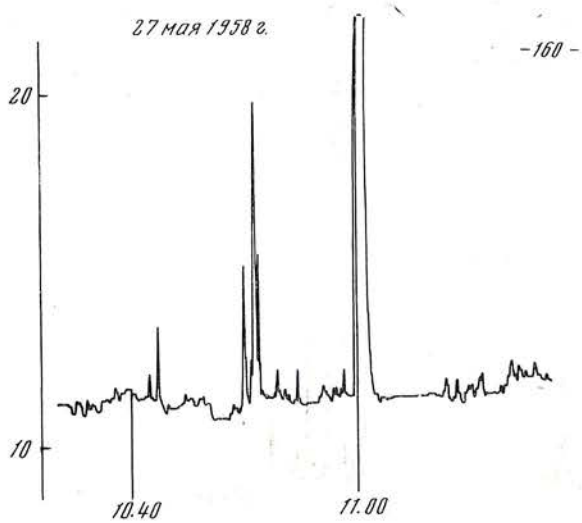

13 мая 1958 г.
- 154 -
30
20
10
7.00
7.20

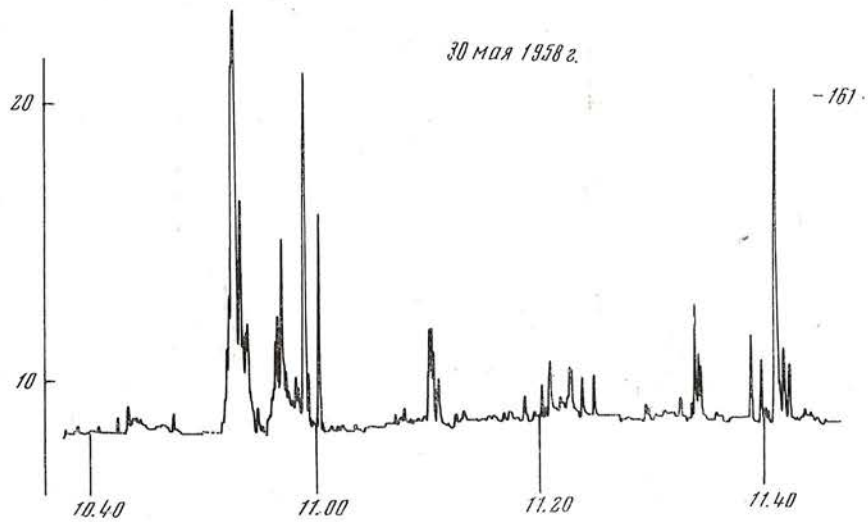

17 мая 1958 г.
- 155 -
40
30
20
10
10.40
11.00

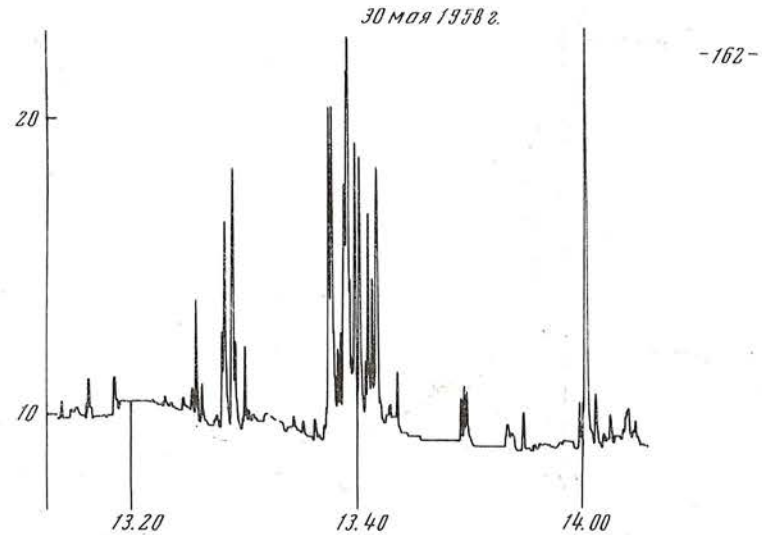

17 мая 1958 г.
- 156 -
40
30
20
10
11.40
12.00
12.20

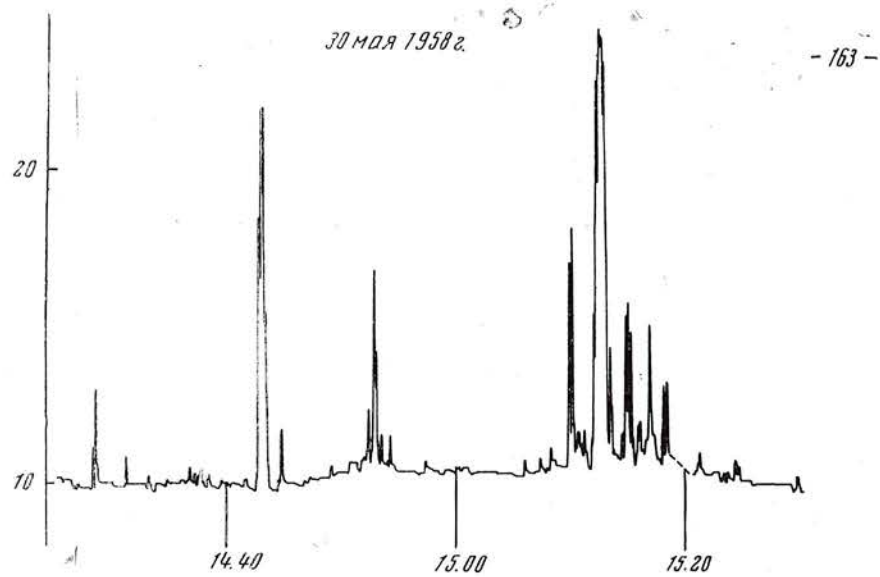


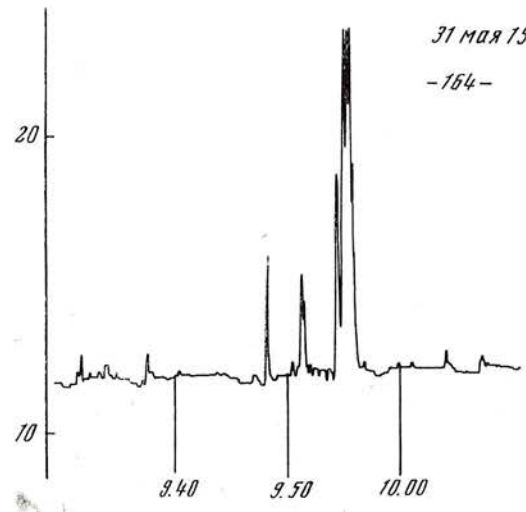
Для всплеска № 158 метки времени относятся к моментам 6.00 и 6.20

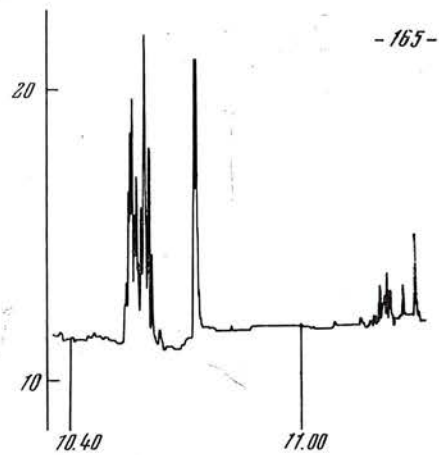

27 мая 1958 г.
-160-
20
10
10.40
11.00

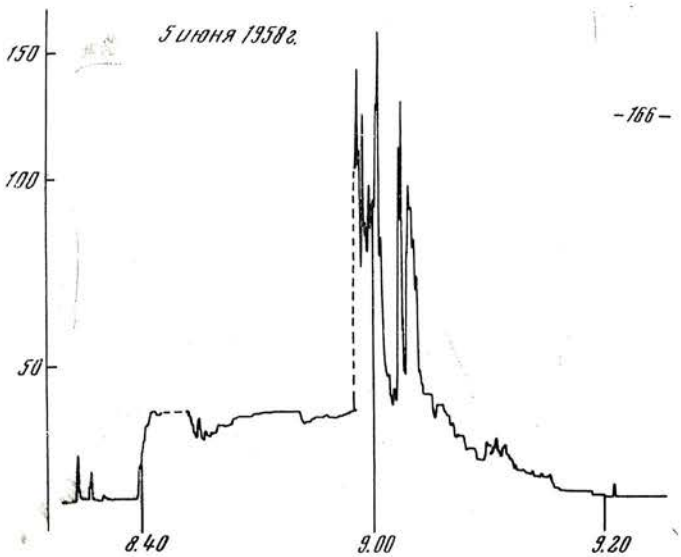

30 мая 1958 г.
-161-
20
10
10.40
11.00
11.20
11.40

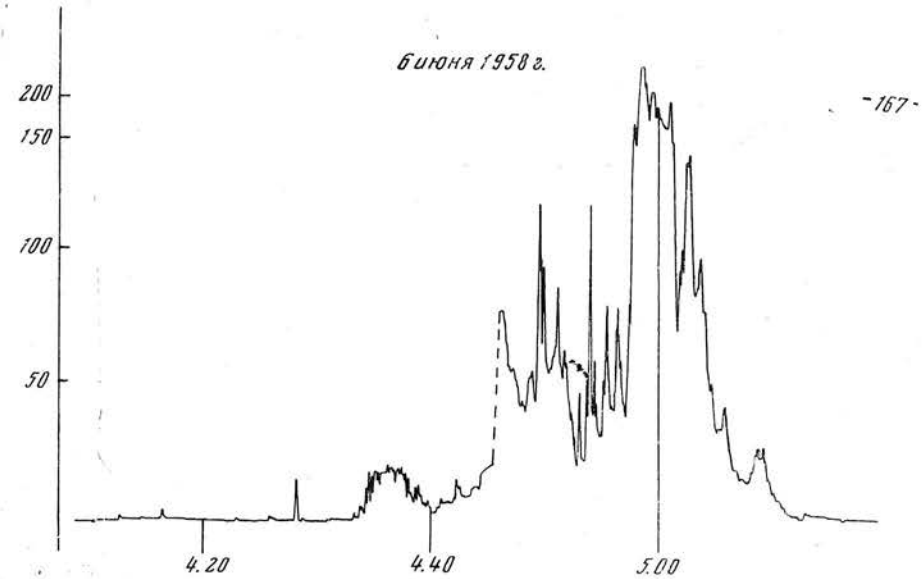

30 мая 1958 г.
-162-
20
10
13.20
13.40
14.00

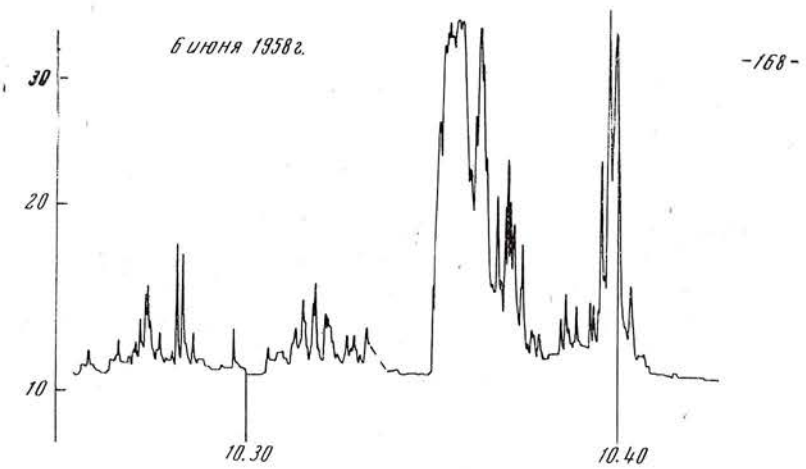

30 мая 1958 г.
- 163 -
20
10
14.40
15.00
15.20

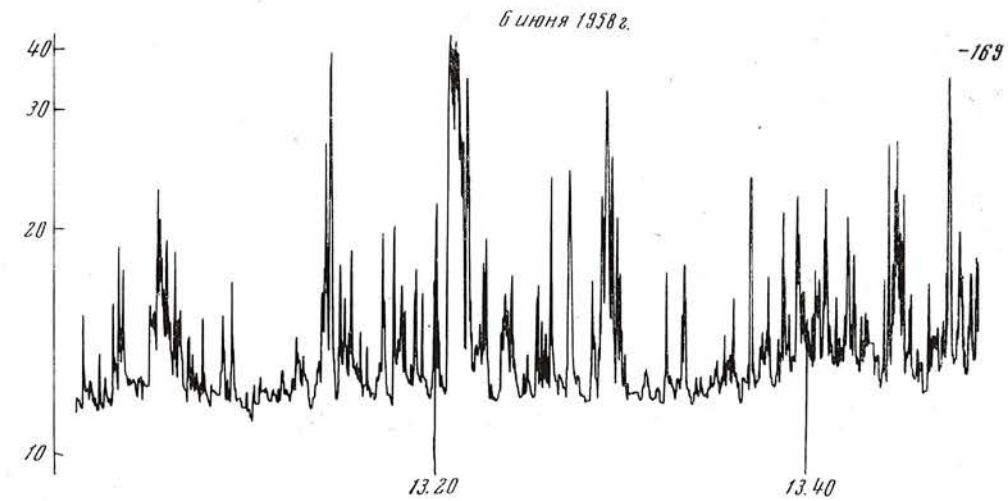

31 мая 1958 г.
- 164 -
20
10
9.40
9.50
10.00

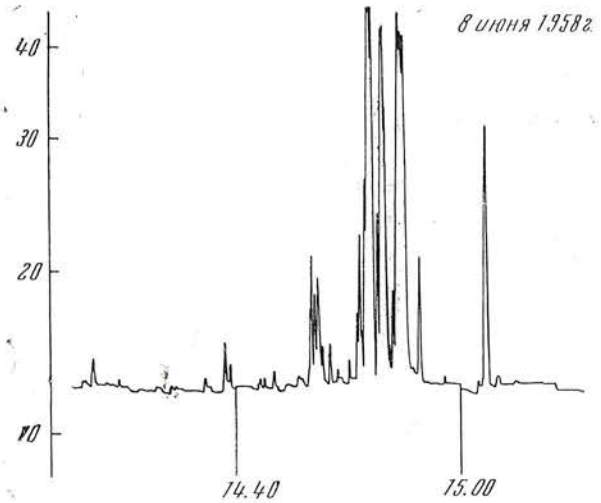

- 165 -
20
10
10.40
11.00

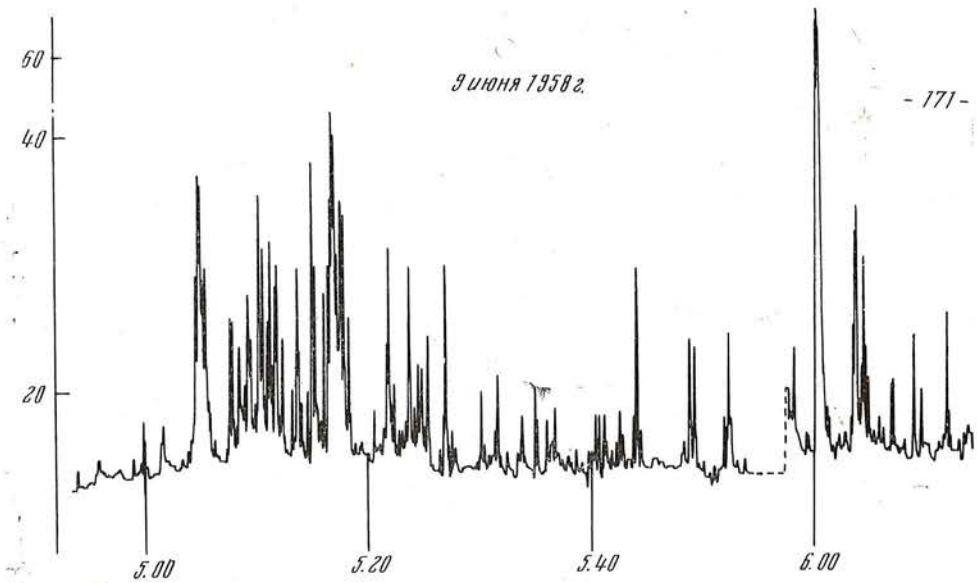

5 июня 1958 г.
- 166 -
150
100
50
8.40
9.00
9.20

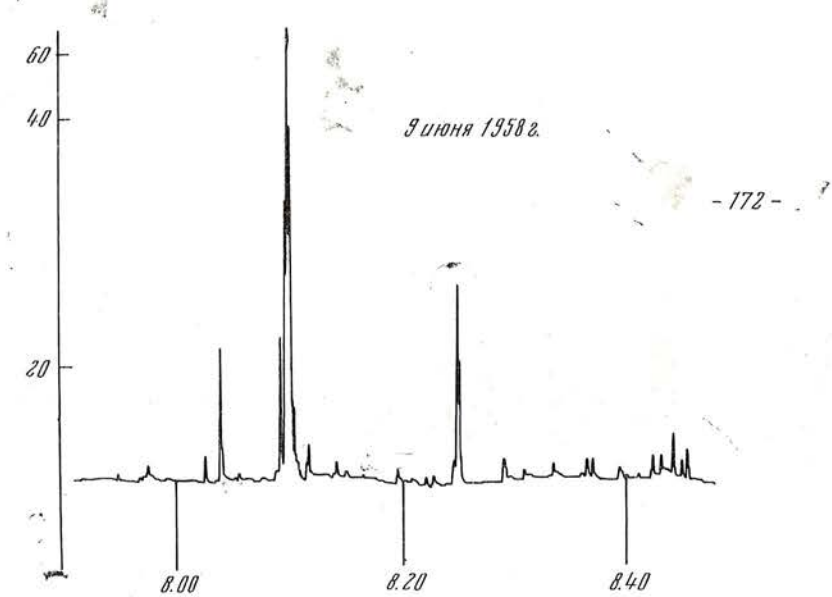

6 июня 1958 г.
-167-
200
150
100
50
4.20
4.40
5.00


6 июня 1958 г.
-168-
30
20
10
10.30
10.40

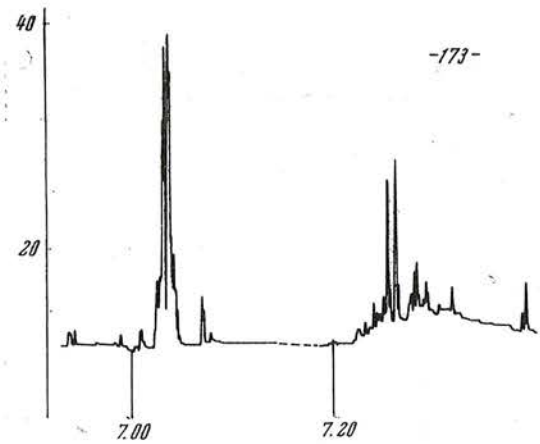

6 июня 1958 г.
-169
40
30
20
10
13.20
13.40

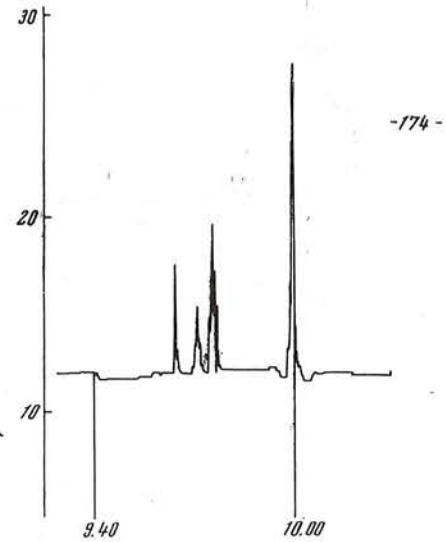

8 июня 1958 г.
- 170 -
40
30
20
10
14.40
15.00


9 июня 1958 г.
- 171 -
60
40
20
5.00
5.20
5.40
6.00

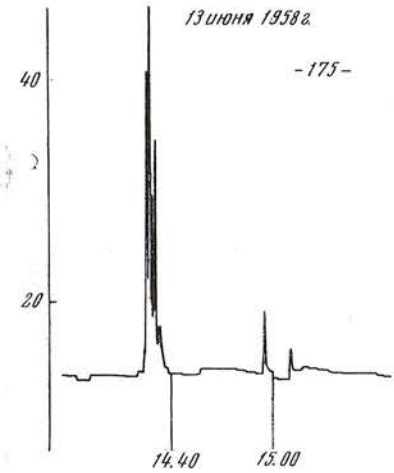

9 июня 1958 г.
- 172 -
60
40
20
8.00
8.20
8.40

13 июня 1958 г.

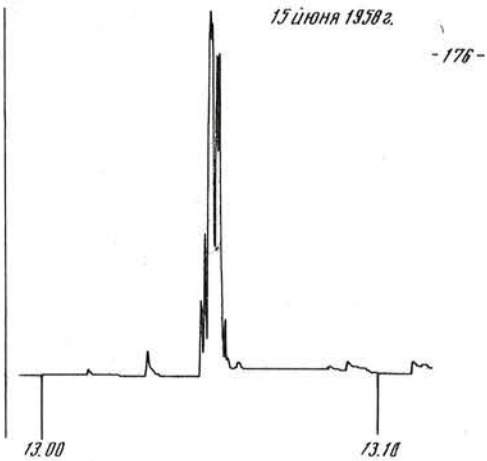




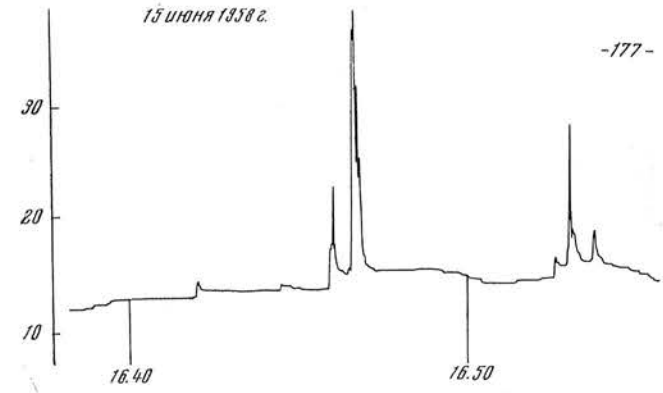
13 июня 1958 г.

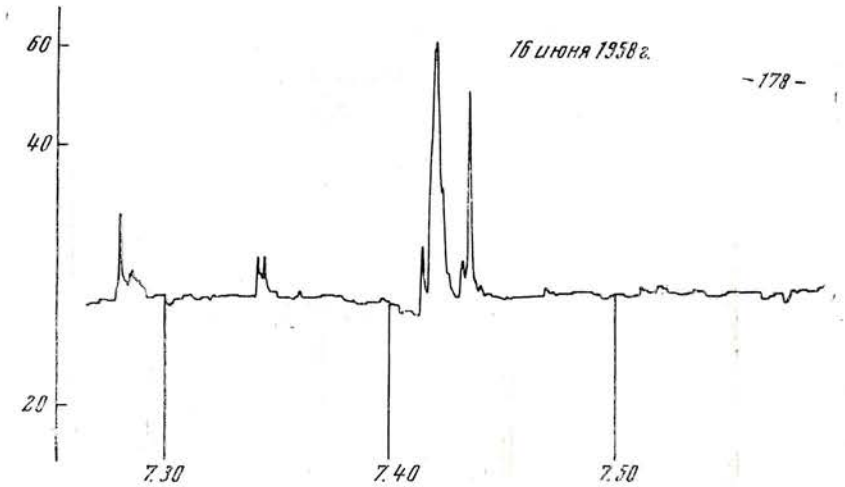


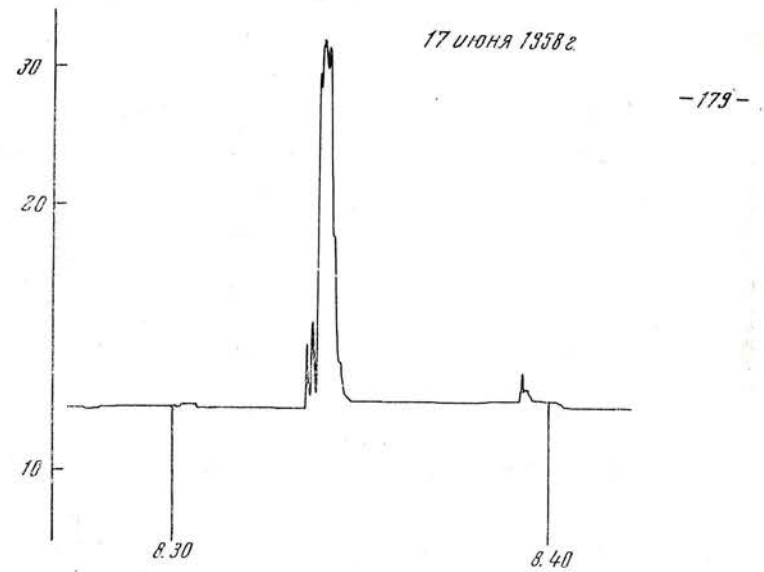
15 июня 1958 г.

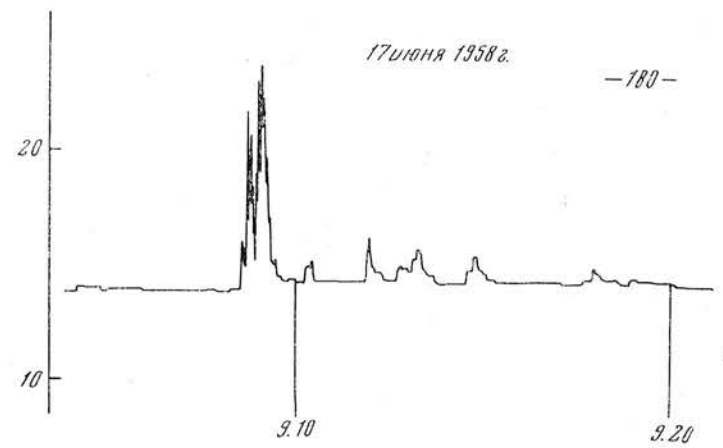


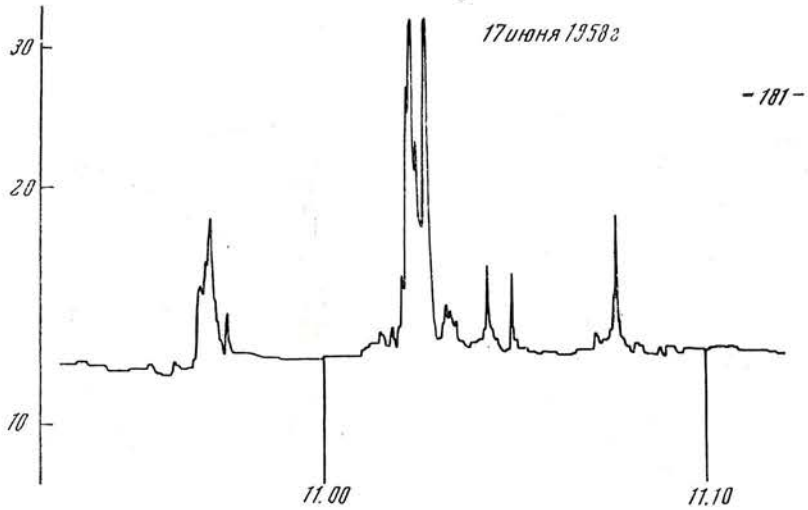
15 июня 1958 г.

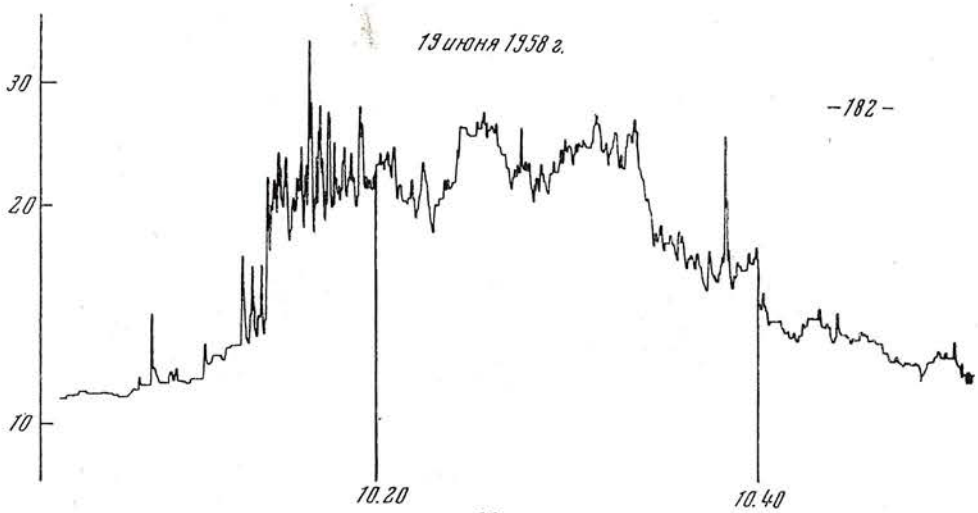


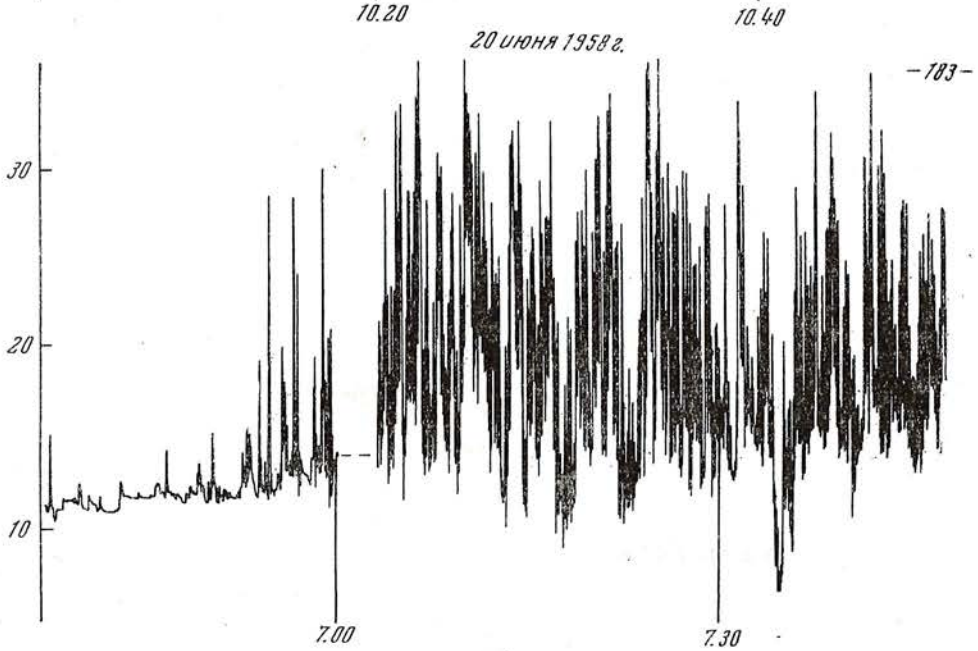

16 июня 1958 г.
-178-
60
40
20
7.30
7.40
7.50

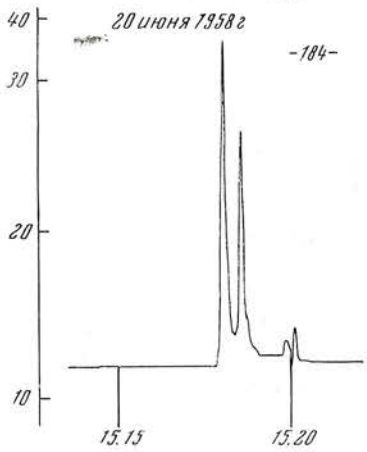

17 июня 1958 г.
-179-
30
20
10
8.30
8.40

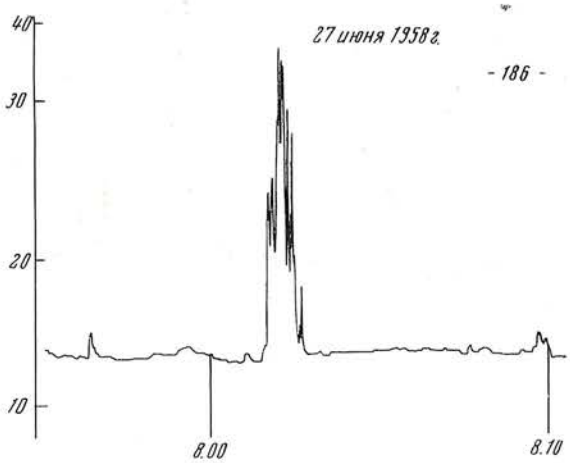

17 июня 1958 г.
-180-
20
10
9.10
9.20

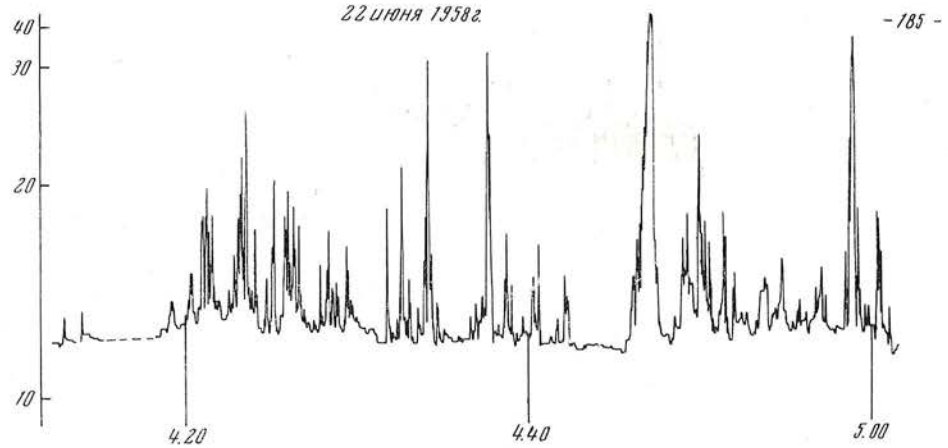

17 июня 1958 г
-181-
30
20
10
11.00
11.10

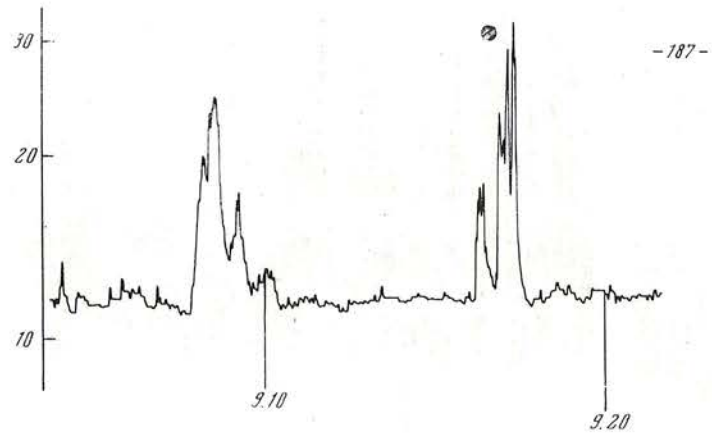

19 июня 1958 г.
-182-
30
20
10
10.20
10.40


20 июня 1958 г.
-183-
30
20
10
7.00
7.30

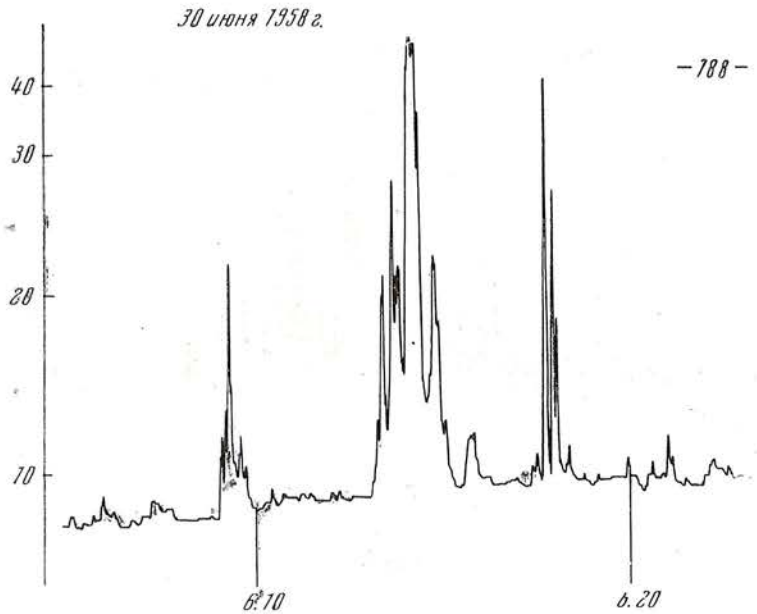


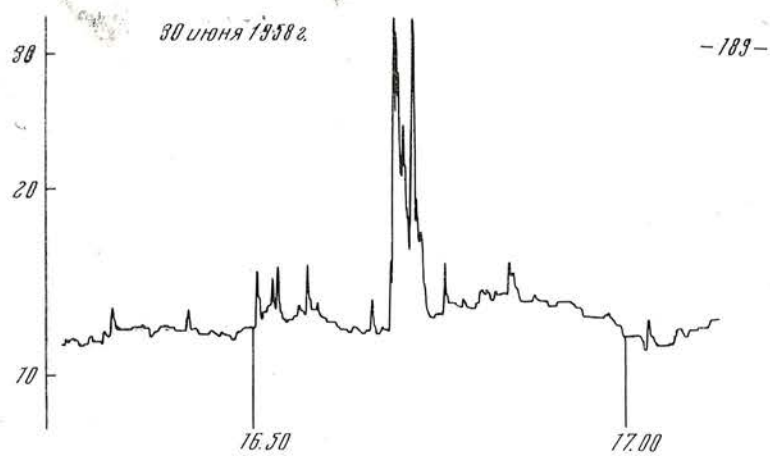


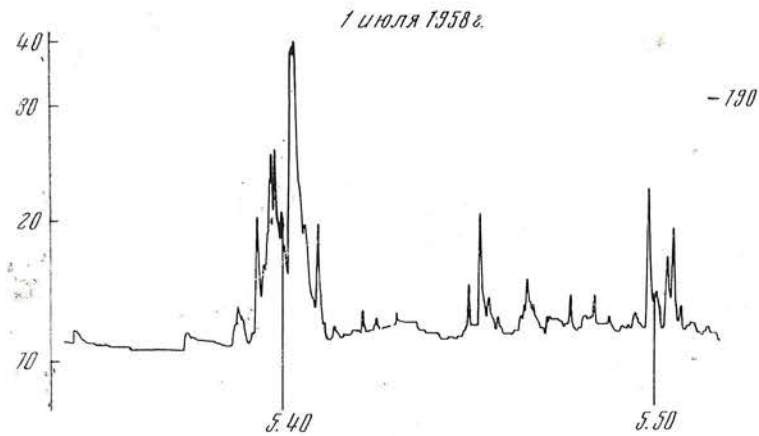


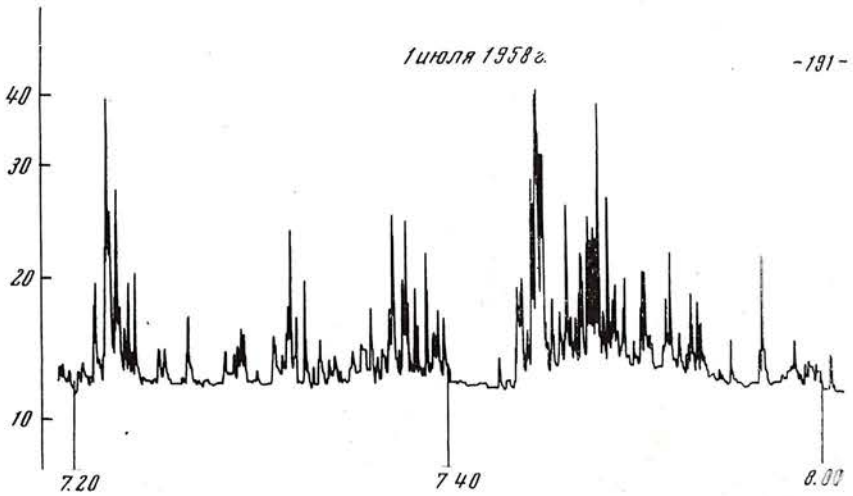


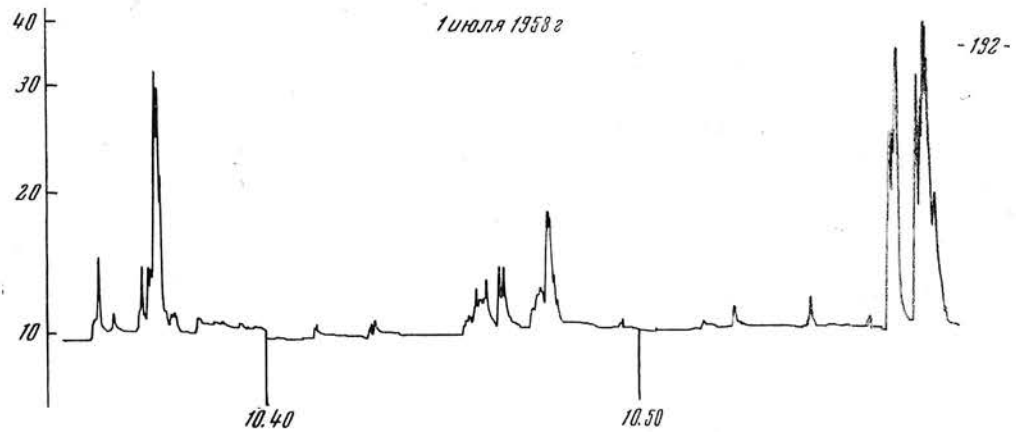
28 июня 1958 г.

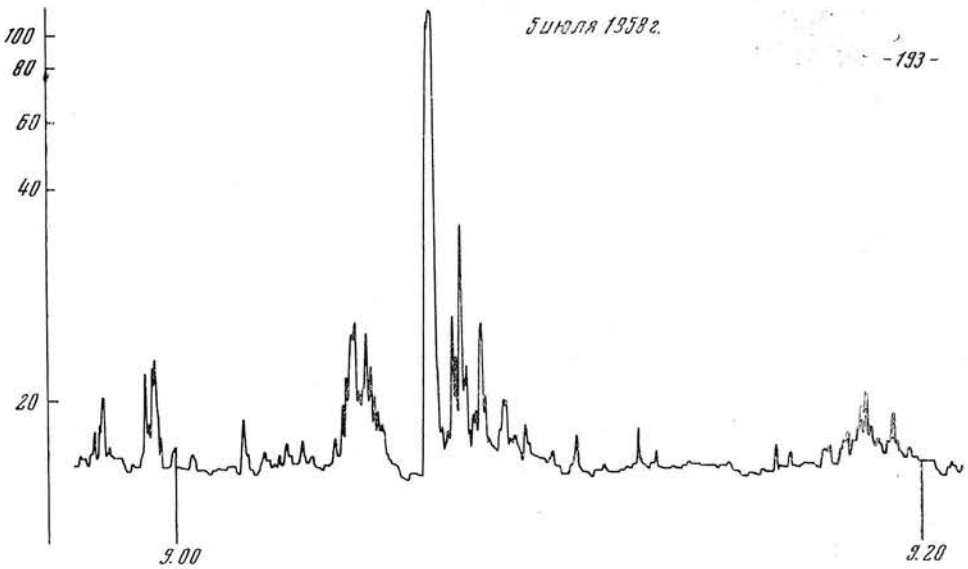

30 июня 1958 г.
-188-
40
30
20
10
6.10
6.20

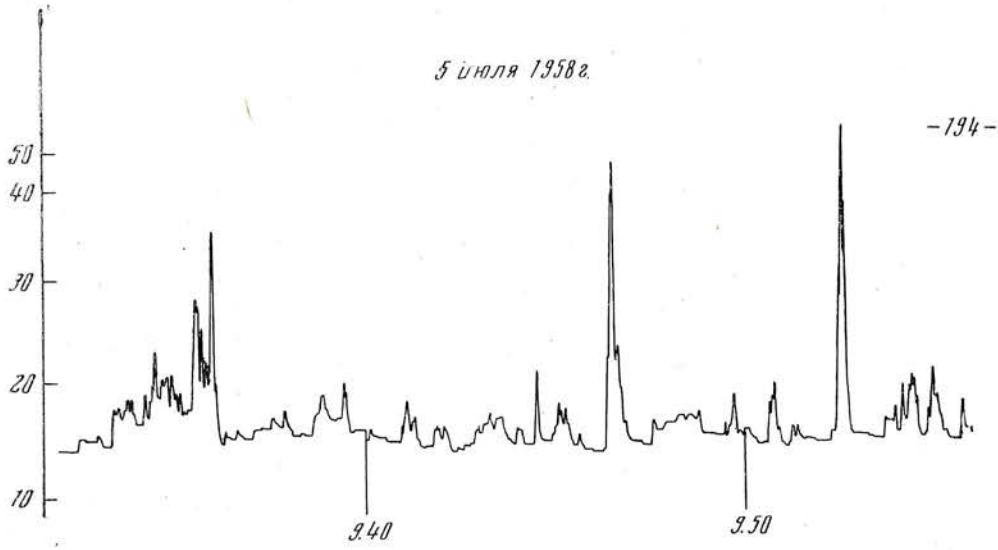

30 июня 1958 г.
-189-
30
20
10
16.50
17.00

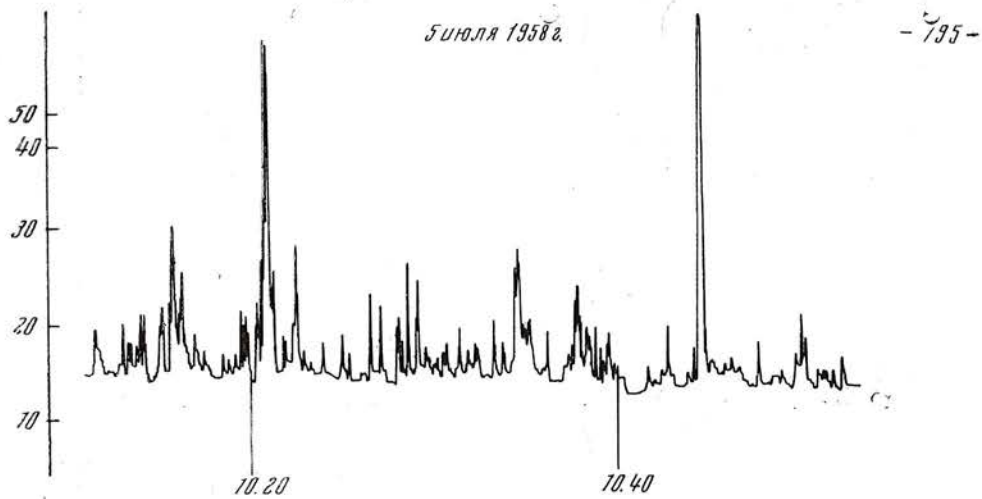

1 июля 1958 г.
-190-
40
30
20
10
5.40
5.50

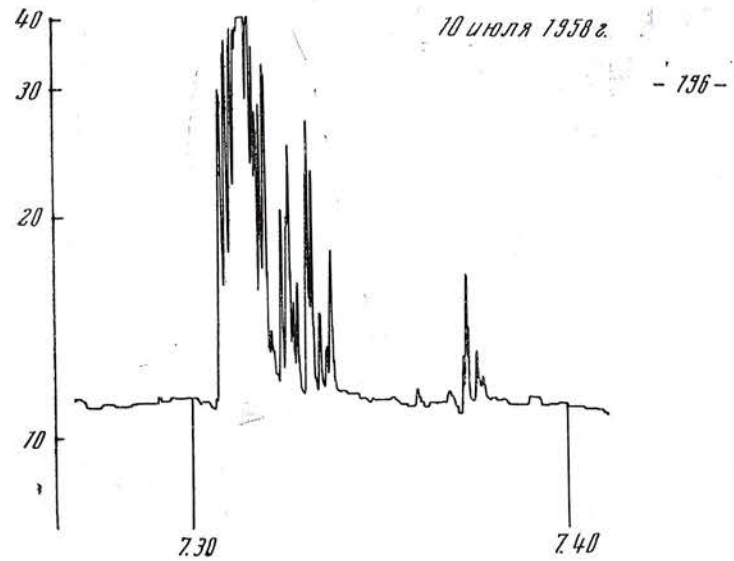

1 июля 1958 г.
-191-
40
30
20
10
7.20
7 40
8.00

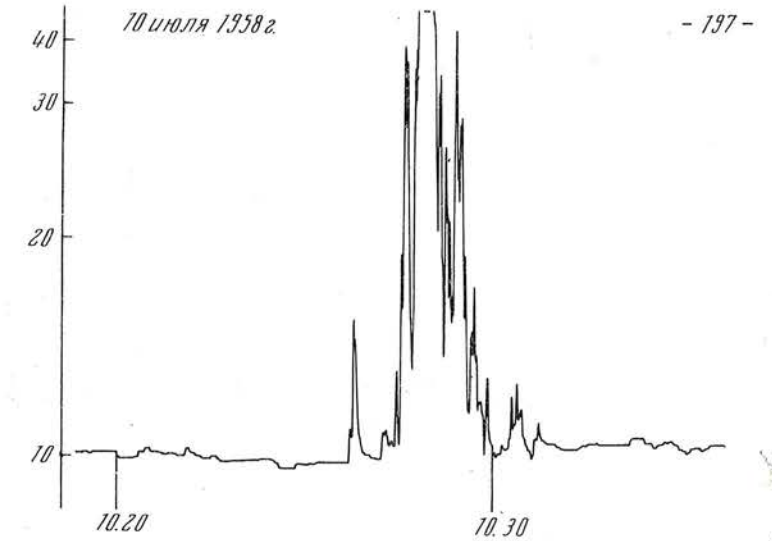

1 июля 1958 г
-192-
40
30
20
10
10.40
10.50

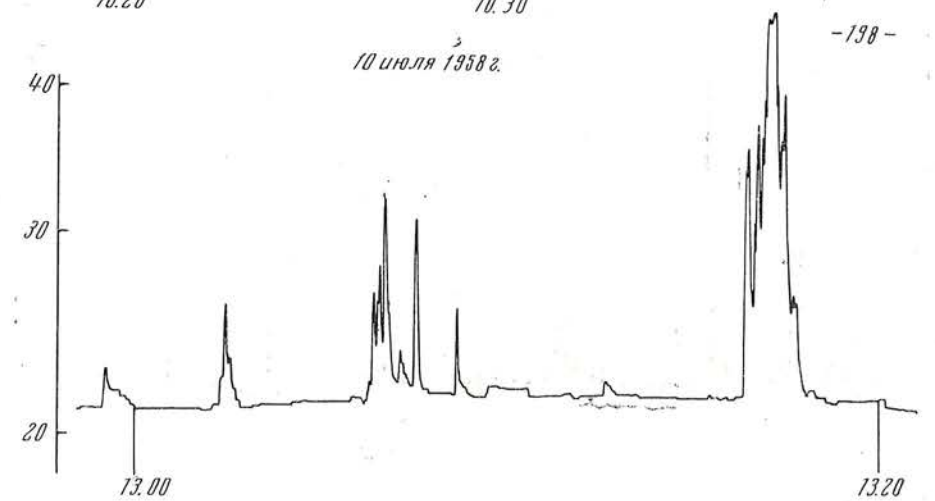

5 июля 1958 г.
-193-
100
80
60
40
20
9.00
9.20

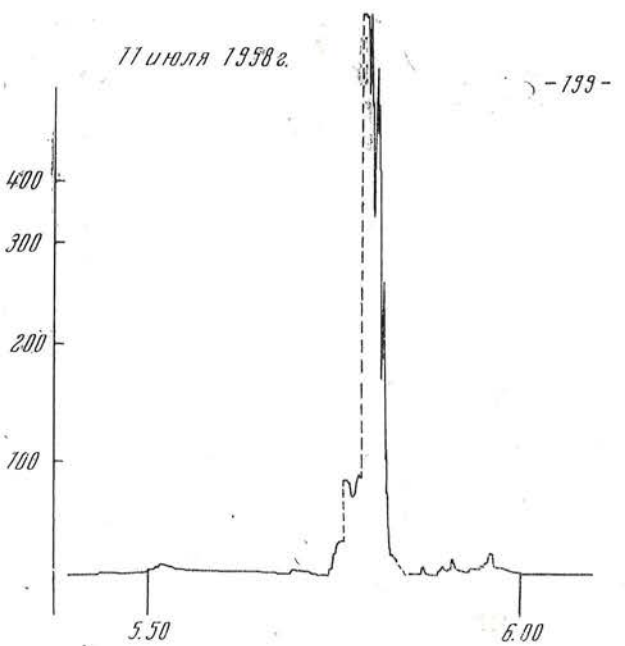

5 июля 1958 г.
-194-
50
40
30
20
10
9.40
9.50

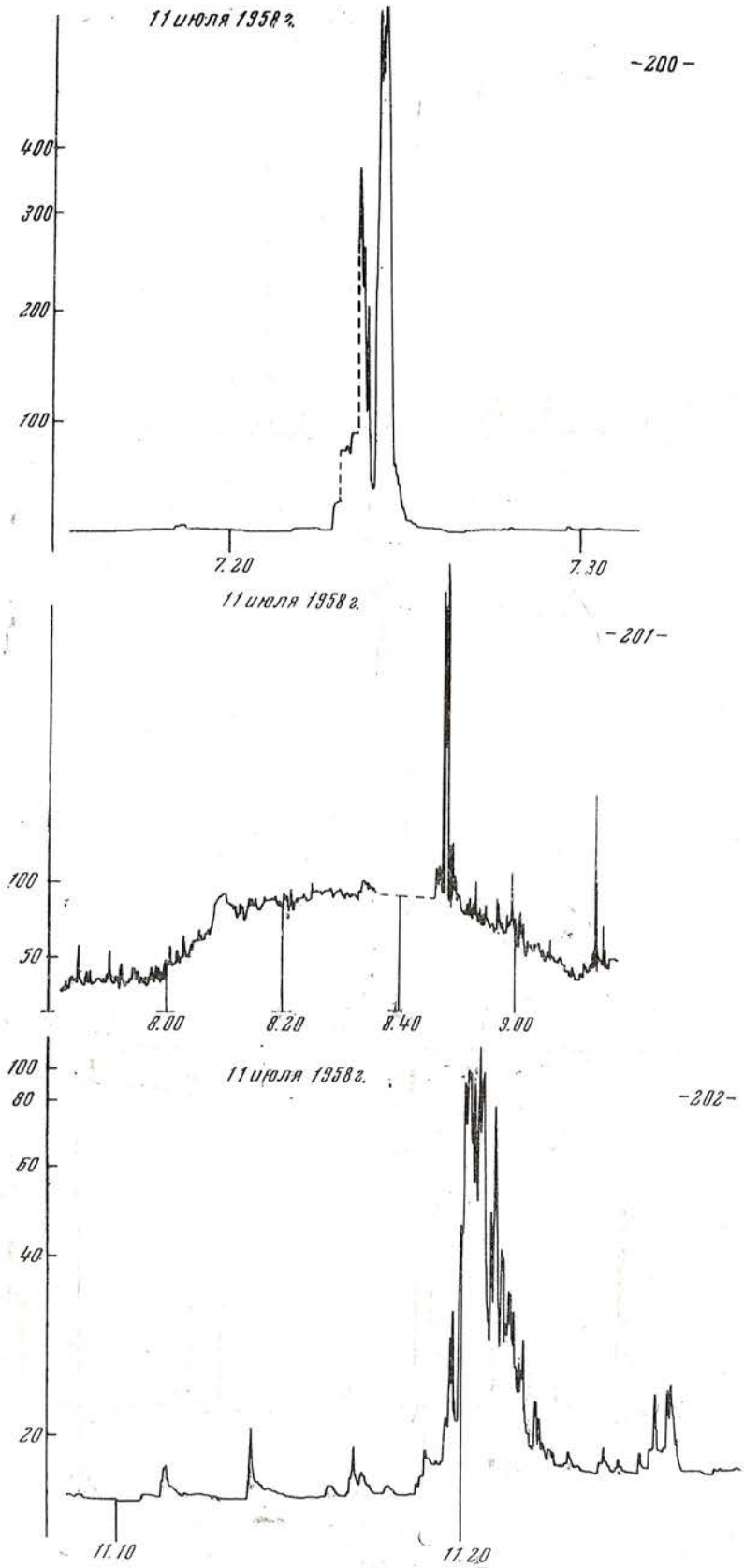

5 июля 1958 г.
-195-
50
40
30
20
10
10.20
10.40

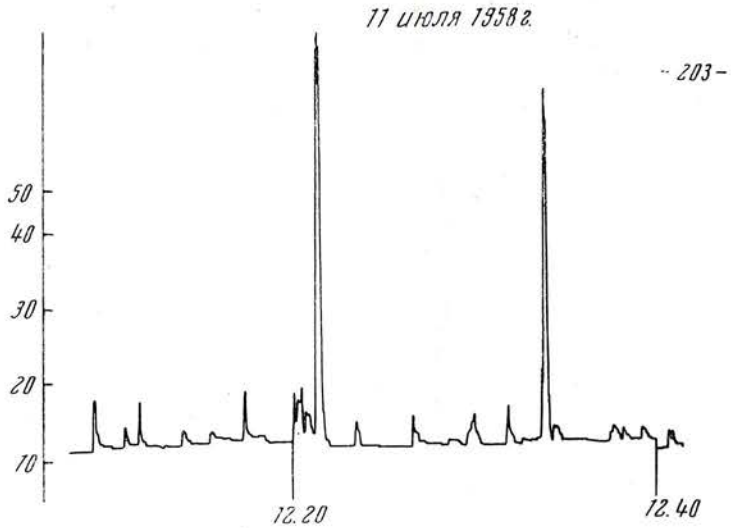

10 июля 1958 г.
-196-
40
30
20
10
7.30
7.40

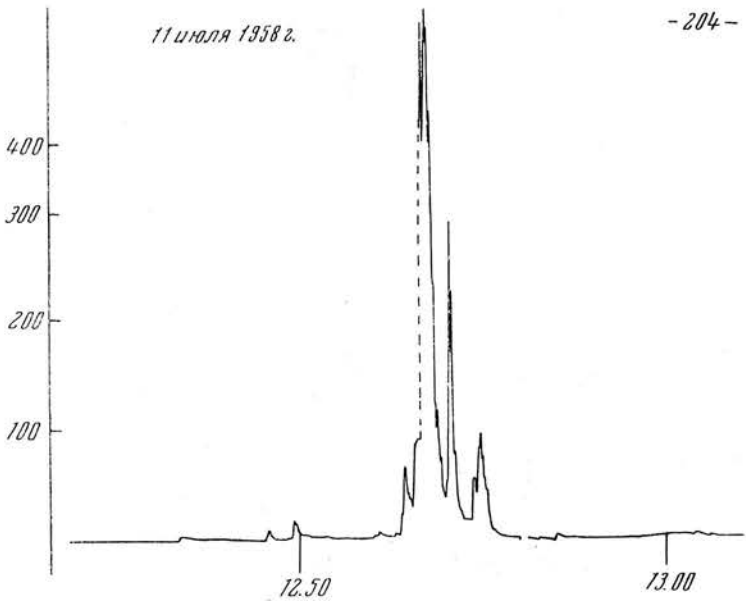

10 июля 1958 г.
- 197 -
40
30
20
10
10.20
10.30

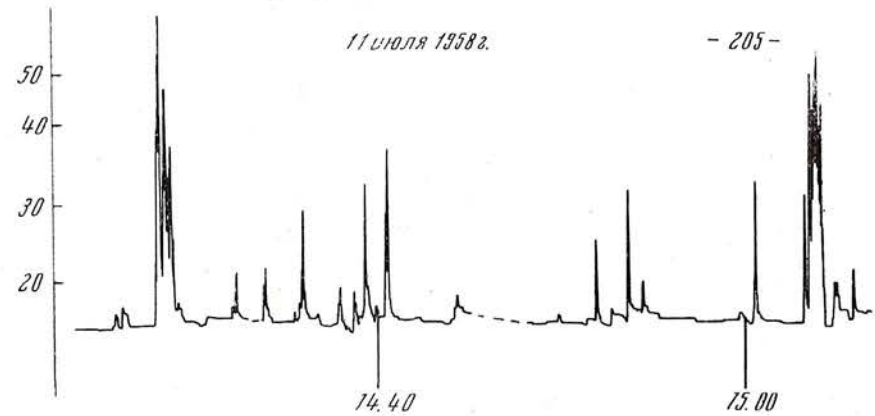

10 июля 1958 г.
- 198 -
40
30
20
13.00
13.20

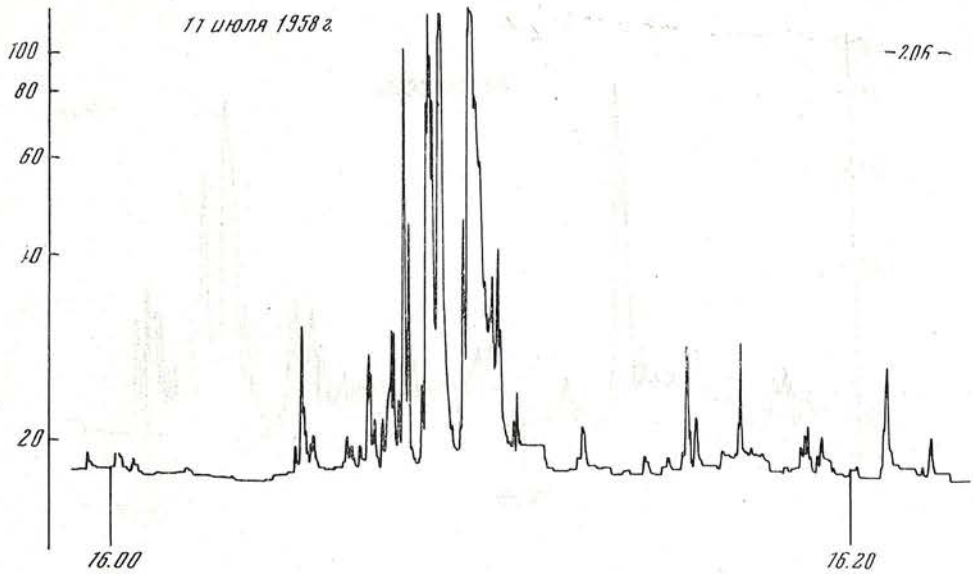

11 июля 1958 г.
- 199 -
400
300
200
100
5.50
6.00

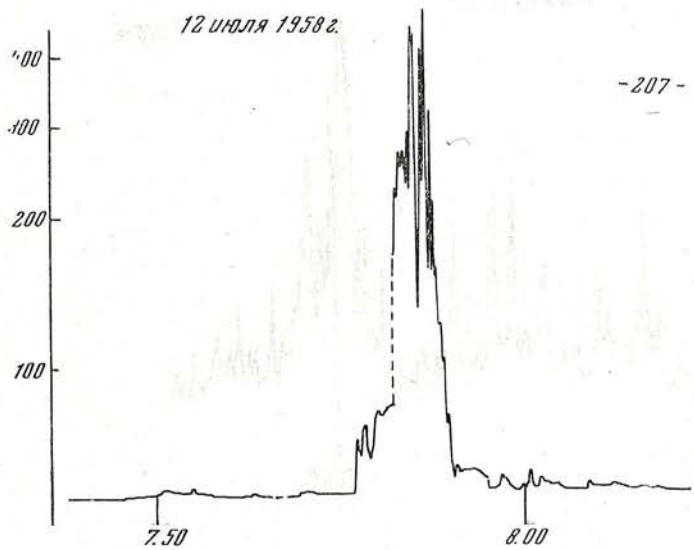

11 июля 1958 г.
-200-
400
300
200
100
7.20
7.30
11 июля 1958 г.
-201-
100
50
8.00
8.20
8.40
9.00
11 июля 1958 г.
-202-
100
80
60
40
20
11.10
11.20

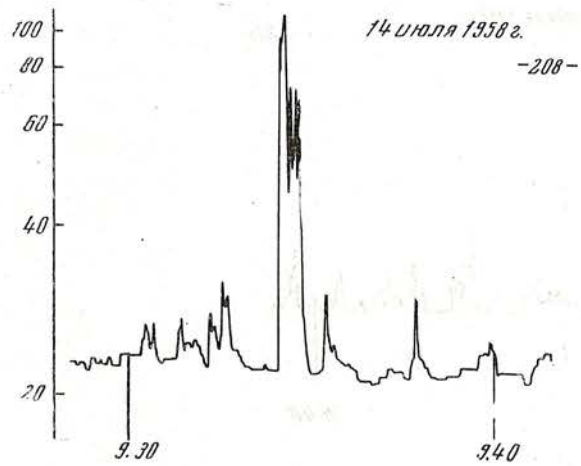

11 июля 1958 г.
- 203 -
50
40
30
20
10
12.20
12.40

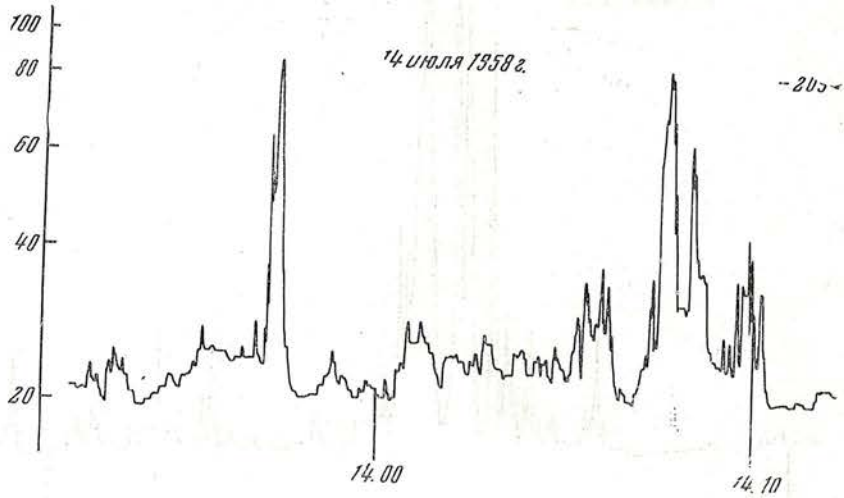

11 июля 1958 г.
- 204 -
400
300
200
100
12.50
13.00

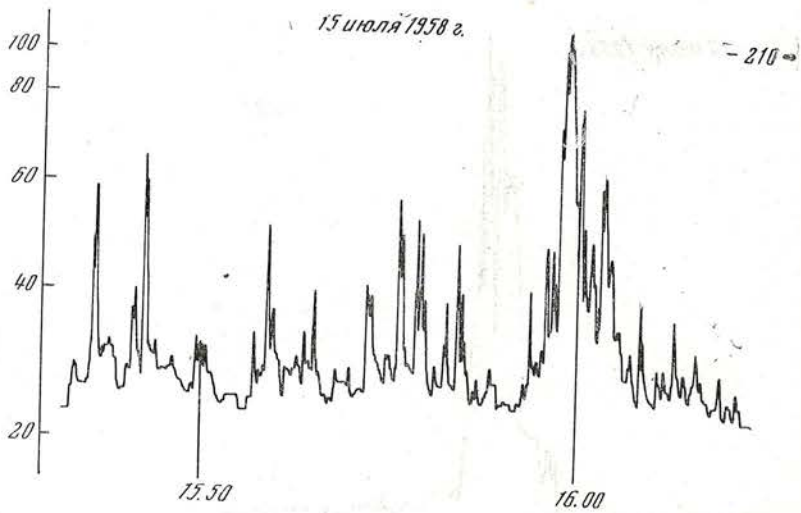

11 июля 1958 г.
- 205 -
50
40
30
20
14.40
15.00

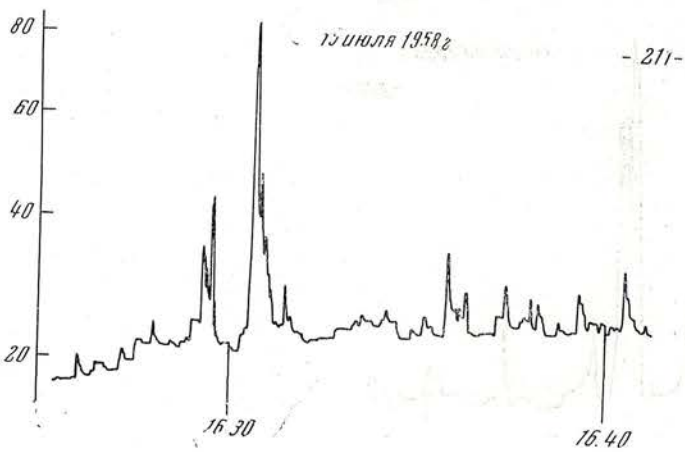

11 июля 1958 г.
-206-
100
80
60
40
20
16.00
16.20

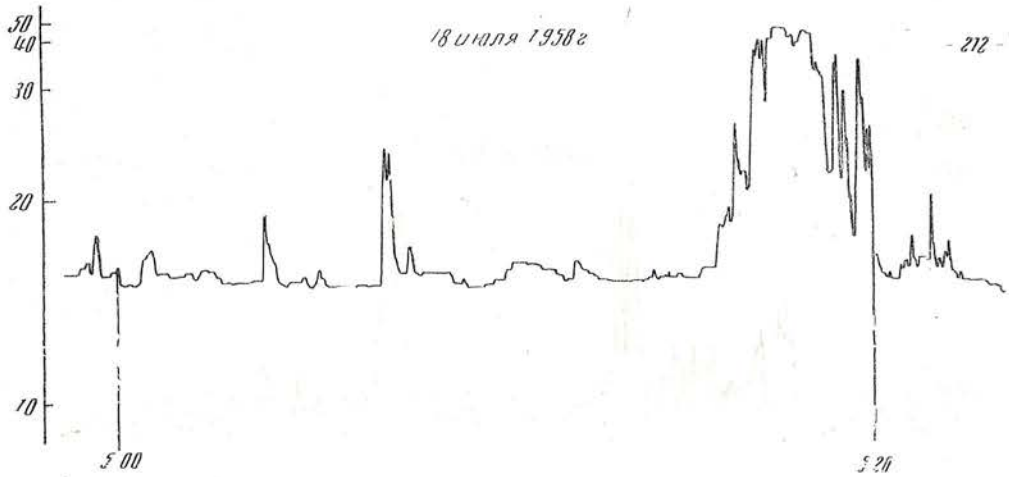

12 июля 1958 г.
-207-
300
200
100
7.50
8.00

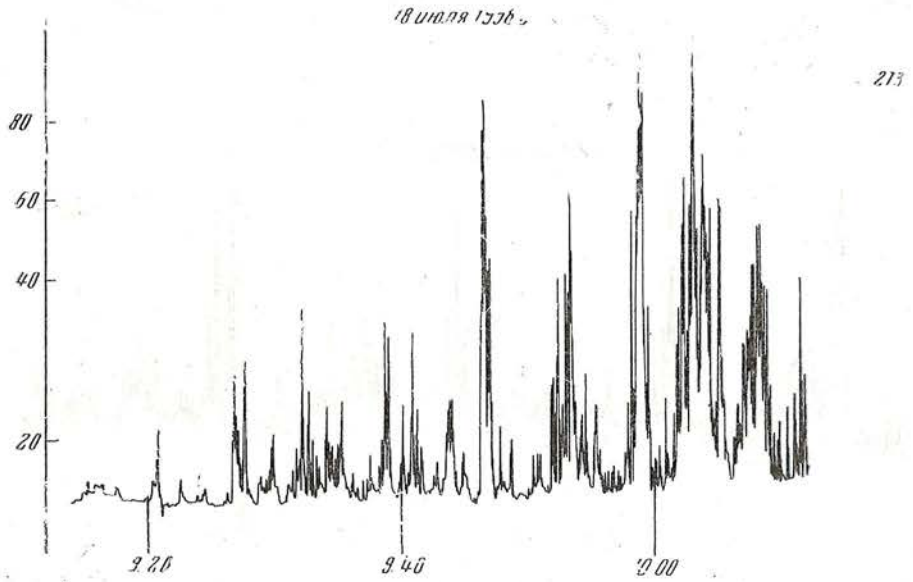

14 июля 1958 г.
-208-
100
80
60
40
20
9.30
9.40

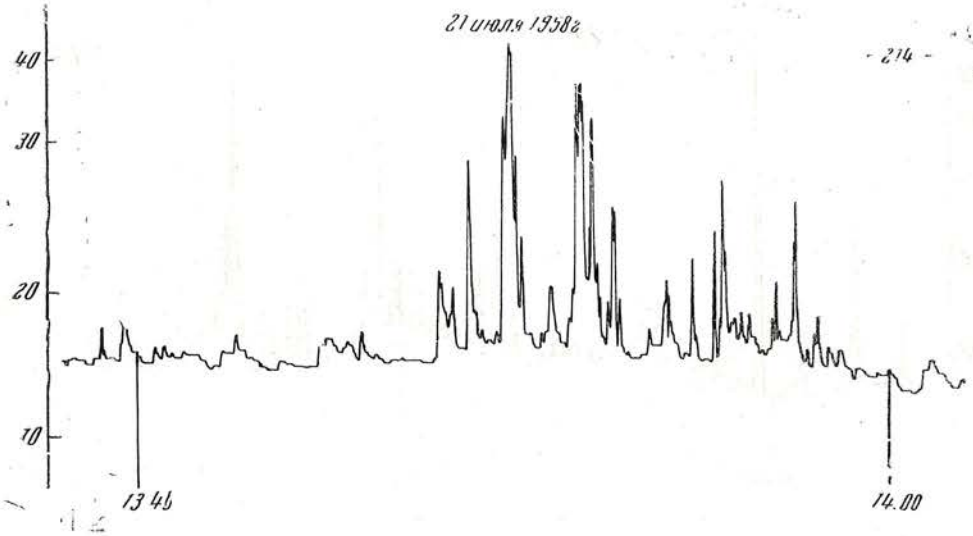

14 июля 1958 г.
-209-
100
80
60
40
20
14.00
14.10

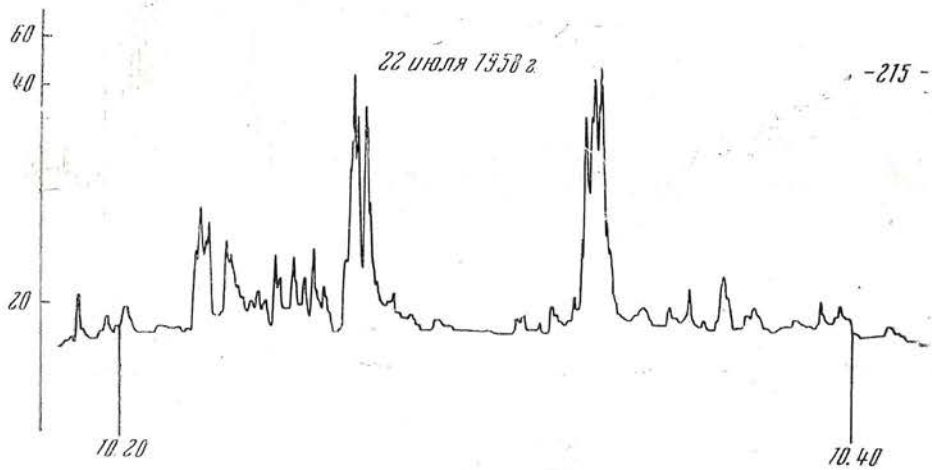

15 июля 1958 г.
-210-
100
80
60
40
20
15.50
16.00


15 июля 1958 г
-211-
80
60
40
20
16.30
16.40

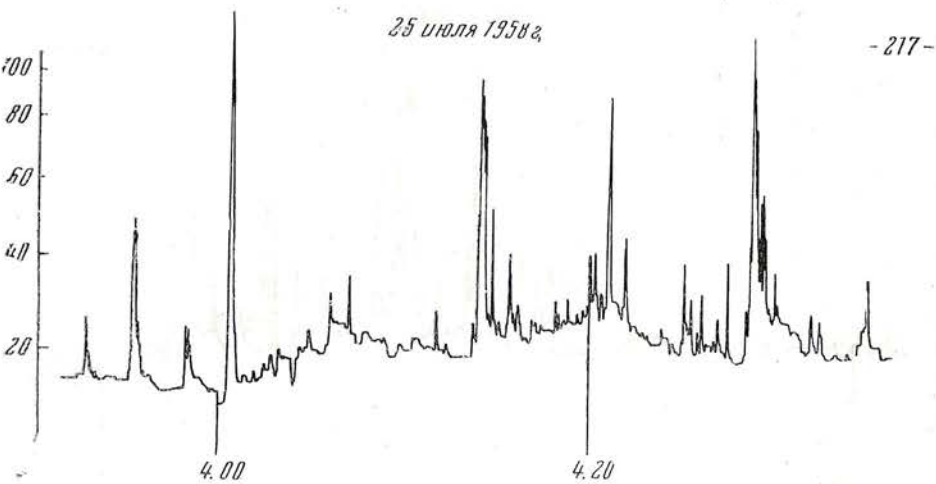

18 июля 1958г
- 212 -
50
40
30
20
10
5 00
5 26

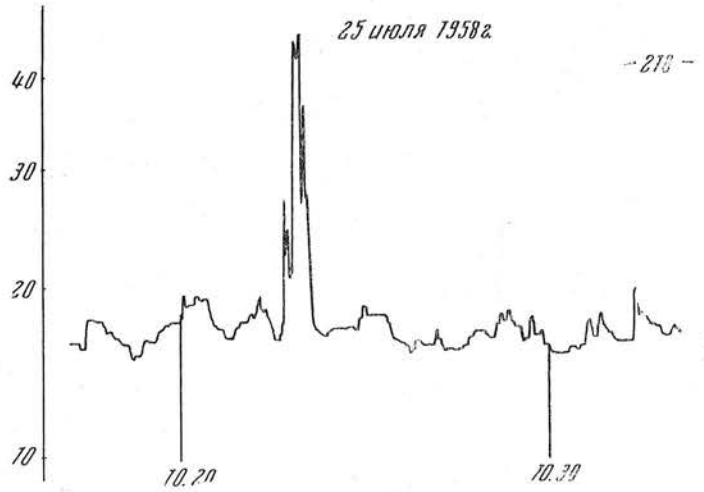

18 июля 1958г
- 213
80
60
40
20
9 26
9 46
10 00

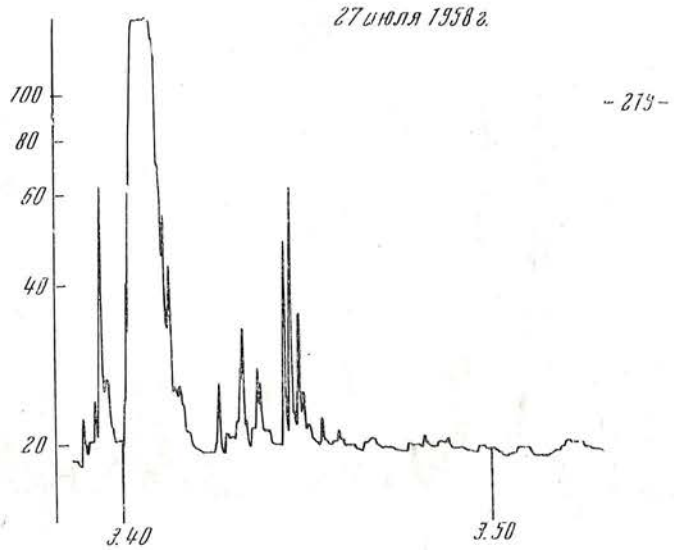

21 июля 1958г
- 214 -
40
30
20
10
13 46
14.00

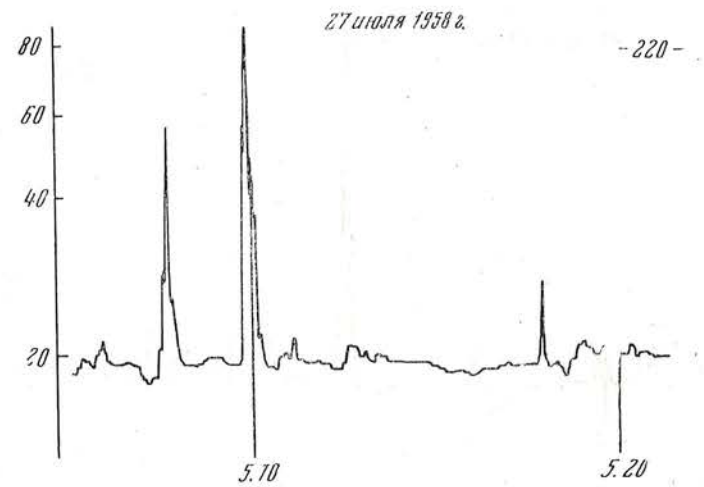

22 июля 1958 г.
-215-
60
40
20
10.20
10.40

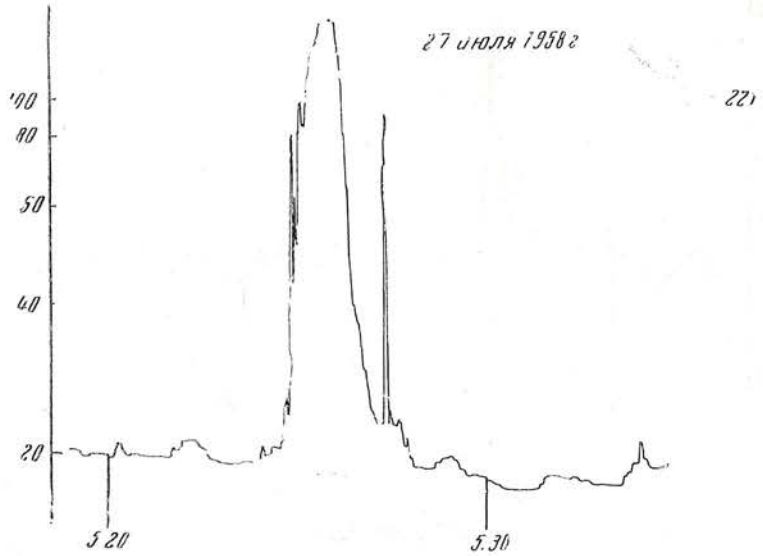

23 июля 1958 г.
-216-
30
20
10
12.00
12.20

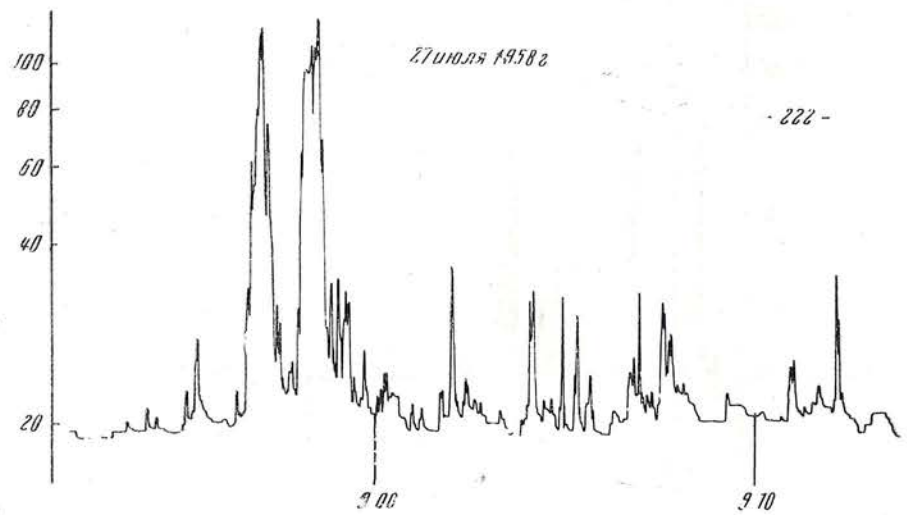

25 июля 1958 г.
-217-
80
60
40
20
4.00
4.20

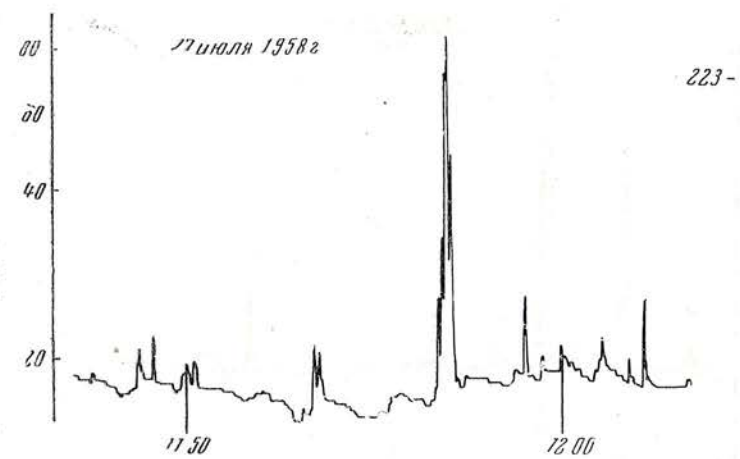

25 июля 1958 г.
- 218 -
40
30
20
10
10.20
10.30

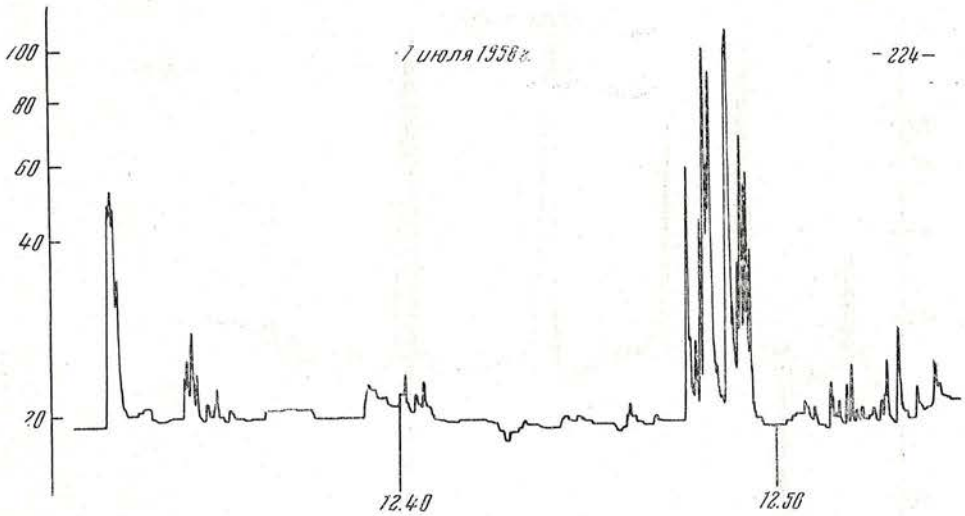

27 июля 1958 г.
- 219 -
100
80
60
40
20
3.40
3.50

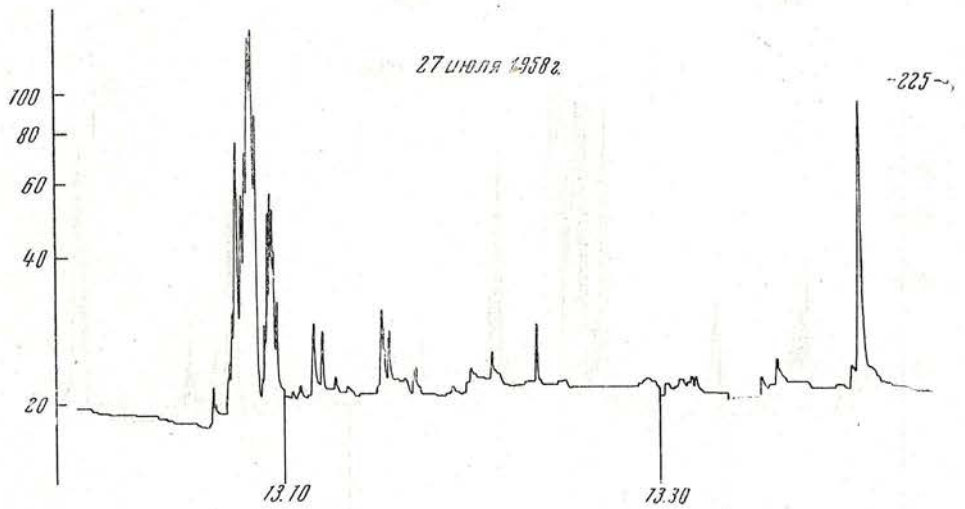

27 июля 1958 г.
- 220 -
80
60
40
20
5.10
5.20

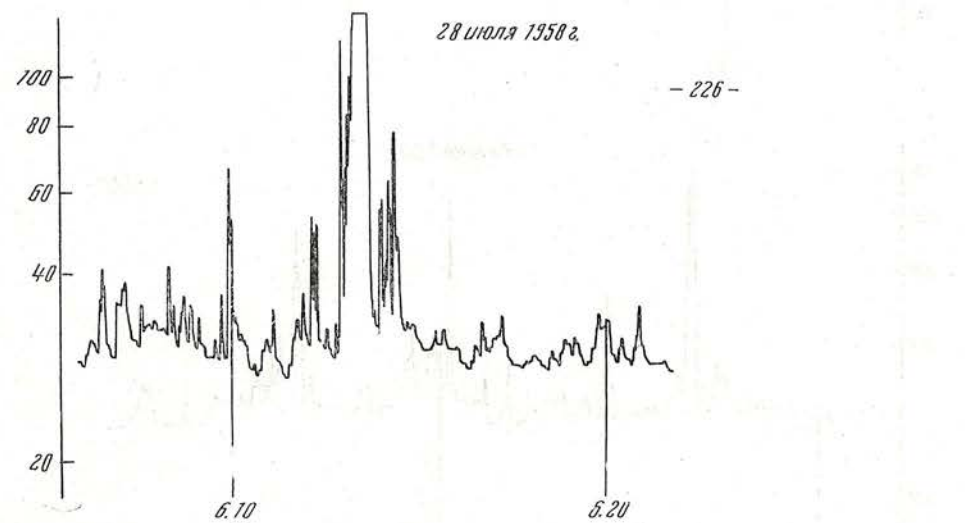

27 июля 1958 г
221
100
80
60
40
20
5 20
5.30

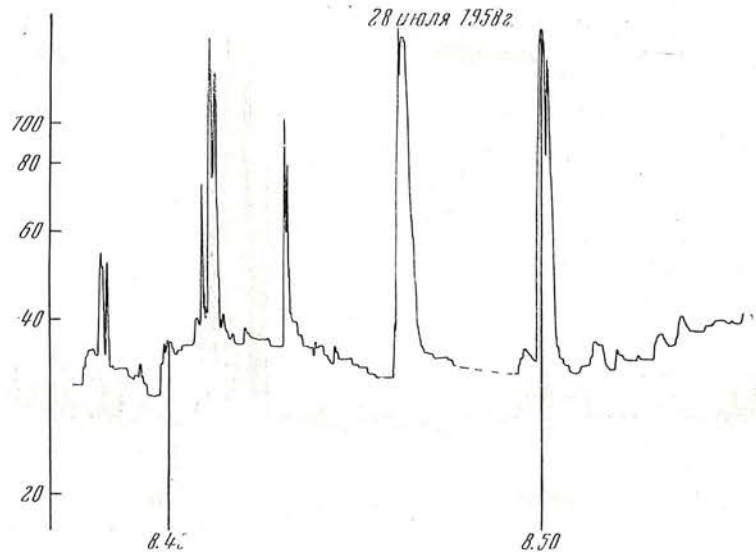

27 июля 1958 г
- 222 -
100
80
60
40
20
9 00
9 10


27 июля 1958 г
223 -
80
60
40
20
11 50
12 00

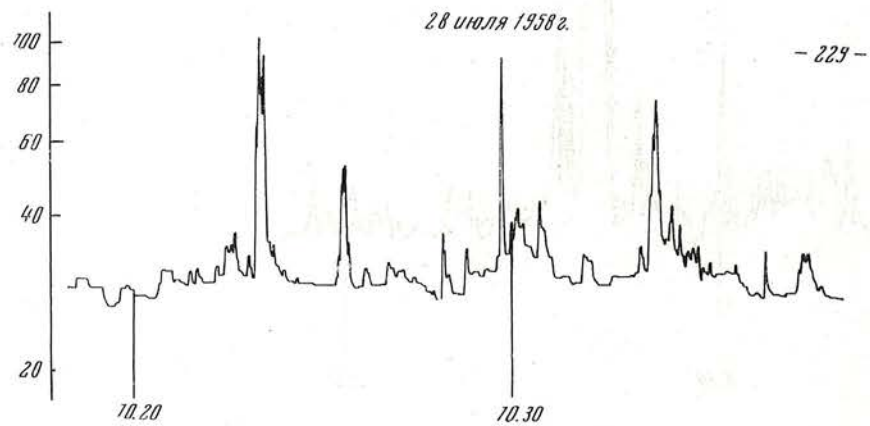

7 июля 1956 г.
- 224 -
100
80
60
40
20
12.40
12.50

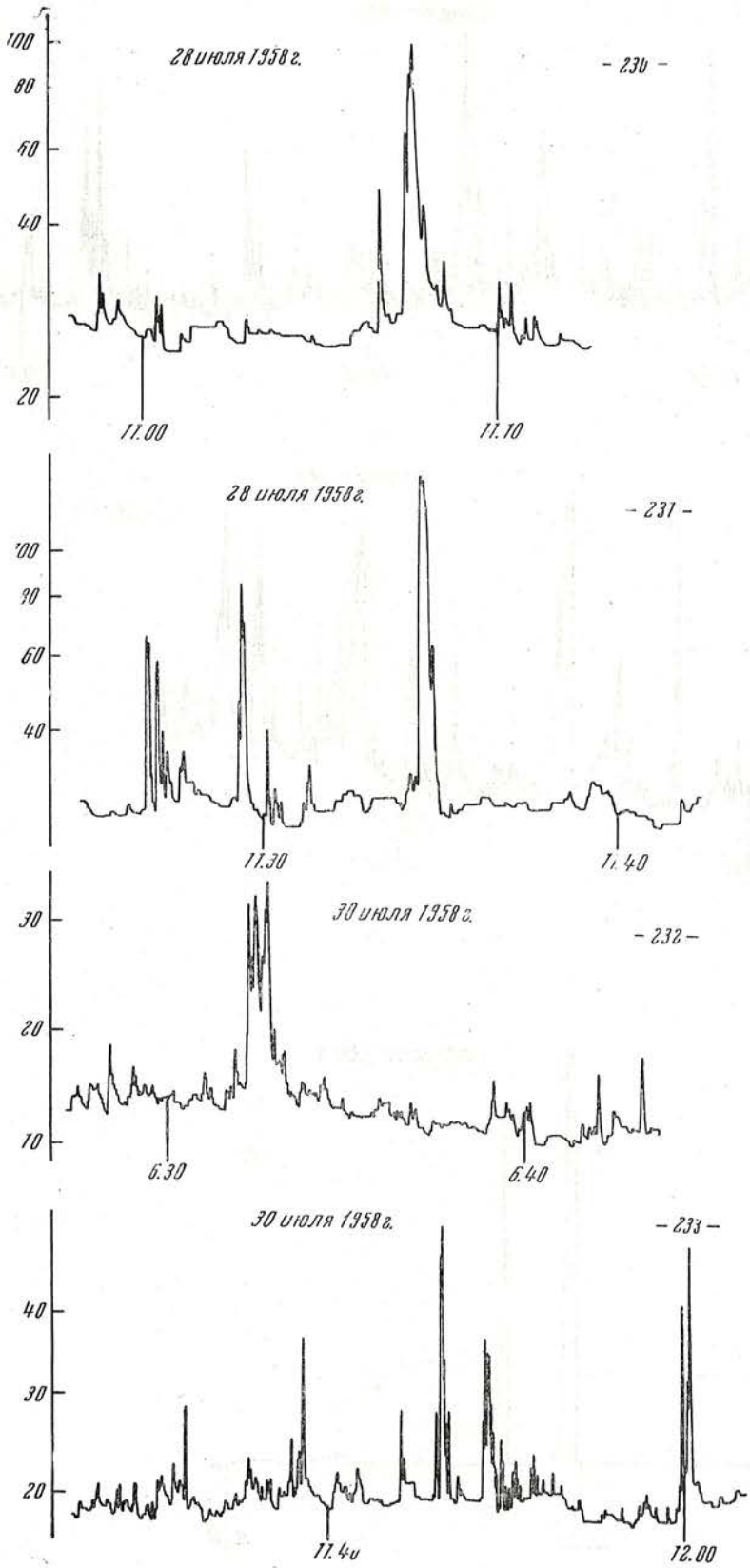

27 июля 1958 г.
- 225 -
100
80
60
40
20
13.10
13.30

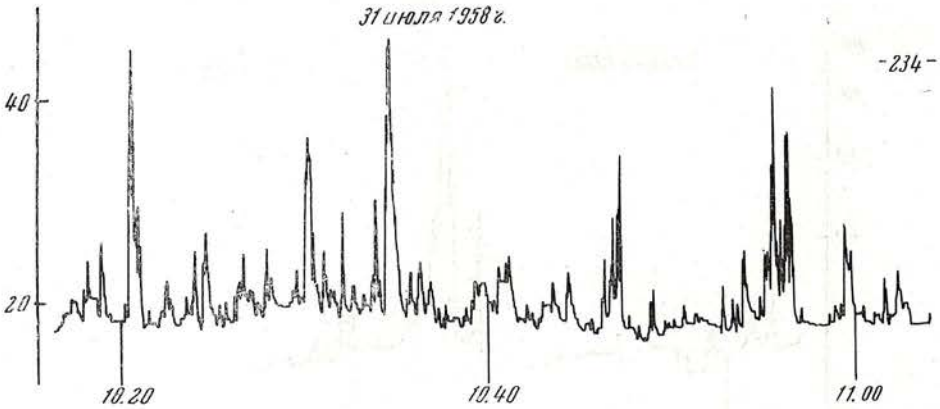

28 июля 1958 г.
- 226 -
100
80
60
40
20
6.10
6.20

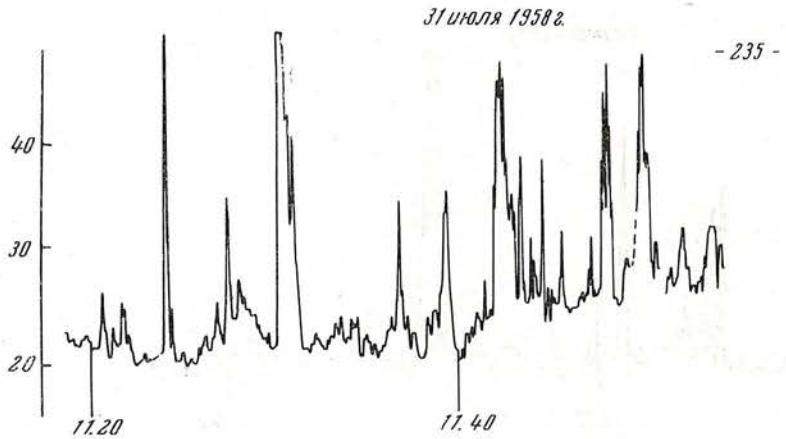

28 июля 1958г.
- 227 -
100
80
60
40
20
8.40
8.50

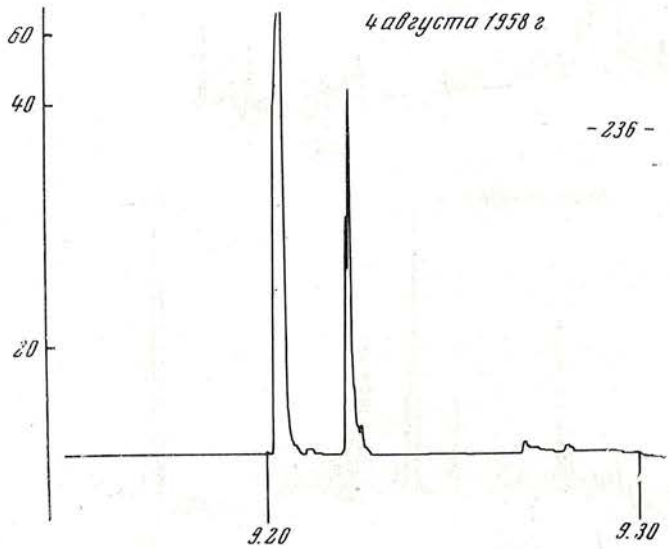

28 июля 1958г.
- 228
100
80
60
40
20
9.40
9.50

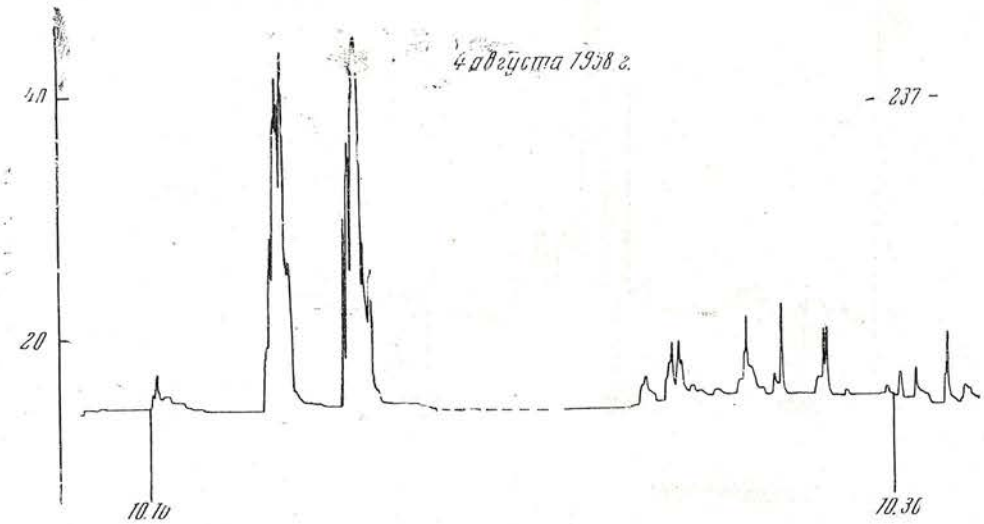

28 июля 1958г.
- 229 -
100
80
60
40
20
10.20
10.30


28 июля 1958 г.
- 230 -
100
80
60
40
20
11.00
11.10
28 июля 1958 г.
- 231 -
100
80
60
40
11.30
11.40
30 июля 1958 г.
- 232 -
30
20
10
6.30
6.40
30 июля 1958 г.
- 233 -
40
30
20
11.40
12.00

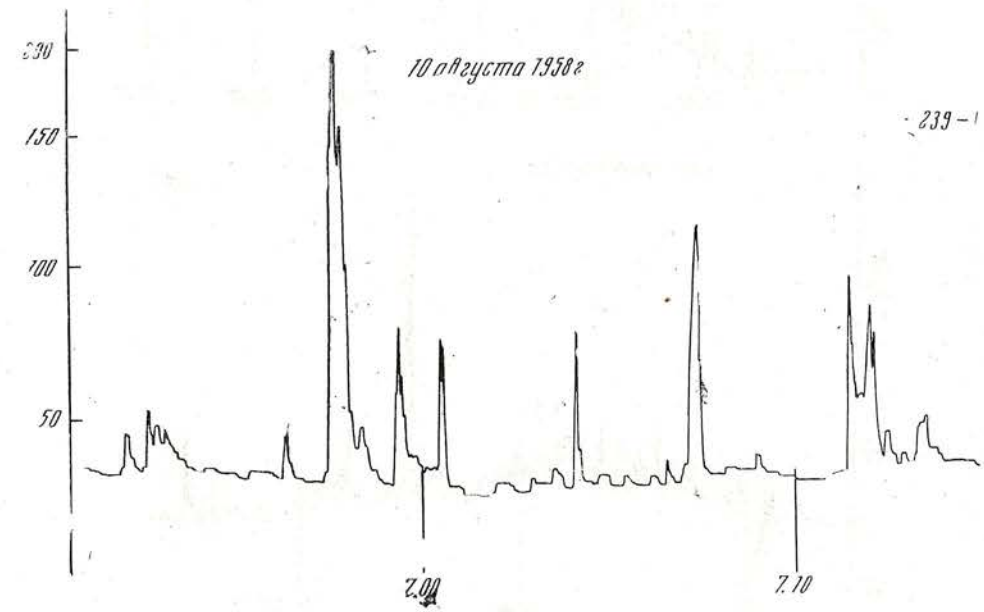

31 июля 1958 г.
-234-
40
20
10.20
10.40
11.00

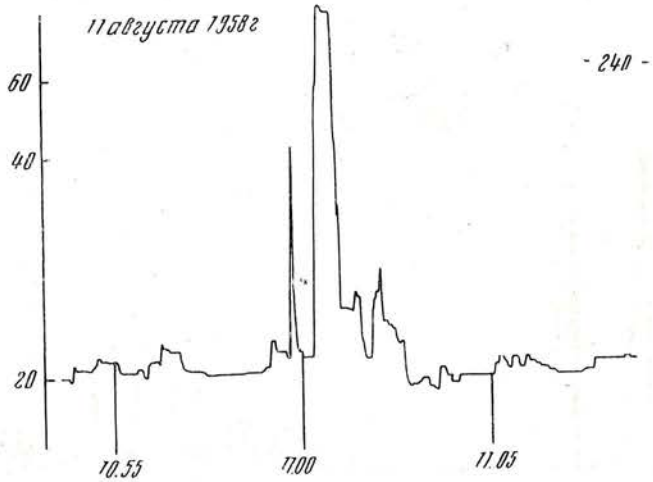

31 июля 1958 г.
-235-
40
30
20
11.20
11.40

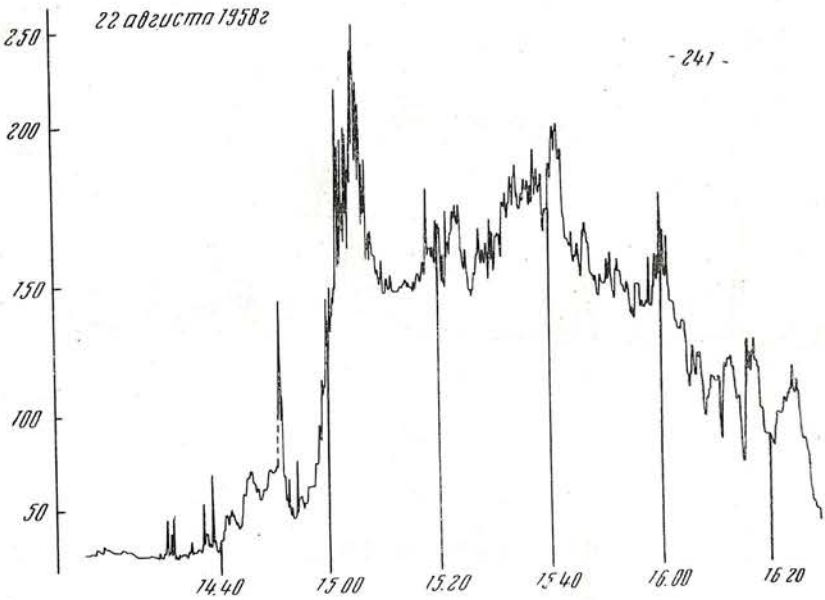

4 августа 1958 г.
-236-
60
40
20
9.20
9.30

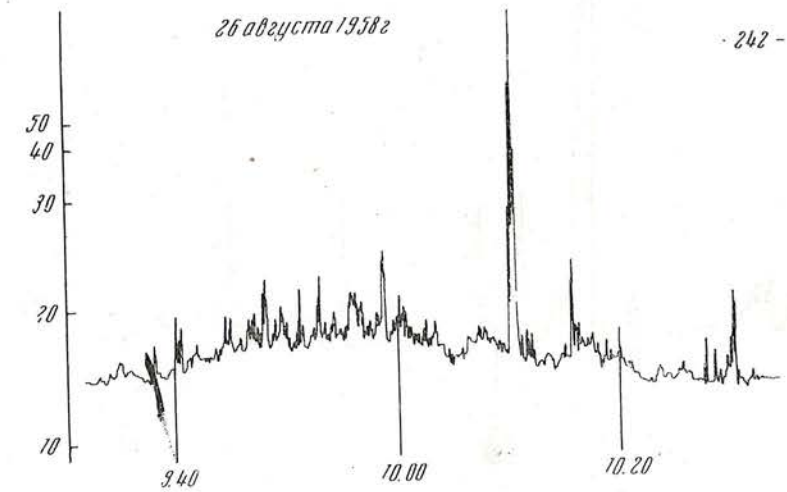

4 августа 1958 г.
- 237 -
40
20
10.10
10.36

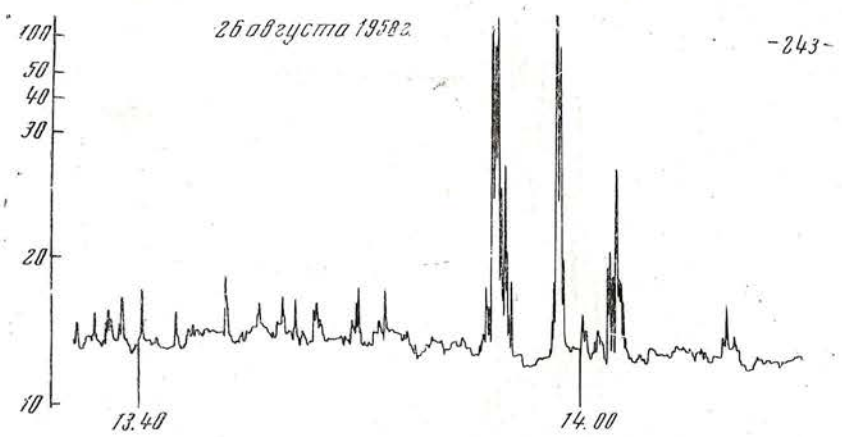

9 августа 1958 г.
- 238 -
60
40
20
11.10
11.20

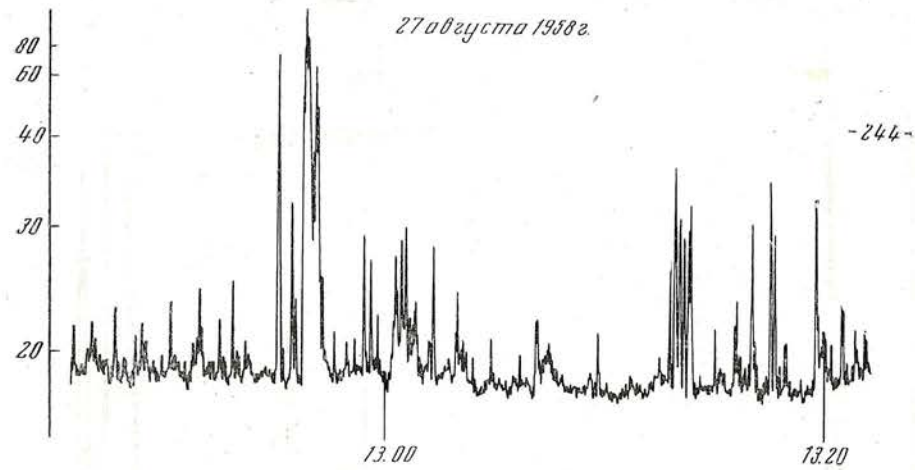

10 августа 1958 г
- 239 -
150
100
50
7.00
7.10

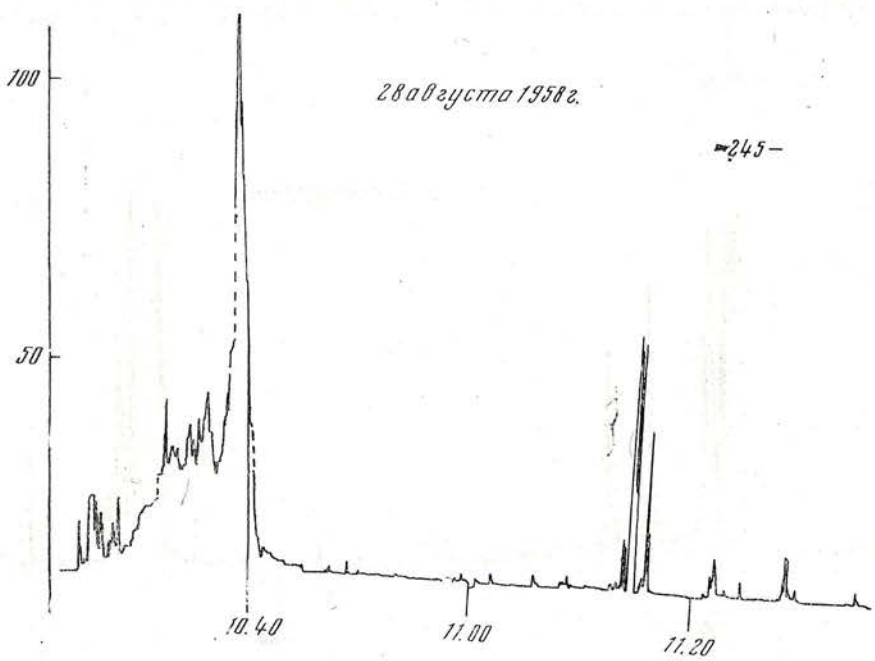

11 августа 1958г
- 240 -
60
40
20
10.55
11.00
11.05

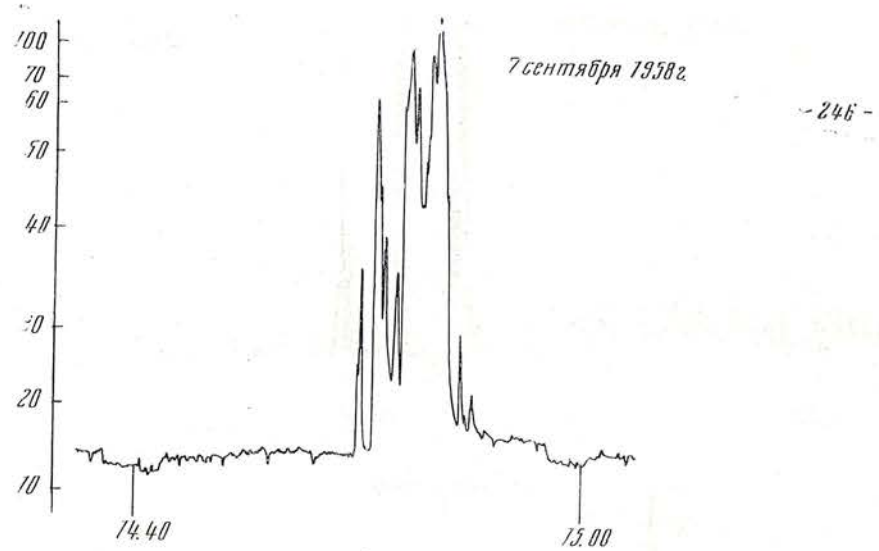

22 августа 1958г
- 241 -
250
200
150
100
50
14.40
15.00
15.20
15.40
16.00
16.20

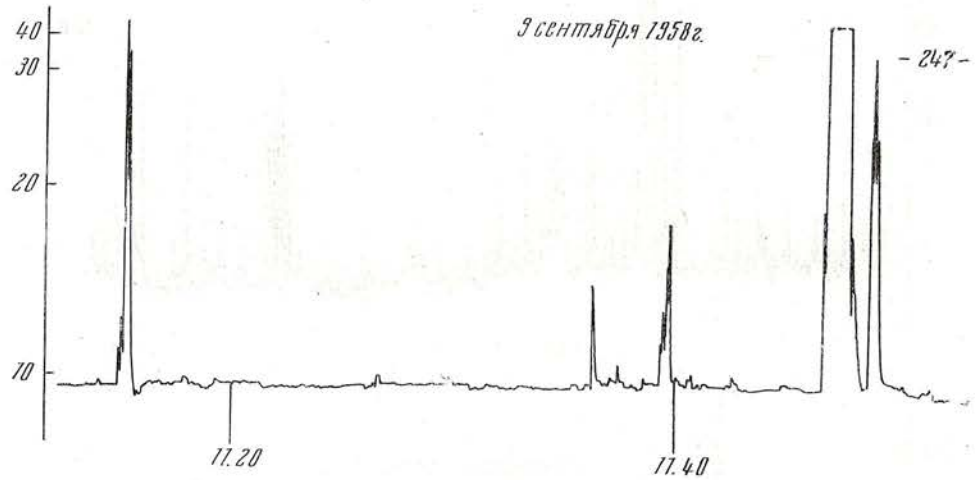

26 августа 1958г
- 242 -
50
40
30
20
10
9.40
10.00
10.20

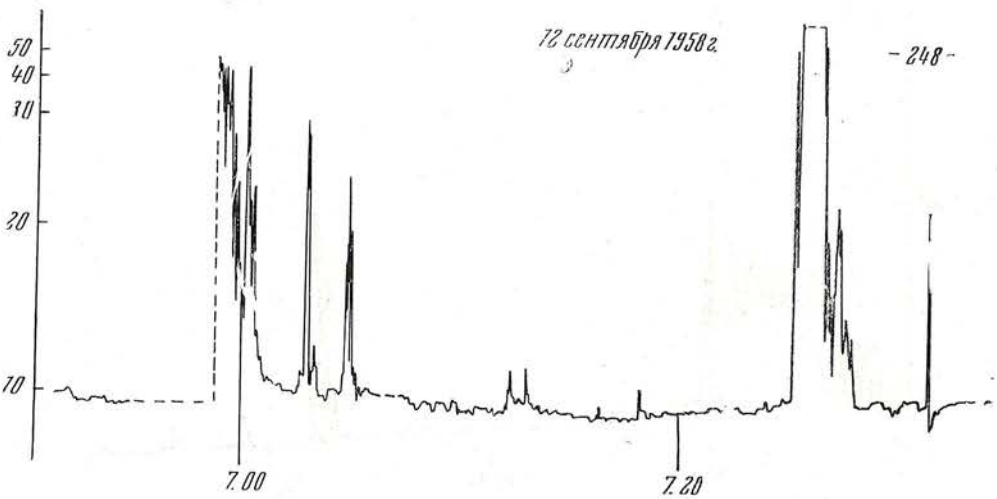

26 августа 1958 г.
-243-
100
50
40
30
20
10
13.40
14.00

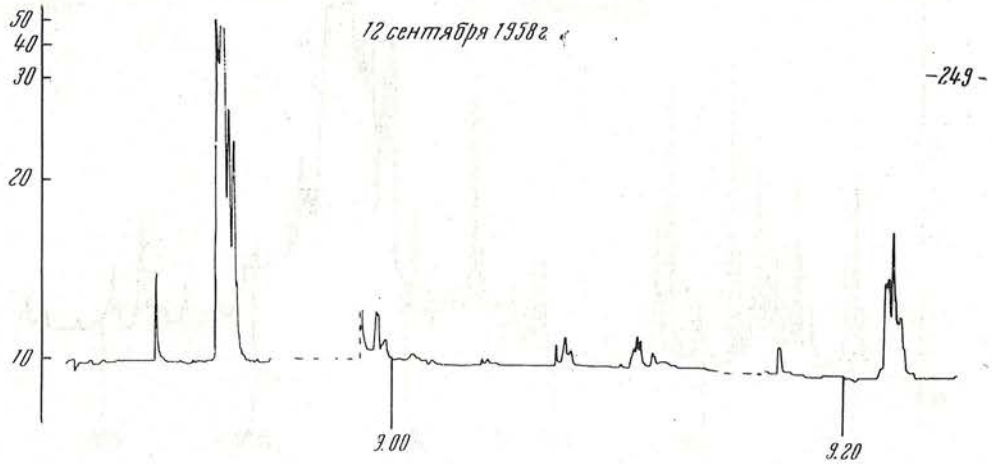

27 августа 1958 г.
-244-
80
60
40
30
20
13.00
13.20

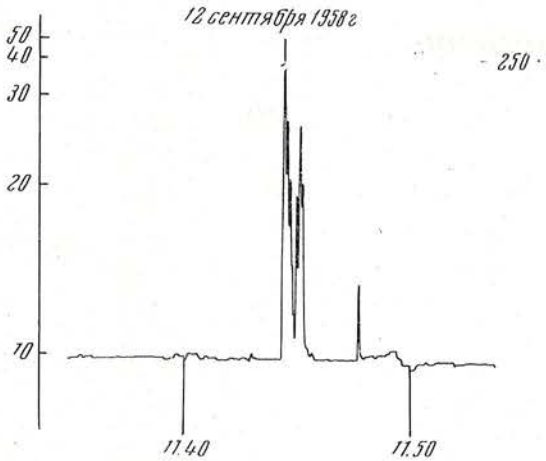

28 августа 1958 г.
-245-
100
50
10.40
11.00
11.20

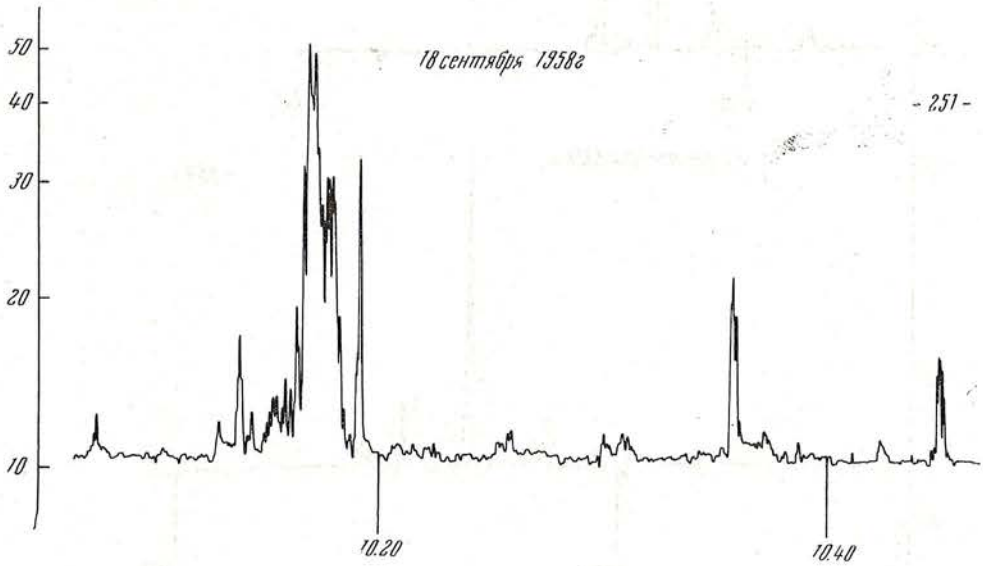

7 сентября 1958г.
- 246 -
100
70
60
50
40
30
20
10
14.40
15.00

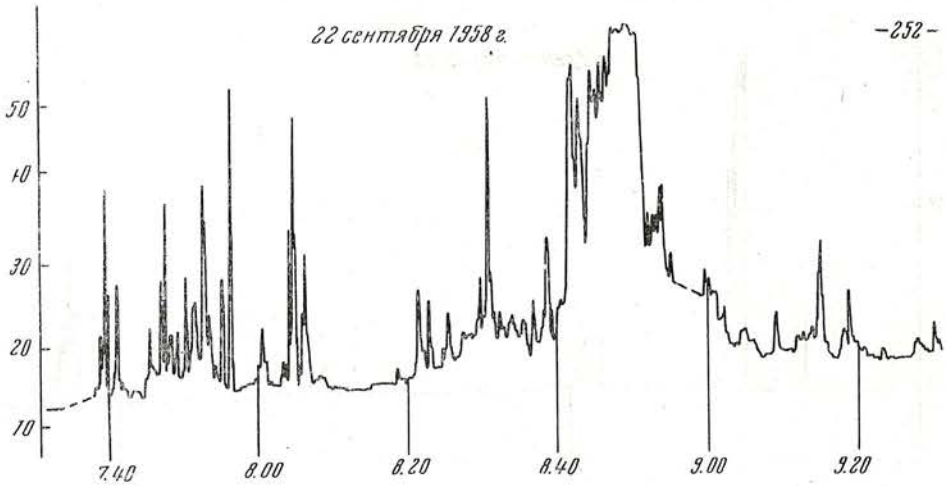

9 сентября 1958г.
- 247 -
40
30
20
10
17.20
17.40

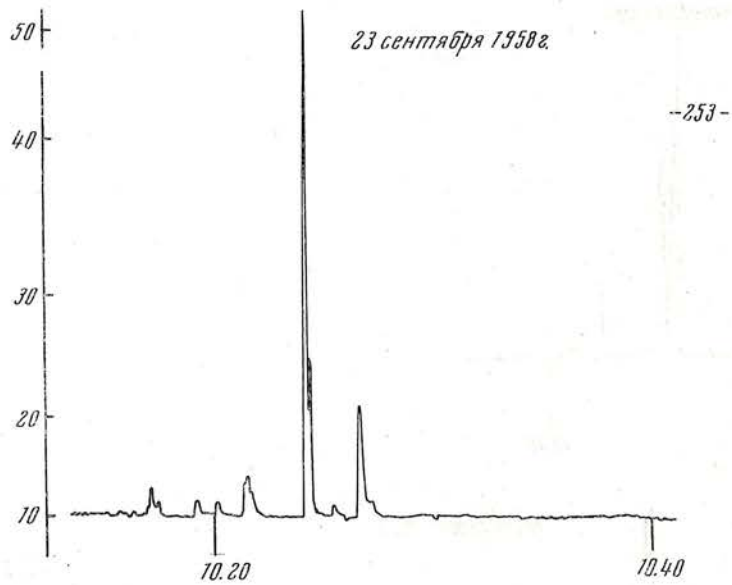

12 сентября 1958г.
- 248 -
50
40
30
20
10
7.00
7.20

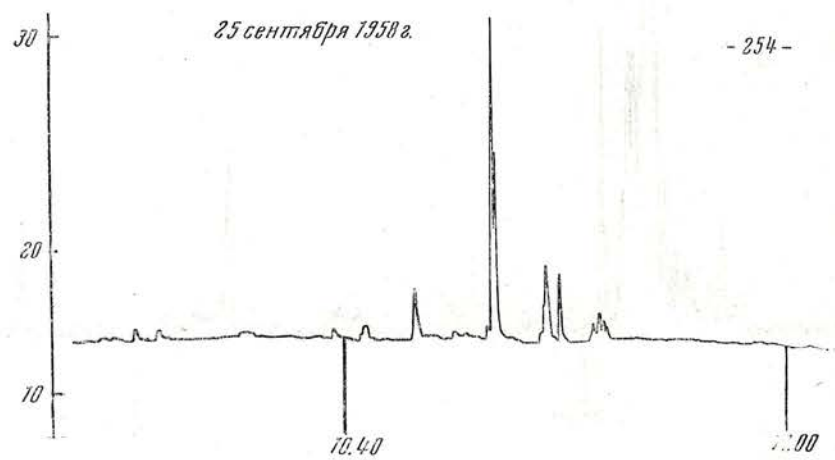

12 сентября 1958 г
-249-
50
40
30
20
10
9.00
9.20

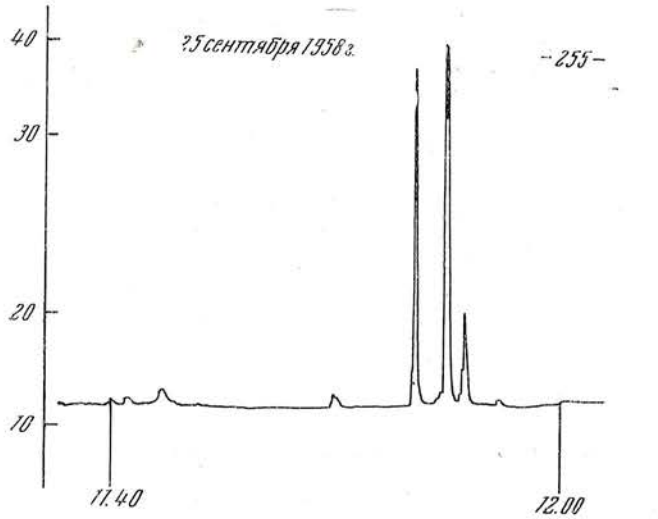

12 сентября 1958 г
-250-
50
40
30
20
10
11.40
11.50

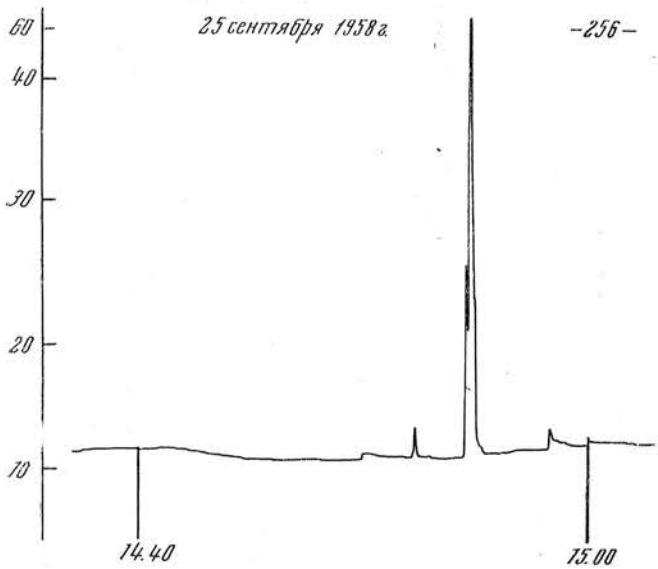

18 сентября 1958 г
-251-
50
40
30
20
10
10.20
10.40

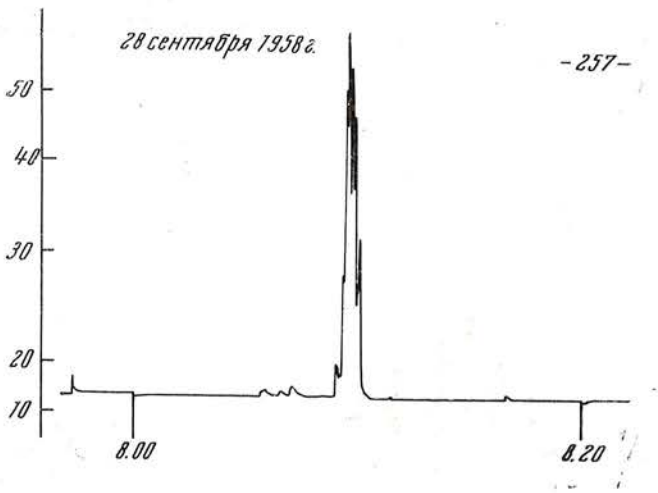

22 сентября 1958 г.
-252-
50
40
30
20
10
7.40
8.00
8.20
8.40
9.00
9.20

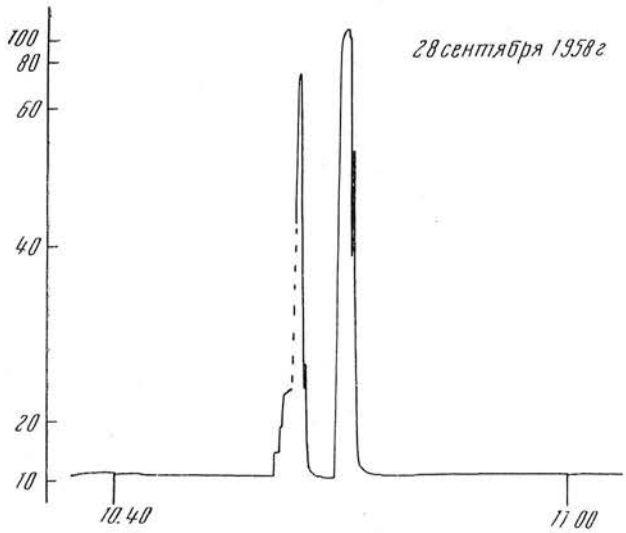

23 сентября 1958 г.
-253-
50
40
30
20
10
10.20
10.40

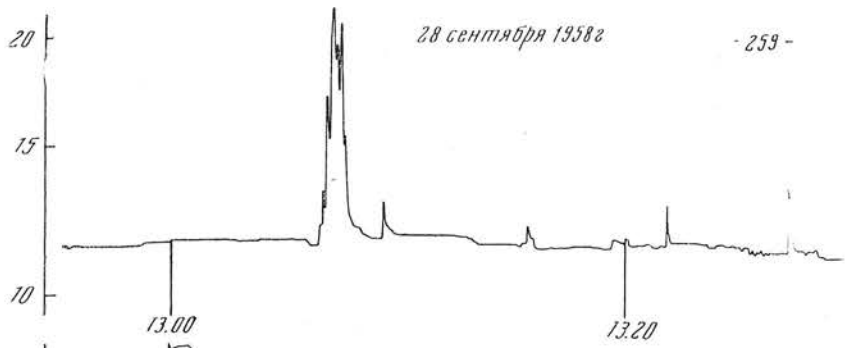

25 сентября 1958 г.
- 254 -
30
20
10
10.40

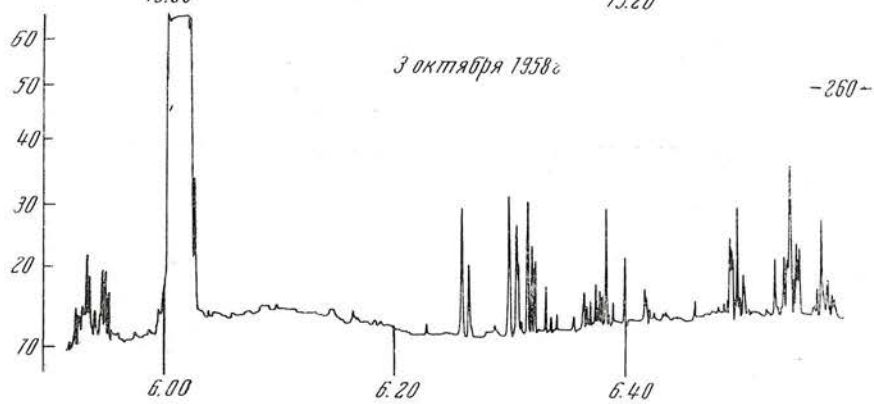

25 сентября 1958 г.
-255-
40
30
20
10
11.40
12.00

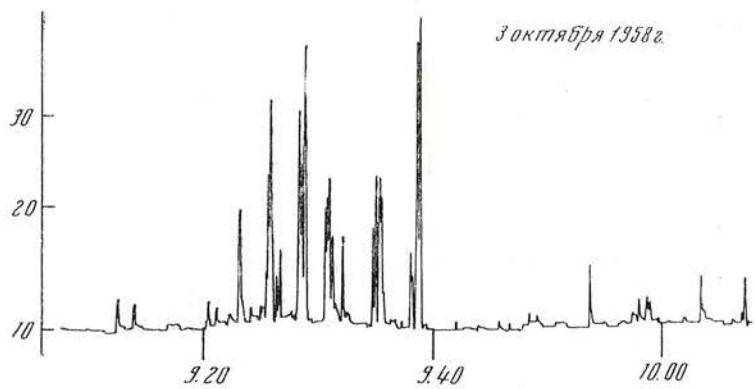

25 сентября 1958 г.
-256-
60
40
30
20
10
14.40
15.00

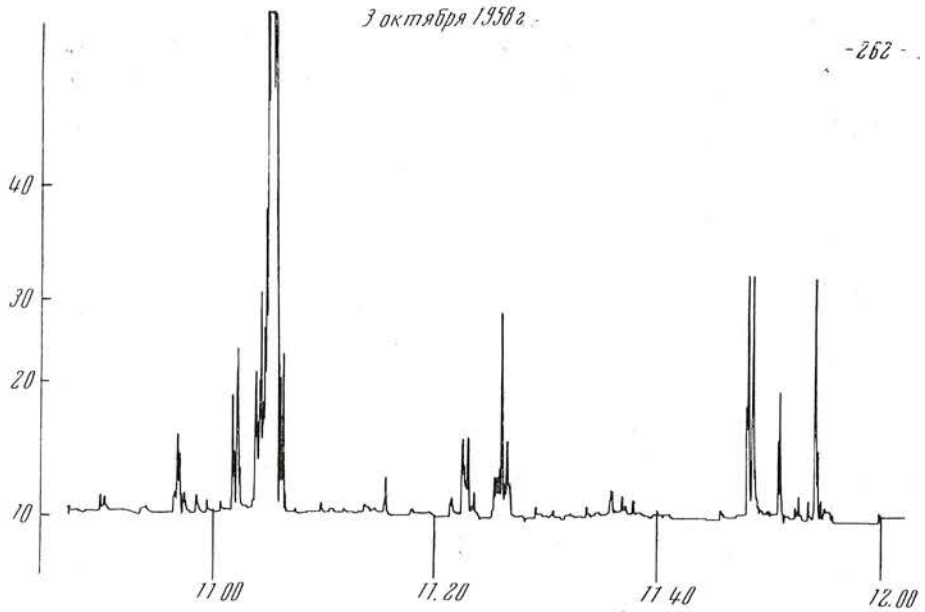

28 сентября 1958 г.
-257-
50
40
30
20
10
8.00
8.20

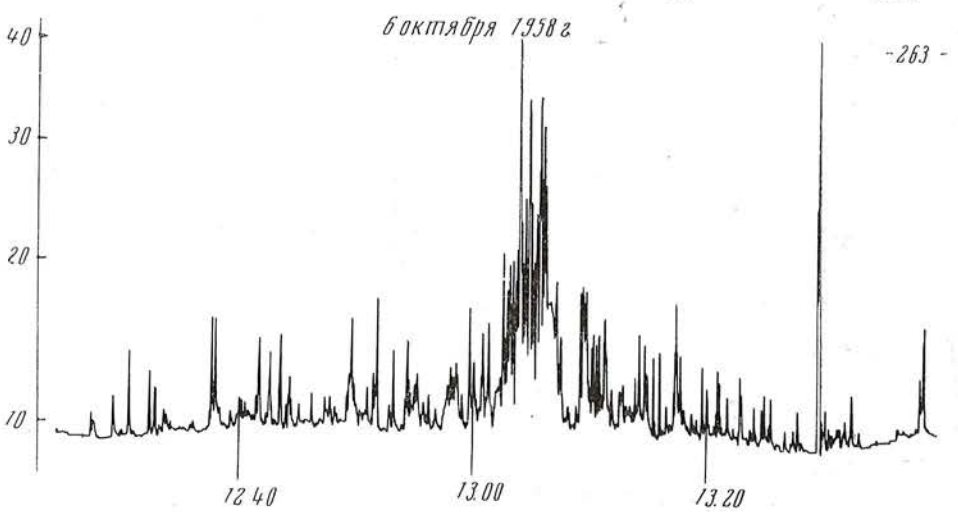

28 сентября 1958 г
-258-
100
80
60
40
20
10
10.40
11.00

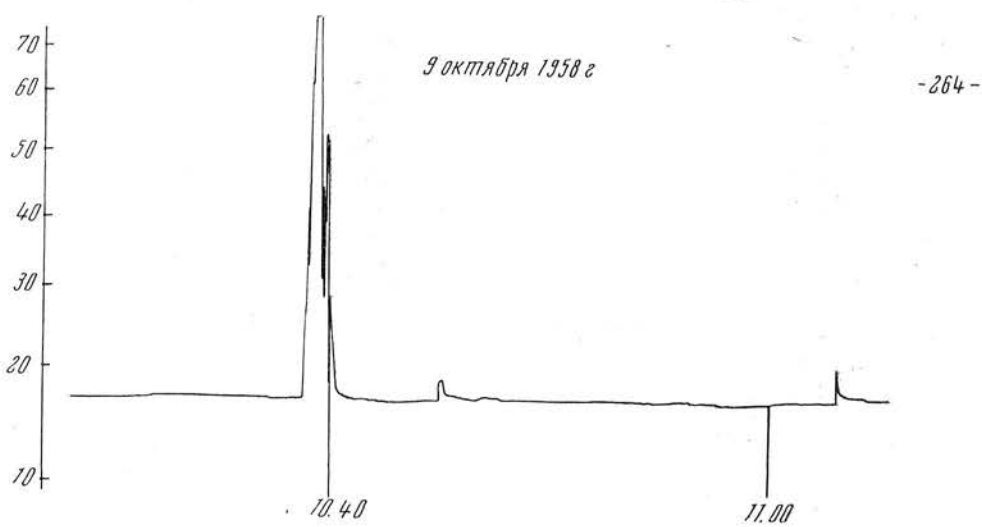

28 сентября 1958 г
-259-
20
15
10
13.00
13.20

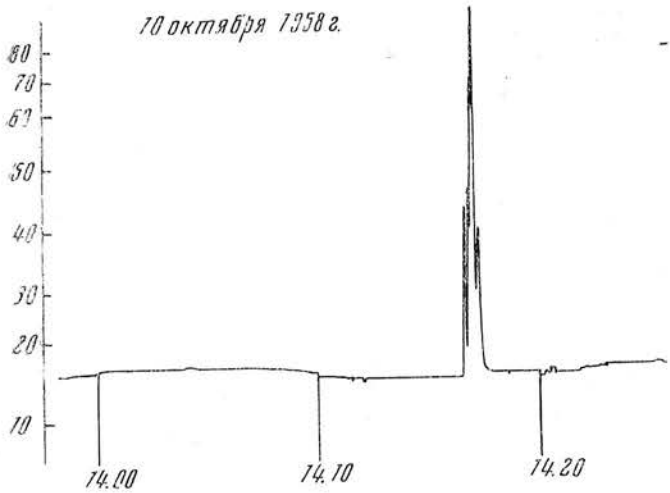

3 октября 1958 г
-260-
60
50
40
30
20
10
6.00
6.20
6.40

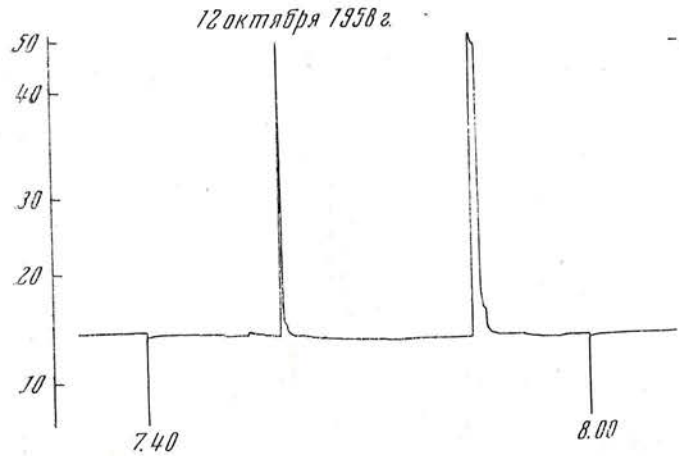

3 октября 1958 г.
-261-
30
20
10
9.20
9.40
10.00

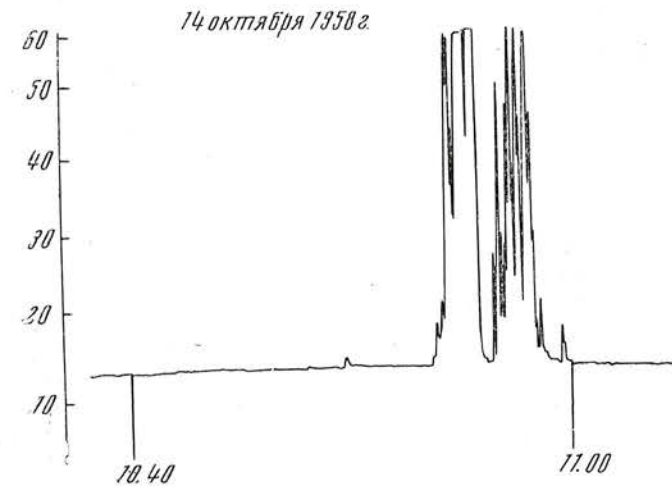

3 октября 1958 г
-262-
40
30
20
10
11.00
11.20
11.40
12.00

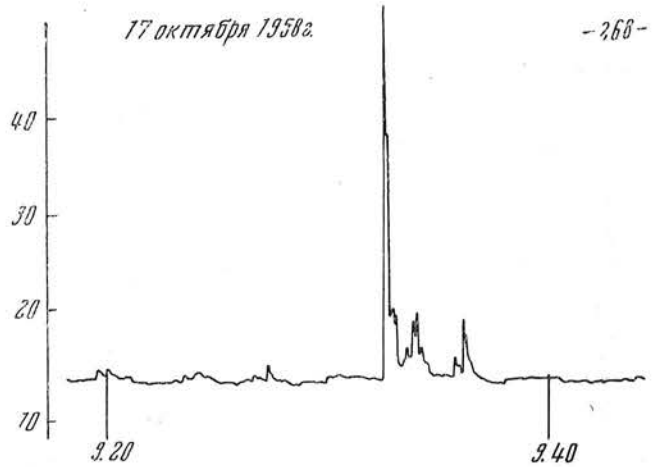

6 октября 1958 г
-263-
40
30
20
10
12.40
13.00
13.20

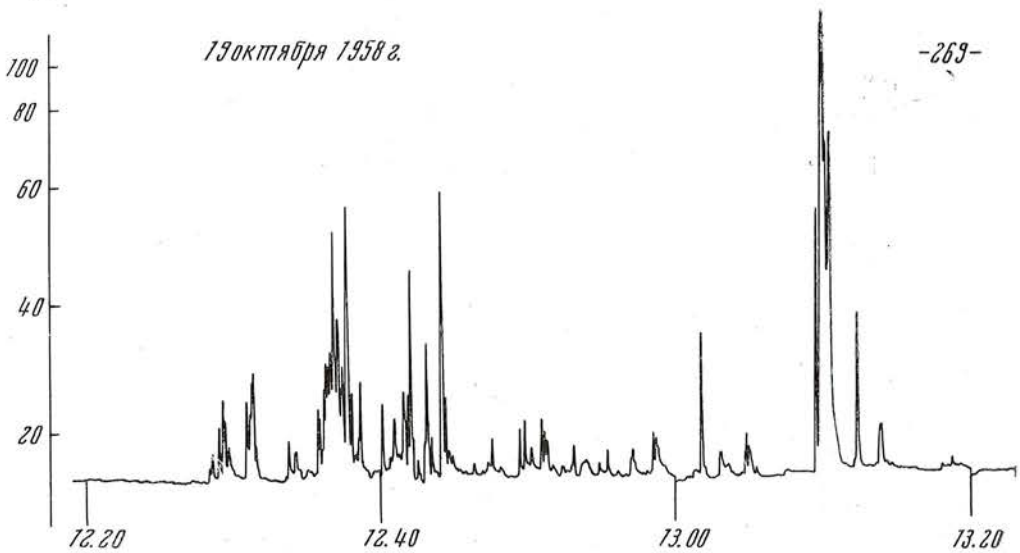

9 октября 1958 г
-264-
70
60
50
40
30
20
10
10.40
11.00

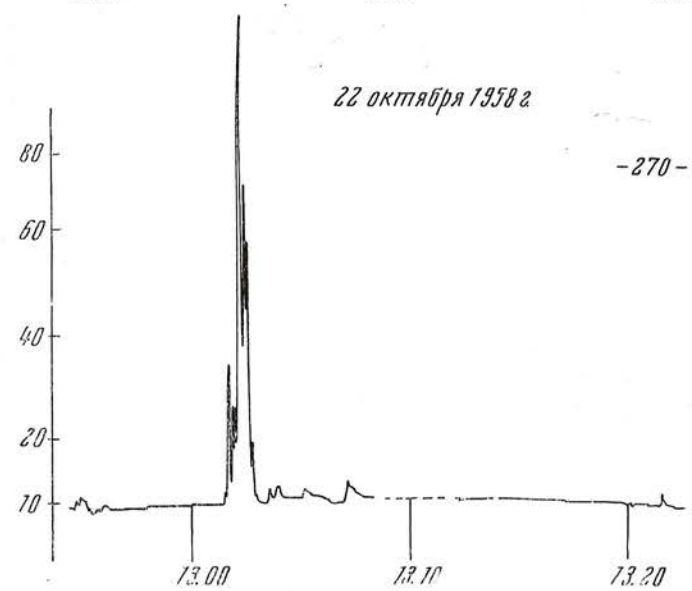

10 октября 1958 г.
- 265 -
80
70
60
50
40
30
20
10
14.00
14.10
14.20

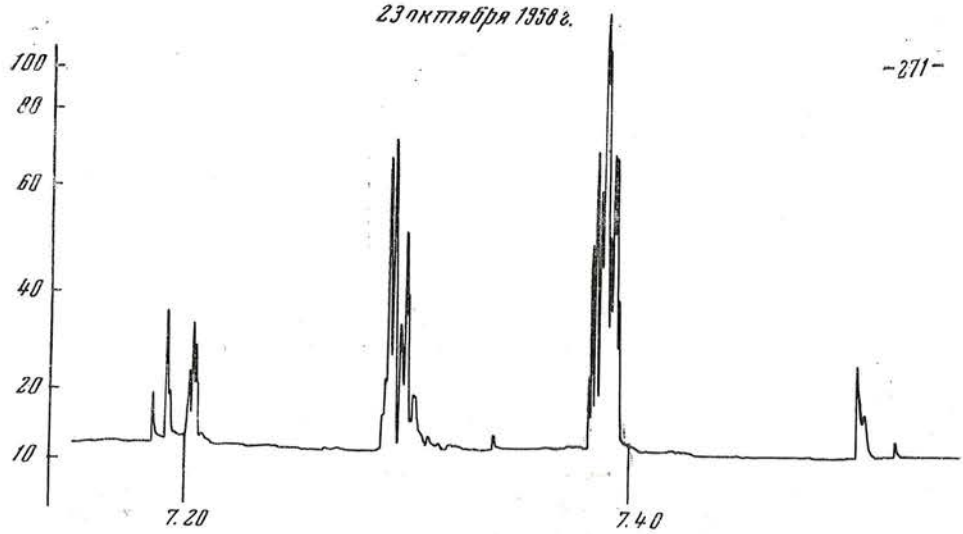

12 октября 1958 г.
- 266 -
50
40
30
20
10
7.40
8.00

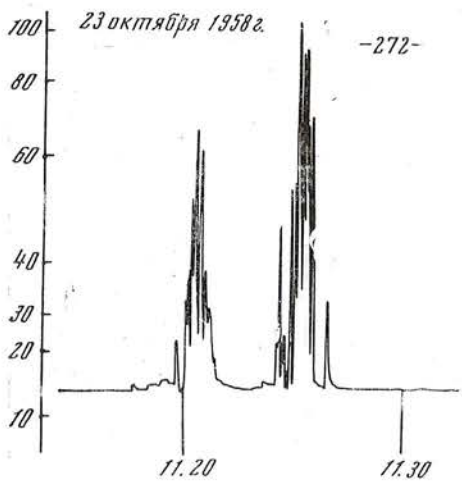

14 октября 1958 г.
- 267 -
60
50
40
30
20
10
10.40
11.00

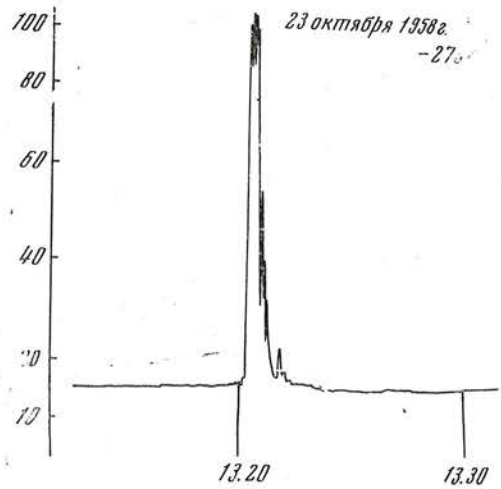

17 октября 1958 г.
-268-
40
30
20
10
9.20
9.40

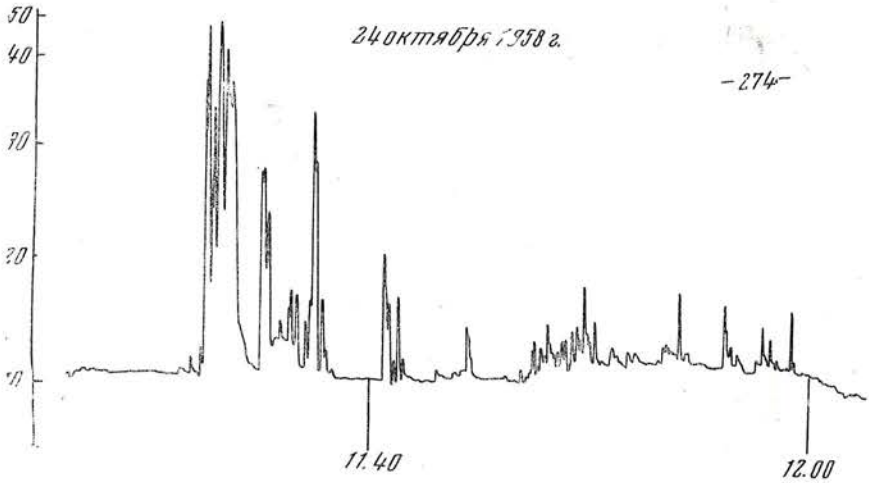

19 октября 1958 г.
-269-
100
80
60
40
20
12.20
12.40
13.00
13.20

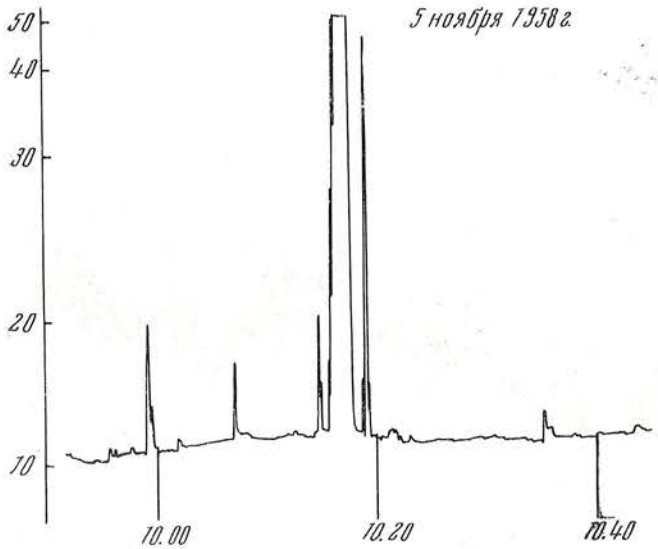

22 октября 1958 г.
-270-
80
60
40
20
10
13.00
13.10
13.20

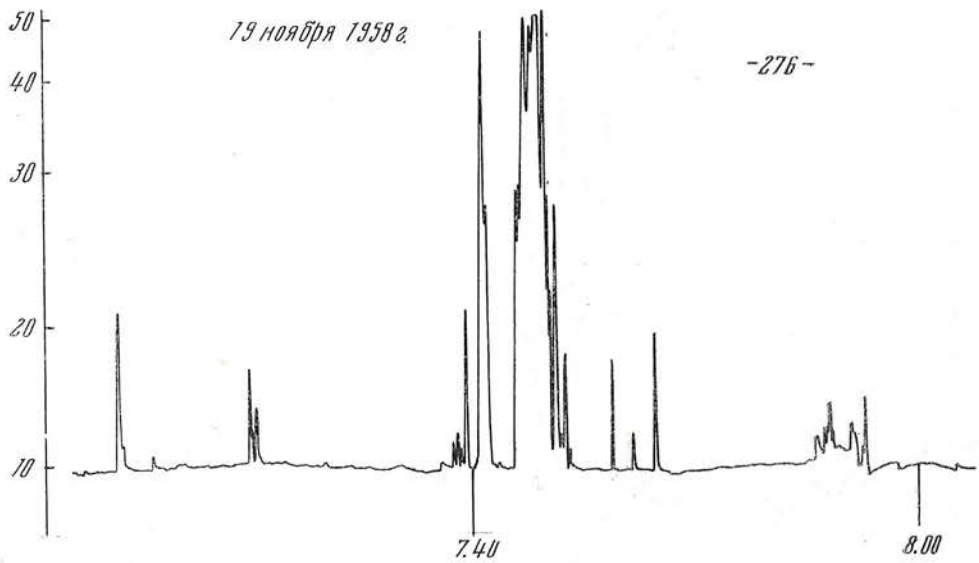

23 октября 1958 г.
-271-
100
80
60
40
20
10
7.20
7.40

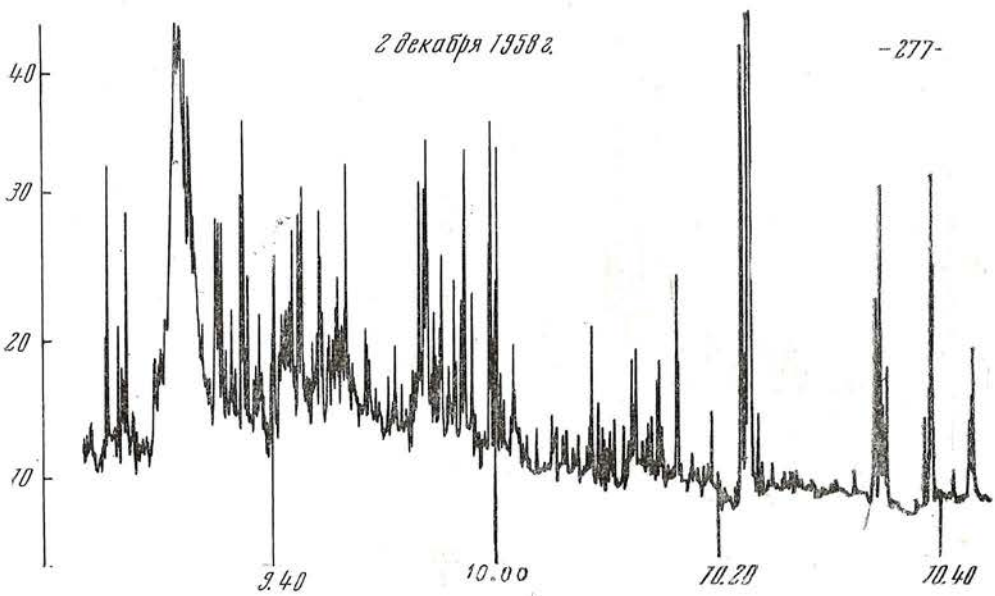

23 октября 1958 г.
-272-
100
80
60
40
30
20
10
11.20
11.30

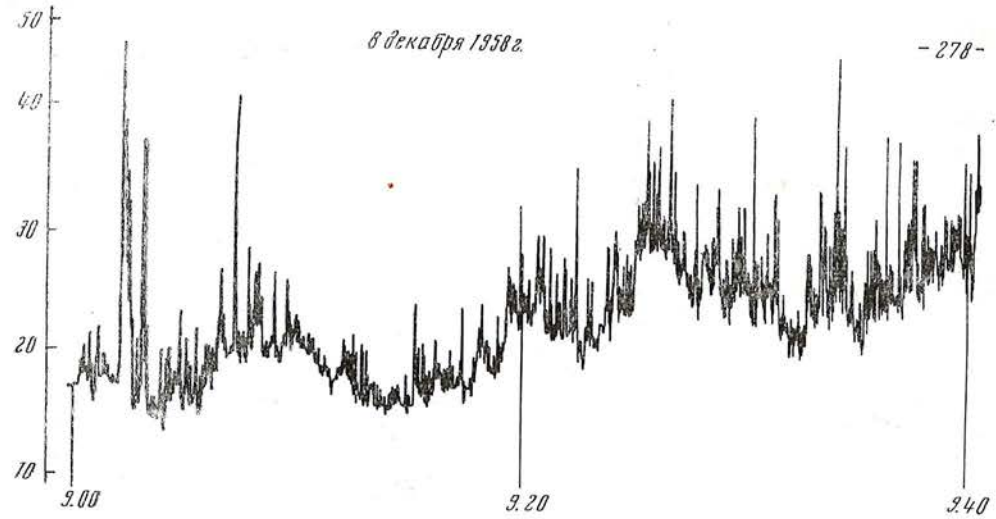

23 октября 1958 г.
100
80
60
40
10
13.20
13.30

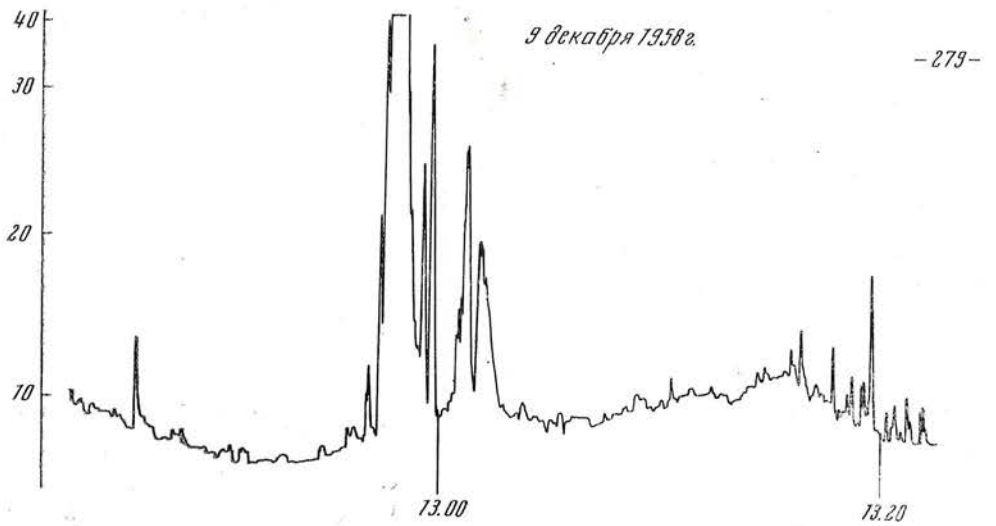

24 октября 1958 г.
-274-
50
40
11.40
12.00

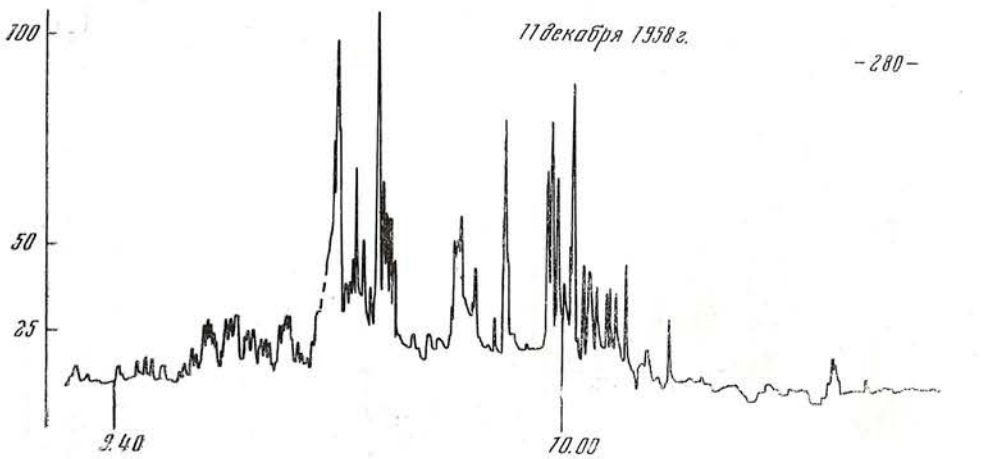

5 ноября 1958 г.
-275-
50
40
30
20
10
10.00
10.20
10.40

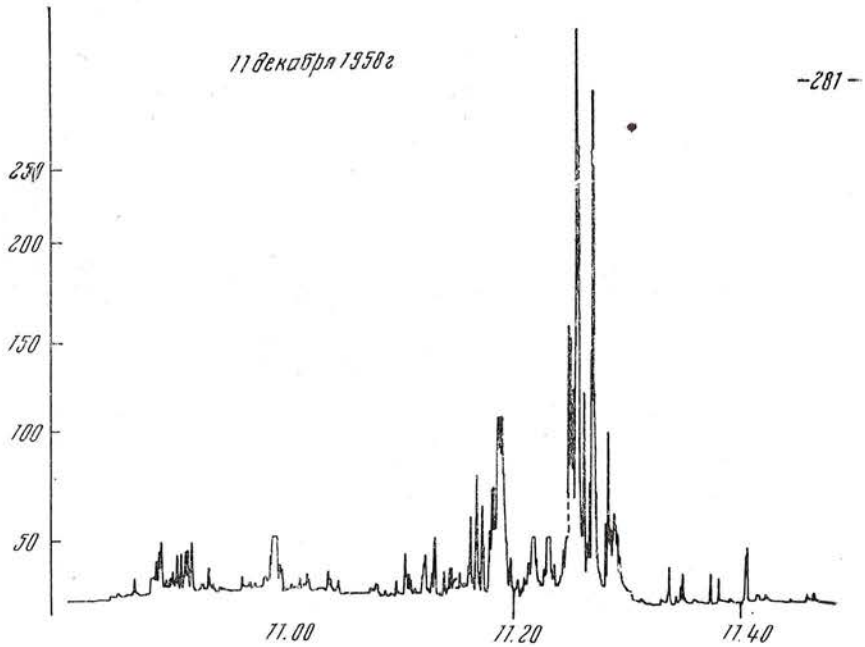

19 ноября 1958 г.
-276-
50
40
30
20
10
7.40
8.00

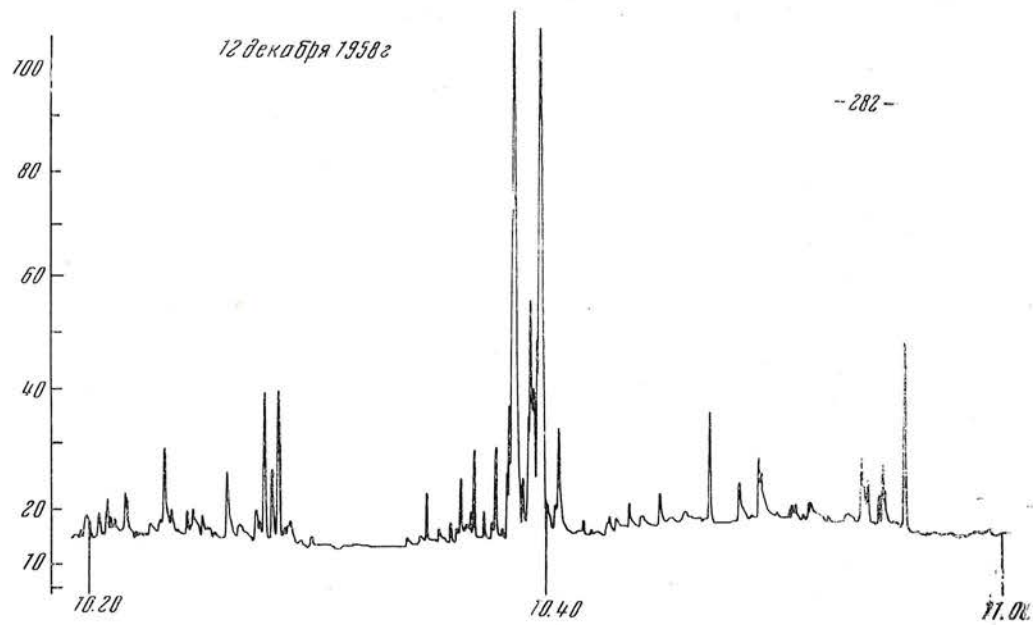

2 декабря 1958 г.
-277-
40
30
20
10
9.40
10.00
10.20
10.40

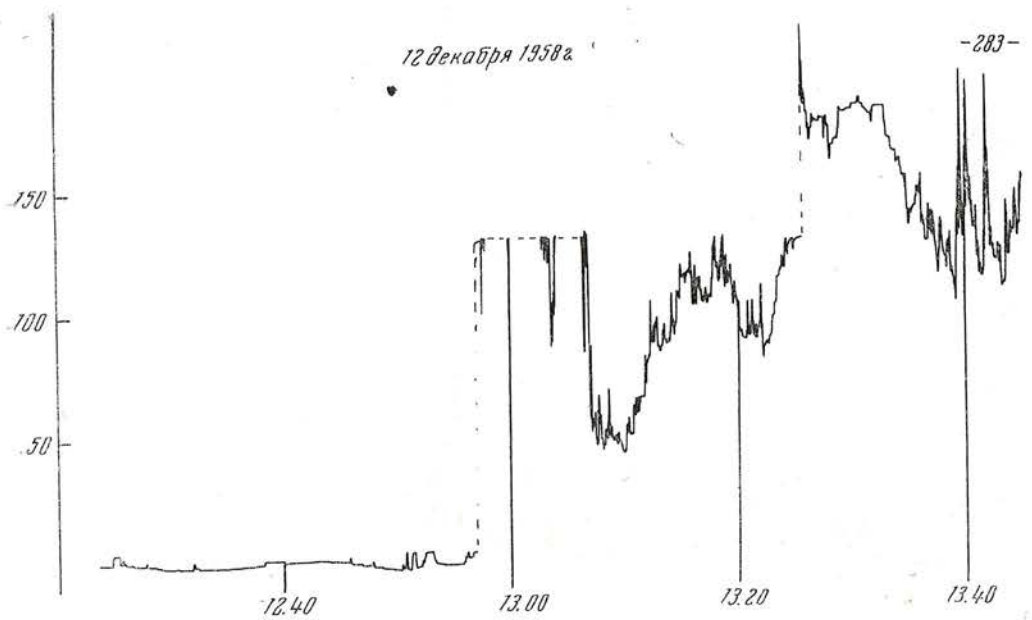

8 декабря 1958 г.
-278-
50
40
30
20
10
9.00
9.20
9.40

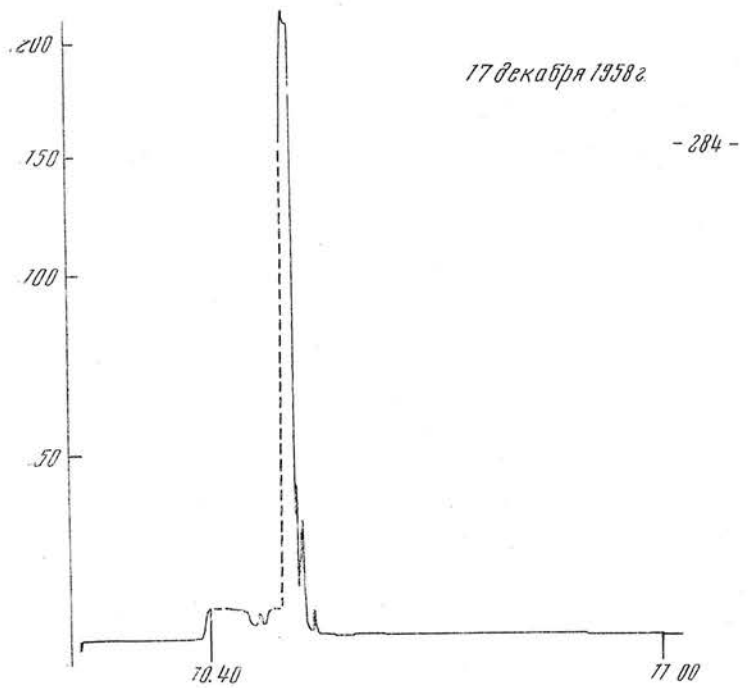

9 декабря 1958 г.
-279-
40
30
20
10
13.00
13.20


11 декабря 1958 г.
-280-
100
50
25
9.40
10.00

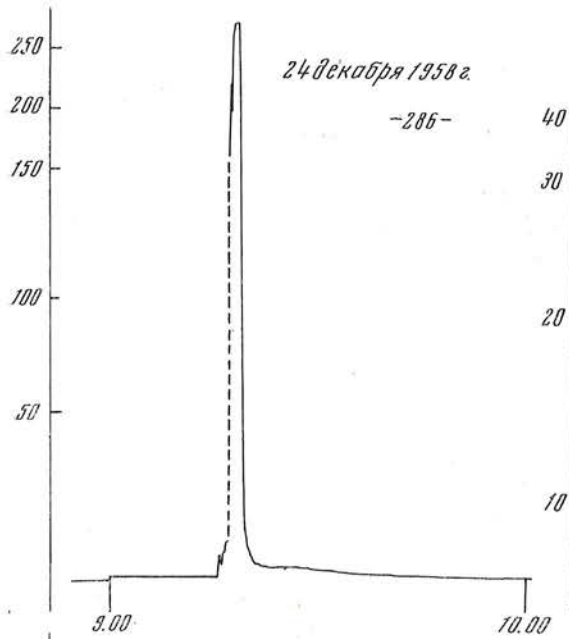

11 декабря 1958г
-281-
250
200
150
100
50
11.00
11.20
11.40

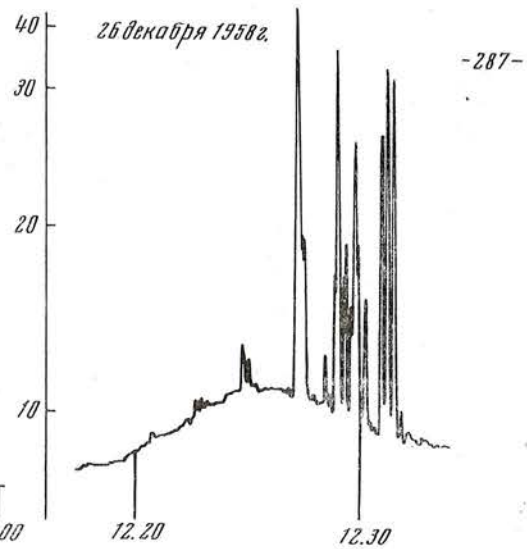

12 декабря 1958г
-282-
100
80
60
40
20
10
10.20
10.40

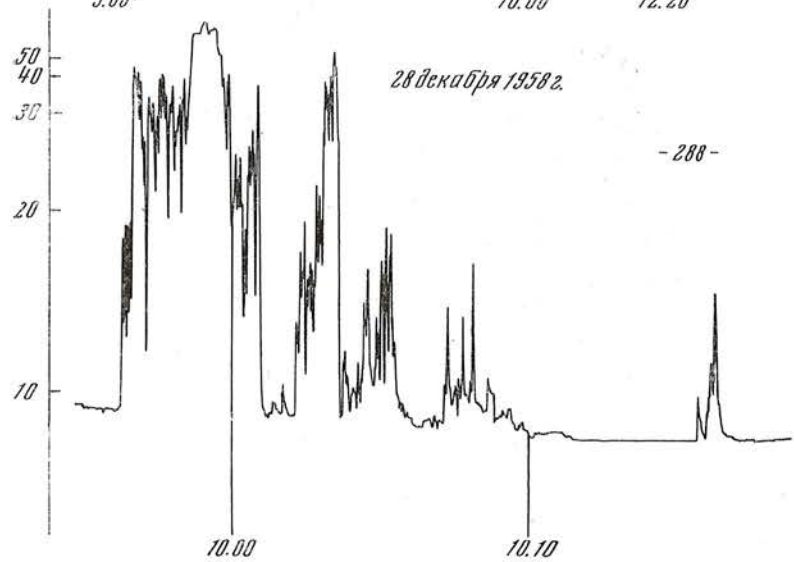

12 декабря 1958 г.
-283-
150
100
50
12.40
13.00
13.20
13.40

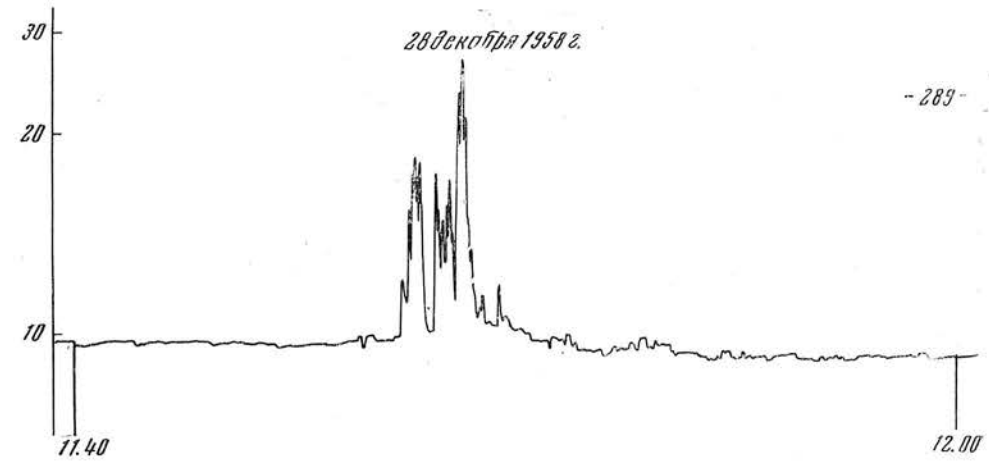

17 декабря 1958 г.
-284-
200
150
100
50
10.40
11.00

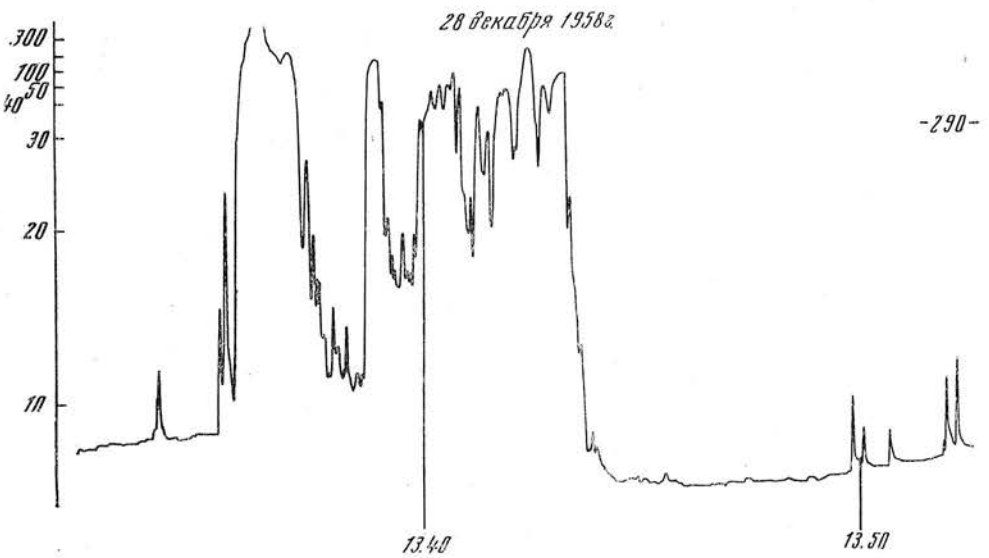

20 декабря 1958 г.
-285-
50
40
30
20
10
10.40
11.00
11.20

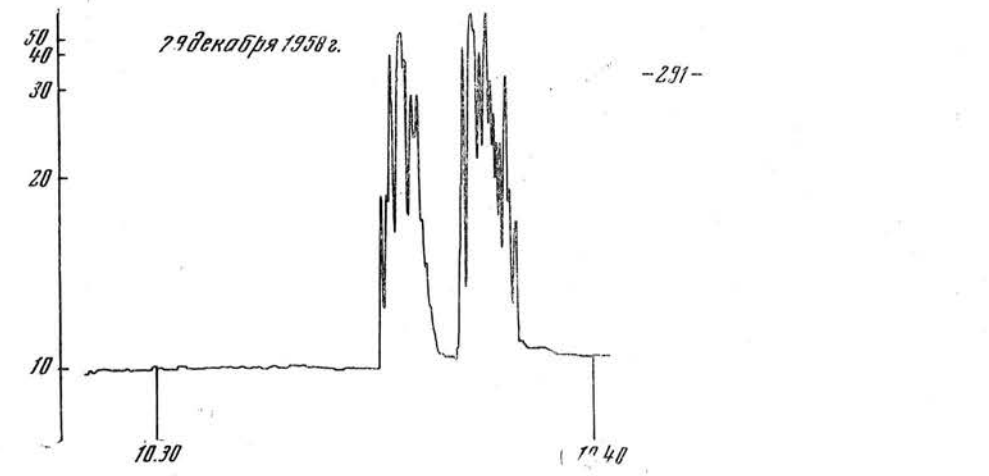

24 декабря 1958 г.
-286-
250
200
150
100
50
9.00
10.00

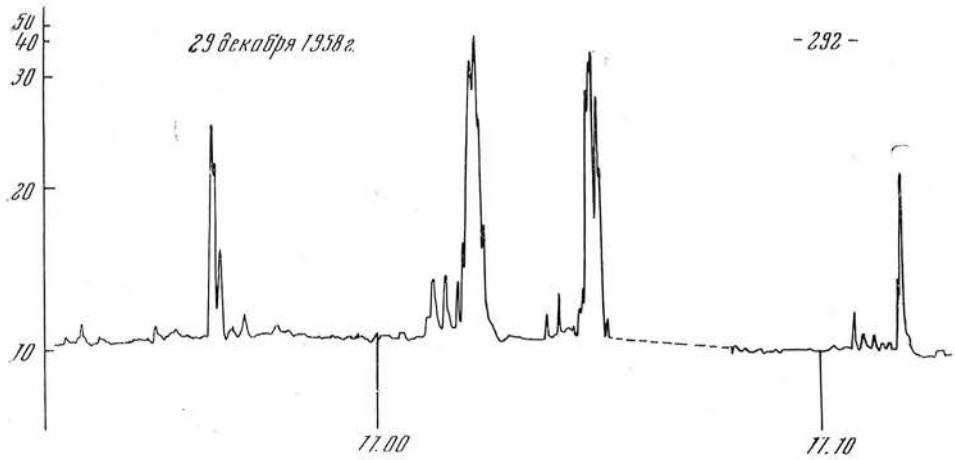

26 декабря 1958 г.
-287-
40
30
20
10
12.20
12.30

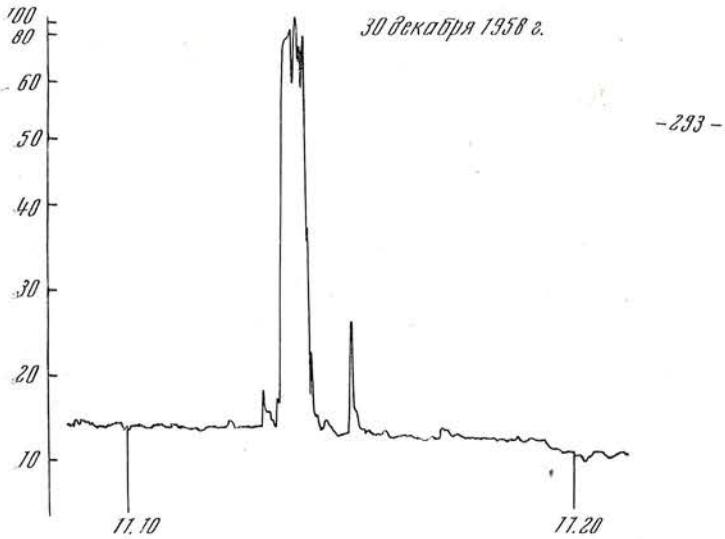

28 декабря 1958 г.
-288-
50
40
30
20
10
10.00
10.10

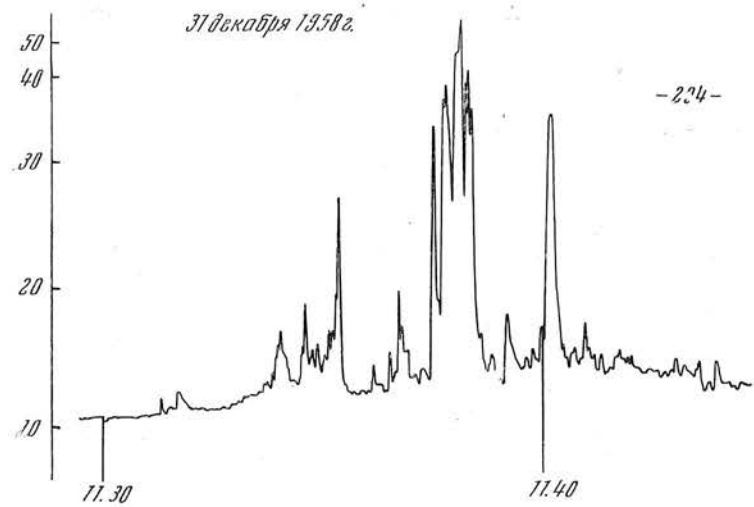

28 декабря 1958 г.
-289-
30
20
10
11.40
12.00

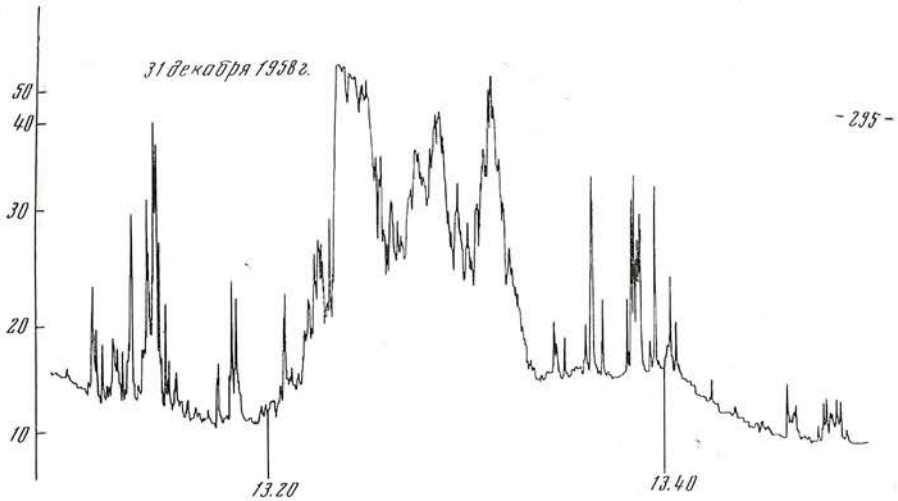

28 декабря 1958 г.
-290-
300
100
50
40
30
20
10
13.40
13.50

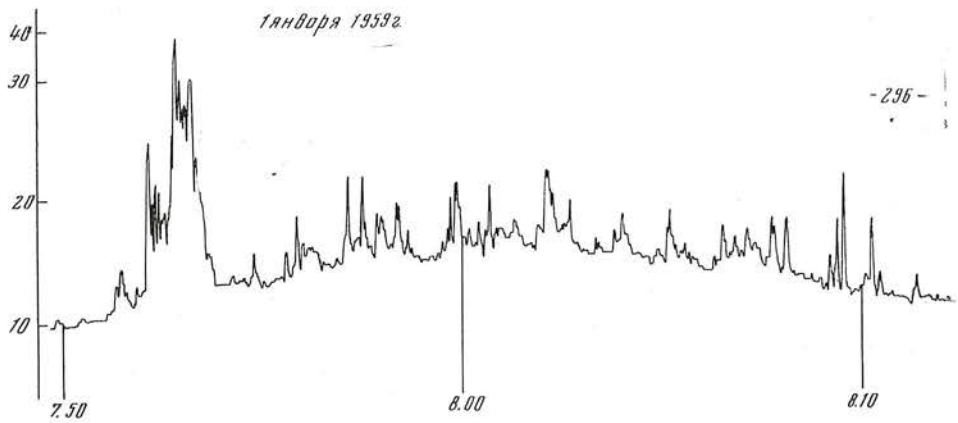

29 декабря 1958 г.
-291-
50
40
30
20
10
10.30

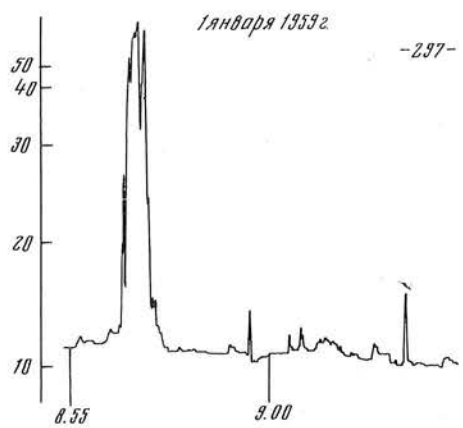

29 декабря 1958 г.
- 292 -
50
40
30
20
10
11.00
11.10

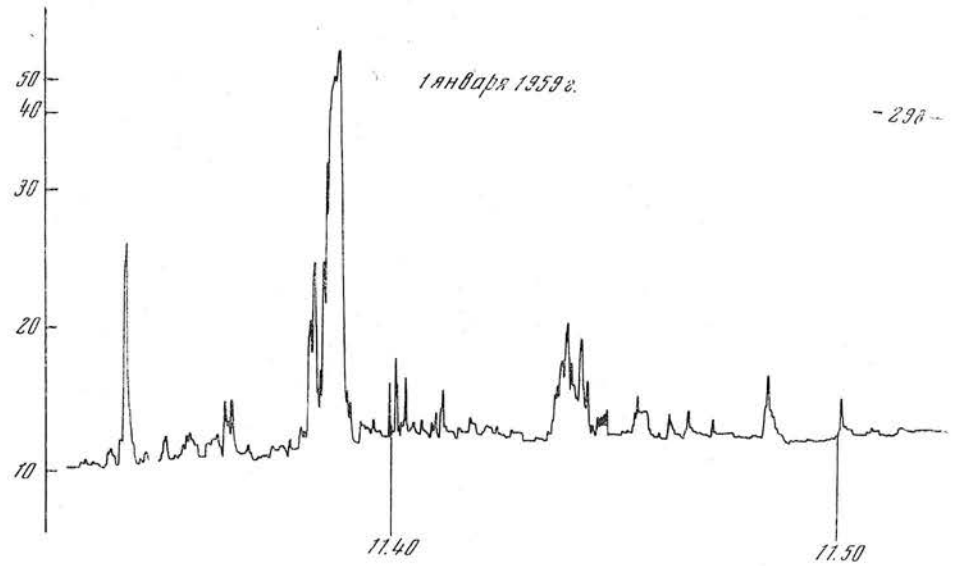

30 декабря 1958 г.
- 293 -
100
80
60
50
40
30
20
10
11.10
11.20

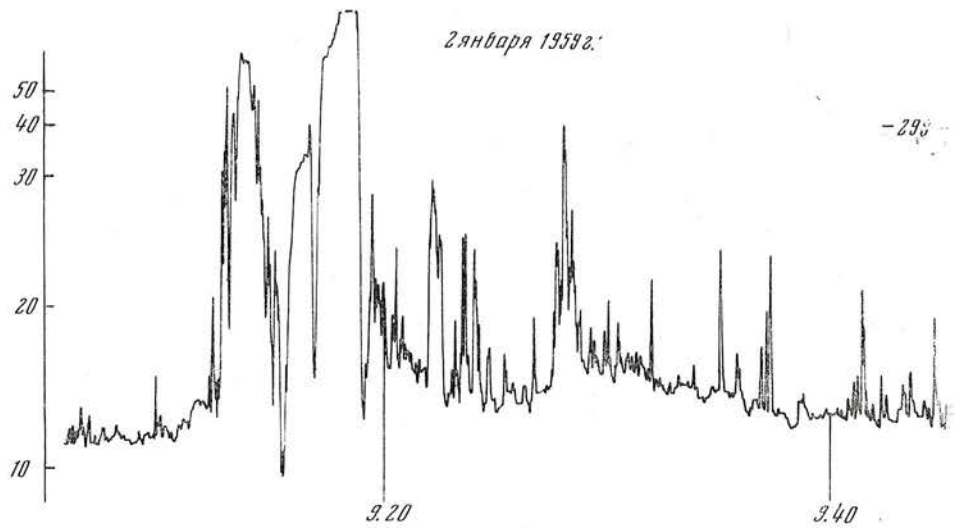

31 декабря 1958 г.
- 294 -
50
40
30
20
10
11.30
11.40

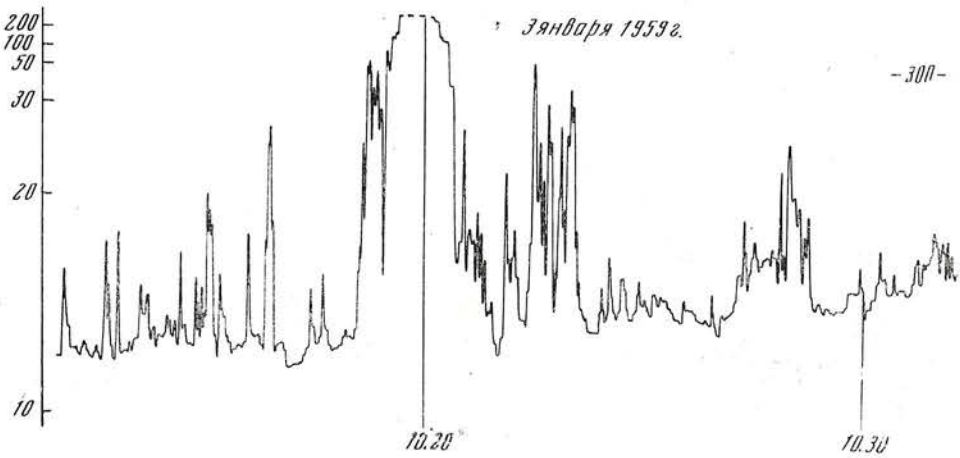

31 декабря 1958 г.
-295-
50
40
30
20
10
13.20
13.40

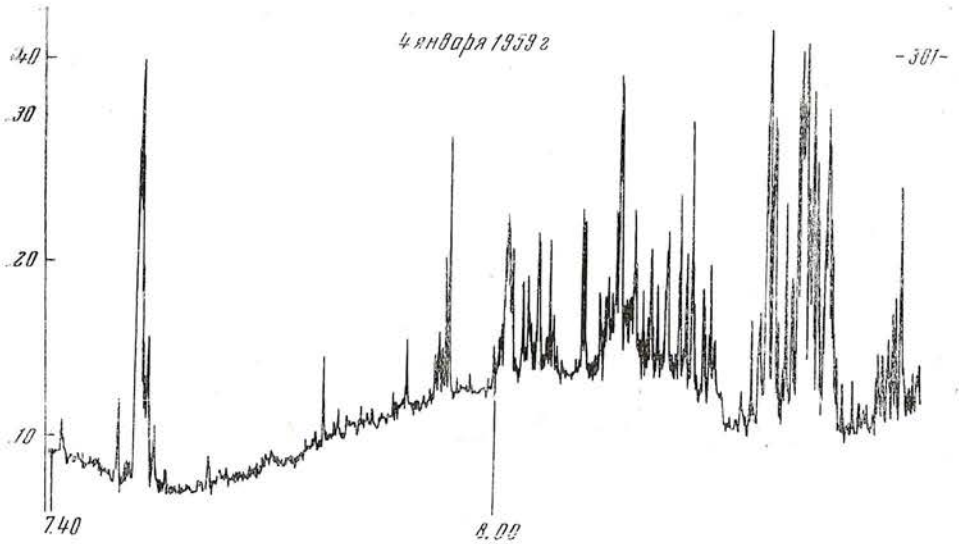

1 января 1959 г.
-296-
40
30
20
10
7.50
8.00
8.10

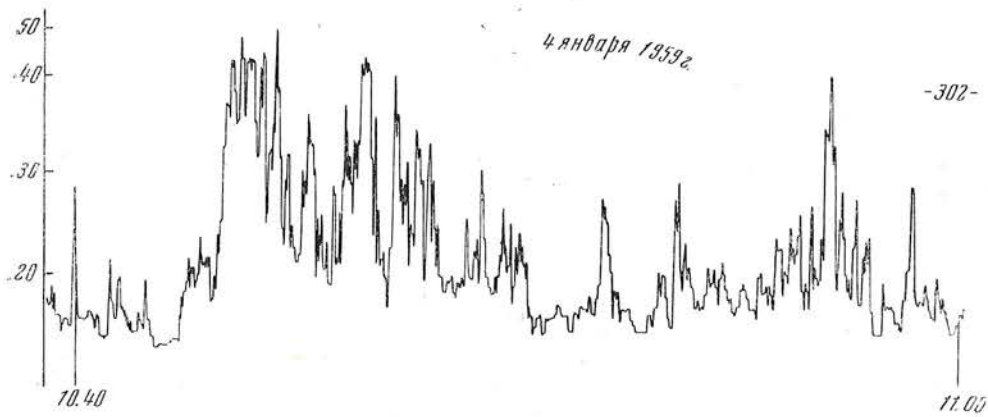

1 января 1959 г.
-297-
50
40
30
20
10
8.55
9.00

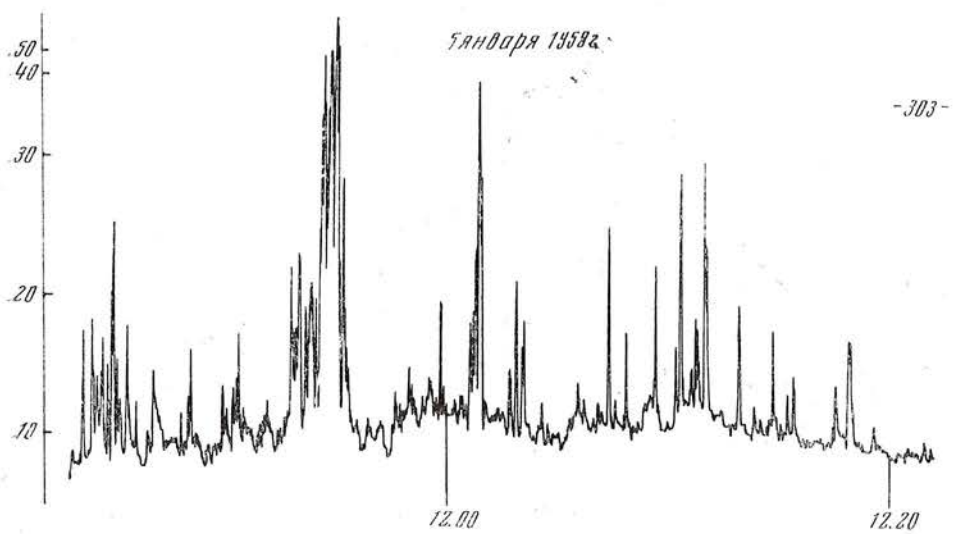

1 января 1959 г.
-298-
50
40
30
20
10
11.40
11.50

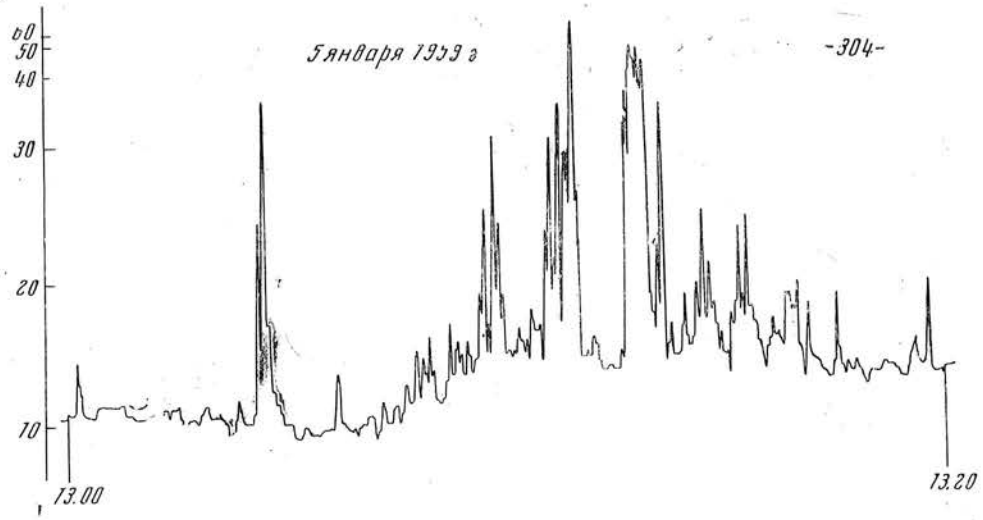

2 января 1959 г.
-299-
50
40
30
20
10
9.20
9.40

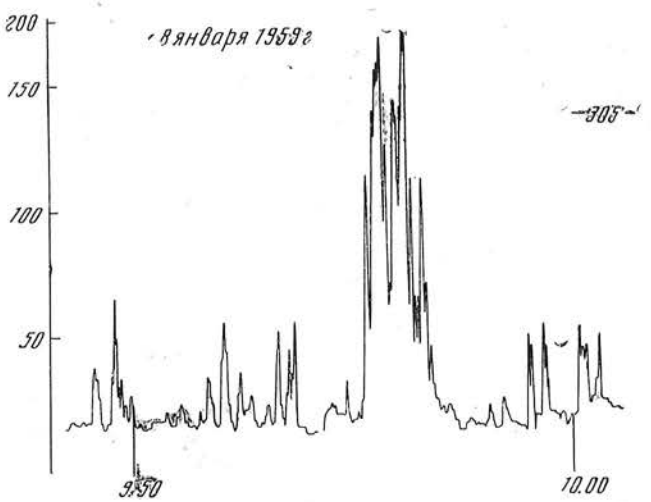

3 января 1959 г.
-300-
200
100
50
30
20
10
10.20
10.30

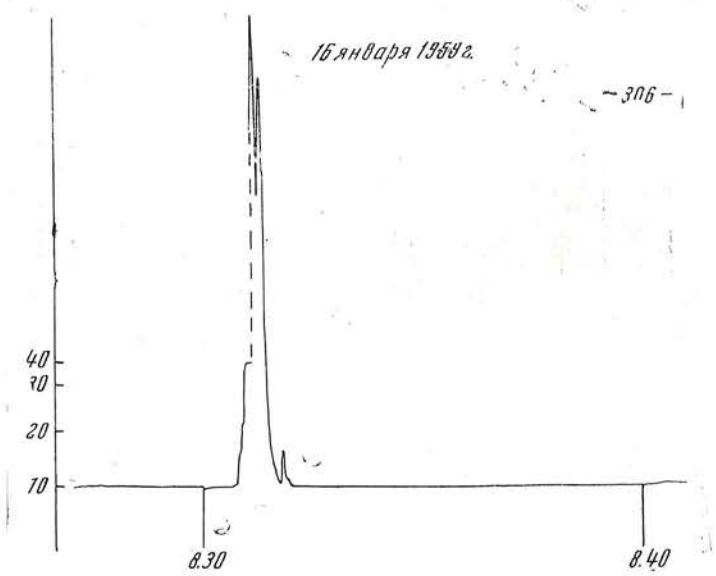

4 января 1959 г
-301-
40
30
20
10
7.40
8.00

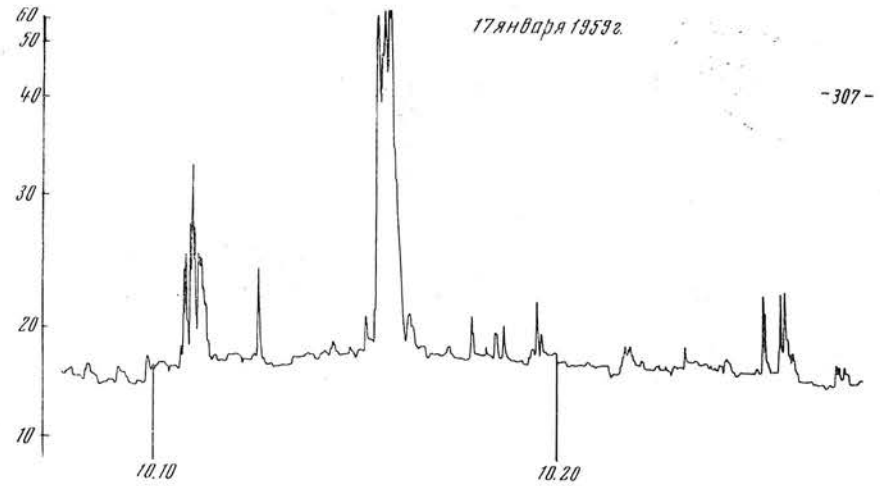

4 января 1959 г.
-302-
50
40
30
20
10.40
11.05

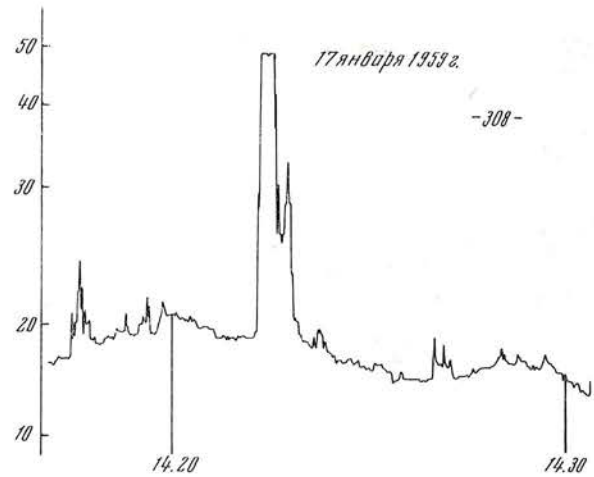

5 января 1958 г.
-303-
50
40
30
20
10
12.00
12.20

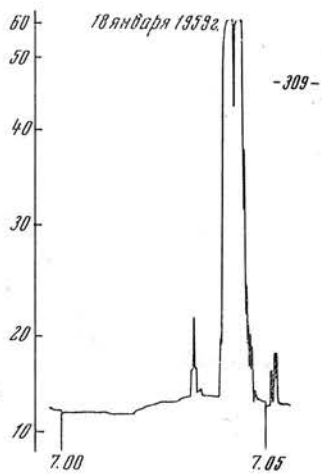

5 января 1959 г
-304-
60
50
40
30
20
10
13.00
13.20

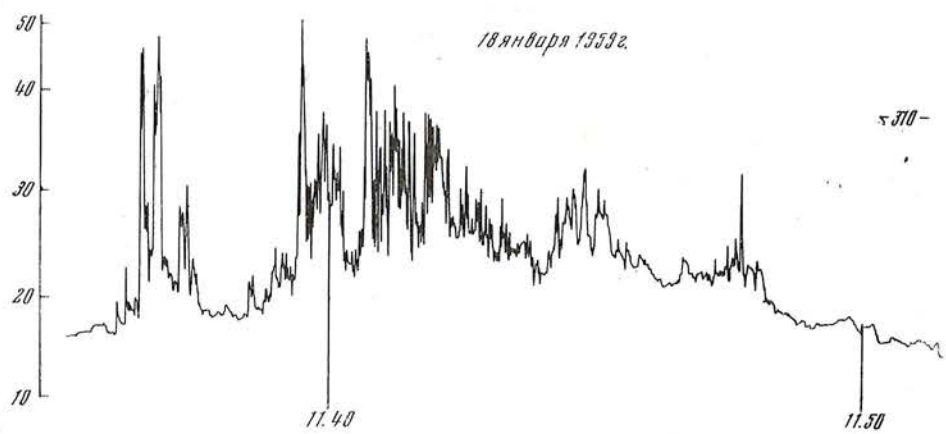

8 января 1959 г
-305-
200
150
100
50
9.50
10.00

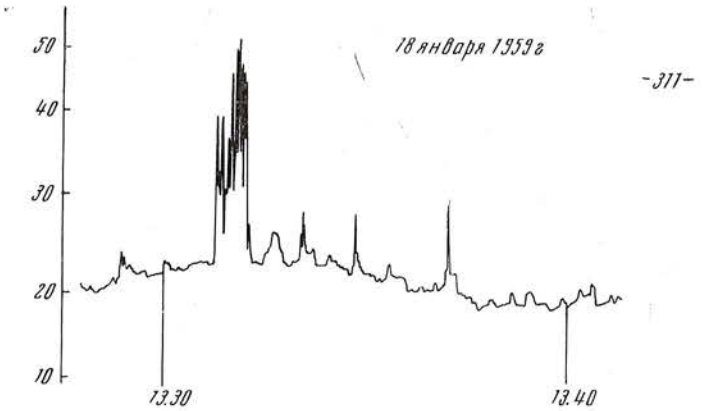

16 января 1959 г.
-306-
40
30
20
10
8.30
8.40

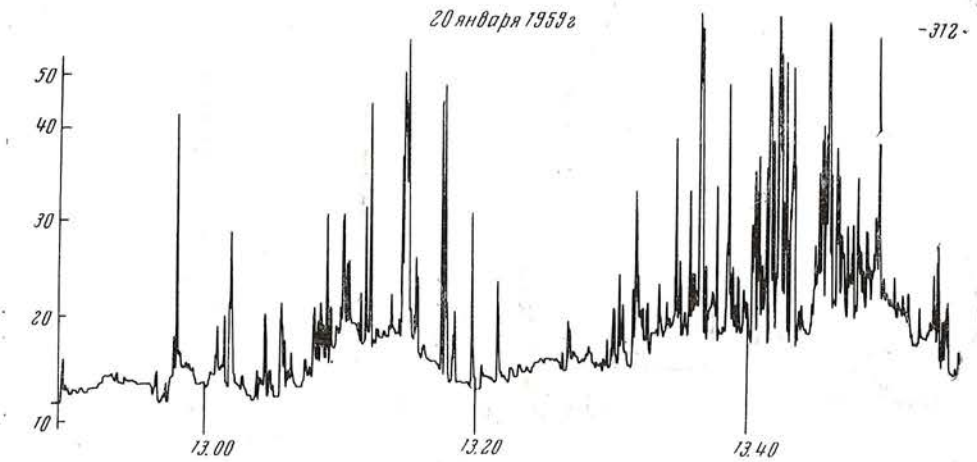

17 января 1959 г.
-307-
60
50
40
30
20
10
10.10
10.20

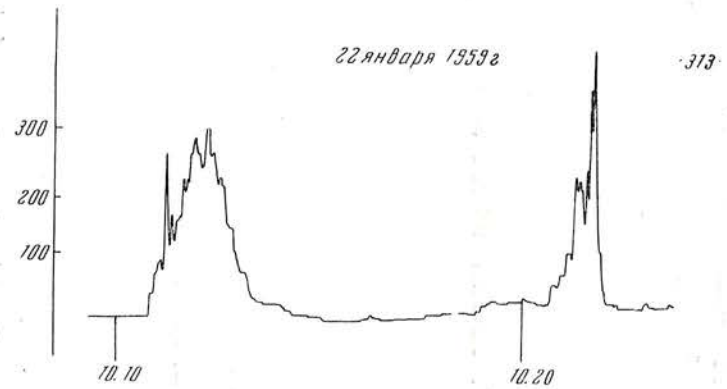

17 января 1959 г.
-308-
50
40
30
20
10
14.20
14.30

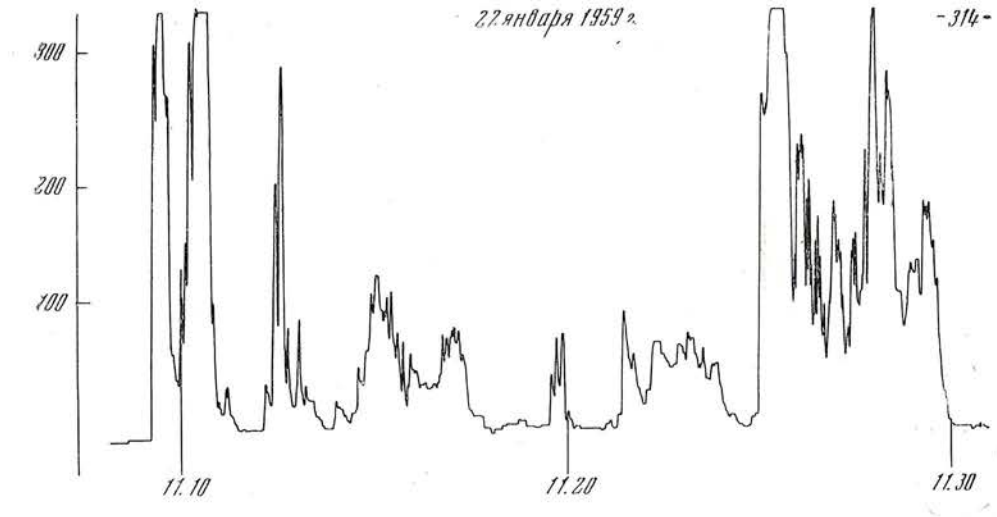

18 января 1959 г.
-309-
60
50
40
30
20
10
7.00
7.05

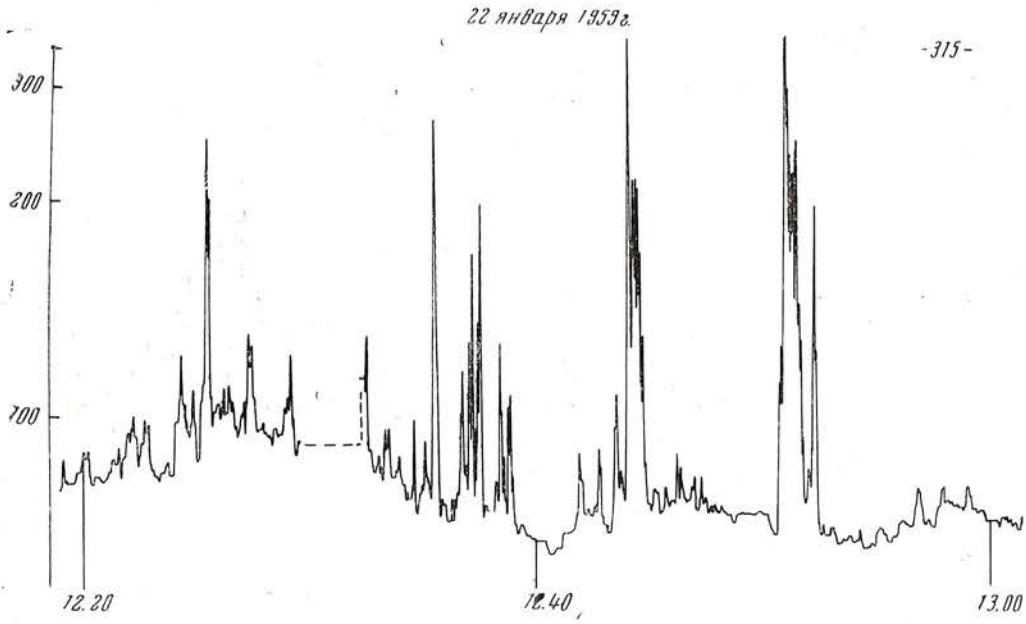

18 января 1959 г.
-310-
50
40
30
20
10
11.40
11.50

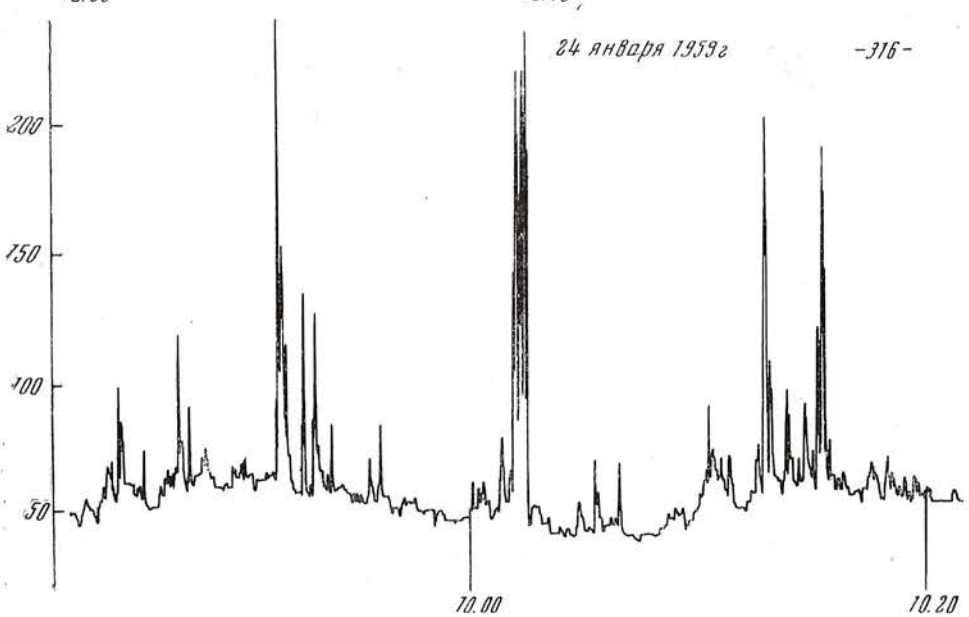

18 января 1959г
-311-
50
40
30
20
10
13.30
13.40

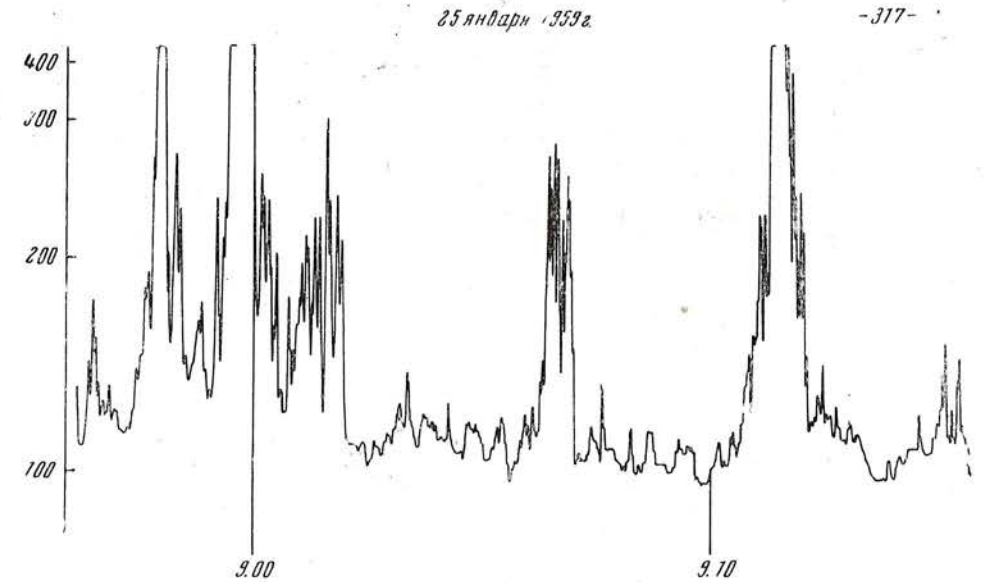

20 января 1959г
-312-
50
40
30
20
10
13.00
13.20
13.40

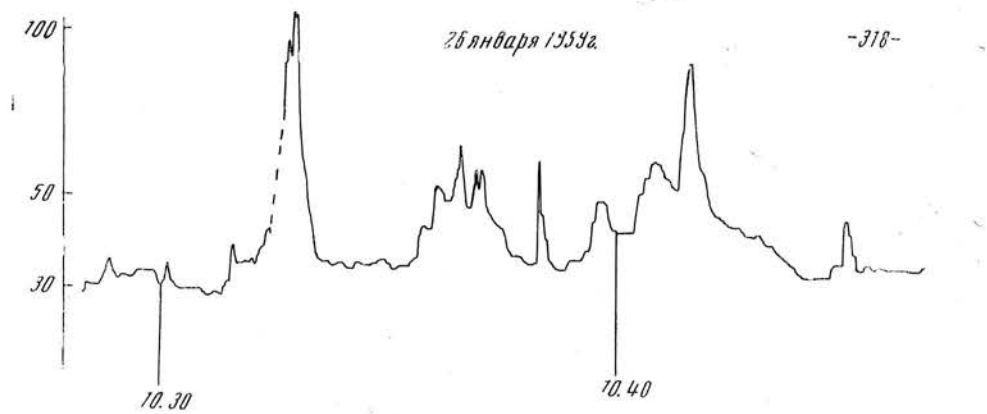

22 января 1959г
313
300
200
100
10.10
10.20

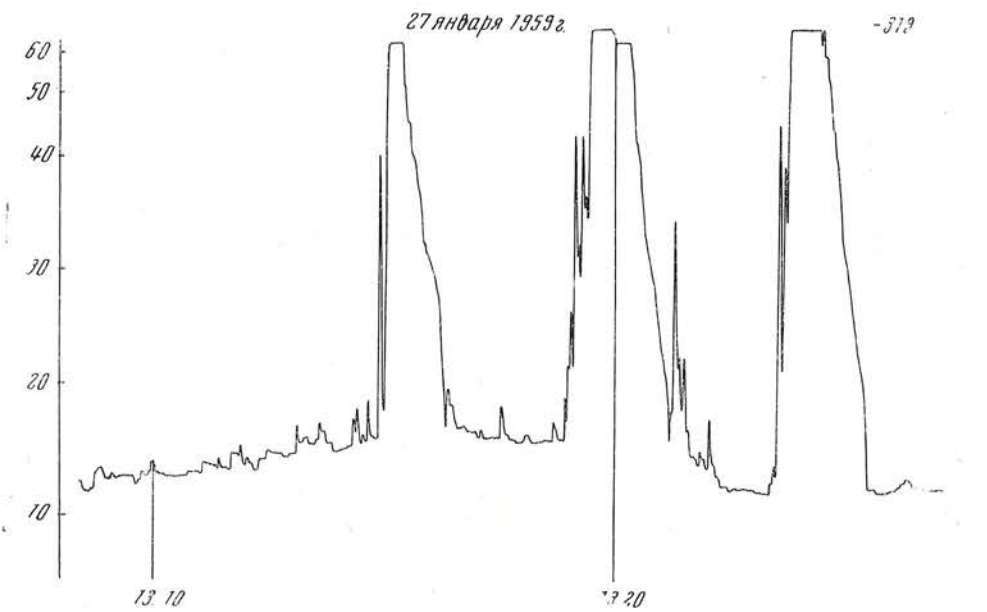

22 января 1959 г.
-314-
300
200
100
11.10
11.20
11.30

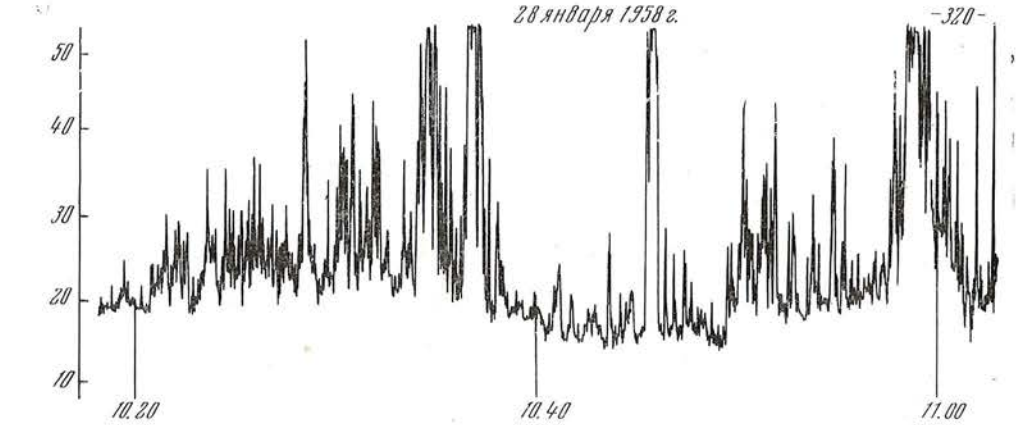

22 января 1959 г.
-315-
300
200
100
12.20
12.40
13.00

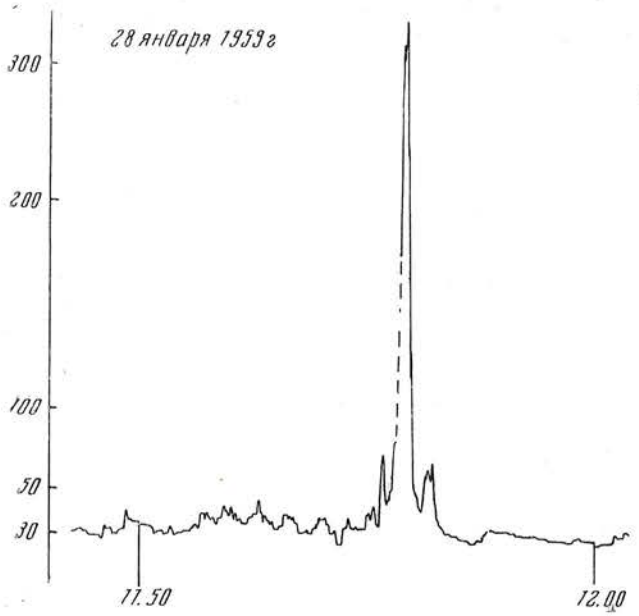

24 января 1959 г
-316-
200
150
100
50
10.00
10.20

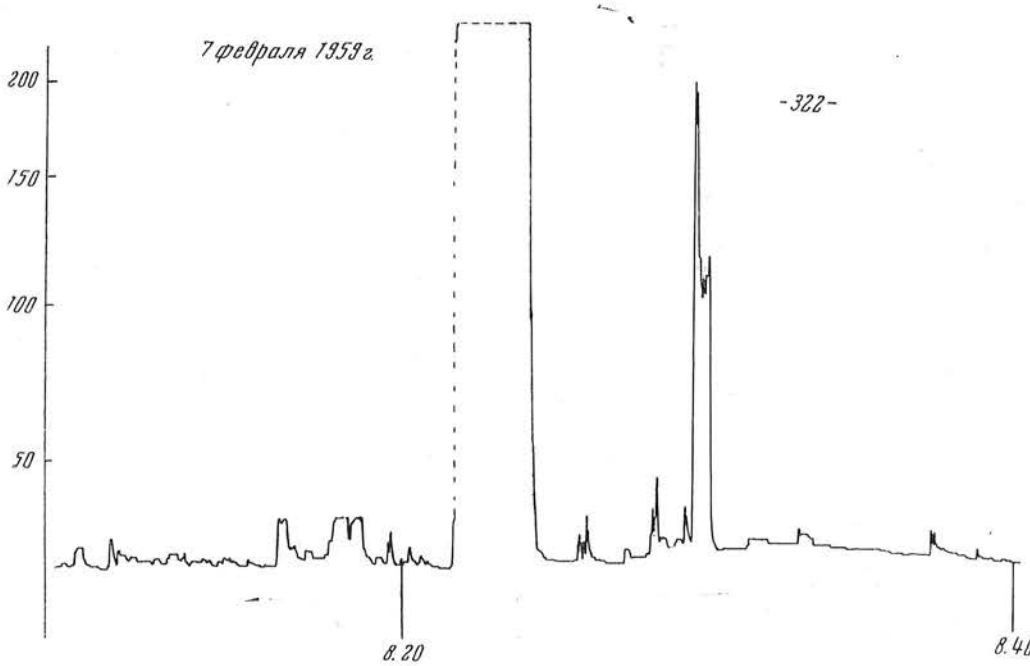

25 января 1959г.
-317-
400
300
200
100
9.00
9.10

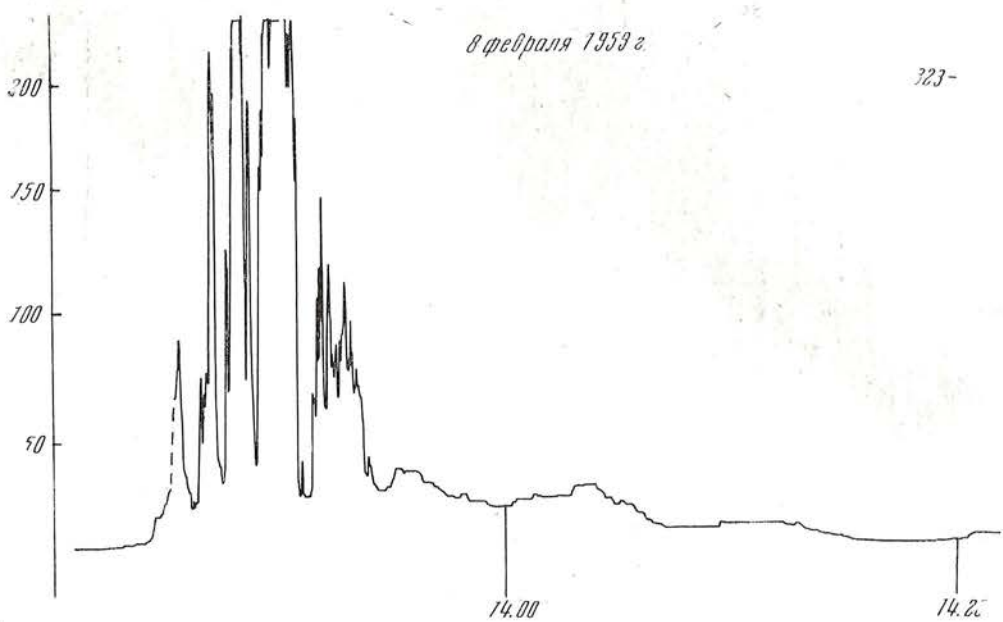

26 января 1959г.
-318-
100
50
30
10.30
10.40

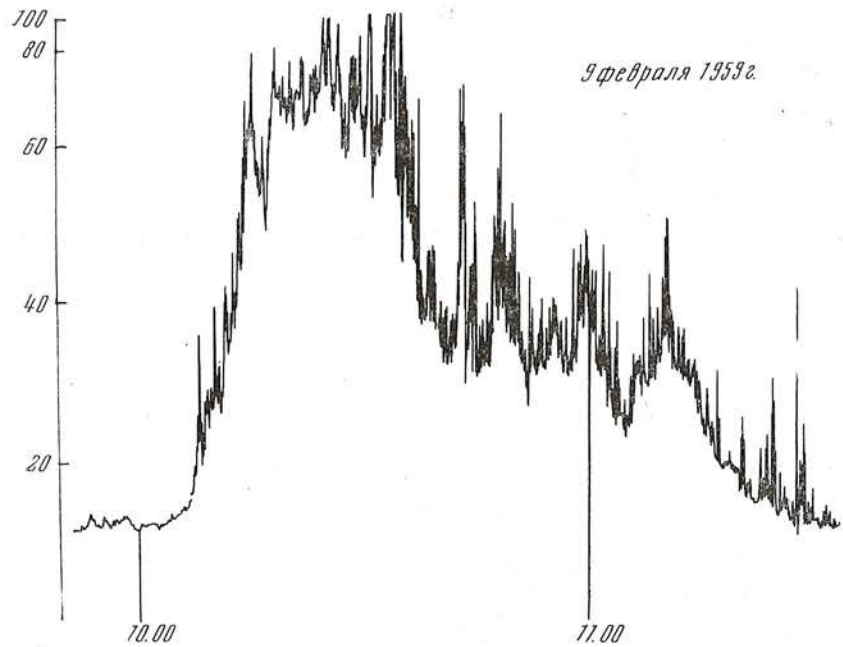

27 января 1959г.
-319
60
50
40
30
20
10
13.10
13.20

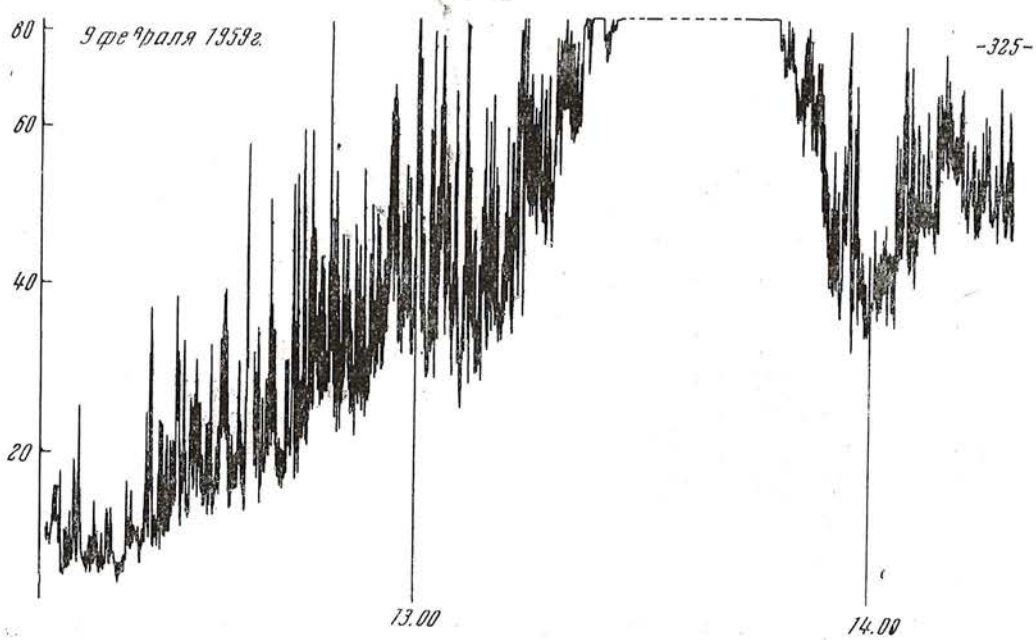

28 января 1958 г.
-320-
50
40
30
20
10
10.20
10.40
11.00

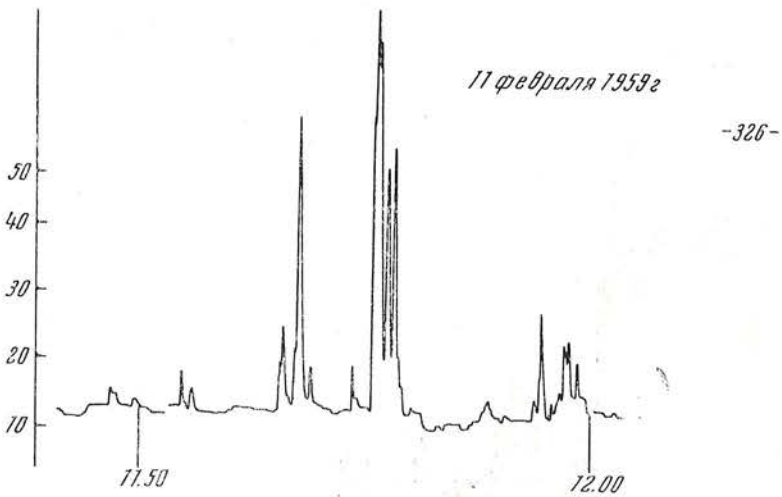

28 января 1959 г
321-
300
200
100
50
30
11.50
12.00

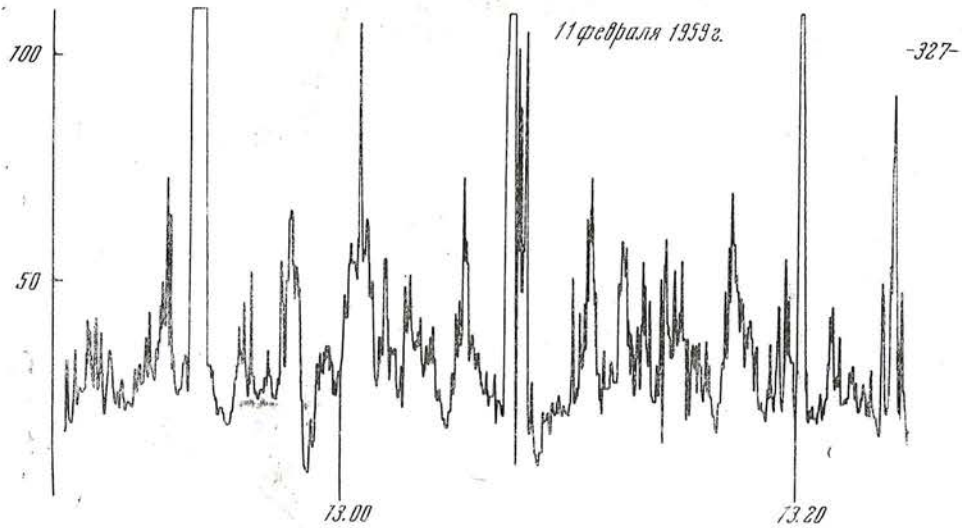

7 февраля 1959 г.
-322-
200
150
100
50
8.20
8.40

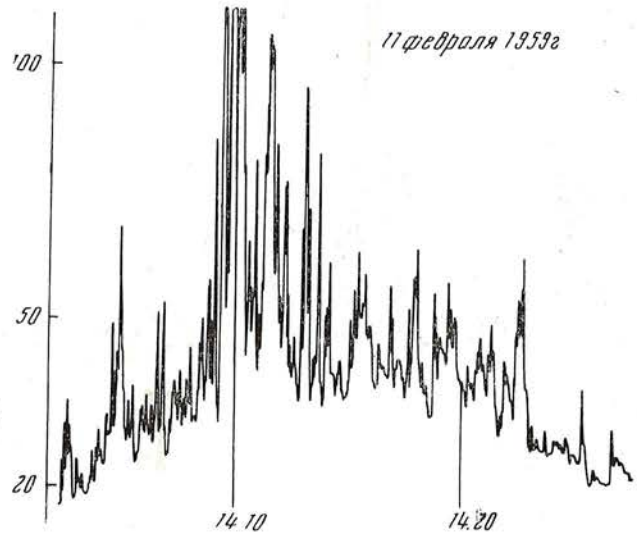

8 февраля 1959 г.
-323-
200
150
100
50
14.00
14.2

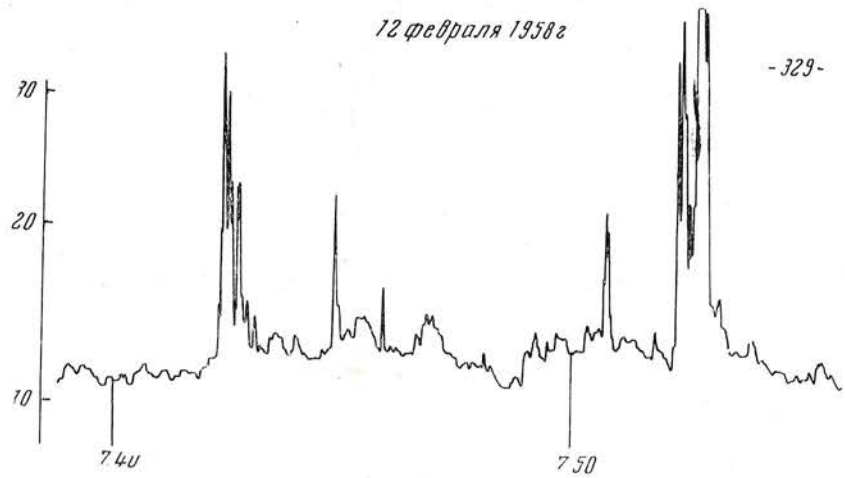

9 февраля 1959 г.
-324-
100
80
60
40
20
10.00
11.00

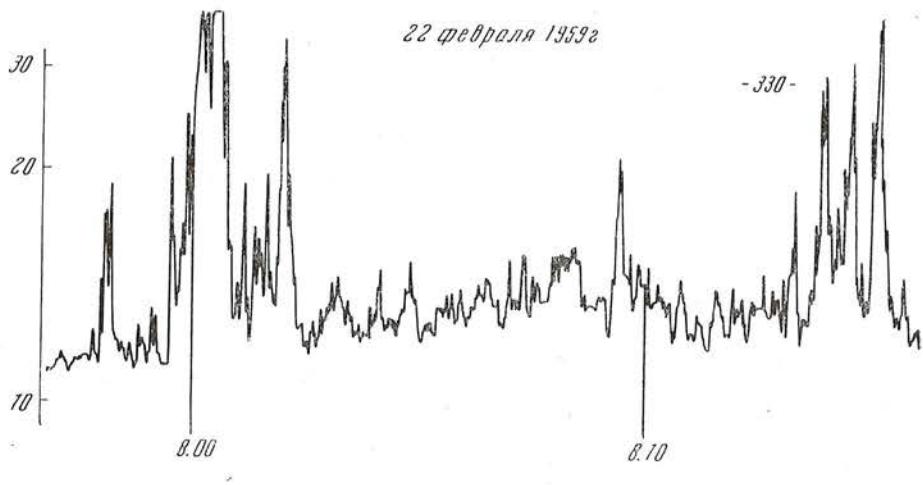

9 февраля 1959г.
-325-
80
60
40
20
13.00
14.00

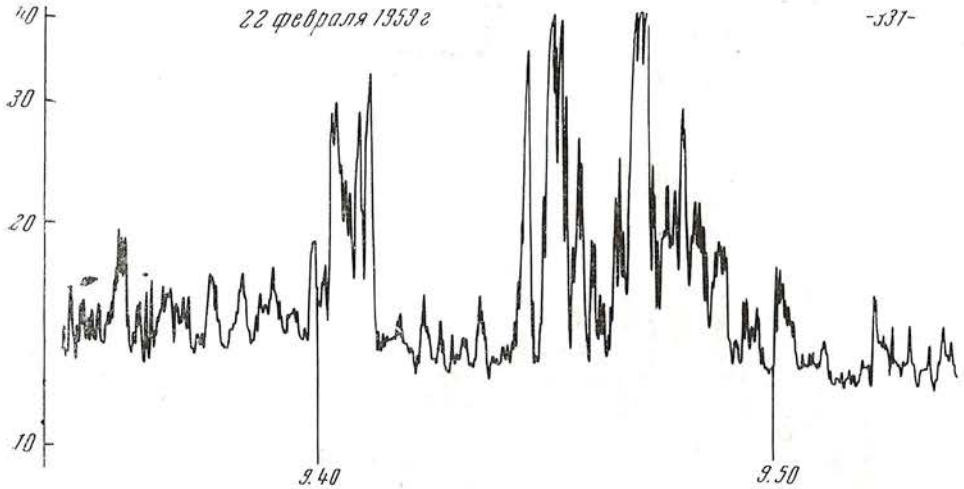

11 февраля 1959г
-326-
50
40
30
20
10
11.50
12.00

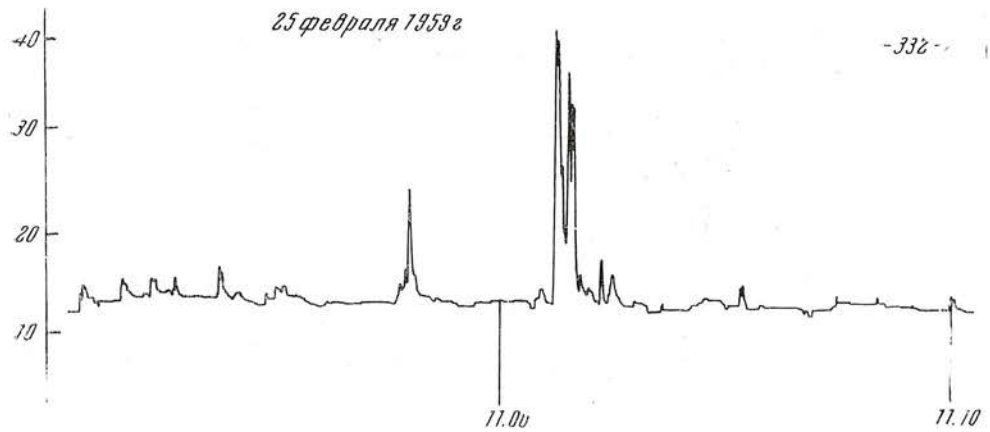

11 февраля 1959г.
-327-
100
50
13.00
13.20

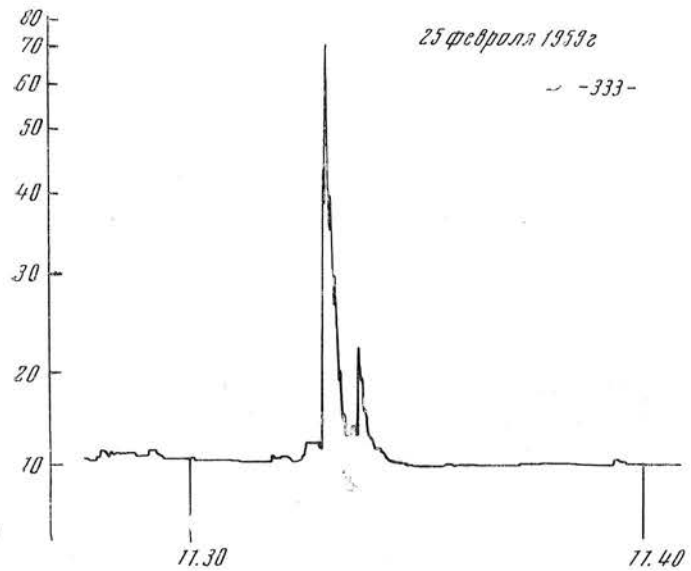

11 февраля 1959г
-328-
100
50
20
14.10
14.20

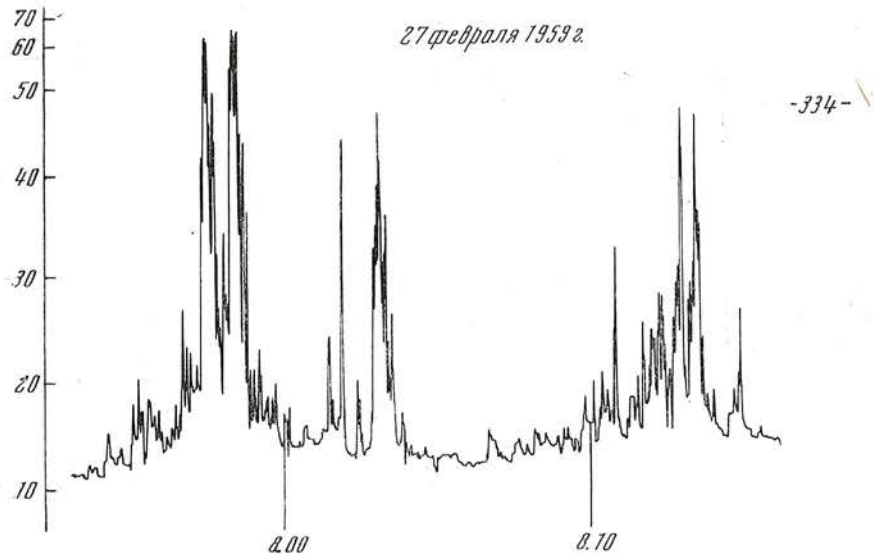

12 февраля 1958г
-329-
30
20
10
7.40
7.50

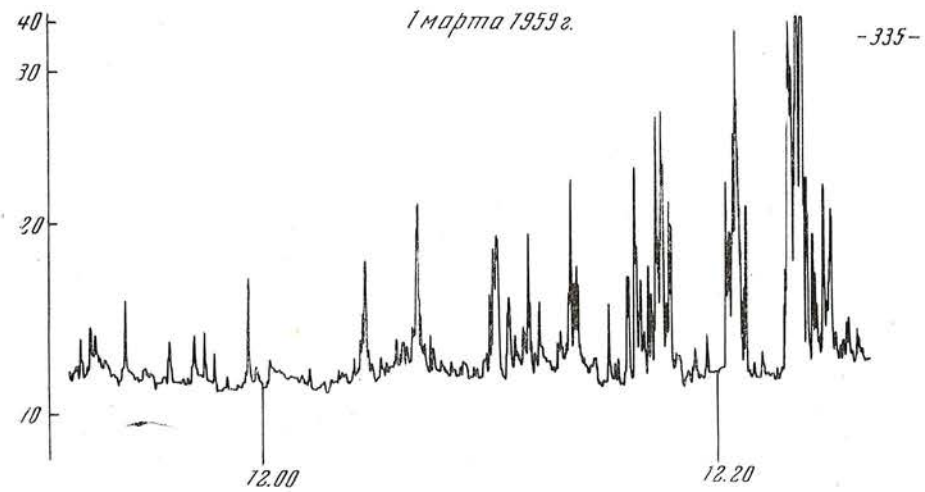

22 февраля 1959г
-330-
30
20
10
8.00
8.10

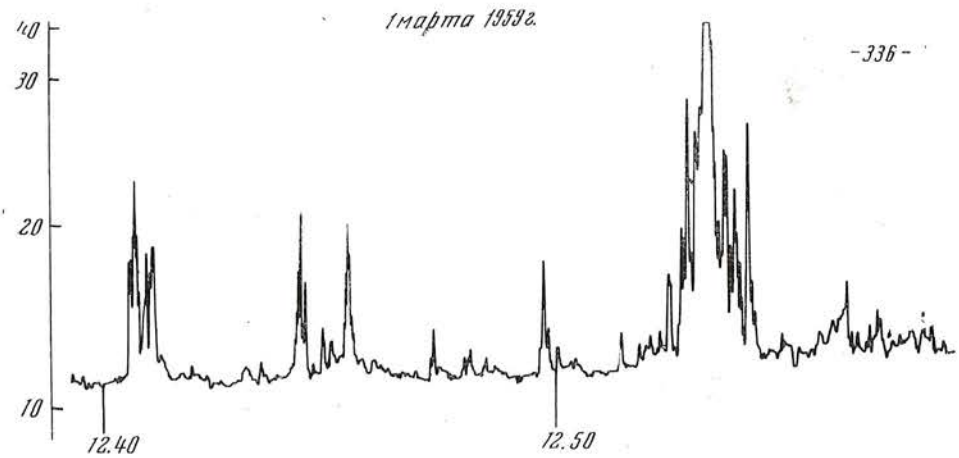

22 февраля 1959 г
-331-
40
30
20
10
9.40
9.50

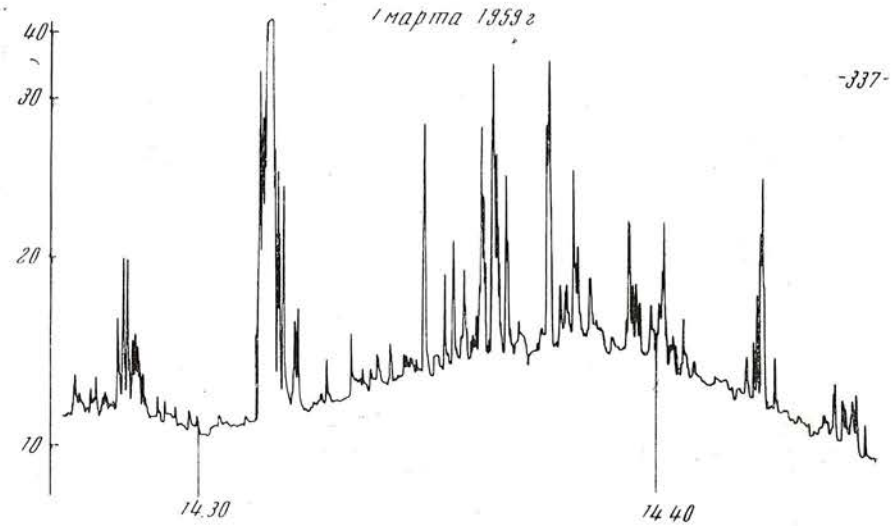

25 февраля 1959 г
-332-
40
30
20
10
11.00
11.10

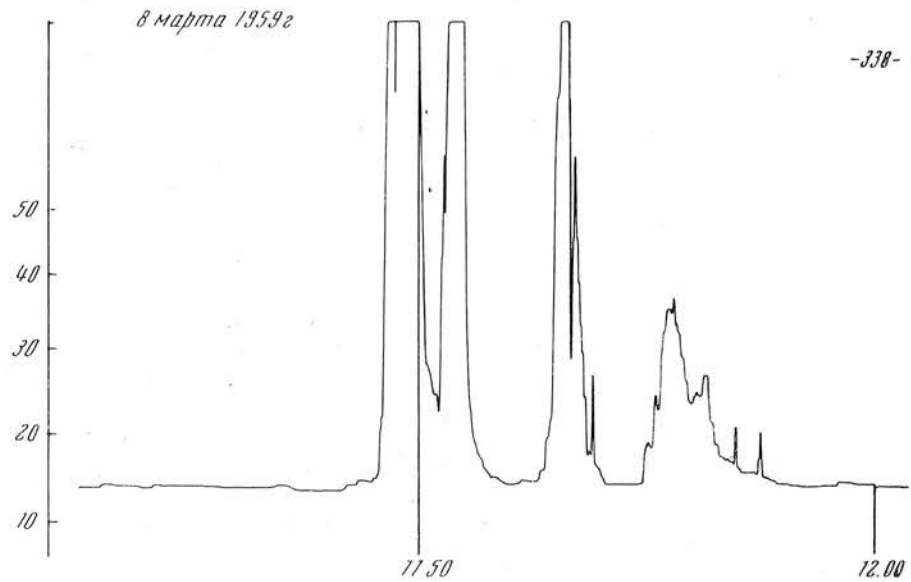

25 февраля 1959 г
-333-
80
70
60
50
40
30
20
10
11.30
11.40

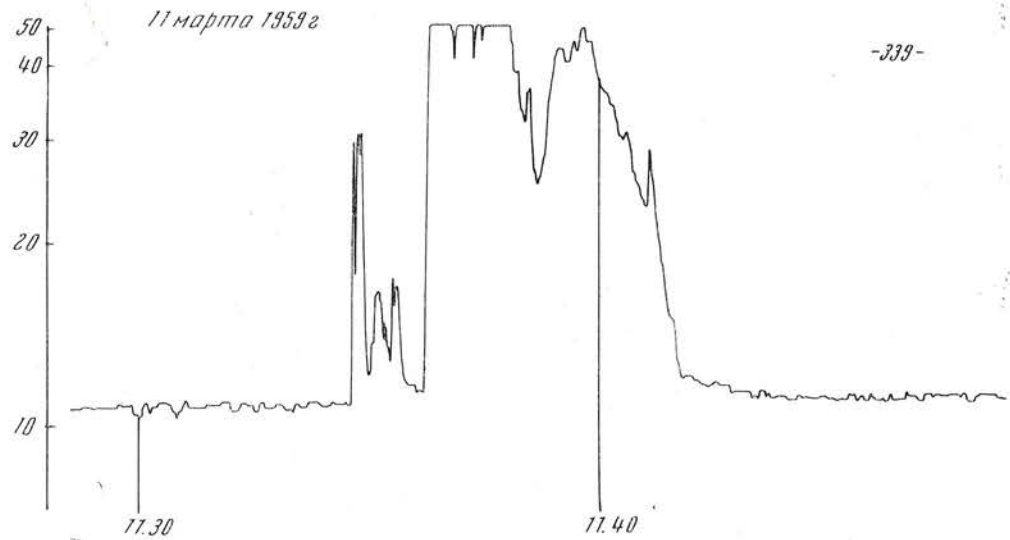

27 февраля 1959 г.
-334-
70
60
50
40
30
20
10
8.00
8.10


1 марта 1959 г.
-335-
40
30
20
10
12.00
12.20


1 марта 1959 г.
-336-
40
30
20
10
12.40
12.50

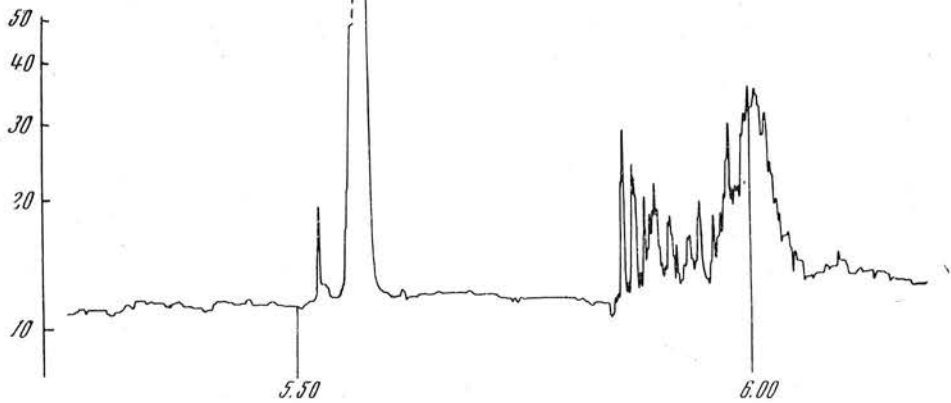

1 марта 1959 г
-337-
40
30
20
10
14.30
14.40


8 марта 1959 г
-338-
50
40
30
20
10
11.50
12.00


11 марта 1959 г
-339-
50
40
30
20
10
11.30
11.40

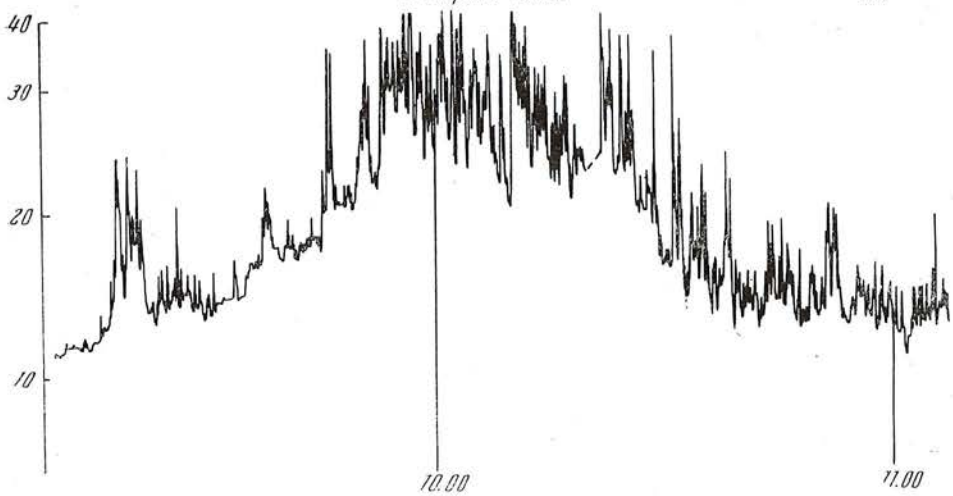
12 марта 1959г.

-340-



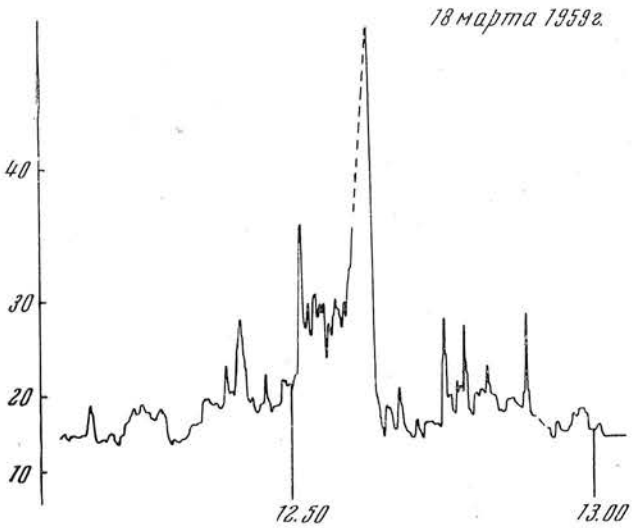
12 марта 1959г.

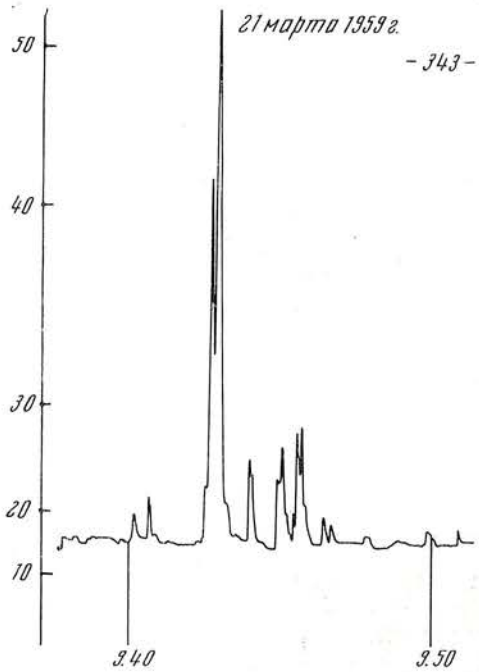
-341-

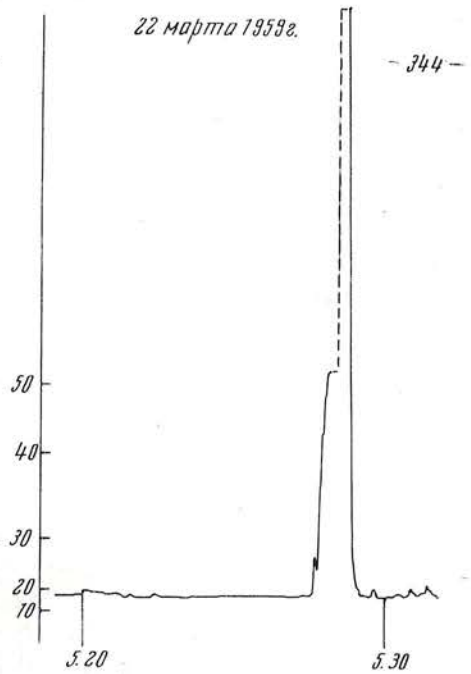


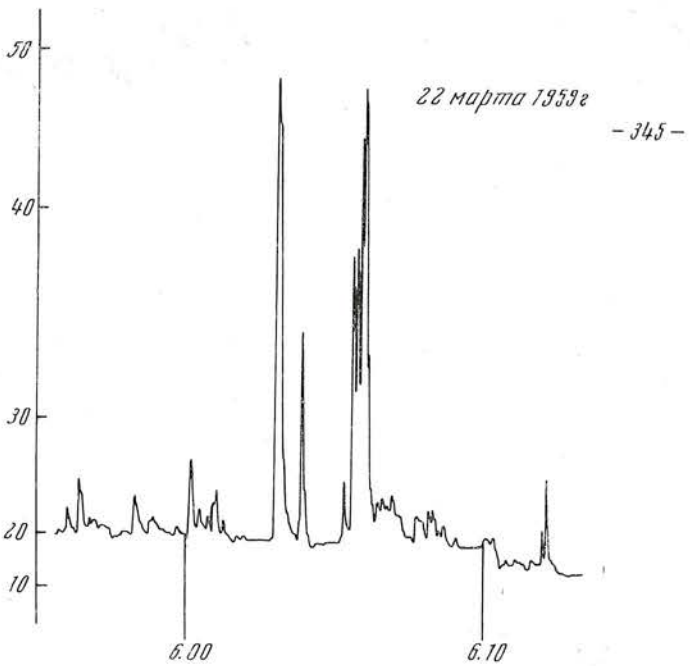
18 марта 1959г.

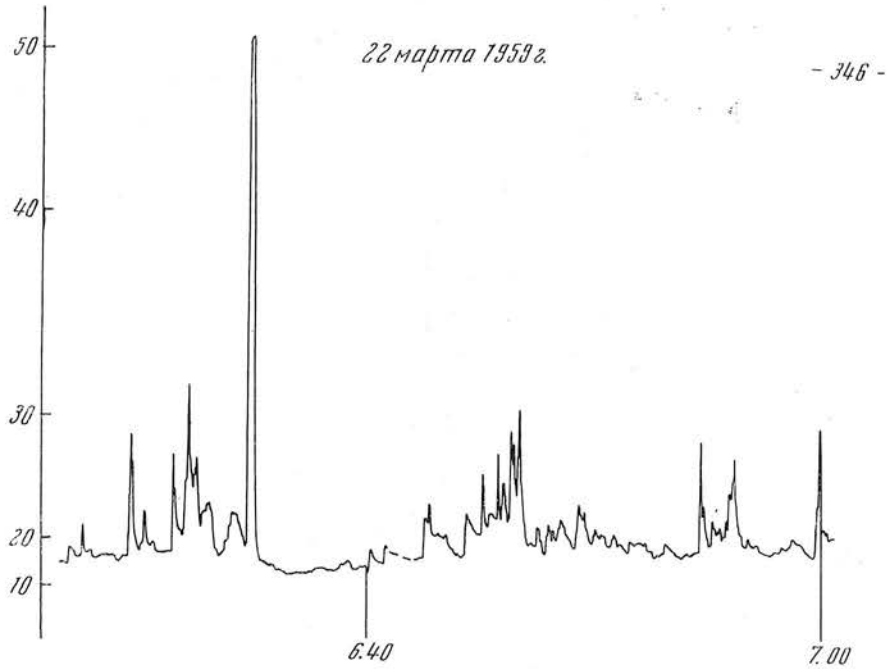
-342-

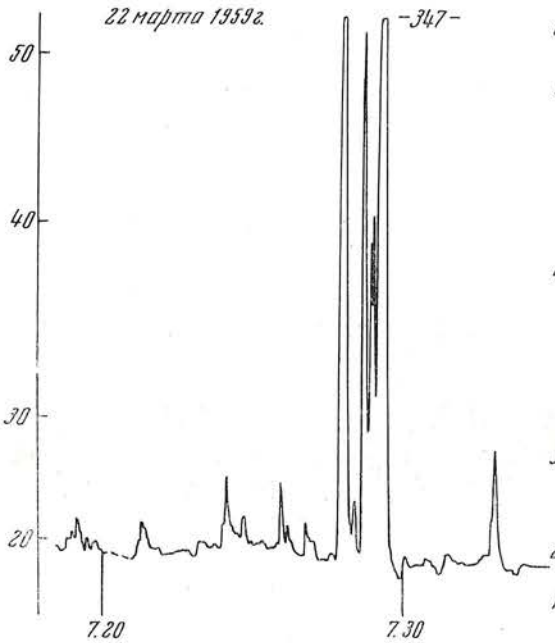


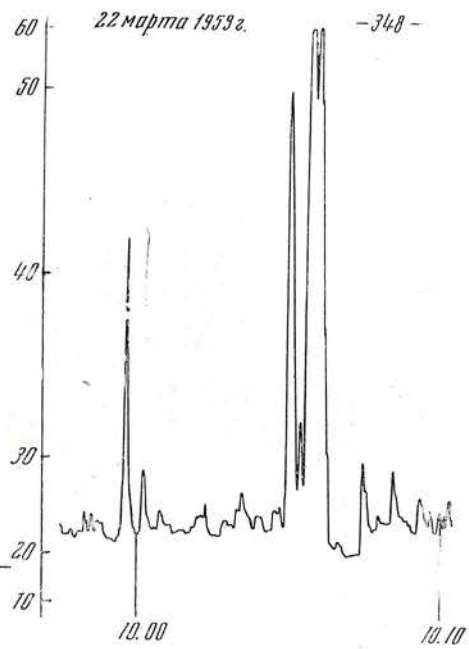

21 марта 1959 г.
- 343 -
50
40
30
20
10
3.40
3.50

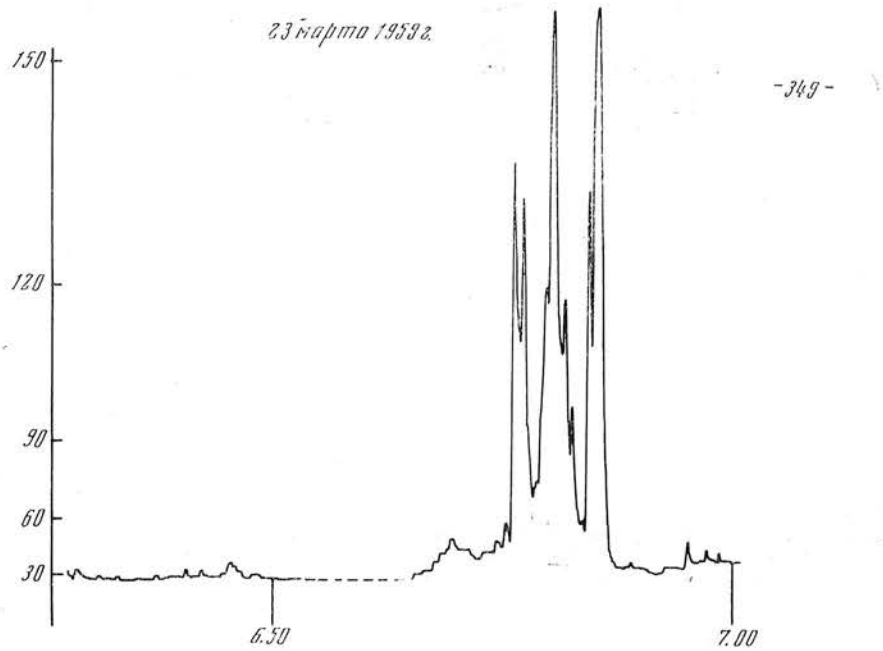

22 марта 1959 г.
- 344 -
50
40
30
20
10
5.20
5.30

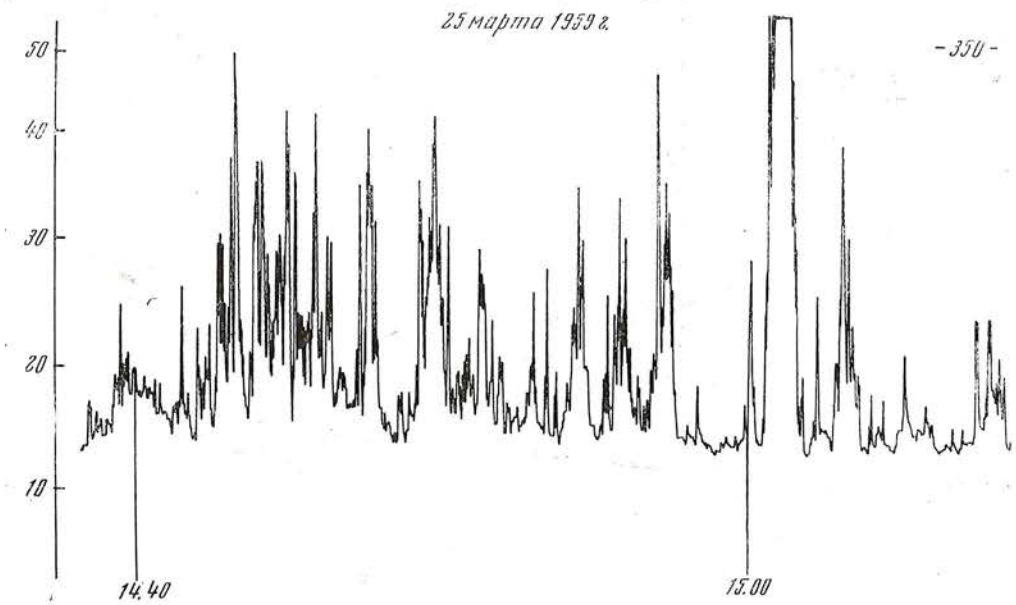

22 марта 1959 г
- 345 -
50
40
30
20
10
6.00
6.10

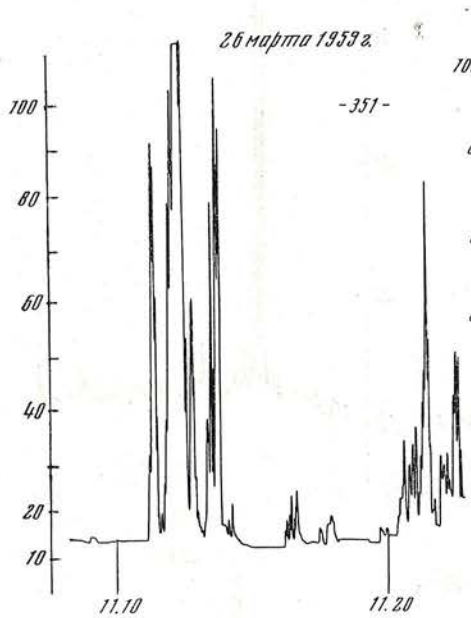

22 марта 1959 г.
- 346 -
50
40
30
20
10
6.40
7.00

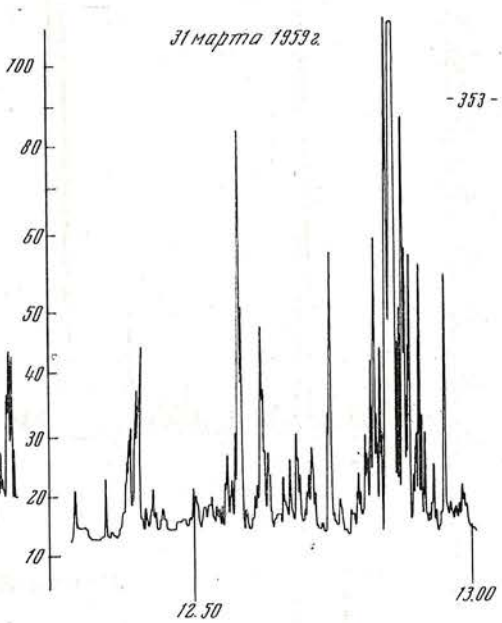

22 марта 1959 г.
-347-
50
40
30
20
7.20
7.30

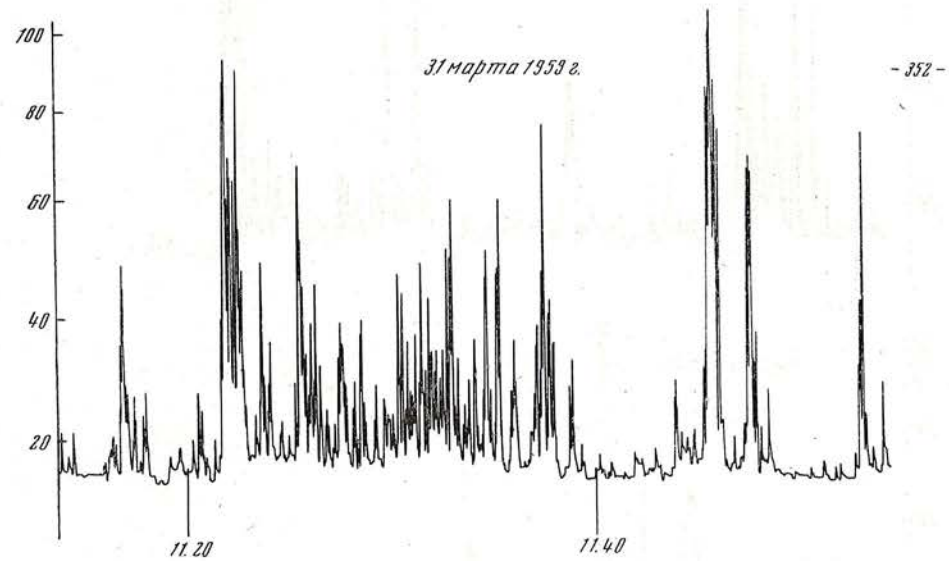

22 марта 1959 г.
-348-
60
50
40
30
20
10
10.00
10.10

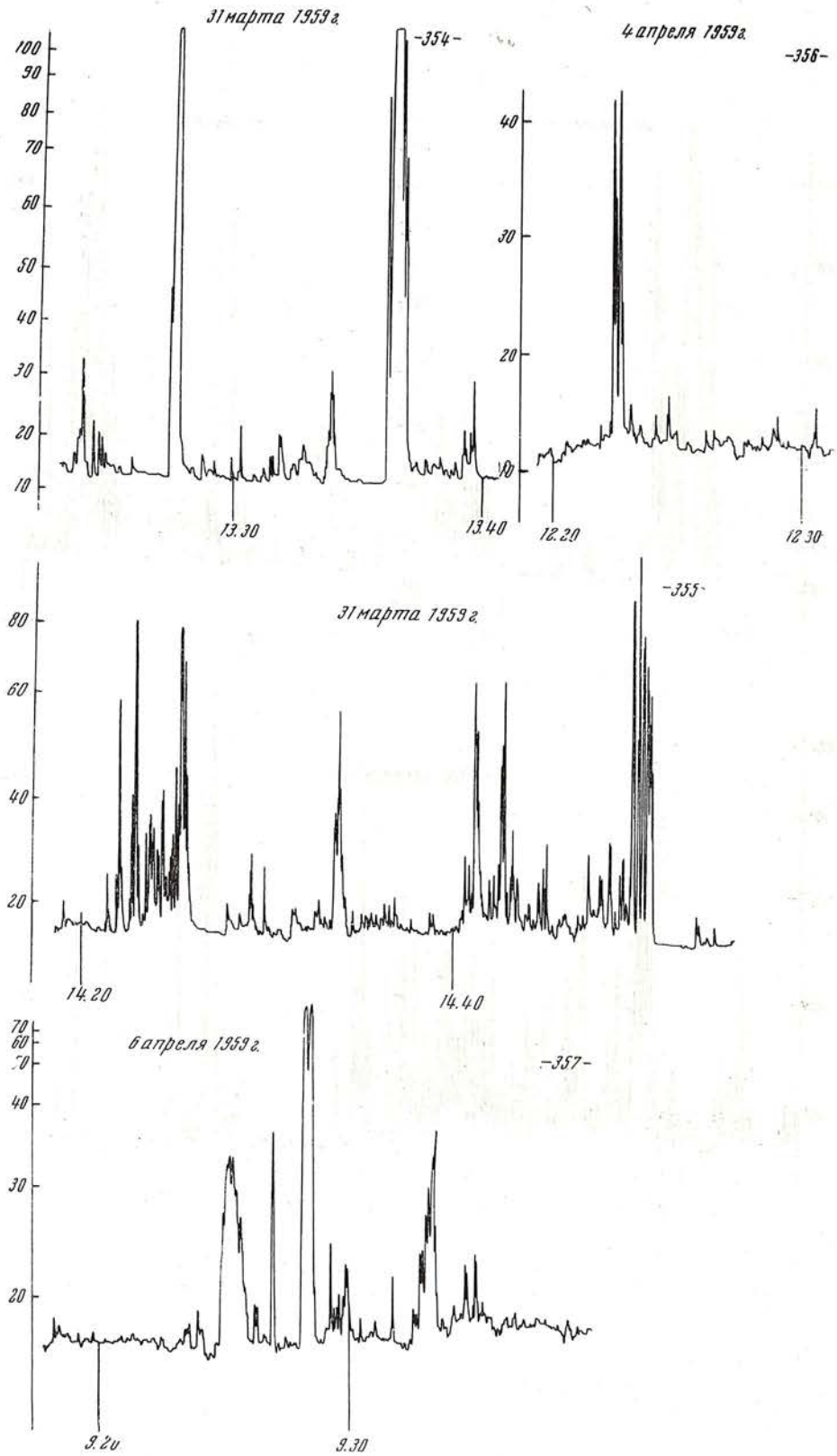

23 марта 1959 г.
-349-
150
120
90
60
30
6.50
7.00

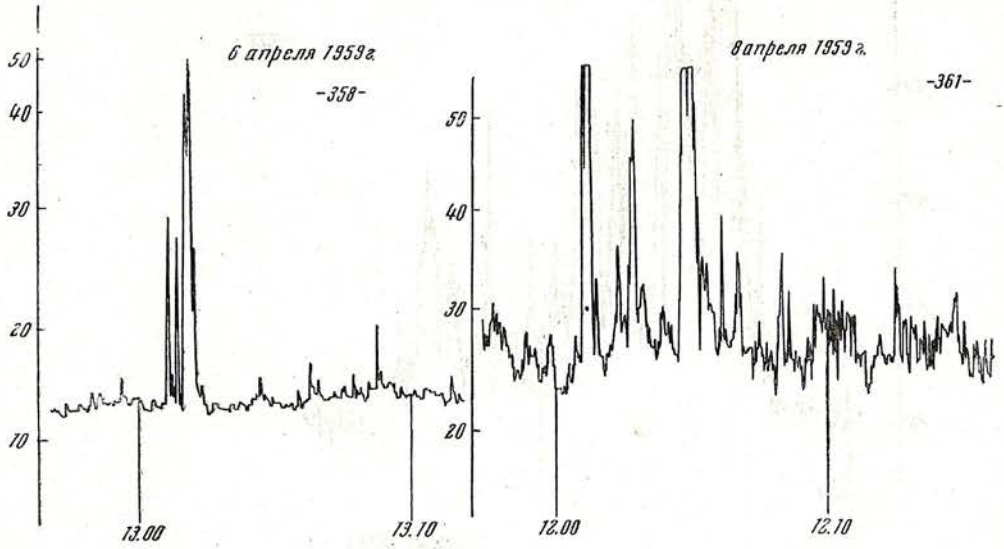

25 марта 1959 г.
-350-
50
40
30
20
10
14.40
15.00

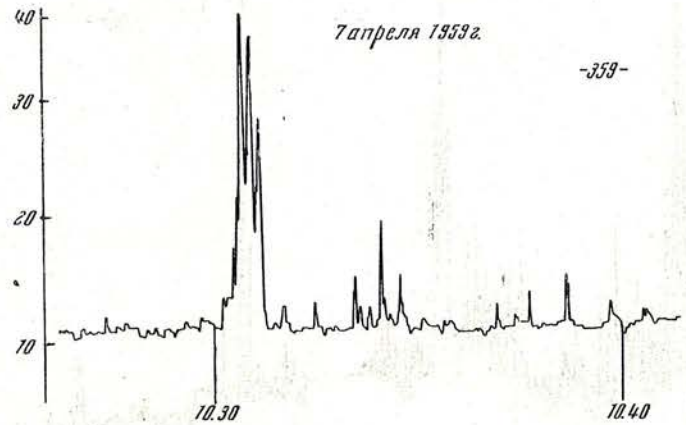

26 марта 1959 г.
- 351 -
100
80
60
40
20
10
11.10
11.20

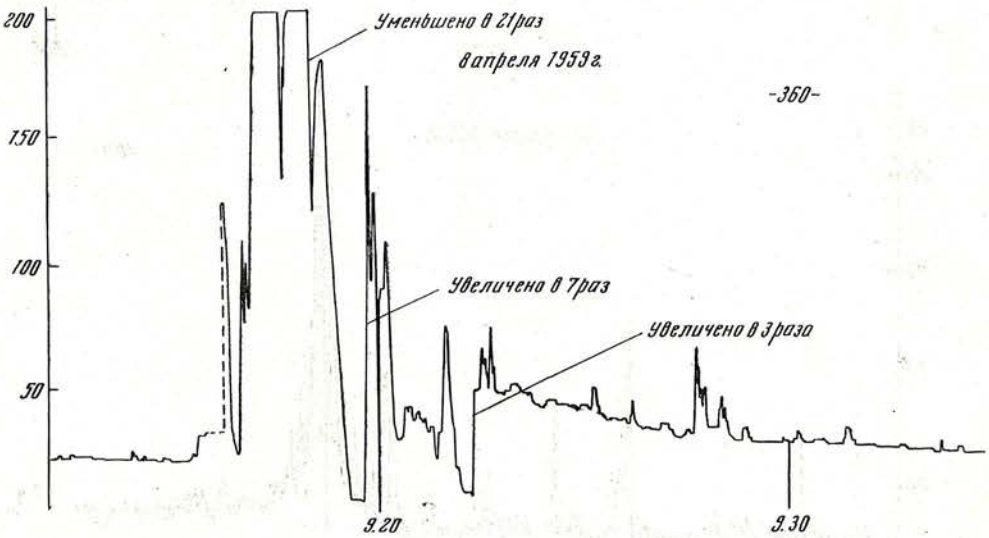

31 марта 1959 г.
- 353 -
100
80
60
50
40
30
20
10
12.50
13.00

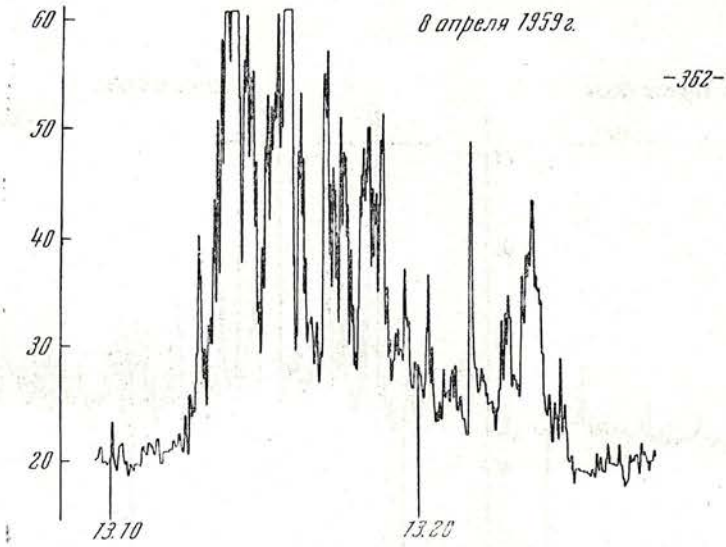

31 марта 1959 г.
- 352 -
100
80
60
40
20
11.20
11.40

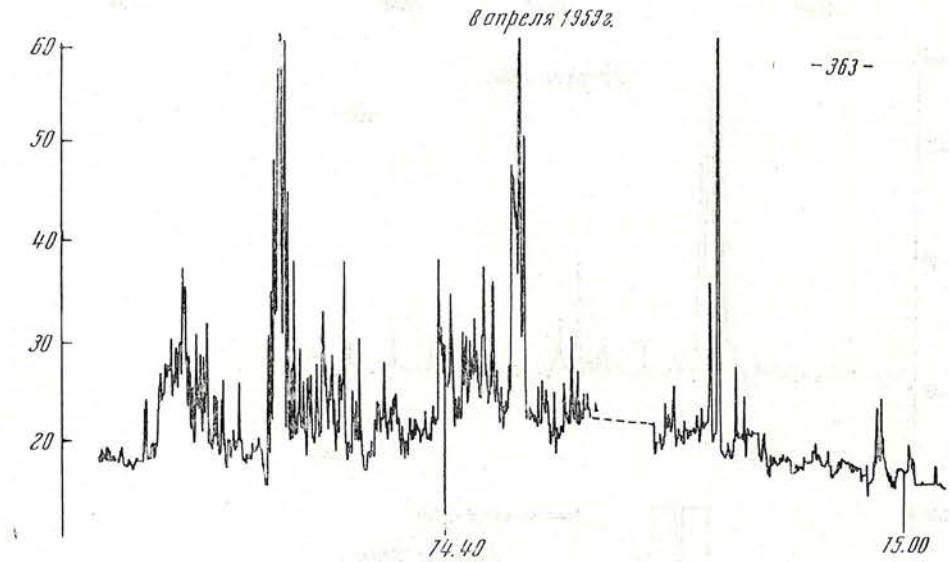

31 марта 1959 г.
-354-
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
13.30
13.40
4 апреля 1959 г.
-356-
40
30
20
10
12.20
12.30
31 марта 1959 г.
-355-
80
60
40
20
14.20
14.40
6 апреля 1959 г.
-357-
70
60
50
40
30
20
9.20
9.30

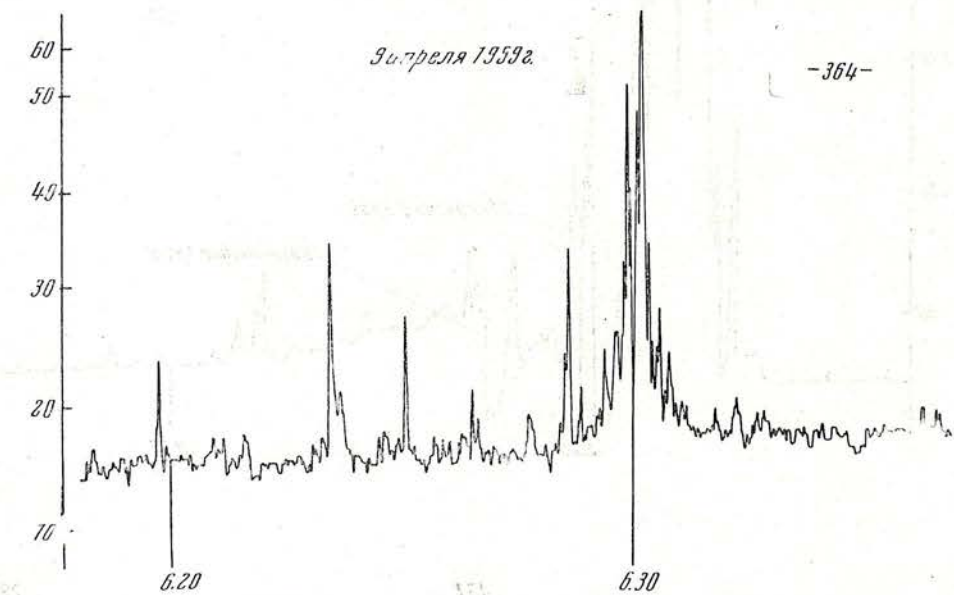

6 апреля 1959г.
-358-
50
40
30
20
10
13.00
13.10
8 апреля 1959г.
-361-
50
40
30
20
12.00
12.10

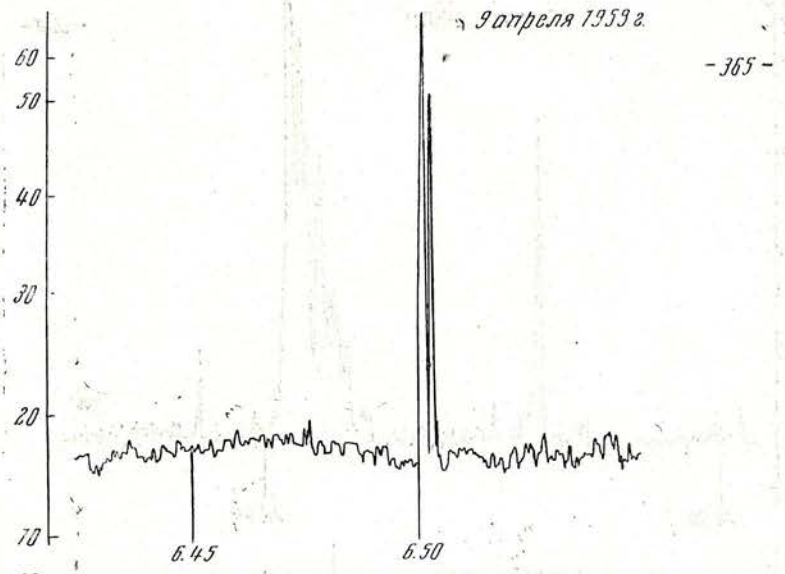

7 апреля 1959г.
-359-
40
30
20
10
10.30
10.40

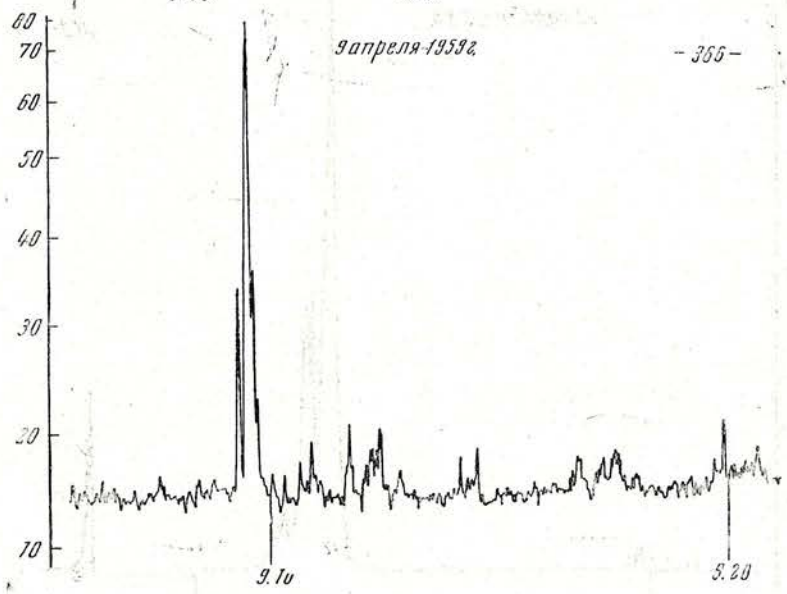

Уменьшено в 21раз
8 апреля 1959г.
-360-
200
150
100
50
Увеличено в 7раз
Увеличено в 3раза
9.20
9.30

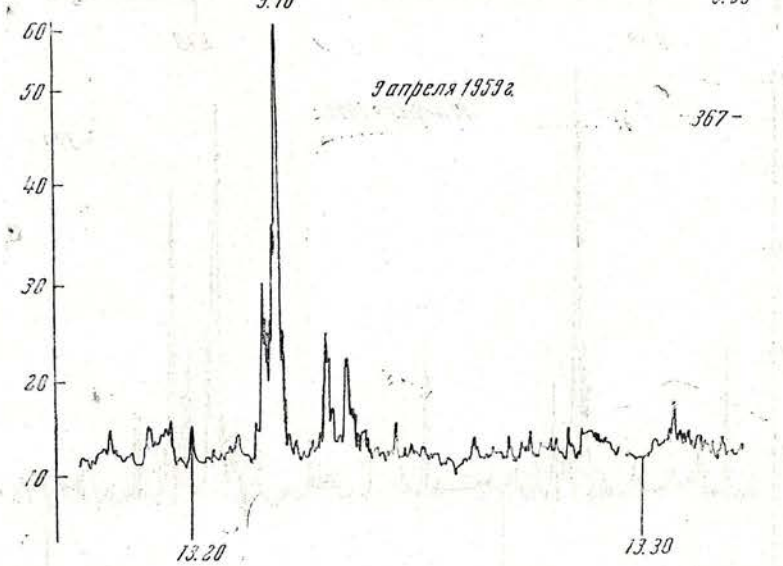

8 апреля 1959 г.
-362-
60
50
40
30
20
13.10
13.20

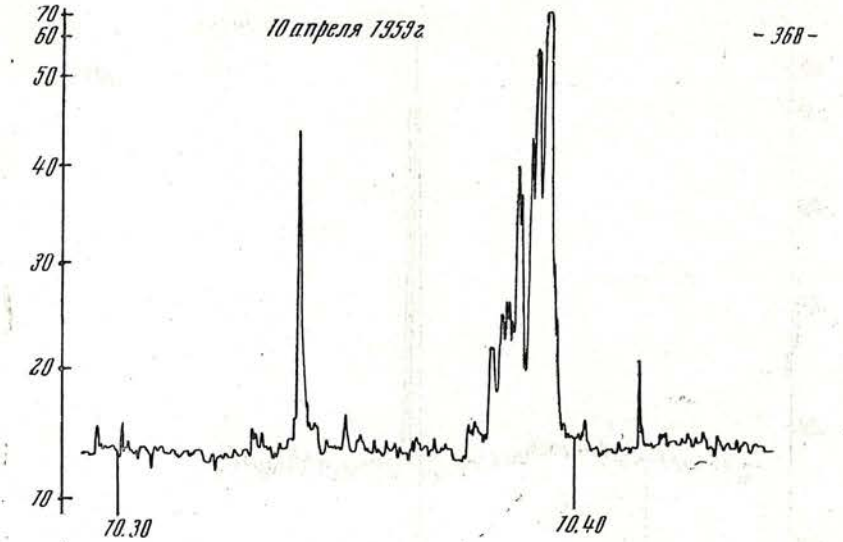

8 апреля 1959 г.
-363-
60
50
40
30
20
14.40
15.00

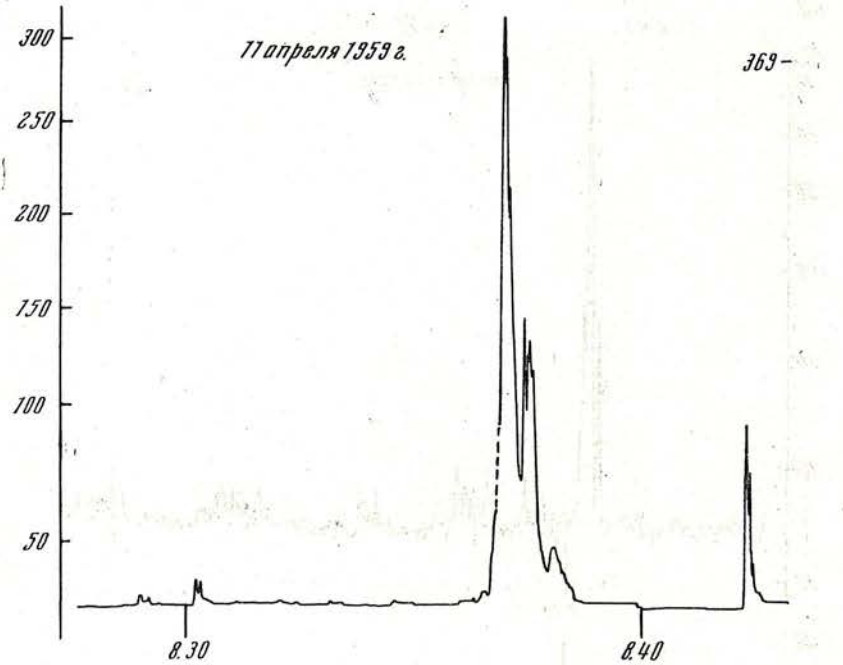

9 апреля 1959 г.
-364-
60
50
40
30
20
10
6.20
6.30

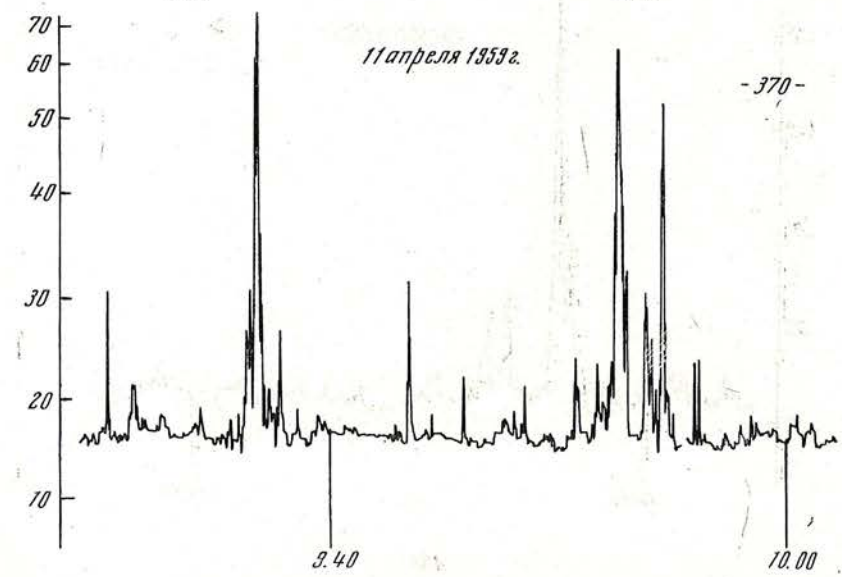

9 апреля 1959 г.
- 365 -
60
50
40
30
20
10
6.45
6.50

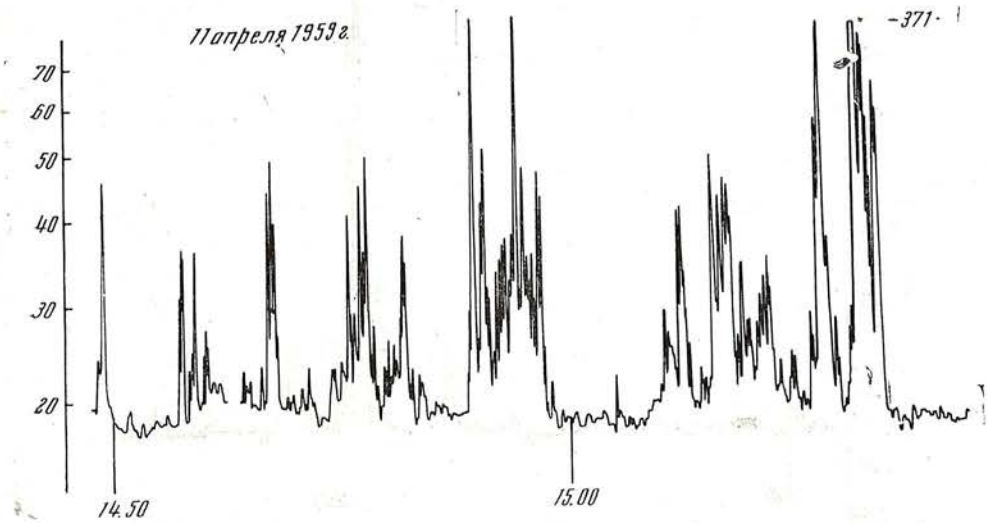

9 апреля 1959 г.
- 366 -
60
70
60
50
40
30
20
10
9.10
9.20

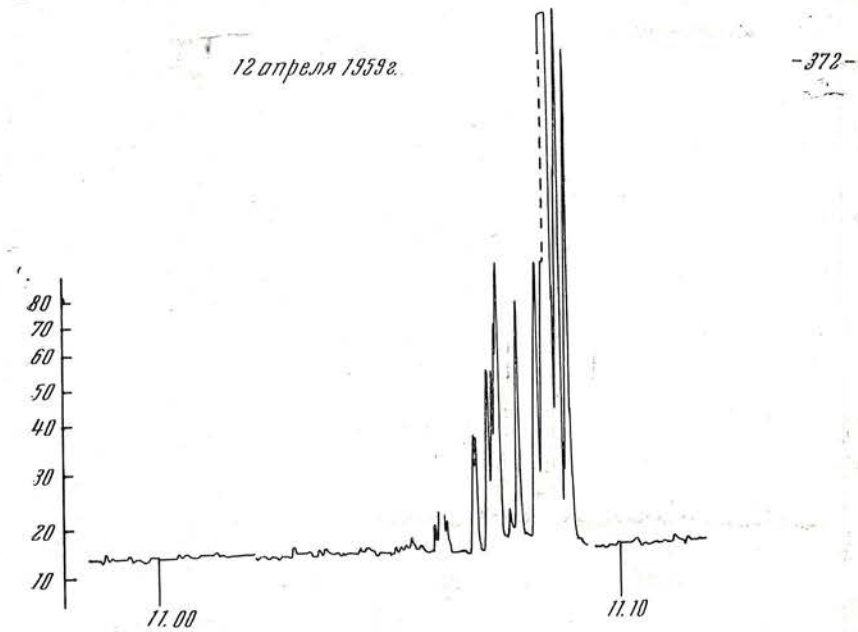

9 апреля 1959 г.
367 -
60
50
40
30
20
10
13.20
13.30

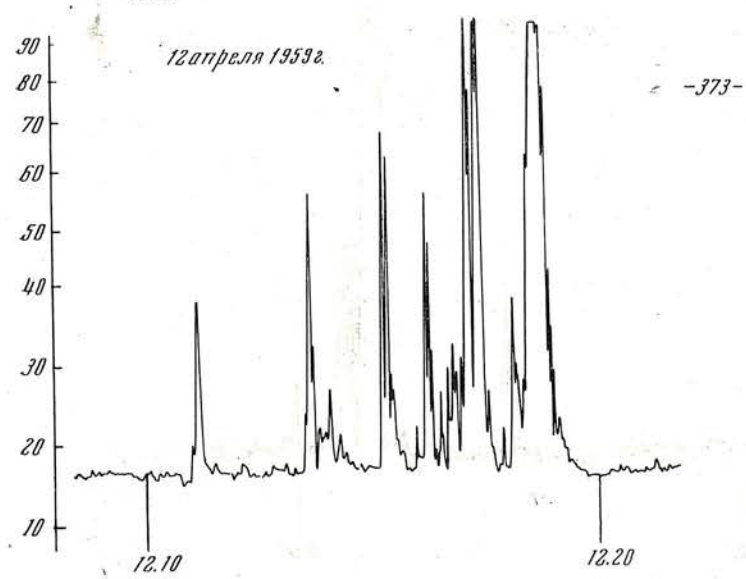

10 апреля 1959г.
- 368 -
70
60
50
40
30
20
10
10.30
10.40

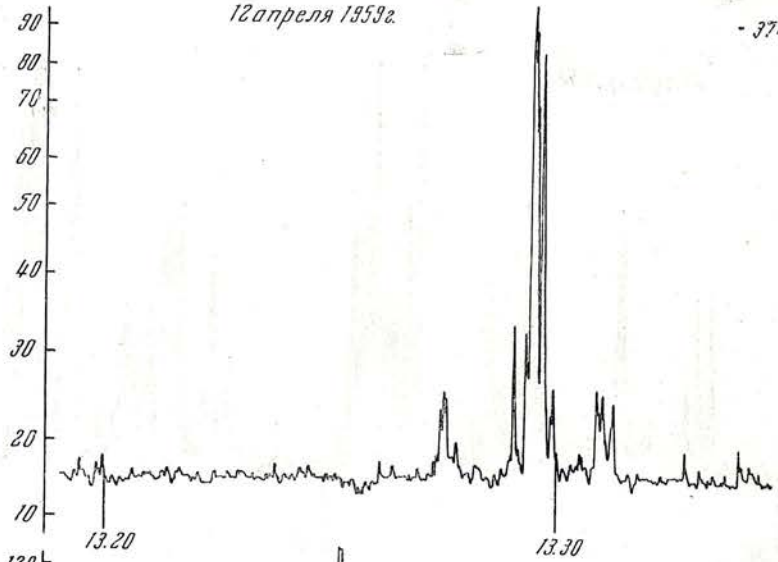

11 апреля 1959 г.
369 -
300
250
200
150
100
50
8.30
8.40

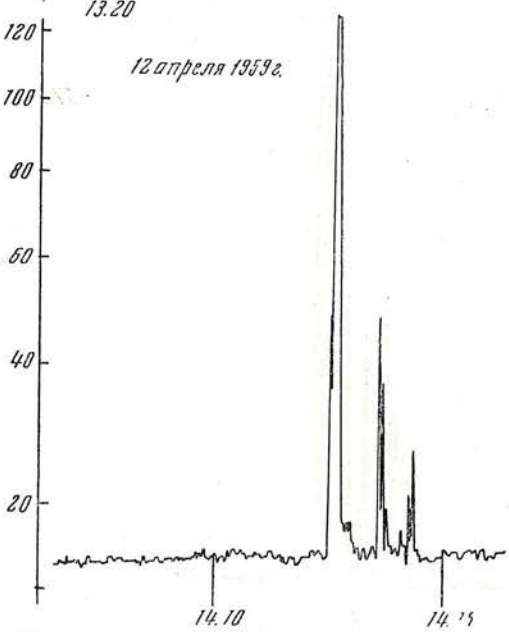

11 апреля 1959г.
- 370 -
70
60
50
40
30
20
10
9.40
10.00

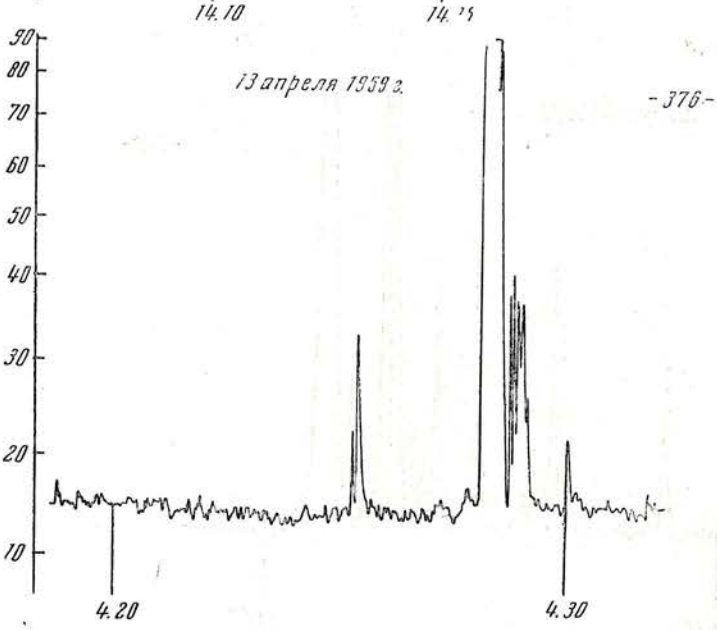

11 апреля 1959 г.
-371-
70
60
50
40
30
20
14.50
15.00

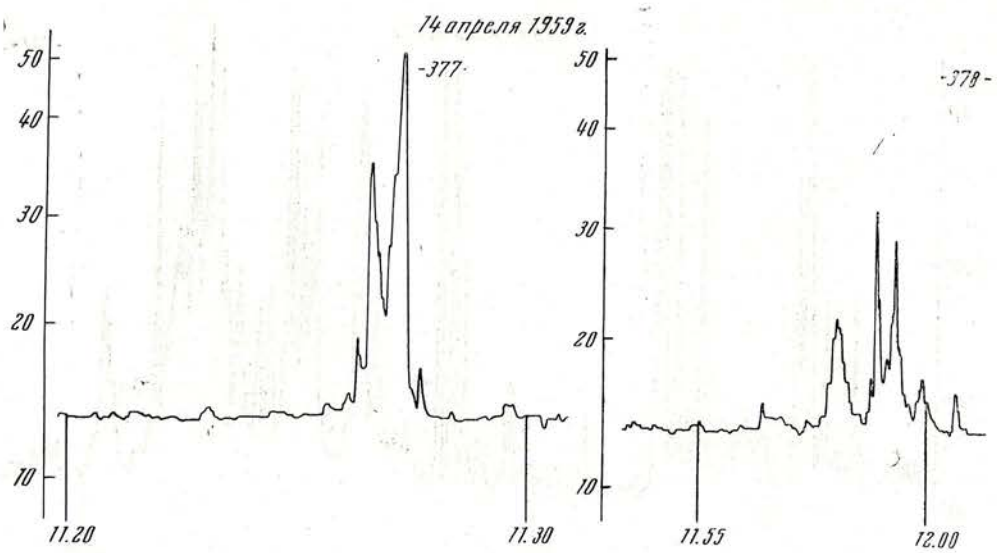

12 апреля 1959 г.
-372-
80
70
60
50
40
30
20
10
11.00
11.10

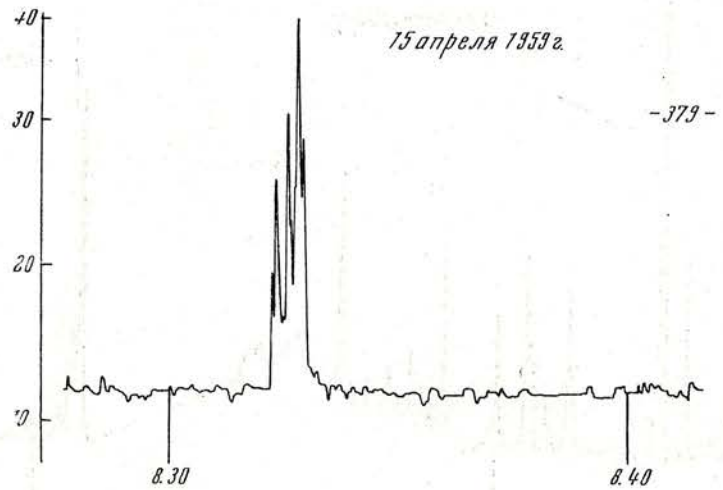

12 апреля 1959 г.
-373-
90
80
70
60
50
40
30
20
10
12.10
12.20

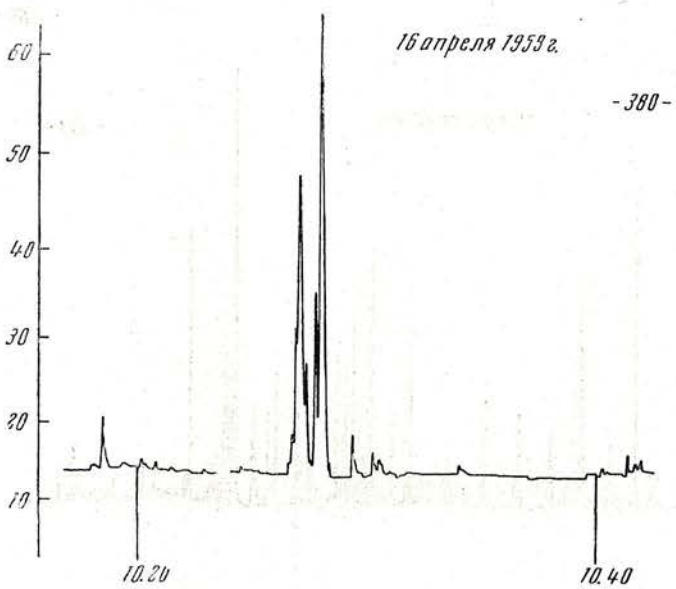

12 апреля 1959 г.
- 374 -
90
80
70
60
50
40
30
20
10
13.20
13.30

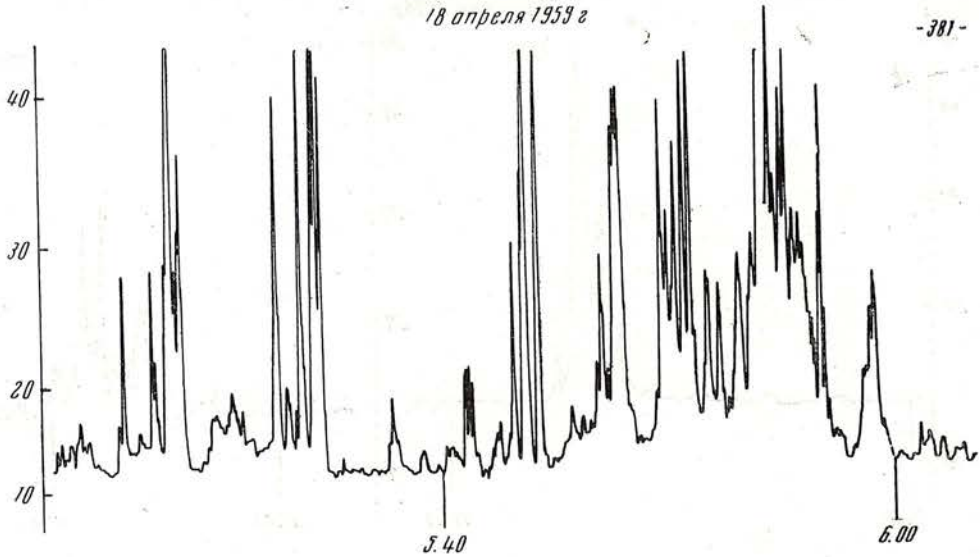

12 апреля 1959 г.
- 375 -
120
100
80
60
40
20
14.10

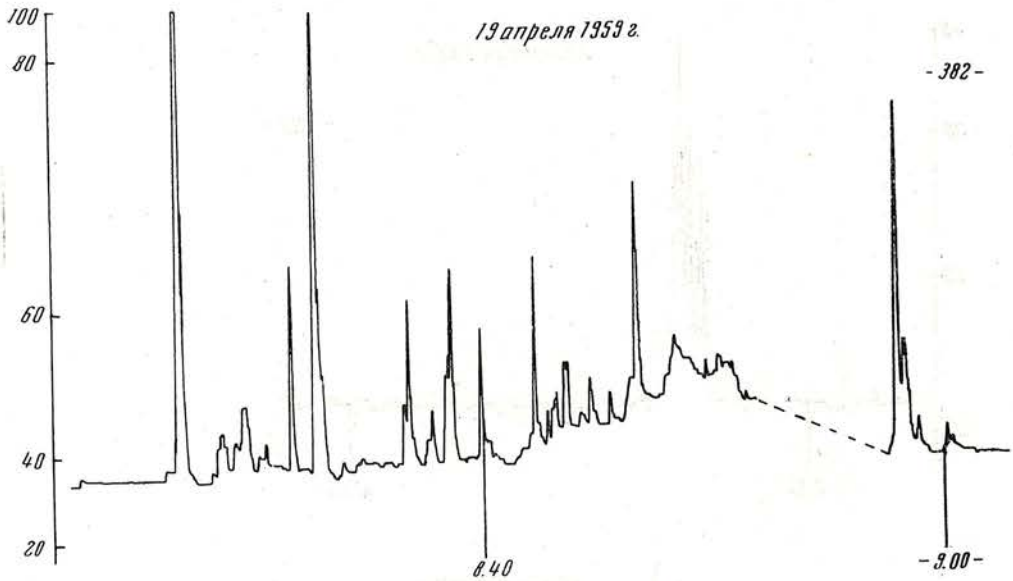

13 апреля 1959 г.
- 376 -
90
80
70
60
50
40
30
20
10
4.20
4.30

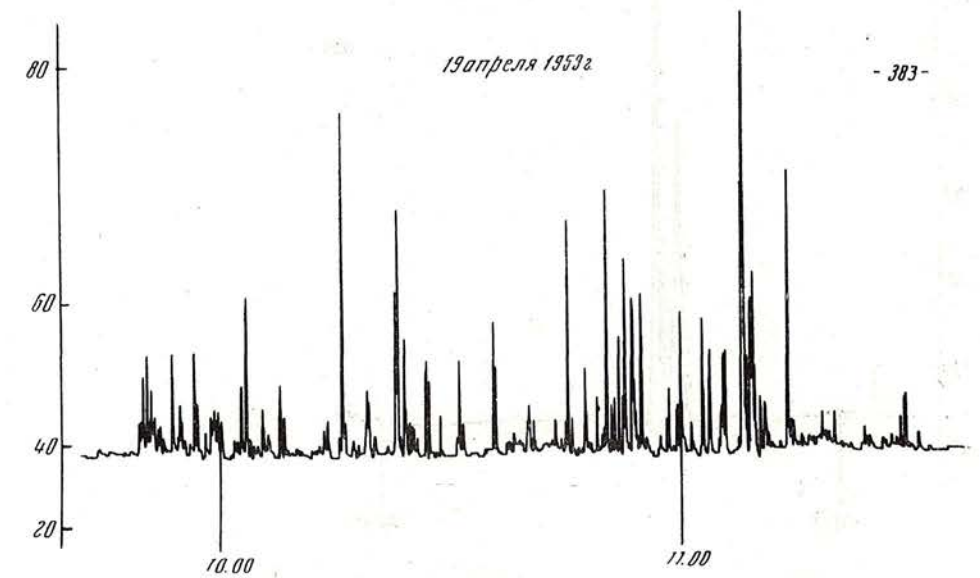

14 апреля 1959 г.
-377-
50
40
30
20
10
11.20
11.30
-378-
50
40
30
20
10
11.55
12.00

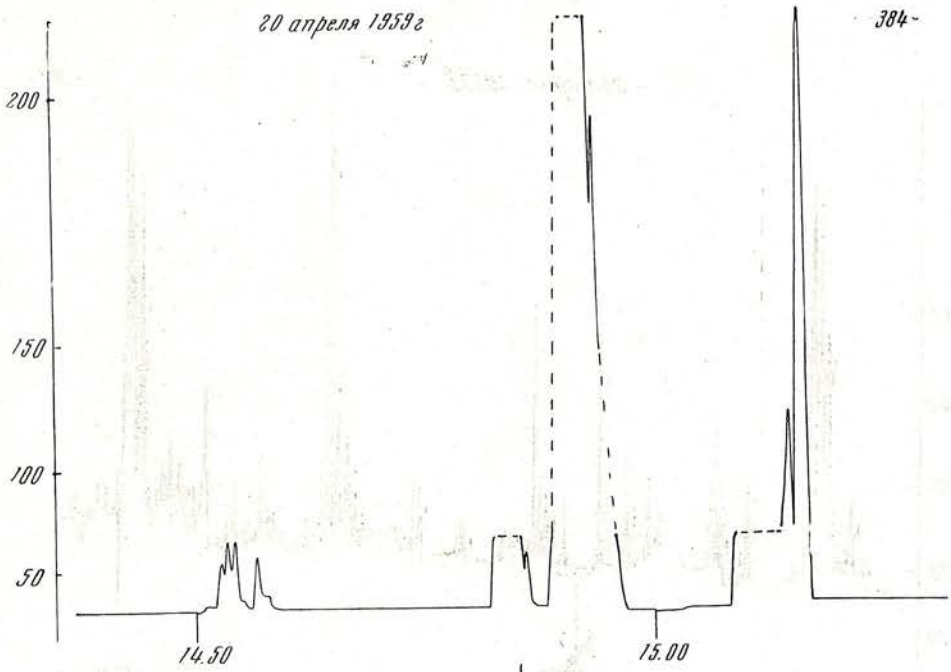

15 апреля 1959 г.
-379-
40
30
20
10
8.30
8.40

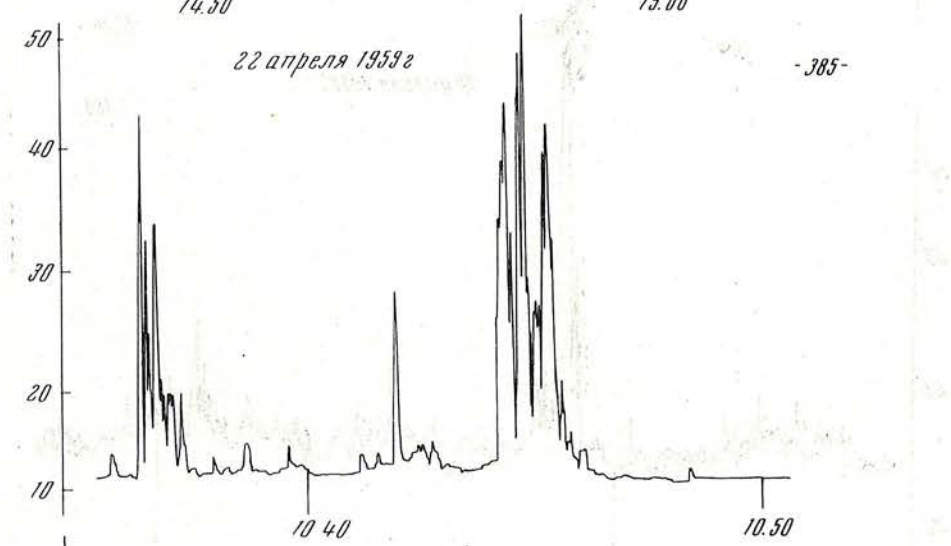

16 апреля 1959 г.
-380-
60
50
40
30
20
10
10.20
10.40

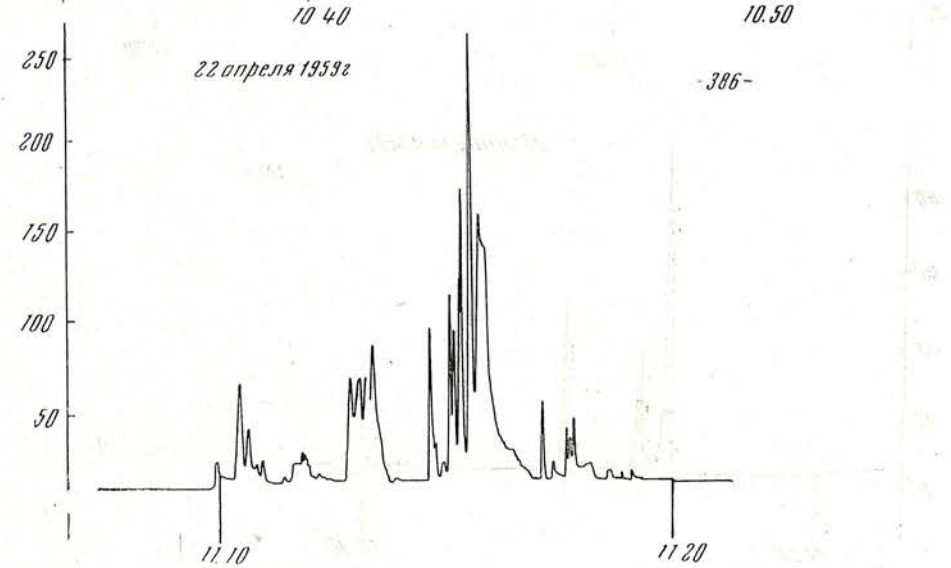

18 апреля 1959 г
-381-
40
30
20
10
5.40
6.00

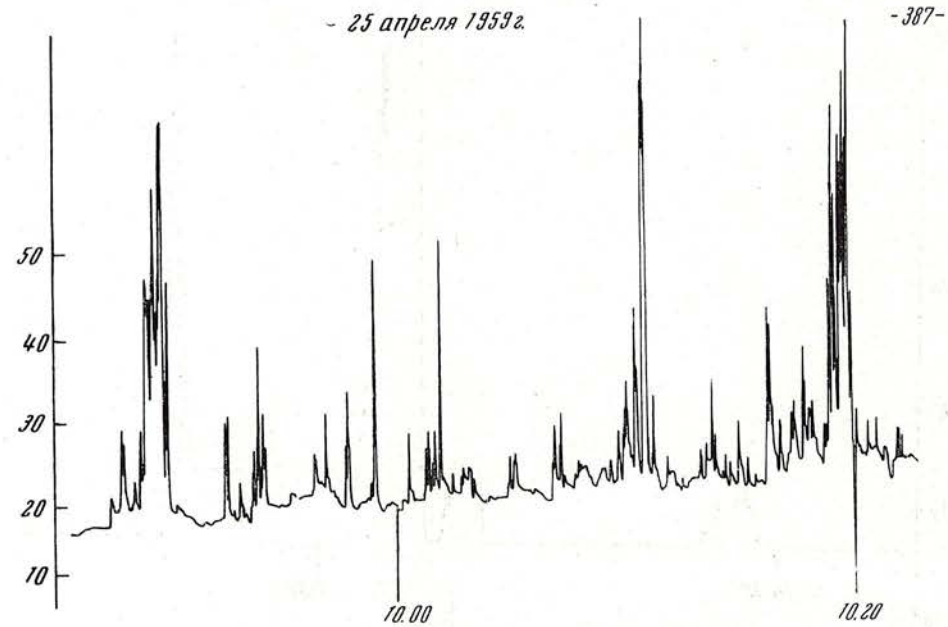

19 апреля 1959 г.
-382-
100
80
60
40
20
8.40
-9.00-

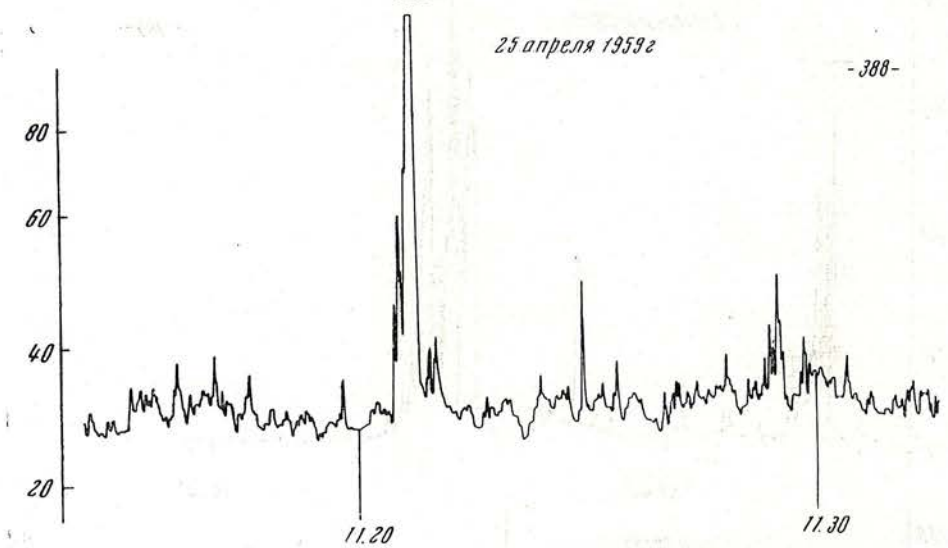

19 апреля 1959 г.
-383-
80
60
40
20
10.00
11.00

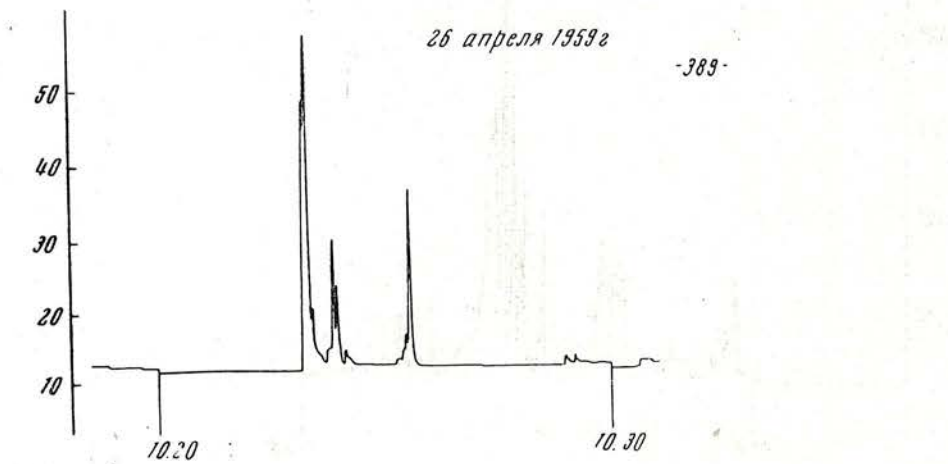

20 апреля 1959г
384
200
150
100
50
14.50
15.00

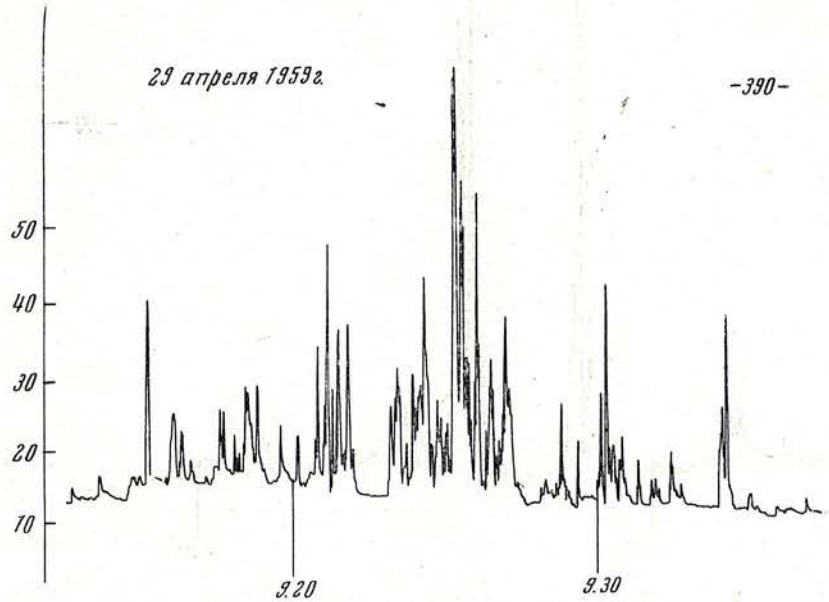

22 апреля 1959г
385
50
40
30
20
10
10 40
10.50

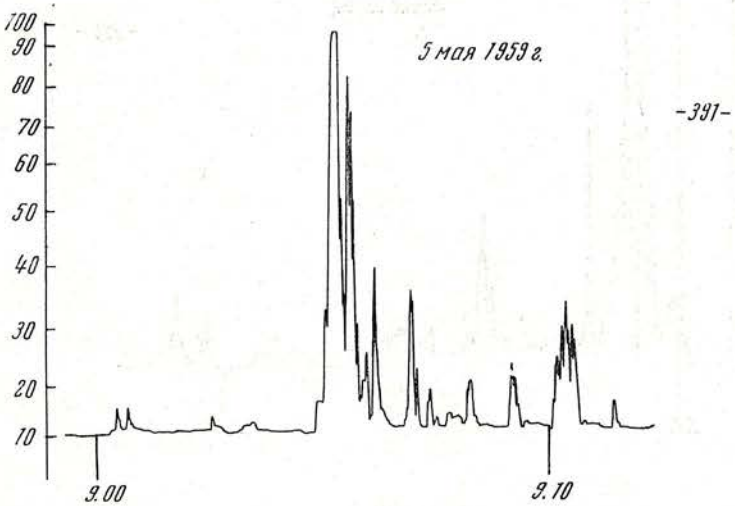

22 апреля 1959г
386
250
200
150
100
50
11.10
11.20

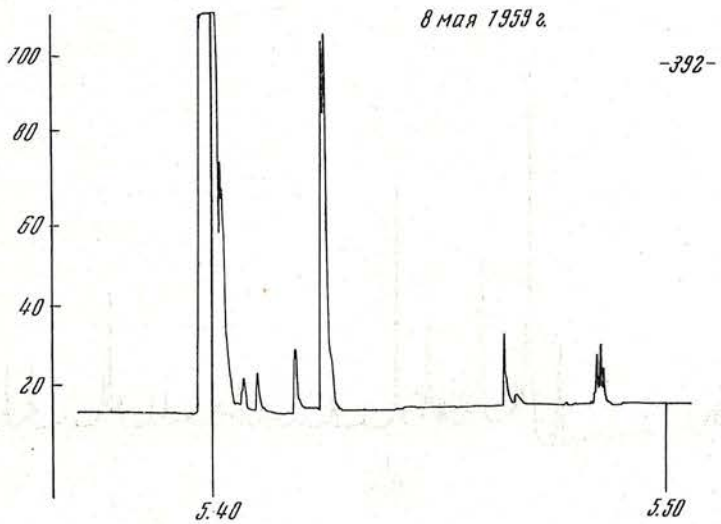

- 25 апреля 1959г.
-387-
50
40
30
20
10
10.00
10.20

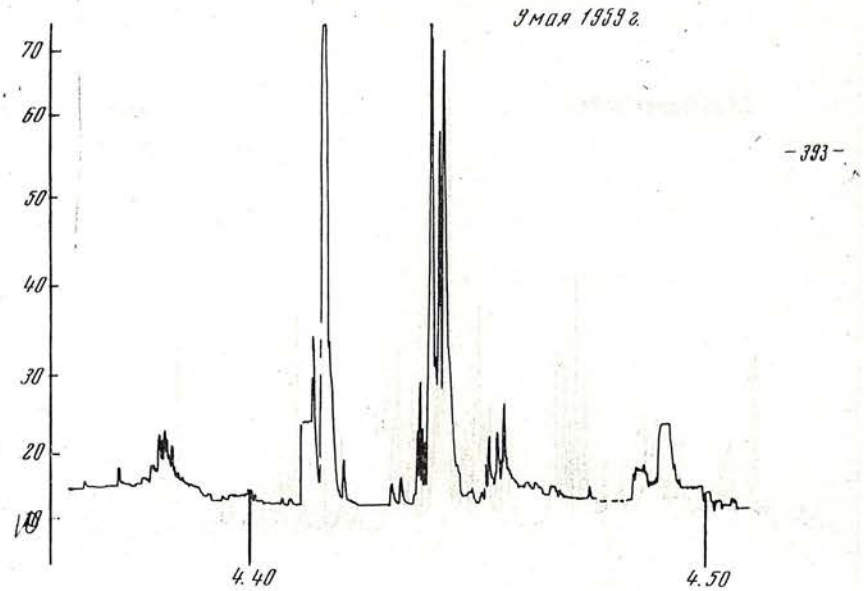

25 апреля 1959г
-388-
80
60
40
20
11.20
11.30

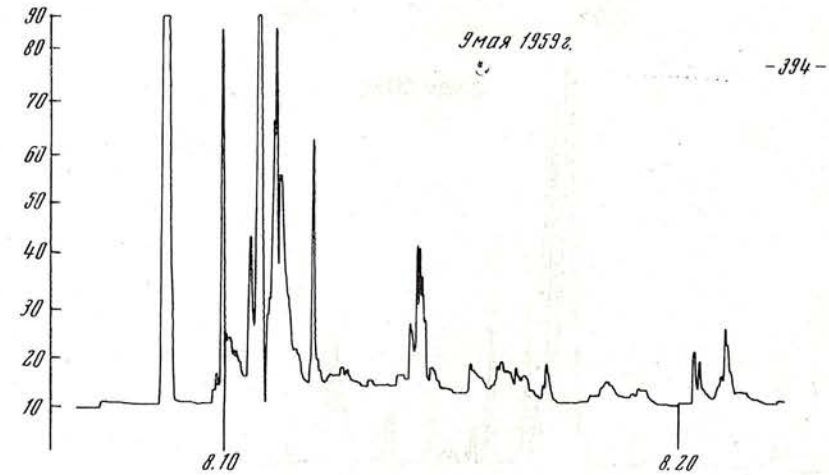

26 апреля 1959г
-389-
50
40
30
20
10
10.20
10.30

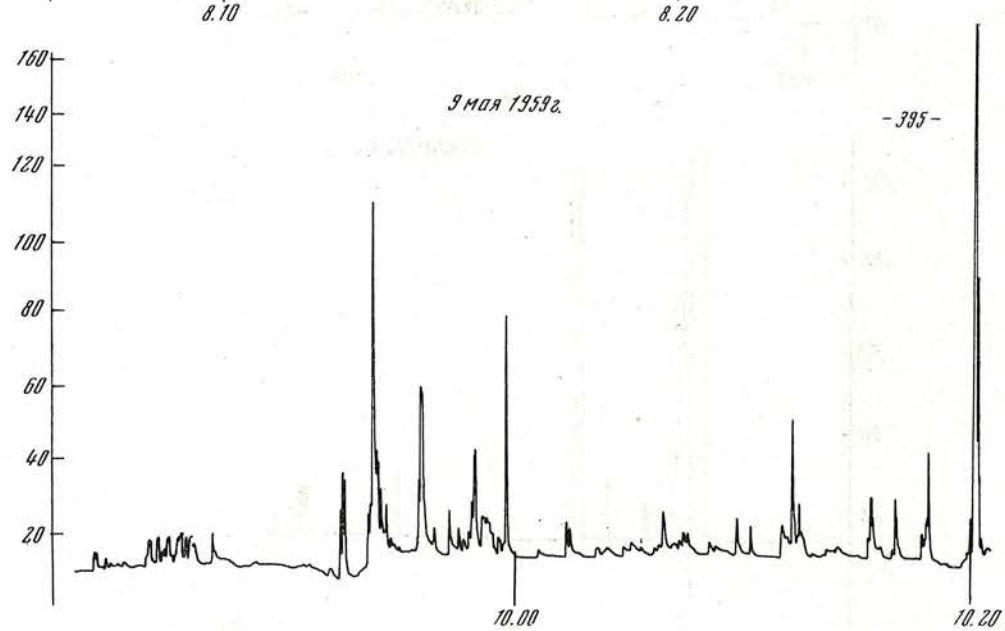

29 апреля 1959г.
-390-
50
40
30
20
10
9.20
9.30

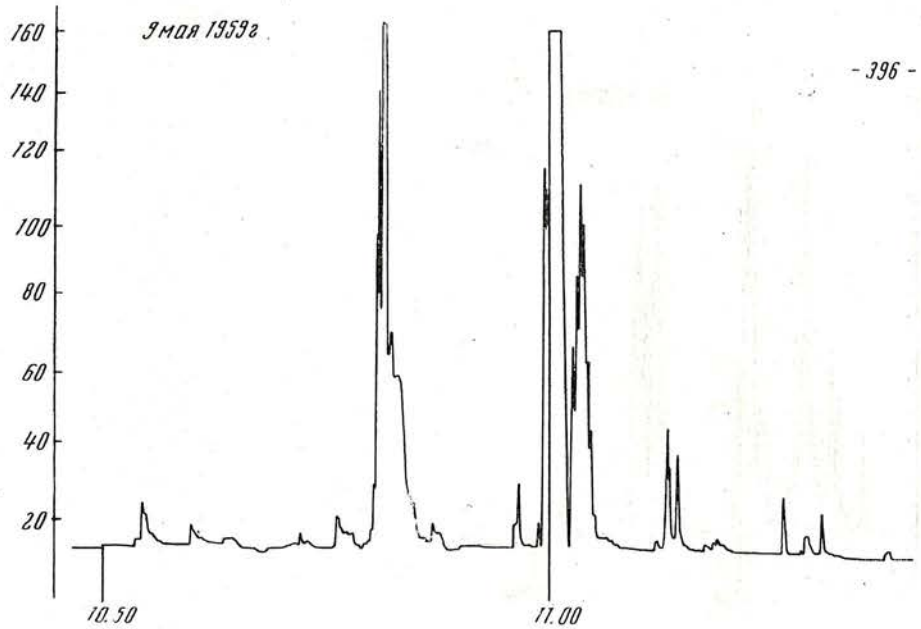

5 мая 1959 г.
-391-
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
9.00
9.10

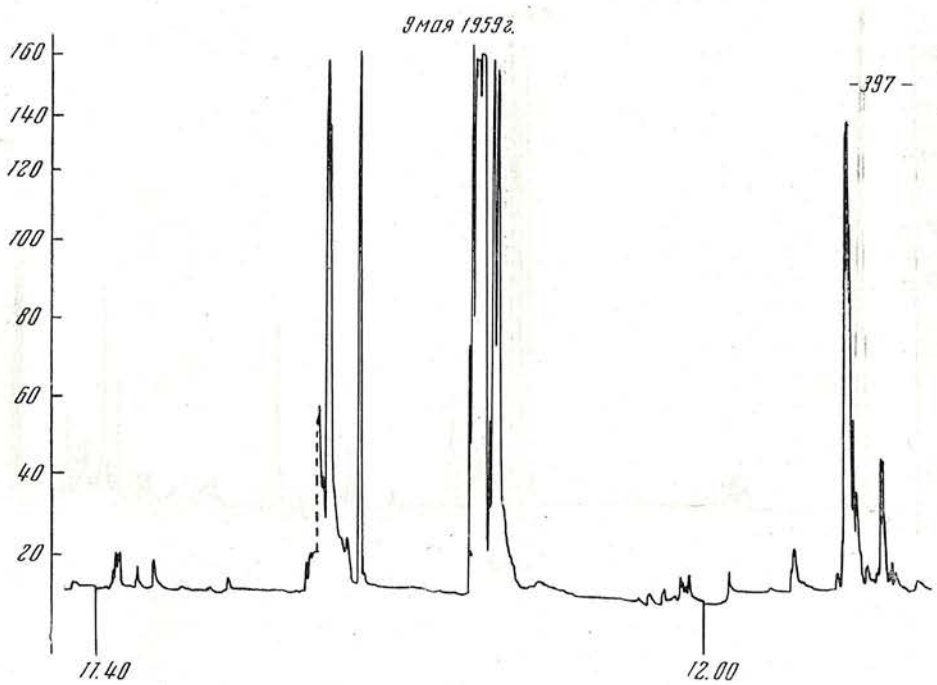

8 мая 1959 г.
-392-
100
80
60
40
20
5.40
5.50

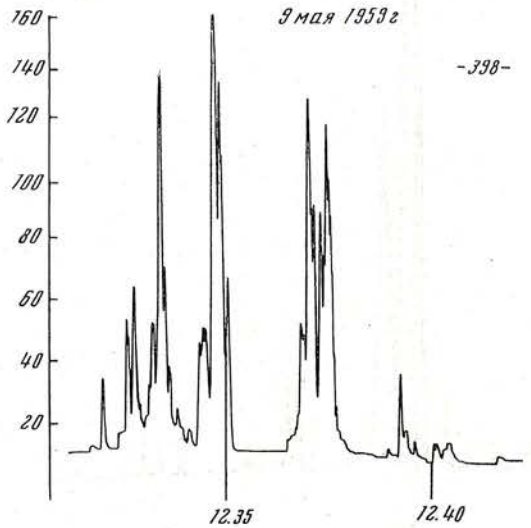

9 мая 1959 г.
-393-
70
60
50
40
30
20
10
4.40
4.50

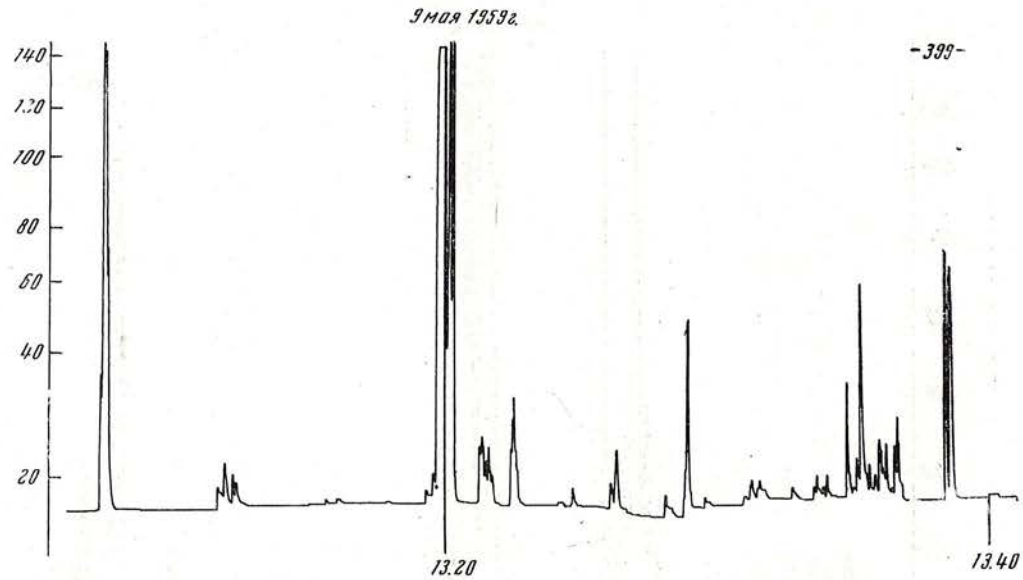

9 мая 1959 г.
-394-
90
80
70
60
50
40
30
20
10
8.10
8.20

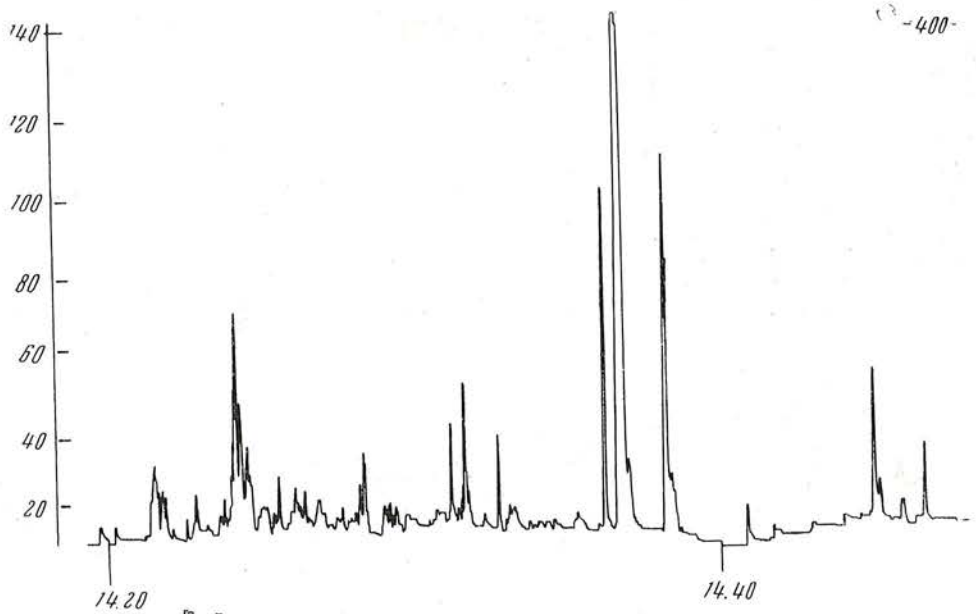

9 мая 1959 г.
-395-
160
140
120
100
80
60
40
20
10.00
10.20

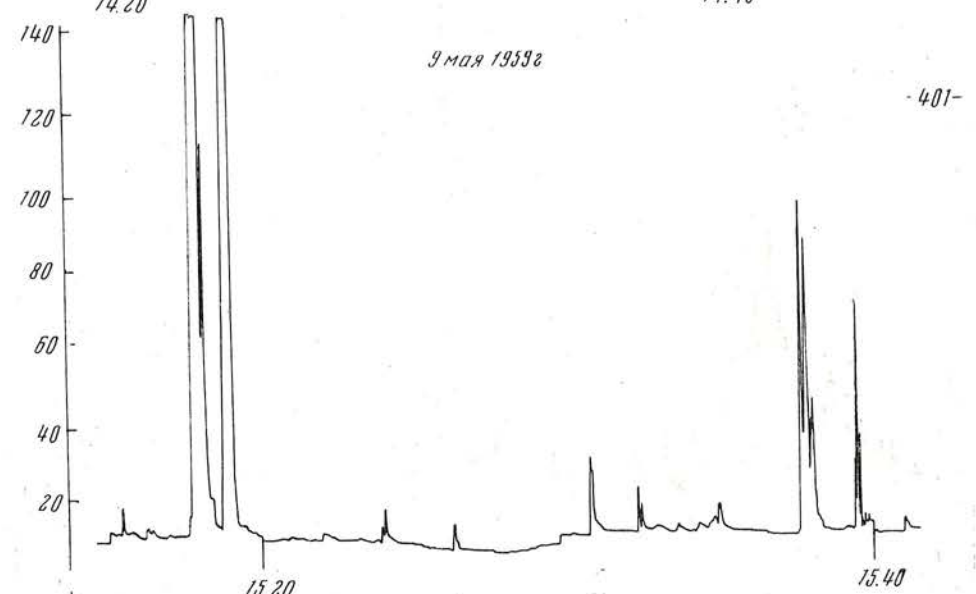

9 мая 1959г.
- 396 -
160
140
120
100
80
60
40
20
10.50
11.00

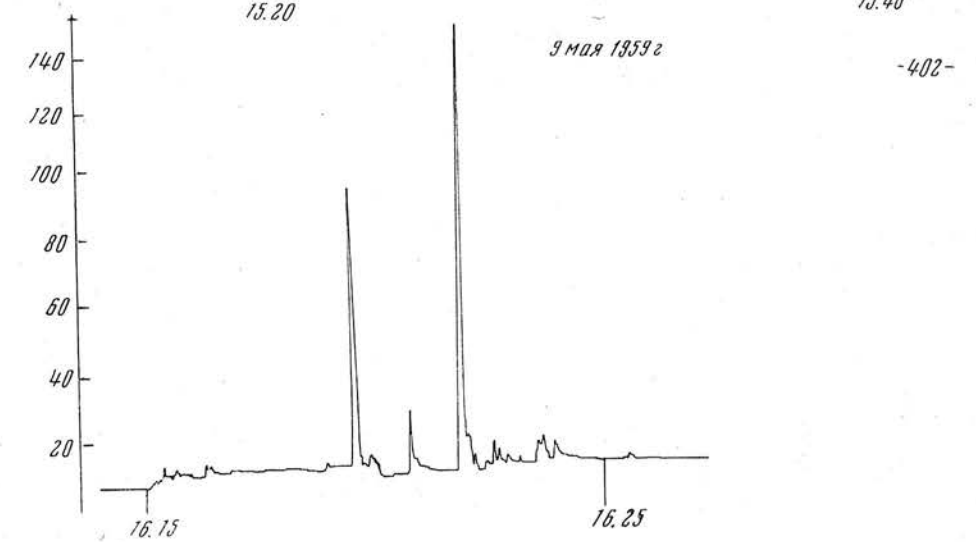

9 мая 1959г.
- 397 -
160
140
120
100
80
60
40
20
11.40
12.00

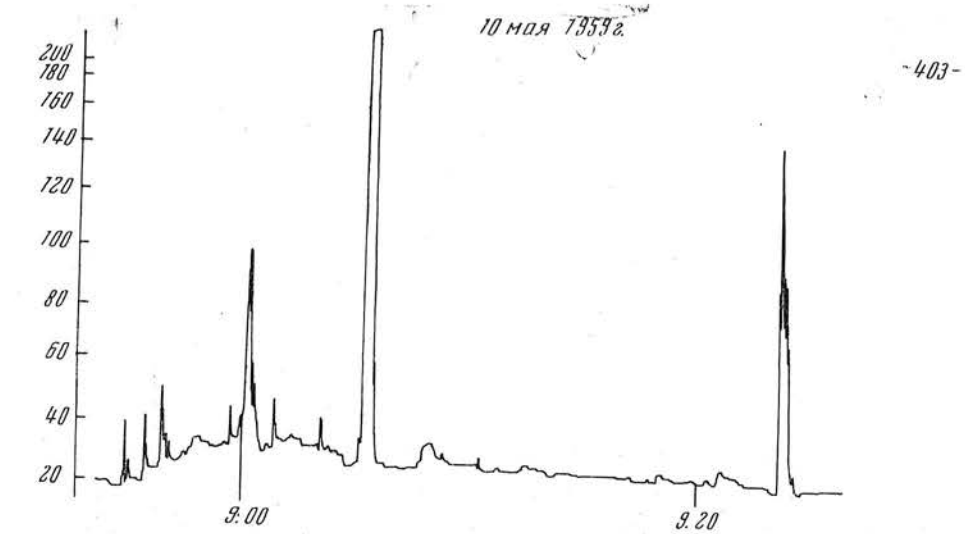

9 мая 1959 г
-398-
160
140
120
100
80
60
40
20
12.35
12.40

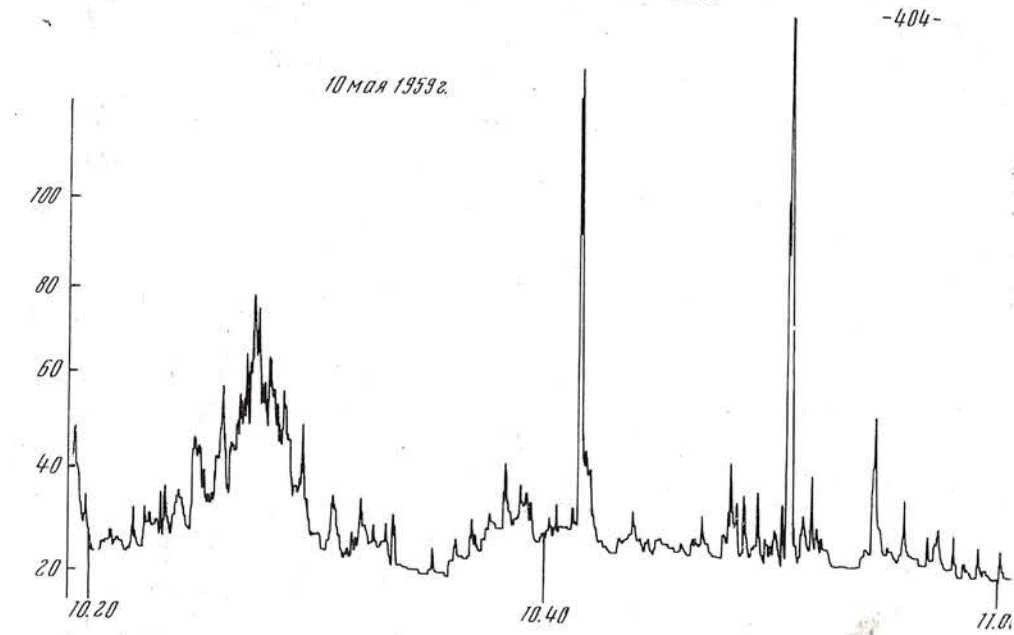

9 мая 1959 г.
-399-
140
120
100
80
60
40
20
13.20
13.40

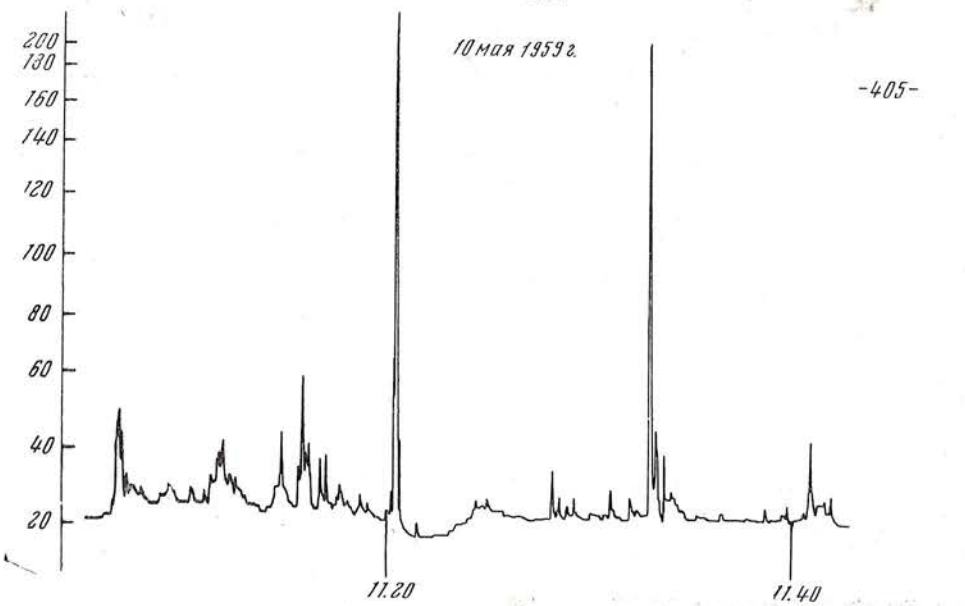

-400-
140
120
100
80
60
40
20
14.20
14.40

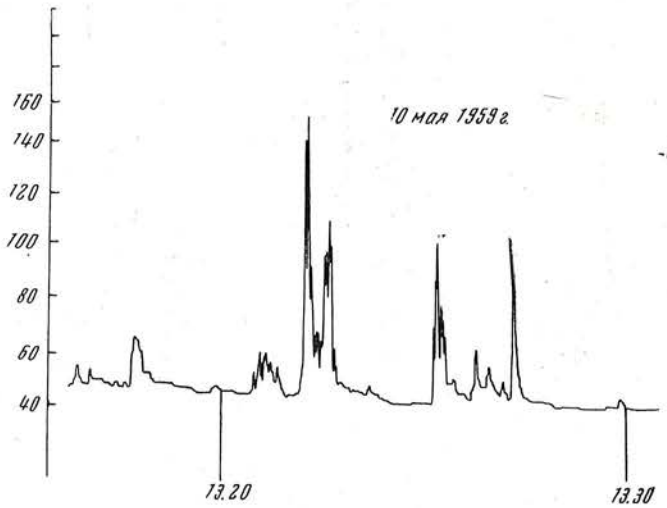

9 мая 1959г
-401-
140
120
100
80
60
40
20
15.20
15.40

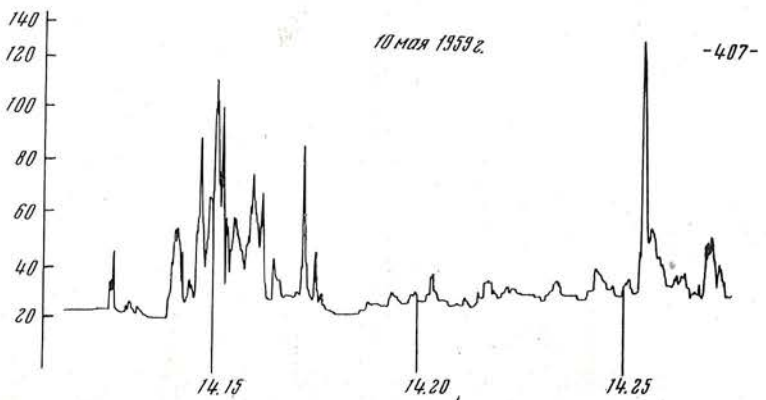

9 мая 1959г
-402-
140
120
100
80
60
40
20
16.15
16.25

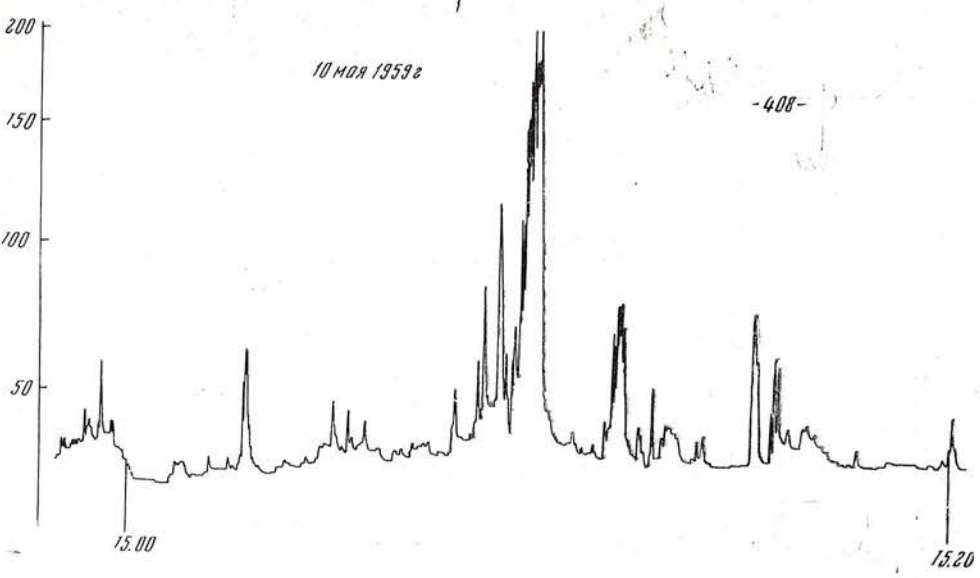

10 мая 1959 г.
-403-
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
9.00
9.20

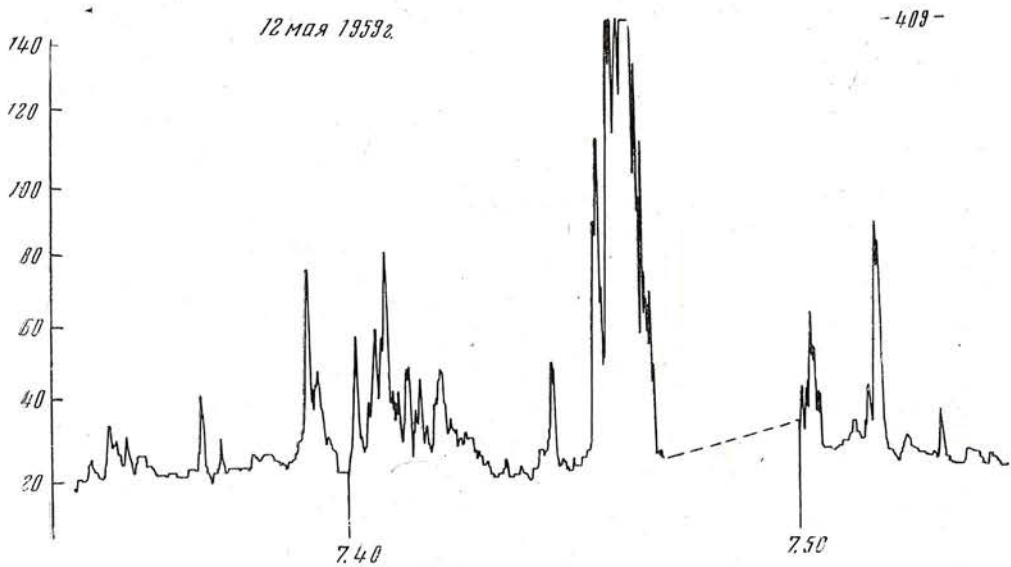

-404-
10 мая 1959 г.
100
80
60
40
20
10.20
10.40

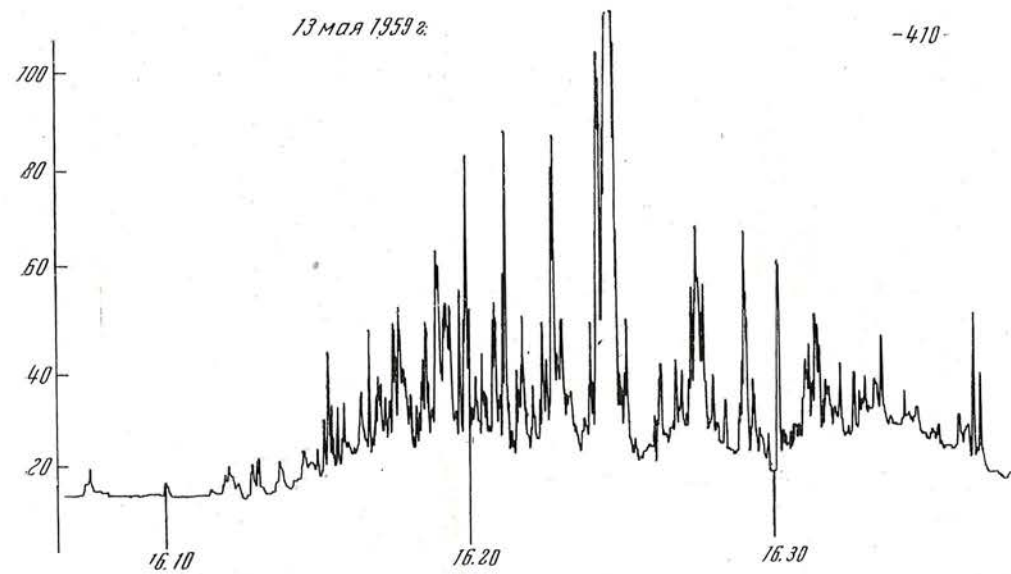

10 мая 1959 г.
-405-
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
11.20
11.40

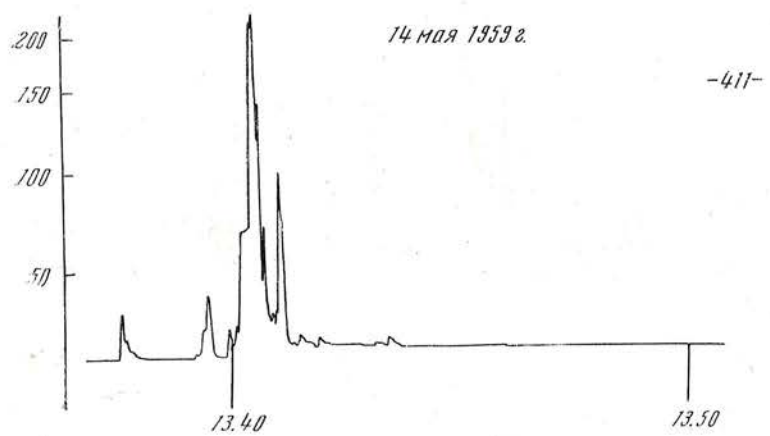

10 мая 1959 г.
-406-
160
140
120
100
80
60
40
13.20
13.30

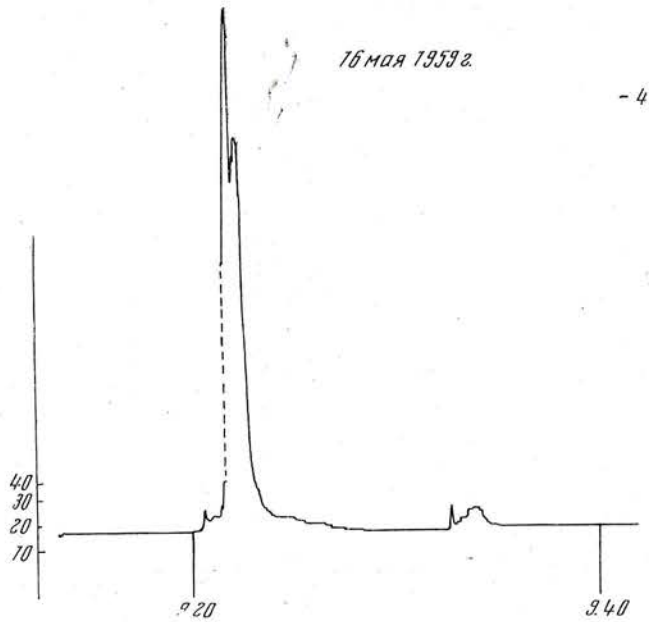

10 мая 1959 г.
-407-
140
120
100
80
60
40
20
14.15
14.20
14.25

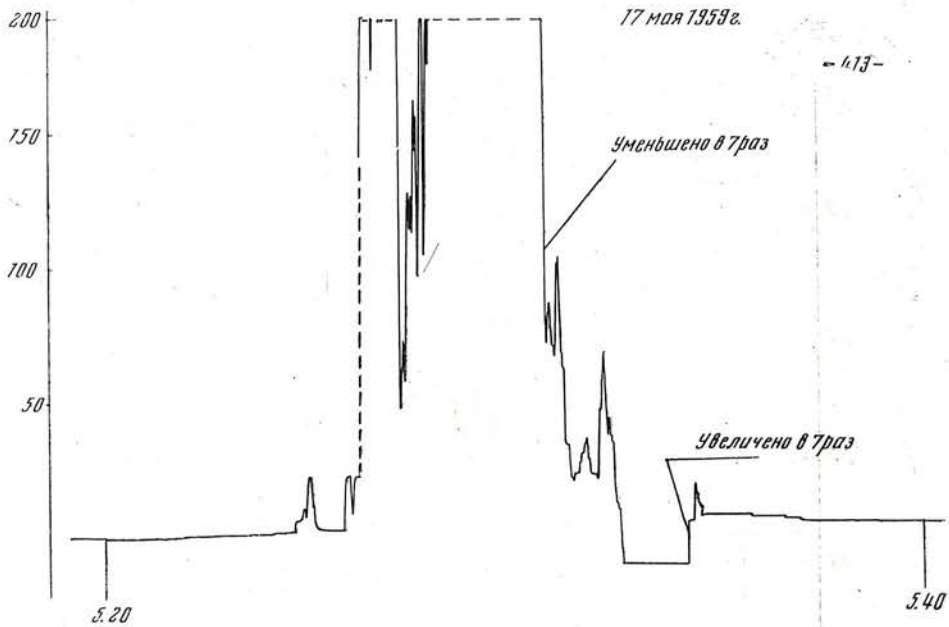

10 мая 1959 г
-408-
200
150
100
50
15.00
15.20

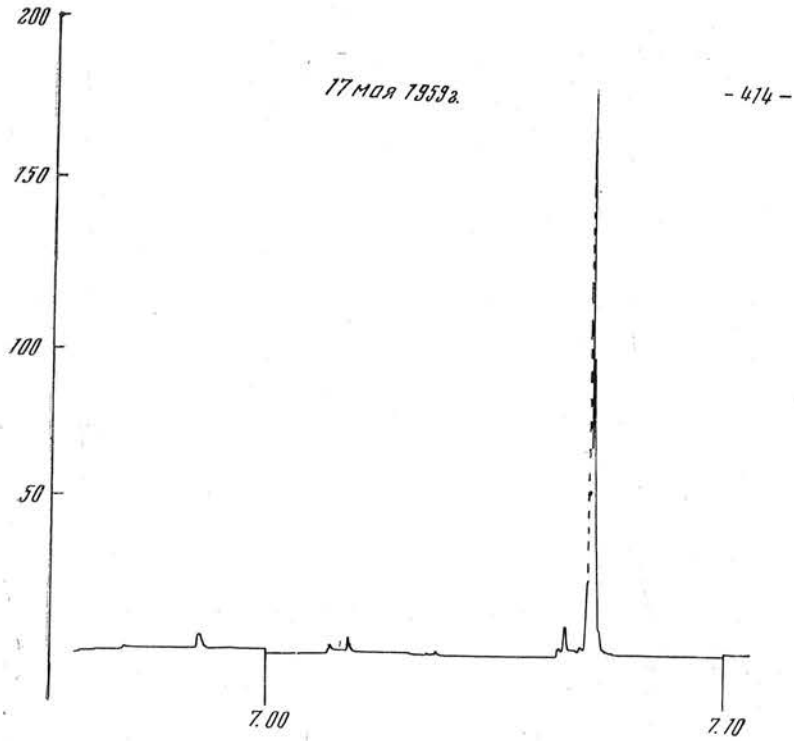

12 мая 1959 г.
-409-
140
120
100
80
60
40
20
7.40
7.50

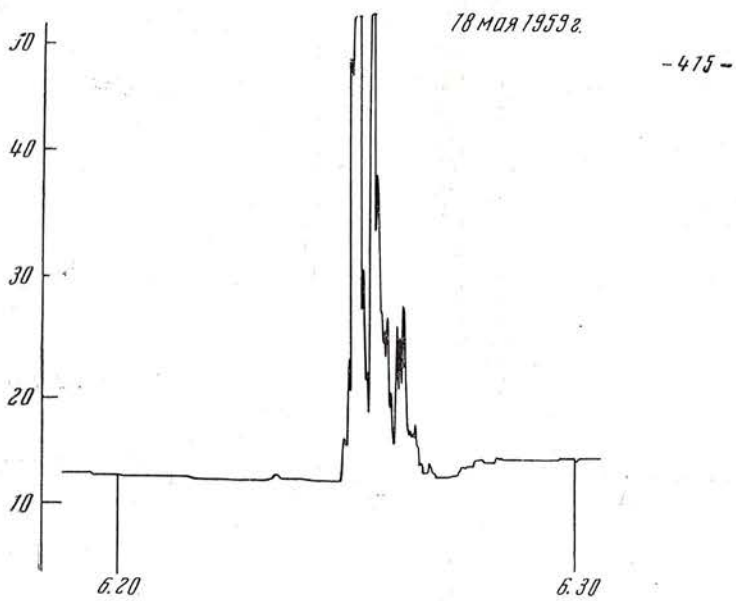

13 мая 1959 г.
-410-
100
80
60
40
20
16.10
16.20
16.30

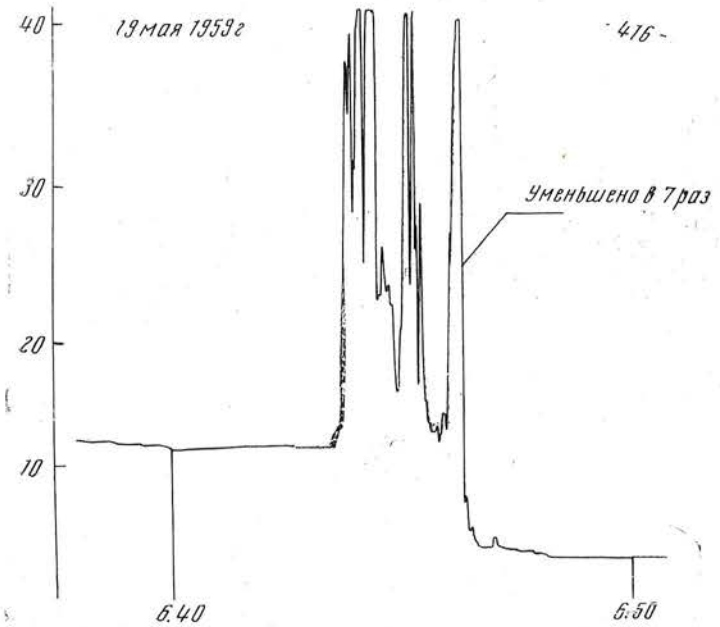

14 мая 1959 г.
-411-
200
150
100
50
13.40
13.50

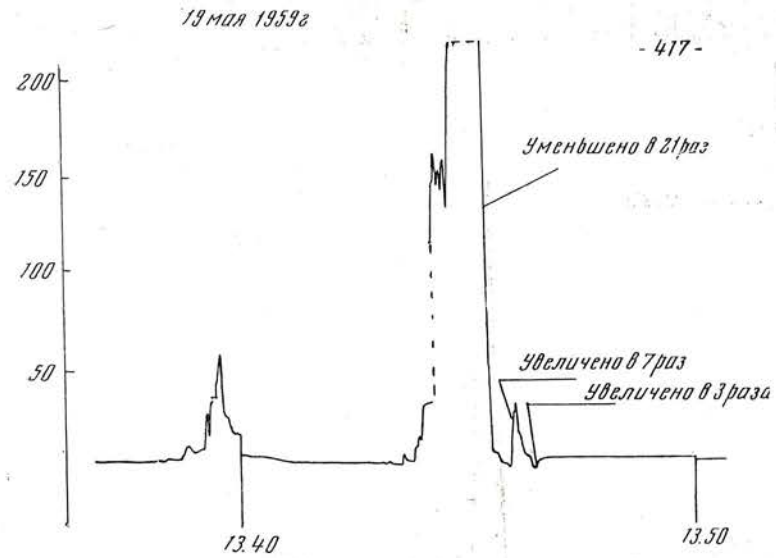

16 мая 1959 г.
- 412 -
40
30
20
10
9.20
9.40

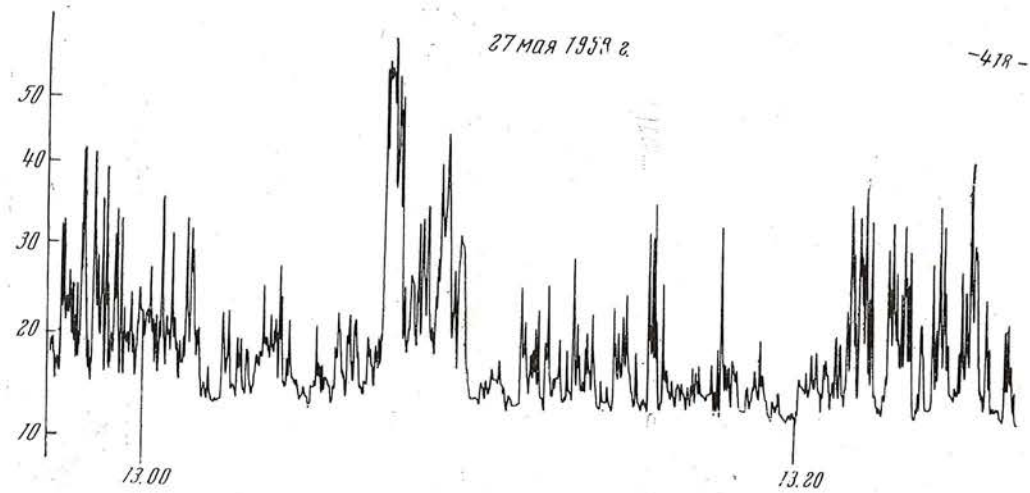

17 мая 1959 г.
- 413 -
200
150
100
50
Уменьшено в 7 раз
Увеличено в 7 раз
5.20
5.40

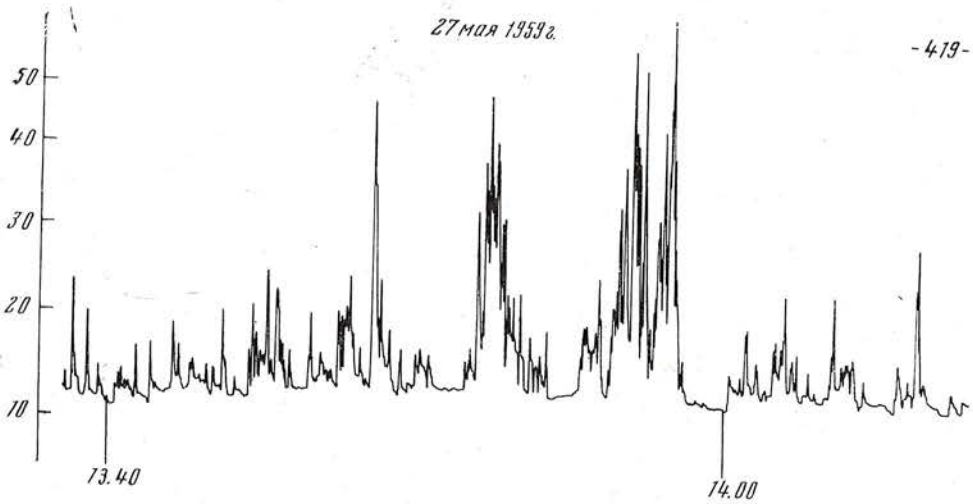

17 мая 1959г.
- 414 -
200
150
100
50
7.00
7.10

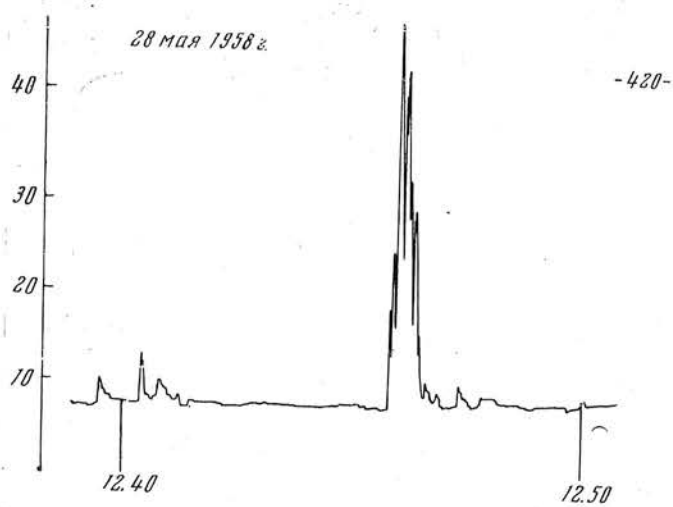

18 мая 1959г.
- 415 -
50
40
30
20
10
6.20
6.30

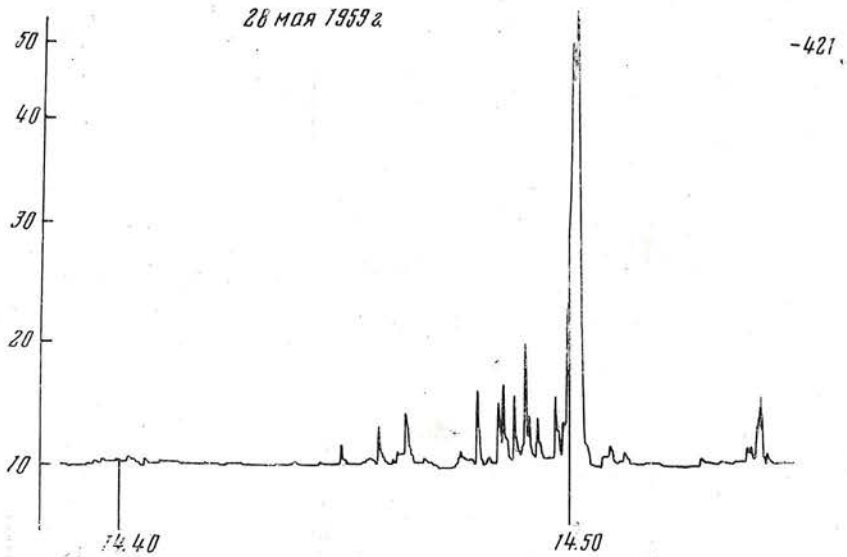

19 мая 1959г
- 416 -
40
30
20
10
Уменьшено в 7 раз
6.40
6.50

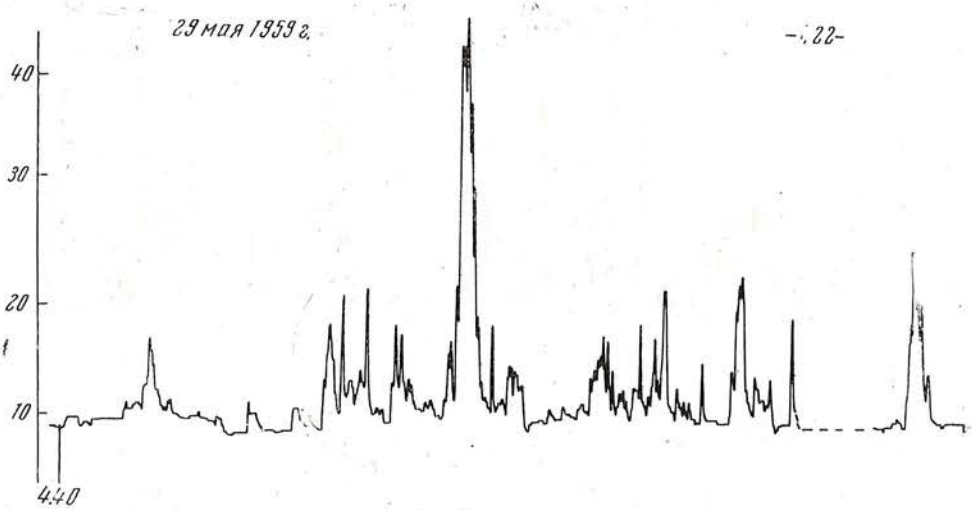

19 мая 1959г
- 417 -
200
150
100
50
Уменьшено в 21 раз
Увеличено в 7 раз
Увеличено в 3 раза
13.40
13.50

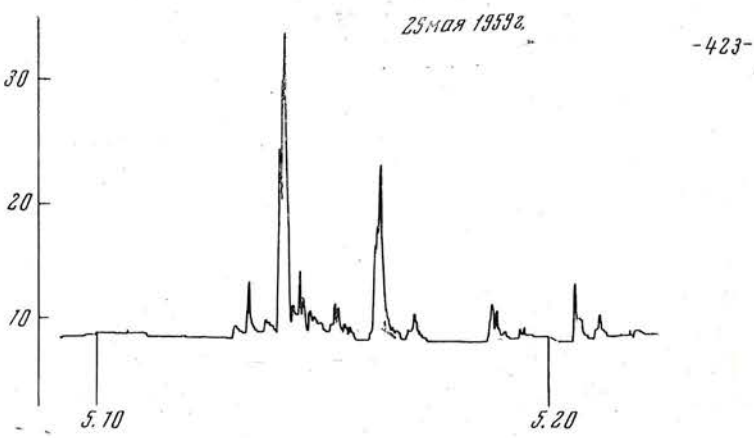

27 мая 1959 г.
-418-
50
40
30
20
10
13.00
13.20

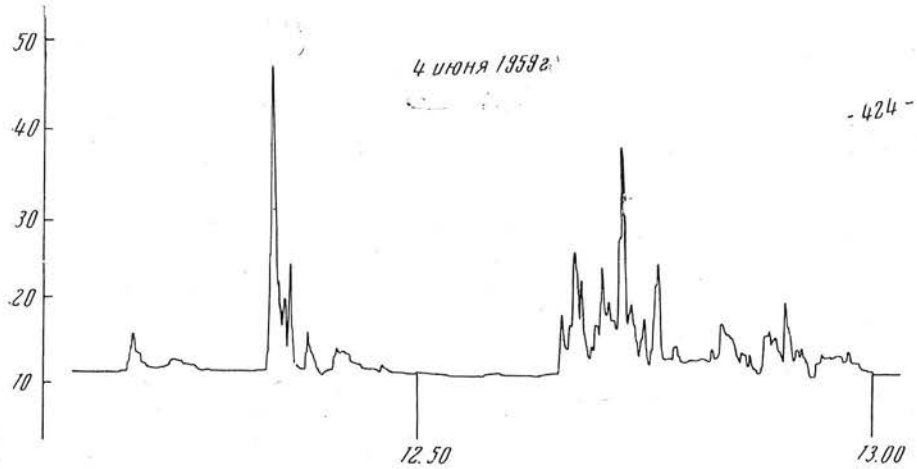

27 мая 1959 г.
-419-
50
40
30
20
10
13.40
14.00

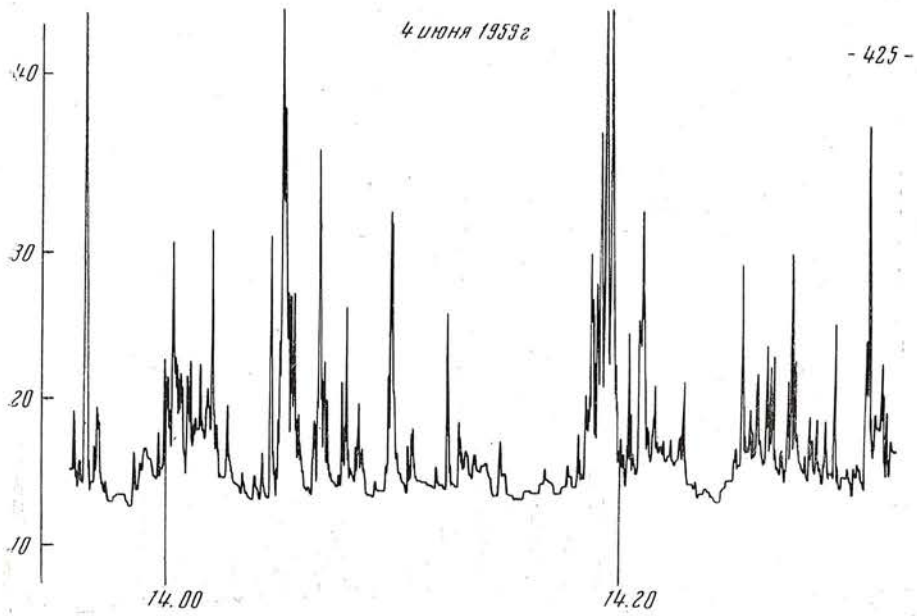

28 мая 1956 г.
-420-
40
30
20
10
12.40
12.50

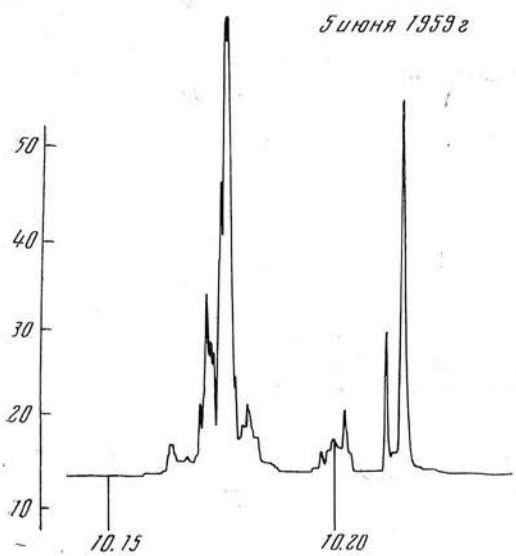

26 мая 1959 г.
-421
50
40
30
20
10
14.40
14.50

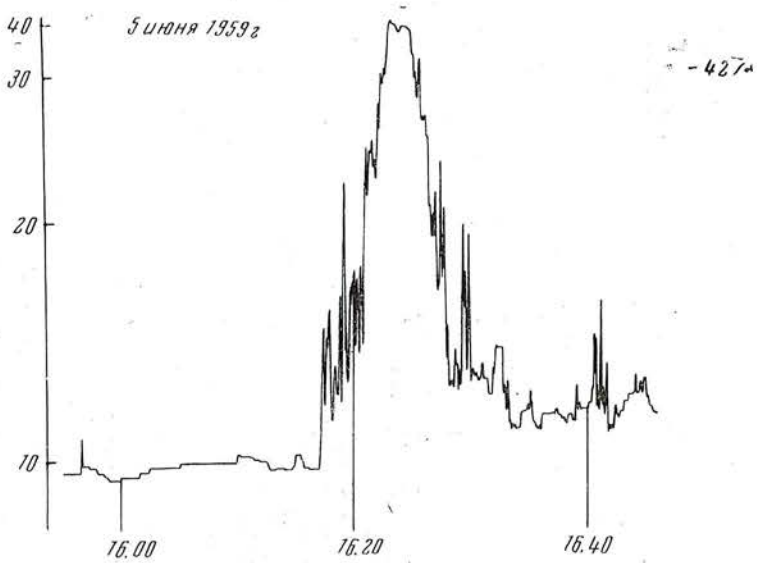

29 мая 1959 г.
-422-
40
30
20
10
4.40

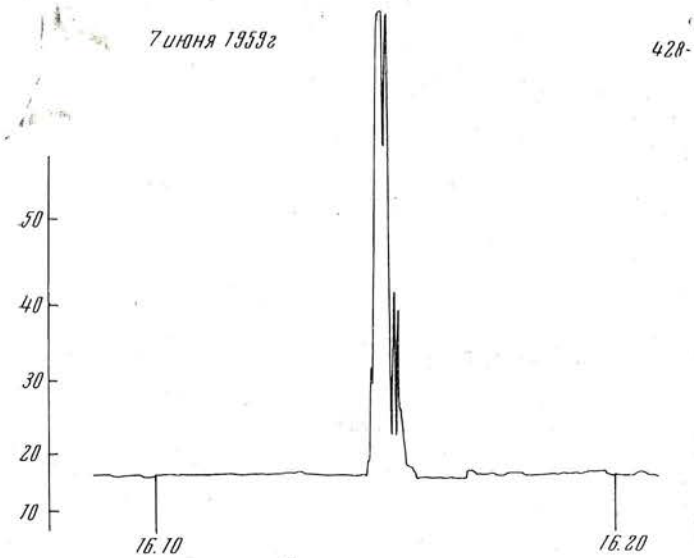

29 мая 1959 г.
-423-
30
20
10
5.10
5.20

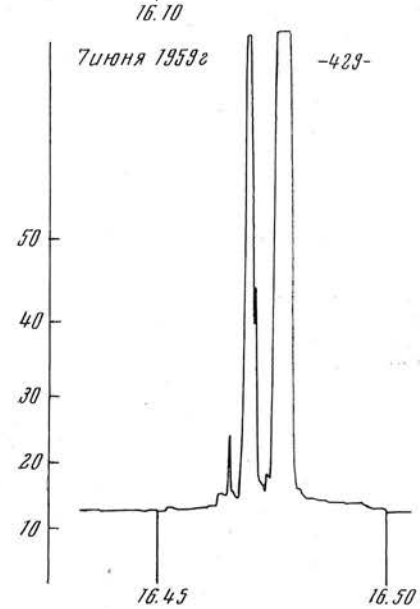

4 июня 1959г
- 424 -
50
40
30
20
10
12.50
13.00

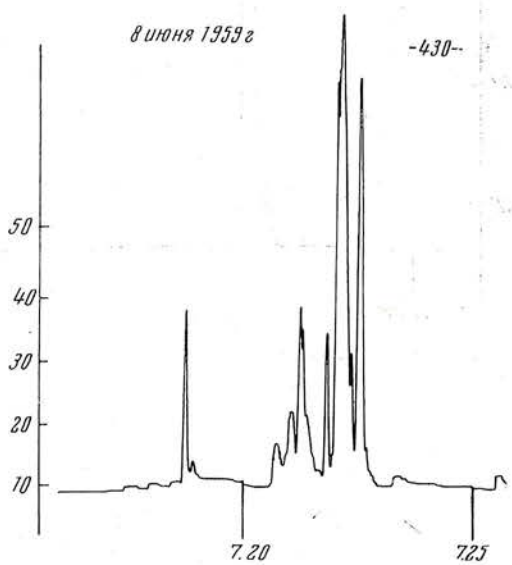

4 июня 1959г
- 425 -
40
30
20
10
14.00
14.20

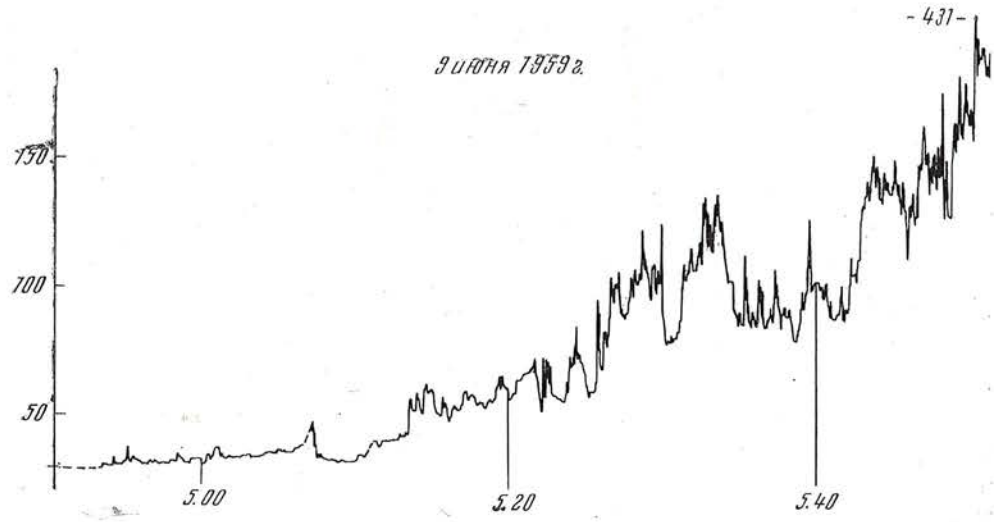

5 июня 1959г
- 426 -
50
40
30
20
10
10.15
10.20

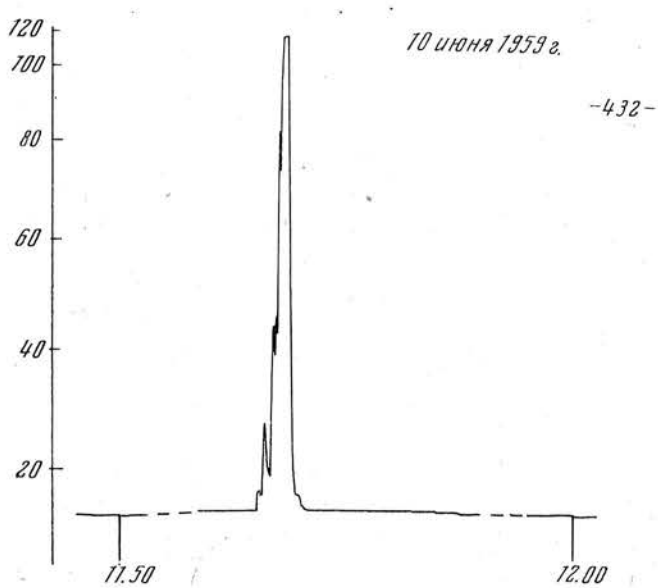

5 июня 1959г
-427-
40
30
20
10
16.00
16.20
16.40


7 июня 1959г
428-
50
40
30
20
10
16.10
16.20


7 июня 1959г
-429-
50
40
30
20
10
16.45
16.50

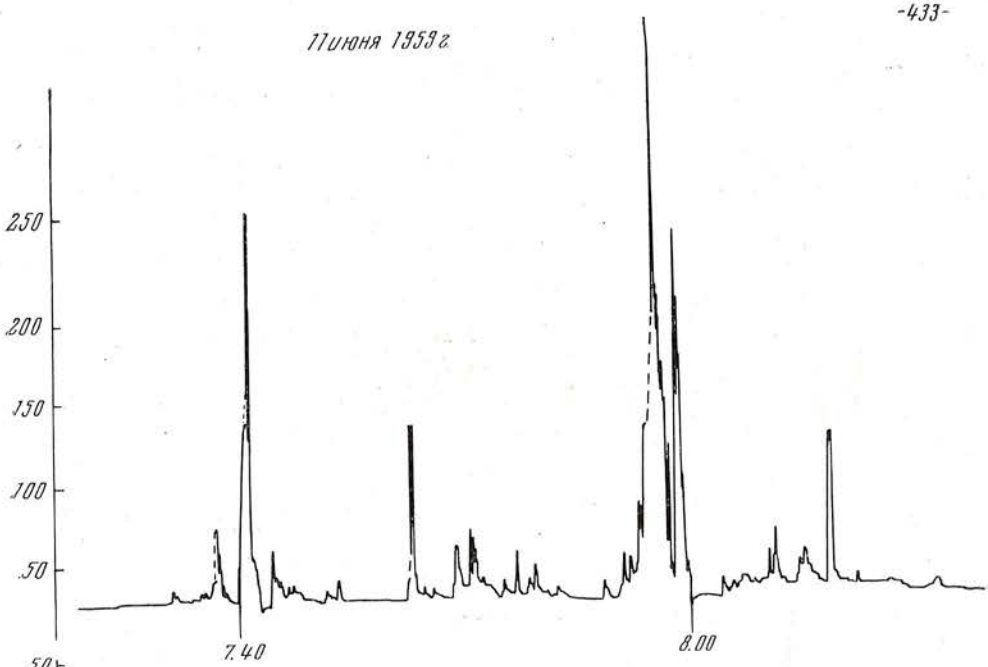

8 июня 1959г
-430-
50
40
30
20
10
7.20
7.25


-431-
9 июня 1959 г.
150
100
50
5.00
5.20
5.40


120
100
80
60
40
20
10 июня 1959 г.
-432-
11.50
12.00

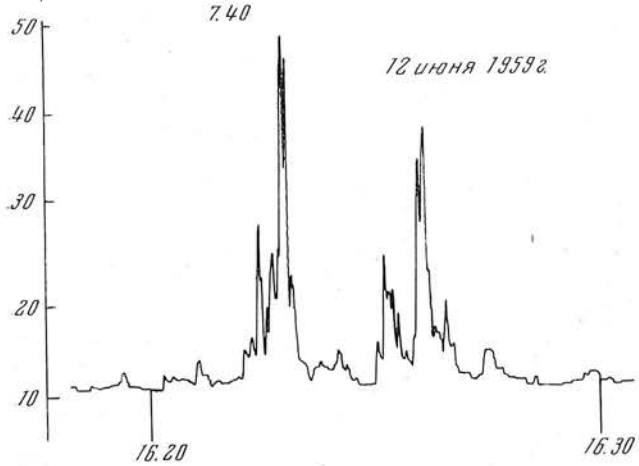
-433-

11 июня 1959 г.



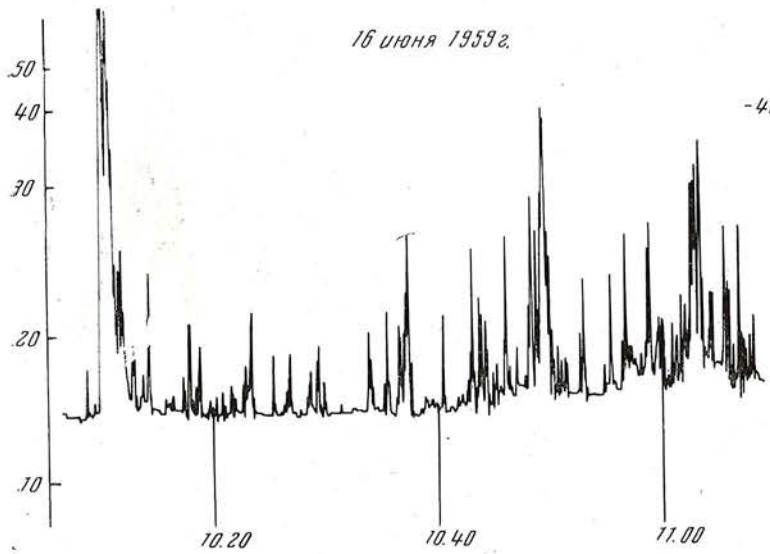
12 июня 1959 г.

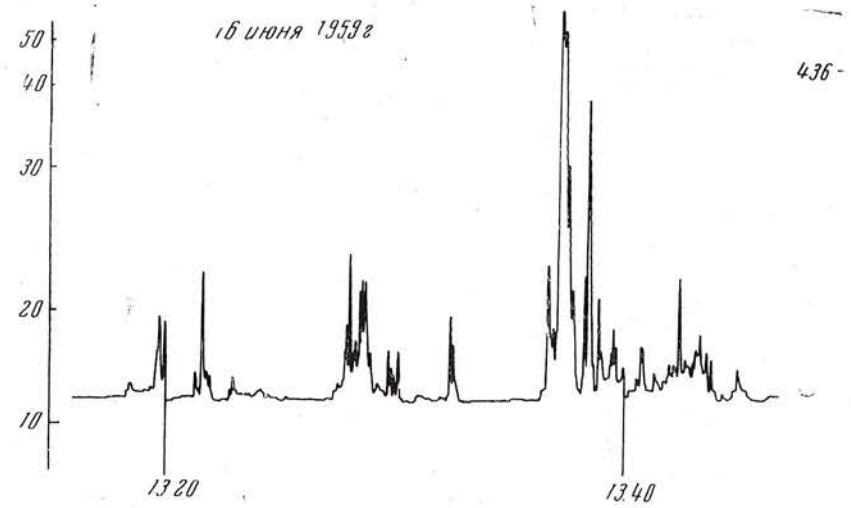
-434-

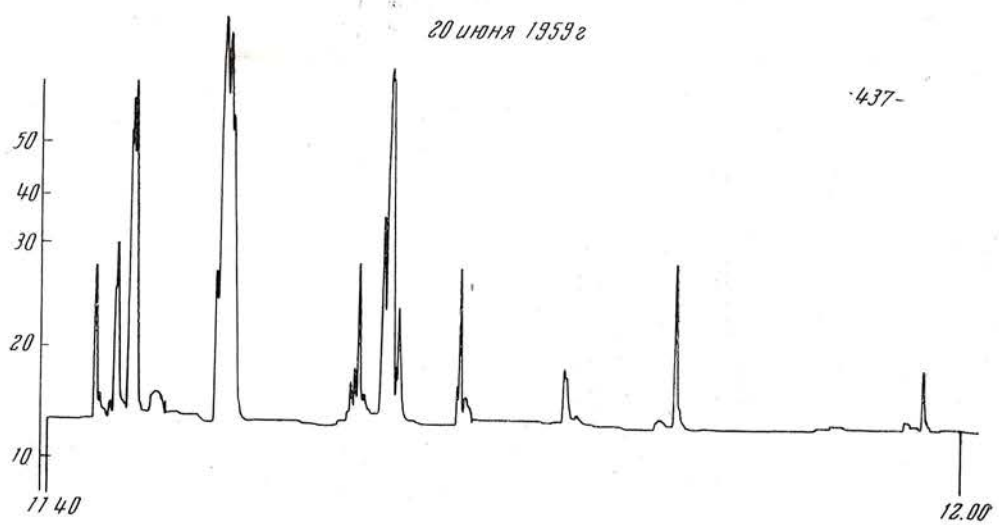


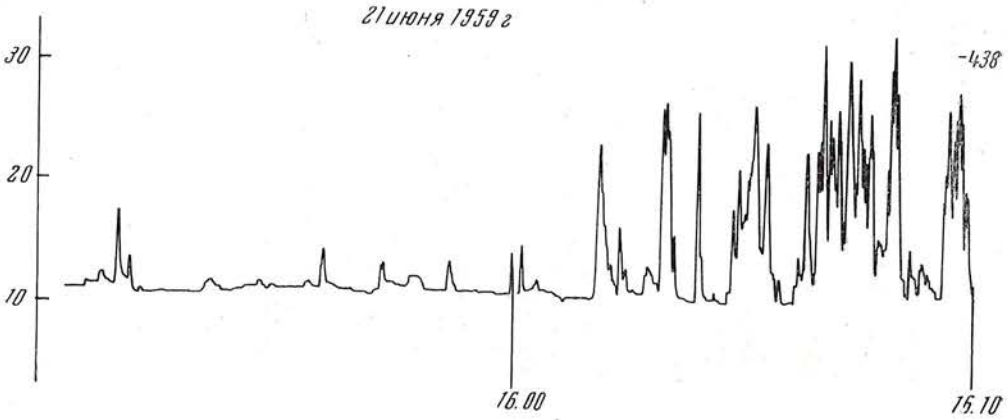
16 июня 1959 г.

-435-



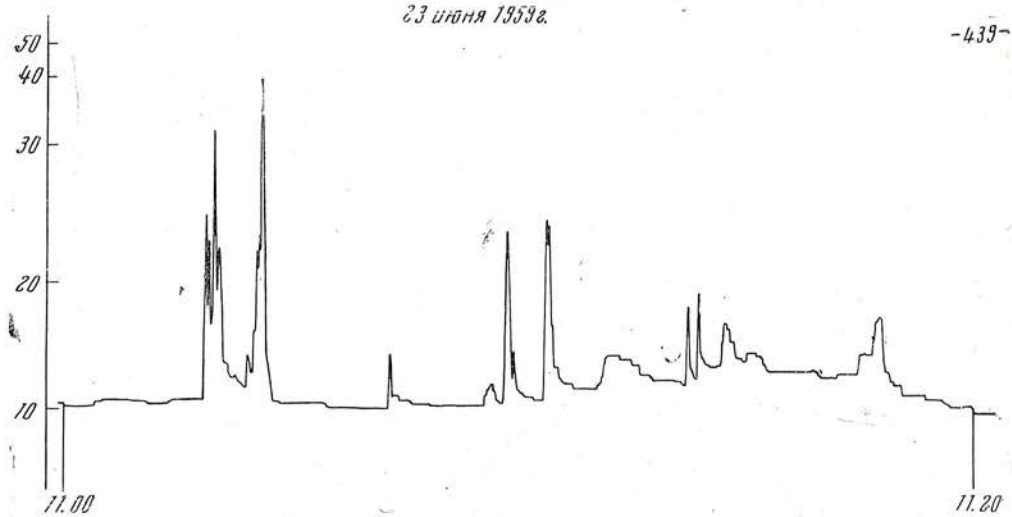

16 июня 1959г
436
50
40
30
20
10
13 20
13.40


20 июня 1959г
437
50
40
30
20
10
11 40
12.00


21 июня 1959г
438
30
20
10
16.00
15.10

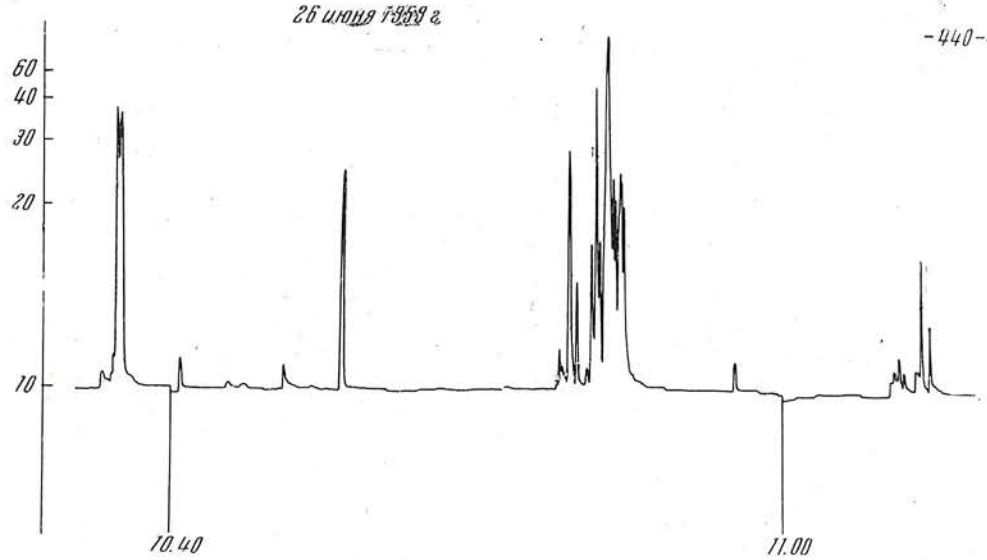
23 июня 1959г.

-439-



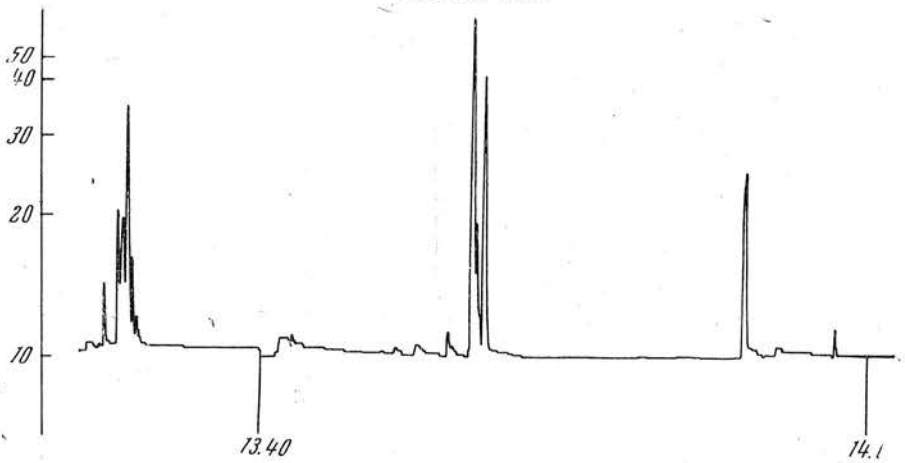
26 июня 1959 г.

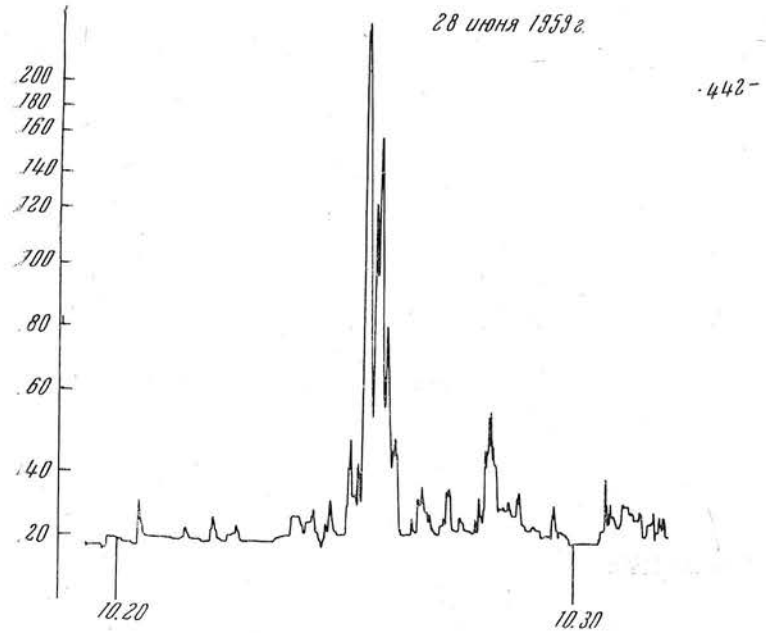
-440-

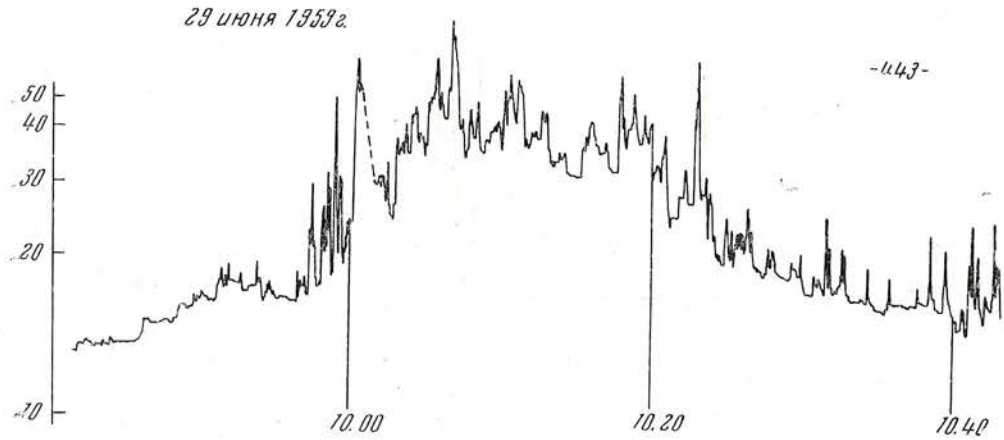


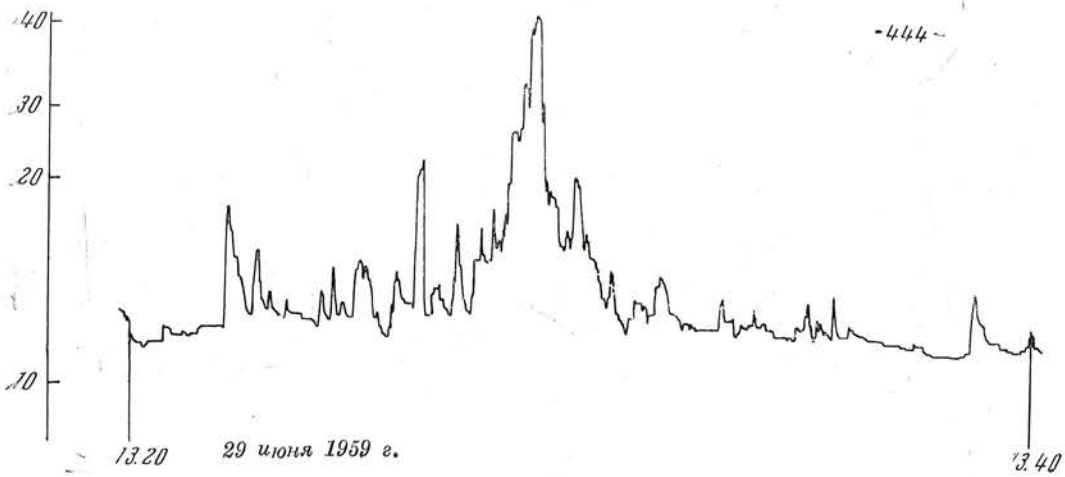
26 июня 1959г.

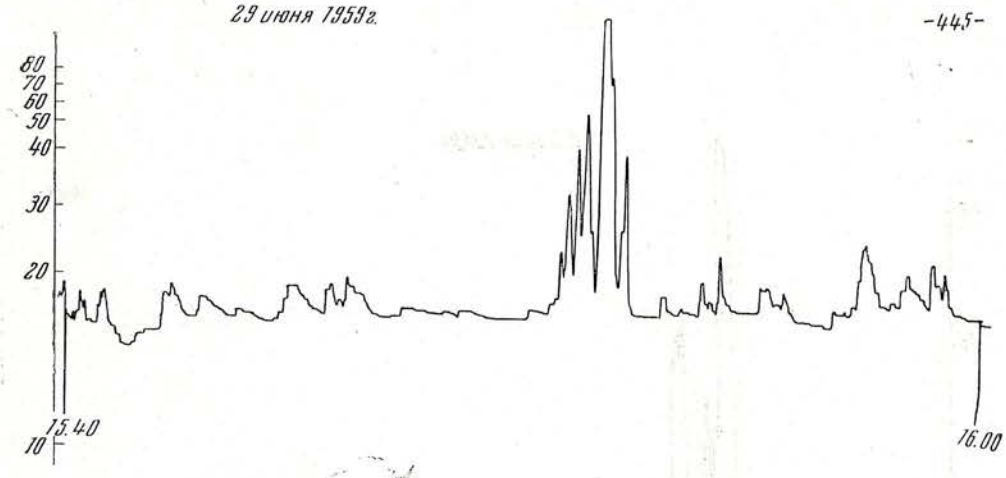
-441-

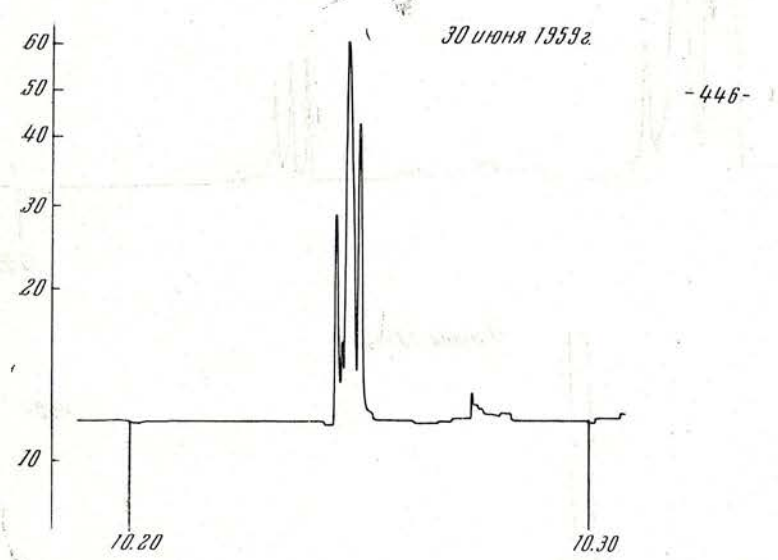


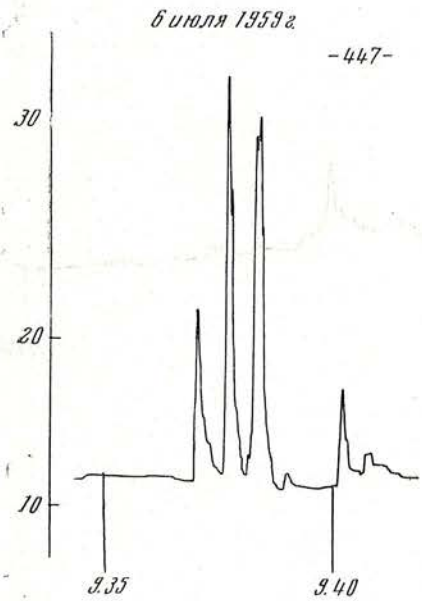

28 июня 1959 г.
-442-
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
10.20
10.30

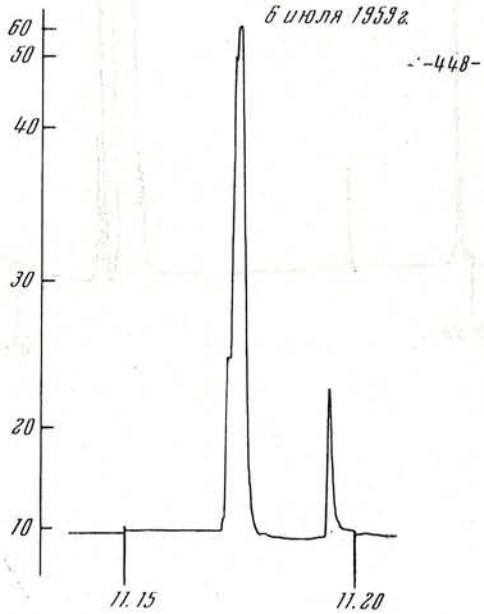

29 июня 1959 г.
-443-
50
40
30
20
10
10.00
10.20
10.40

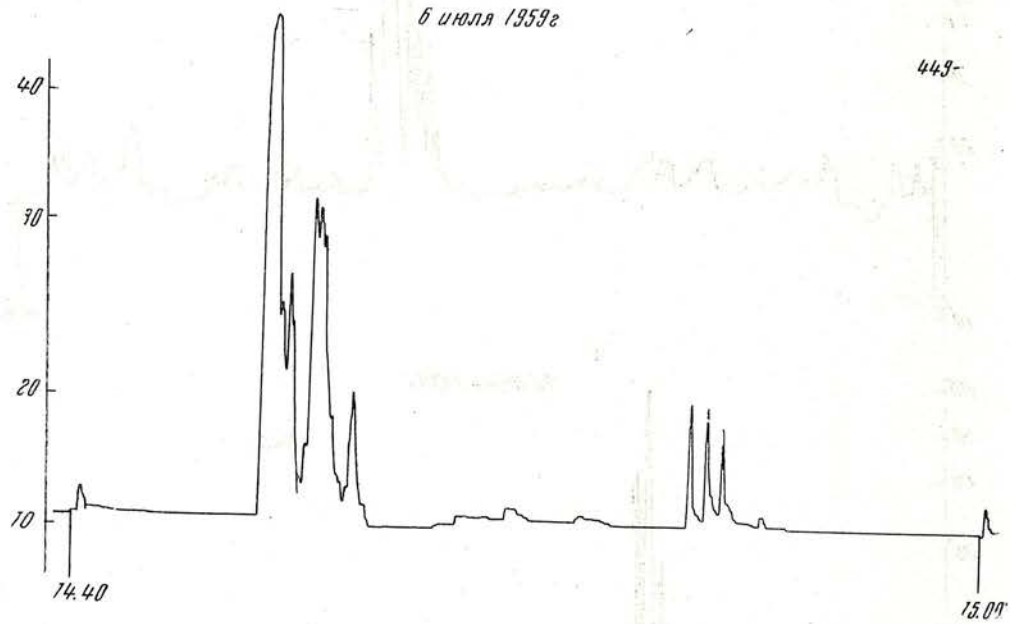

-444-
40
30
20
10
13.20
29 июня 1959 г.
13.40

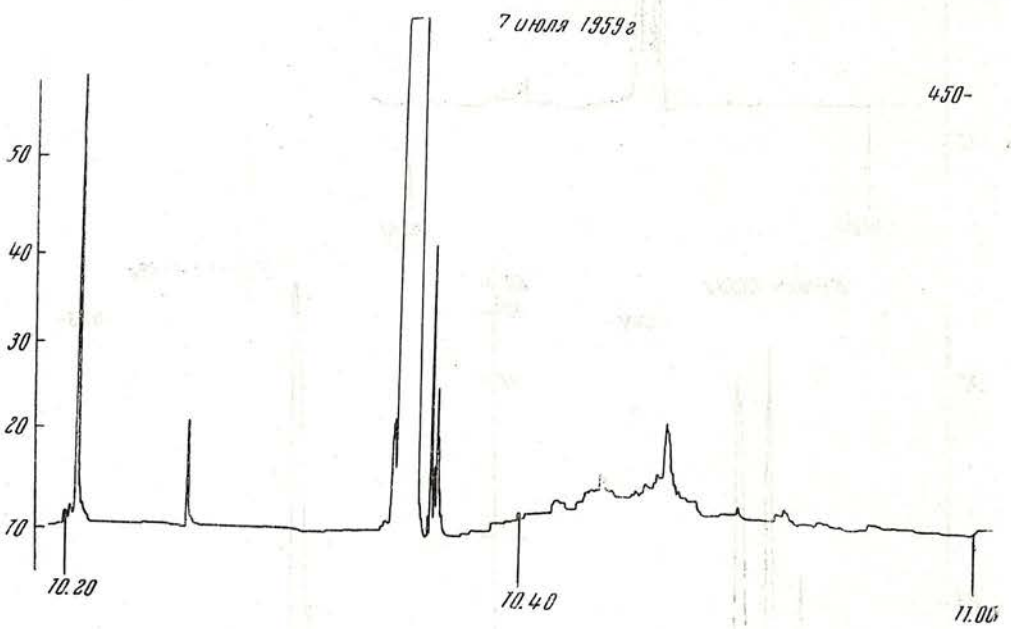

29 июня 1959г.
-445-
80
70
60
50
40
30
20
10
15.40
16.00

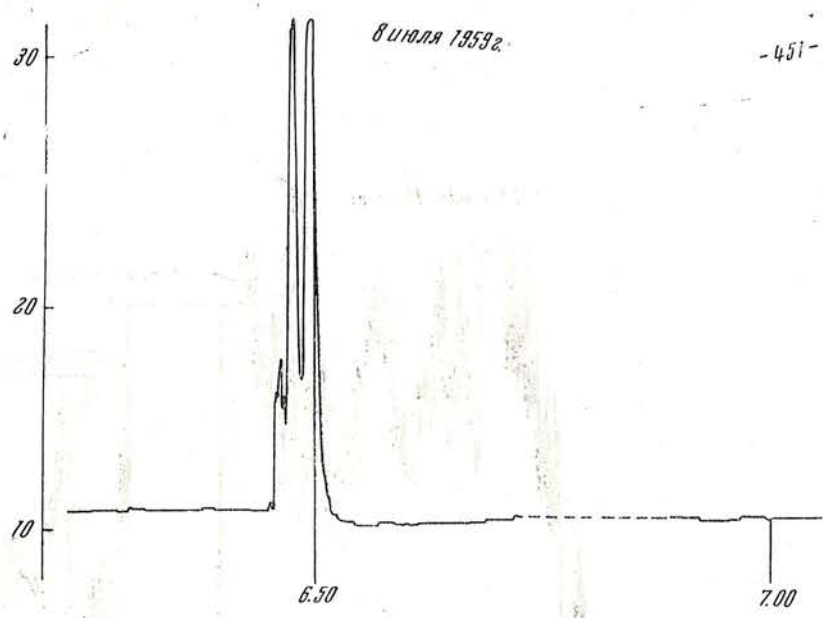

30 июня 1959г.
-446-
60
50
40
30
20
10
10.20
10.30

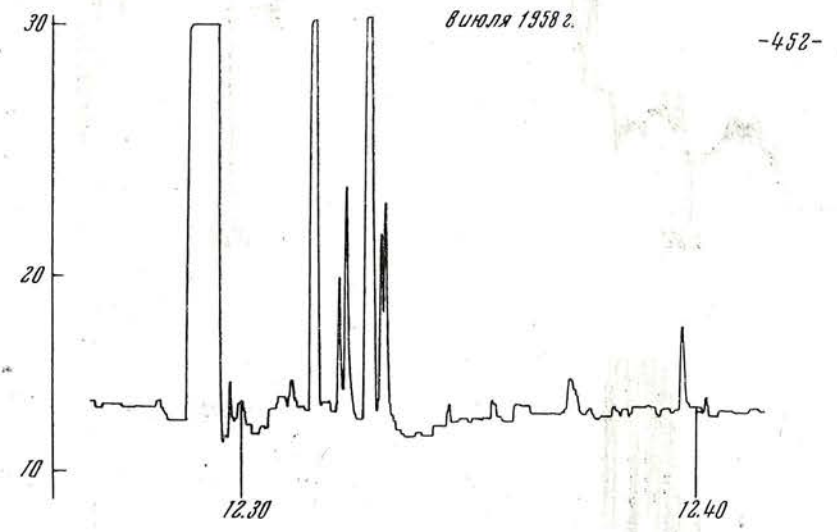

6 июля 1959г.
-447-
30
20
10
9.35
9.40

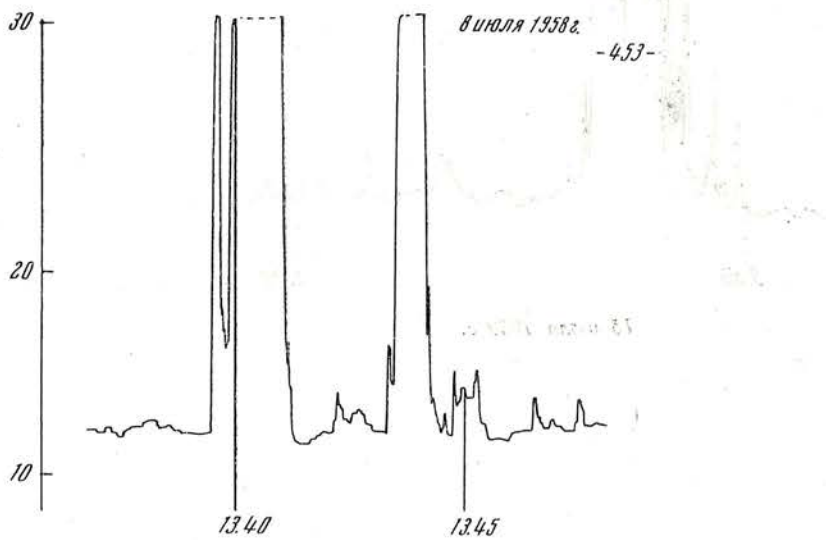

6 июля 1959г.
-448-
60
50
40
30
20
10
11.15
11.20


6 июля 1959г
449-
40
30
20
10
14.40
15.0

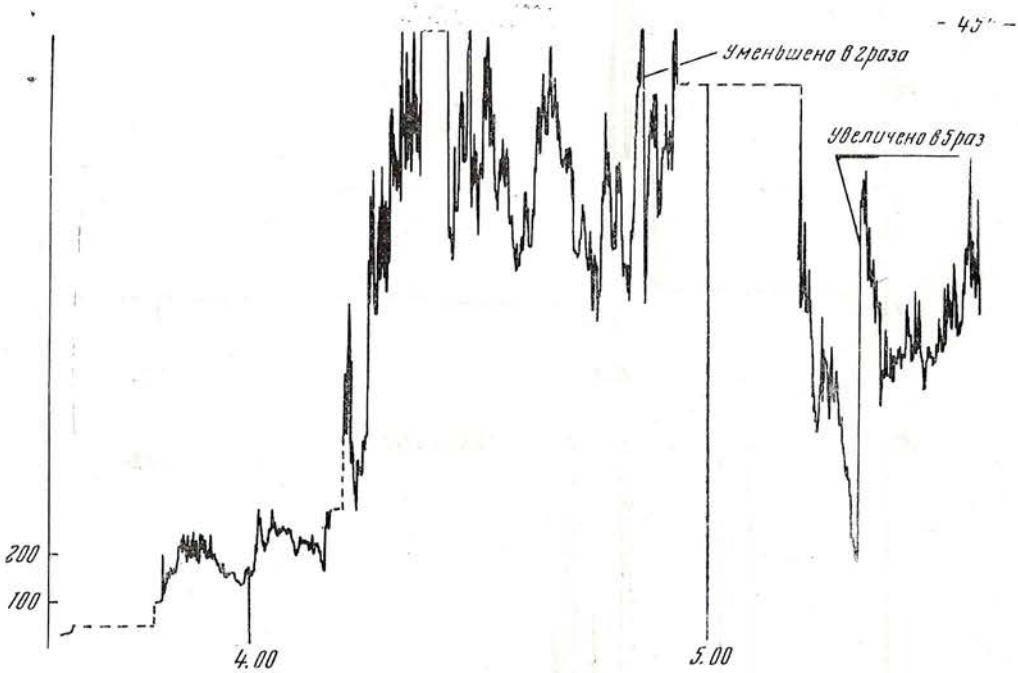

7 июля 1959г
450-
50
40
30
20
10
10.20
10.40
11.06

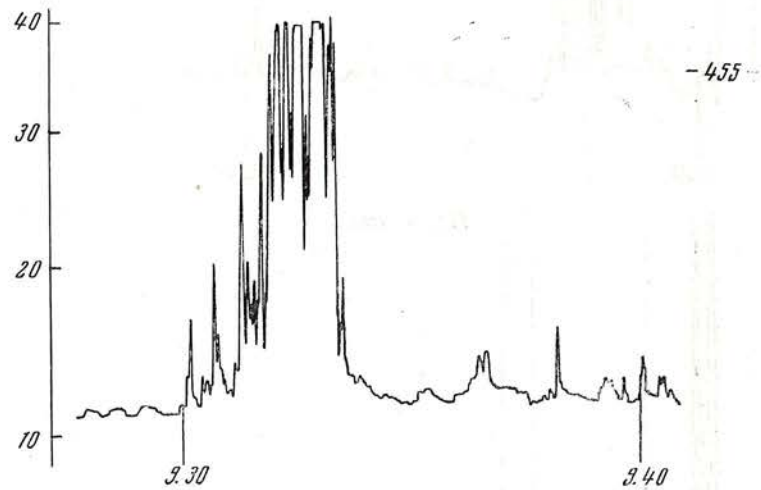

8 июля 1959 г.
-451-
30
20
10
6.50
7.00


8 июля 1958 г.
-452-
30
20
10
12.30
12.40

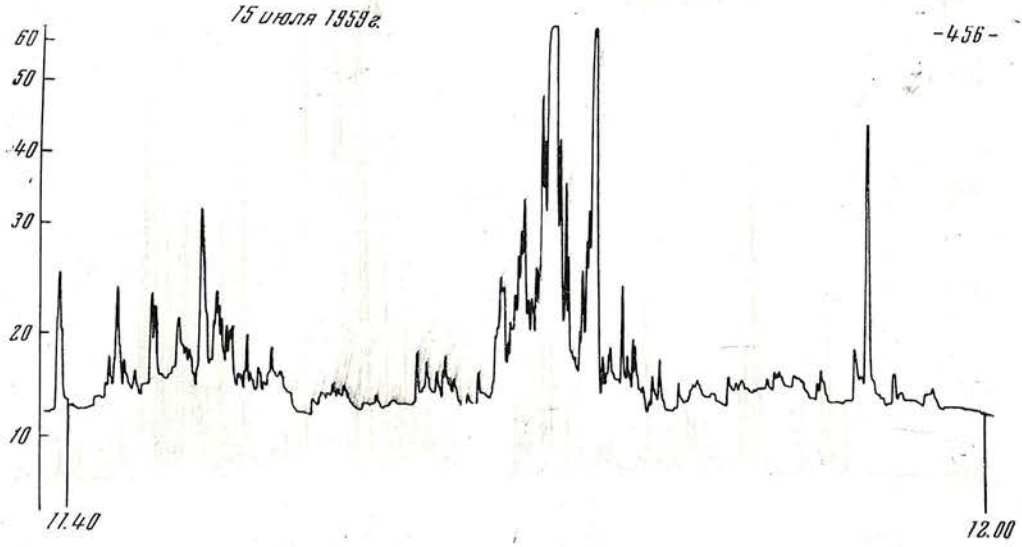

8 июля 1958 г.
-453-
30
20
10
13.40
13.45

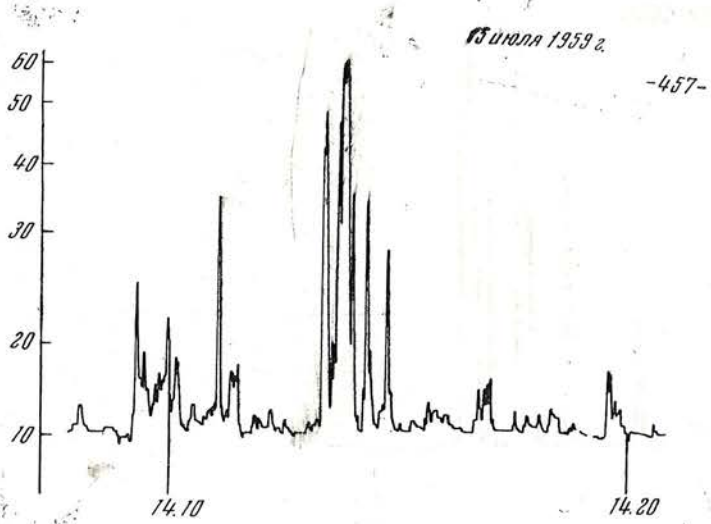
14 июля 1959 г.

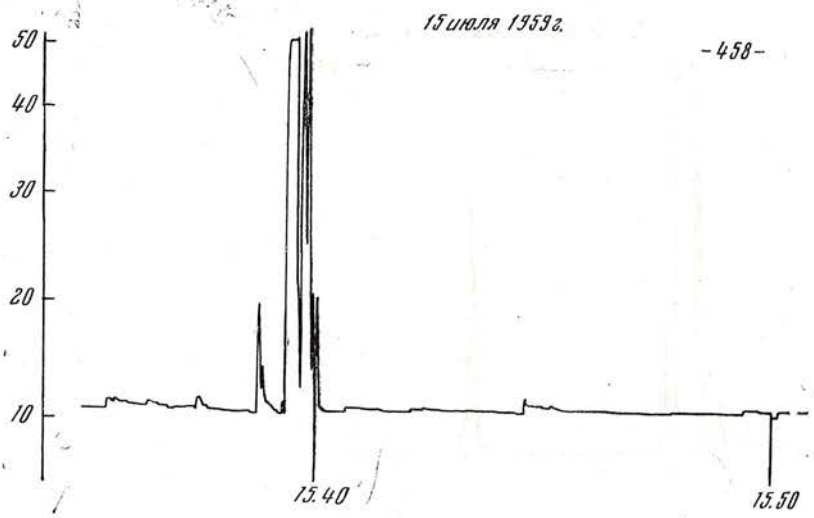


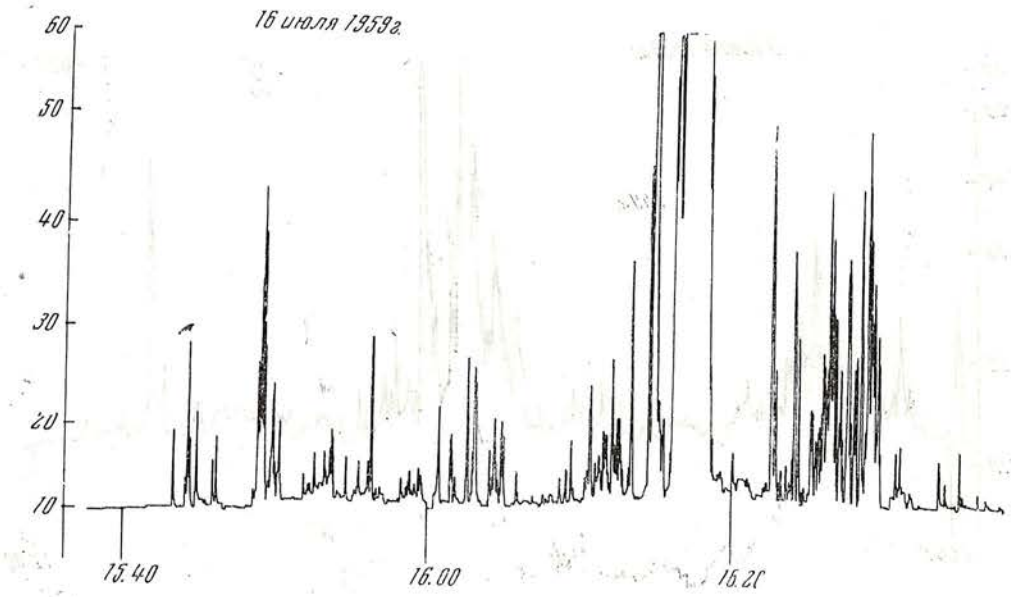


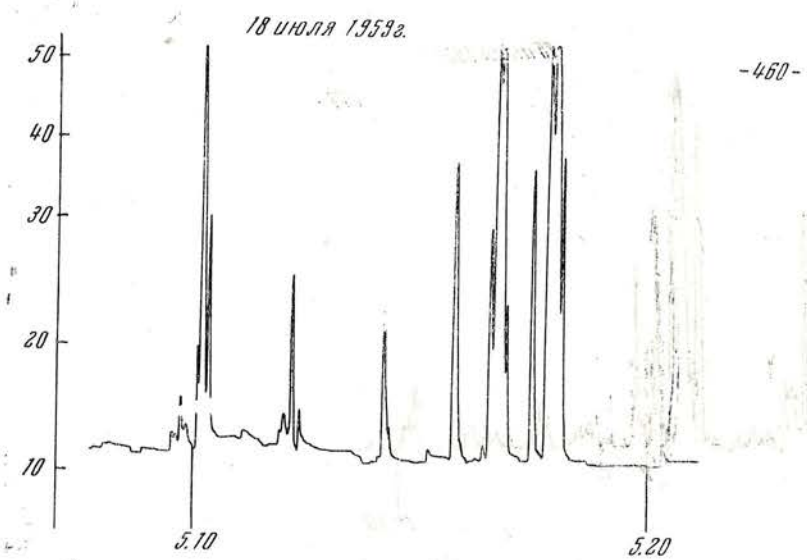
15 июля 1959 г.

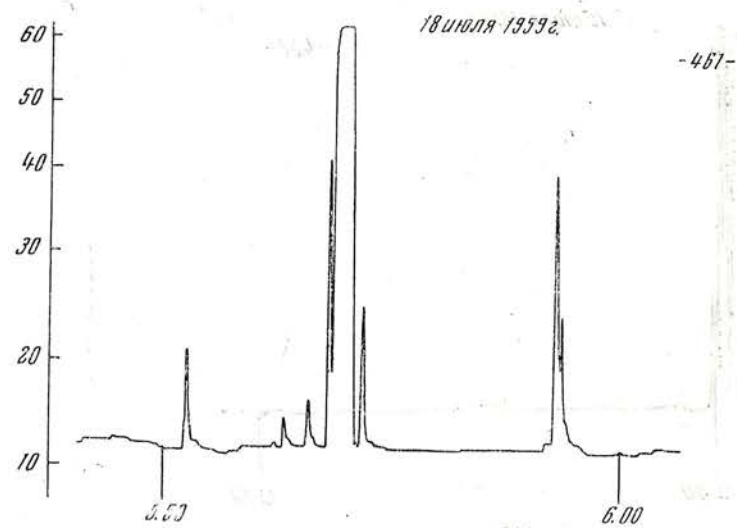

15 июля 1959г.
-456-
60
50
40
30
20
10
11.40
12.00


15 июля 1959 г.
-457-
60
50
40
30
20
10
14.10
14.20


15 июля 1959г.
-458-
50
40
30
20
10
15.40
15.50

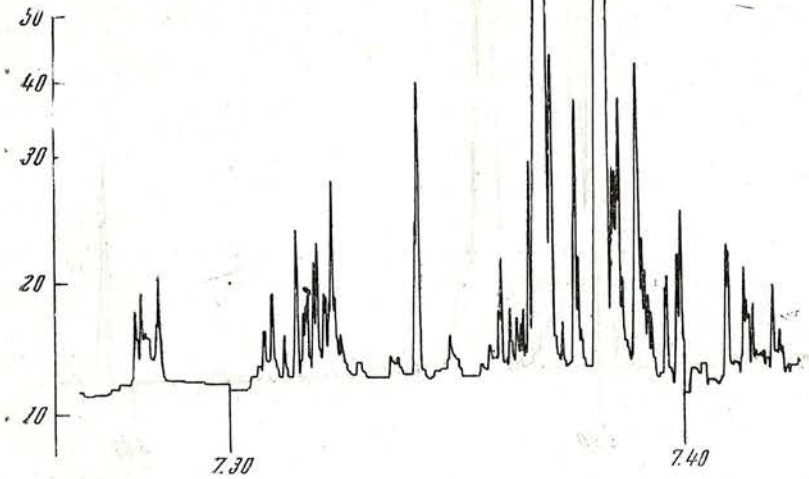

16 июля 1959г.
60
50
40
30
20
10
15.40
16.00
16.20


18 июля 1959г.
-460-
50
40
30
20
10
5.10
5.20


18 июля 1959г.
-461-
60
50
40
30
20
10
5.50
6.00

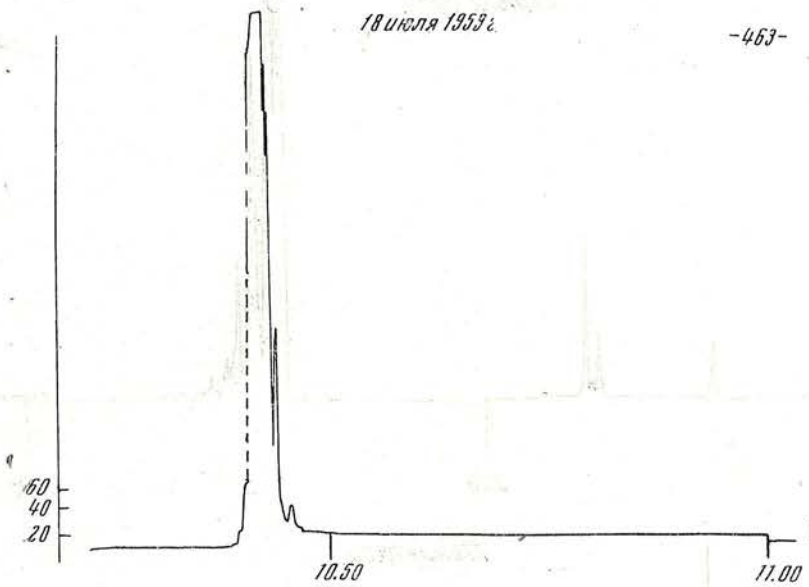
18 июля 1959 г.

-462-



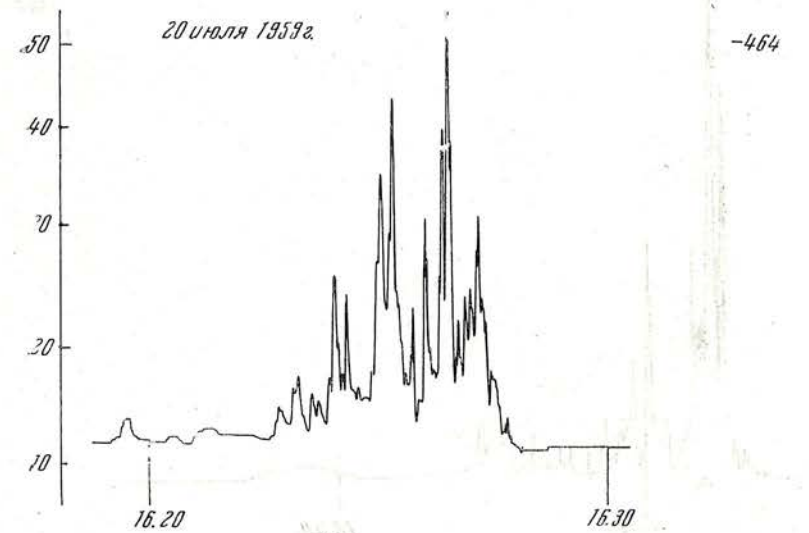
18 июля 1959 г.

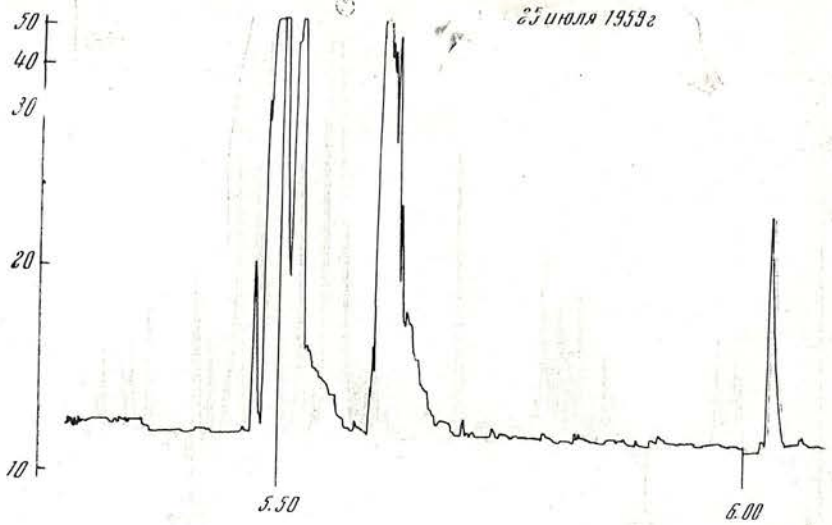
-463-

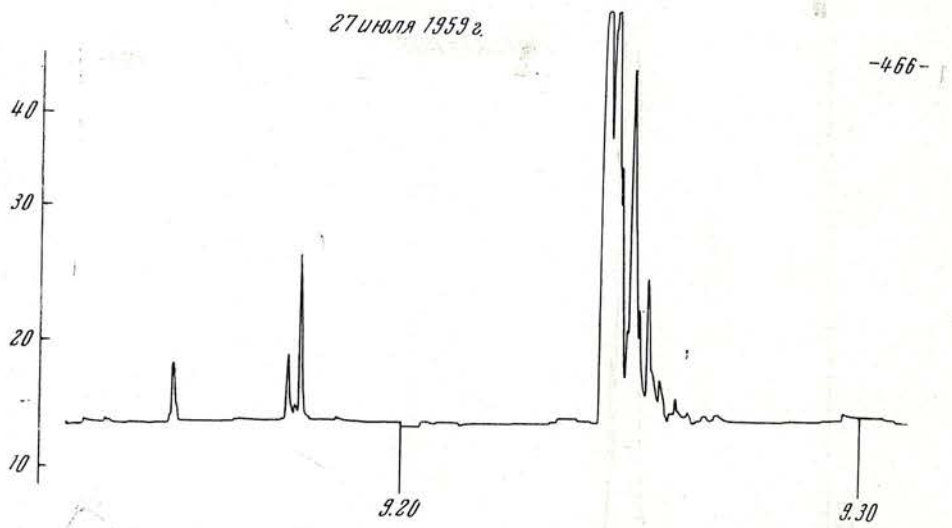


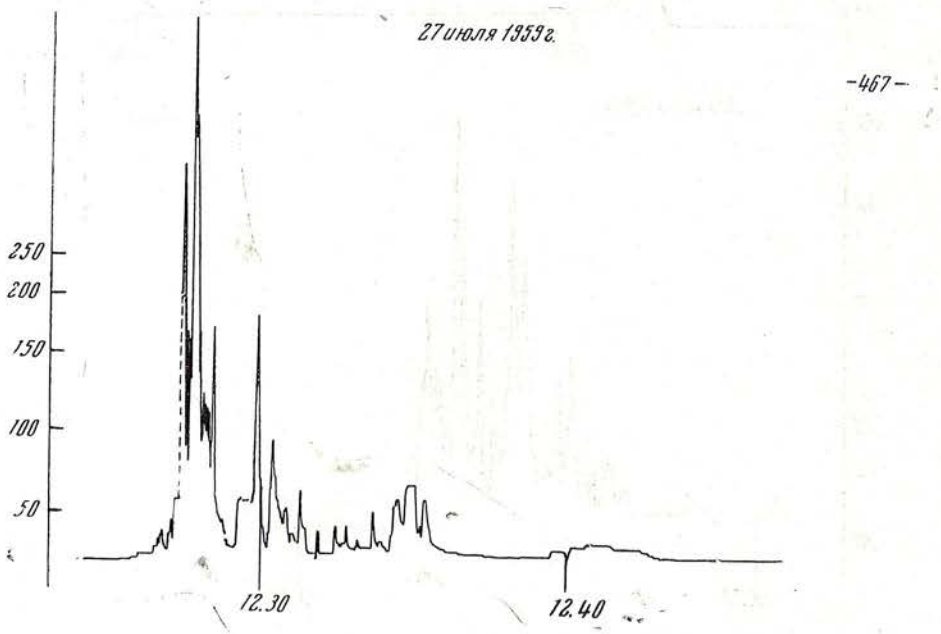
20 июля 1959 г.

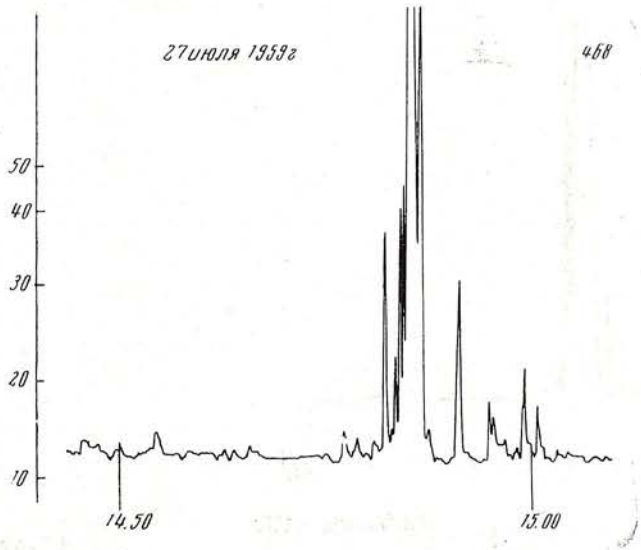
-464

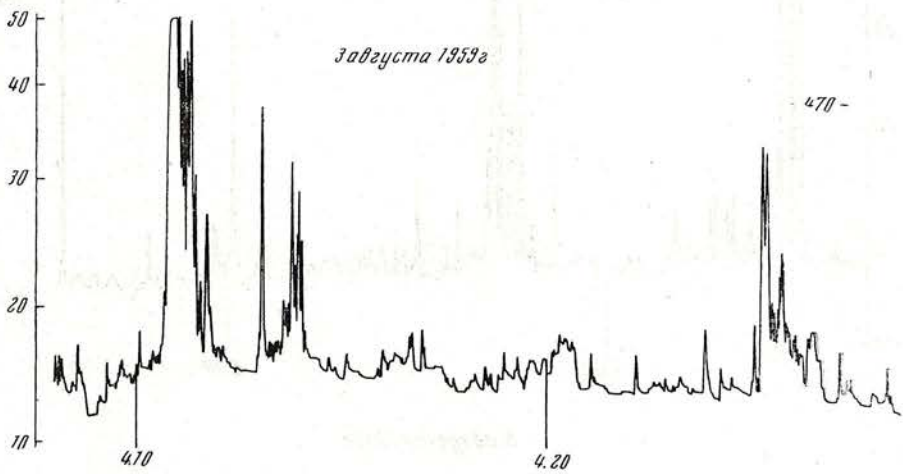


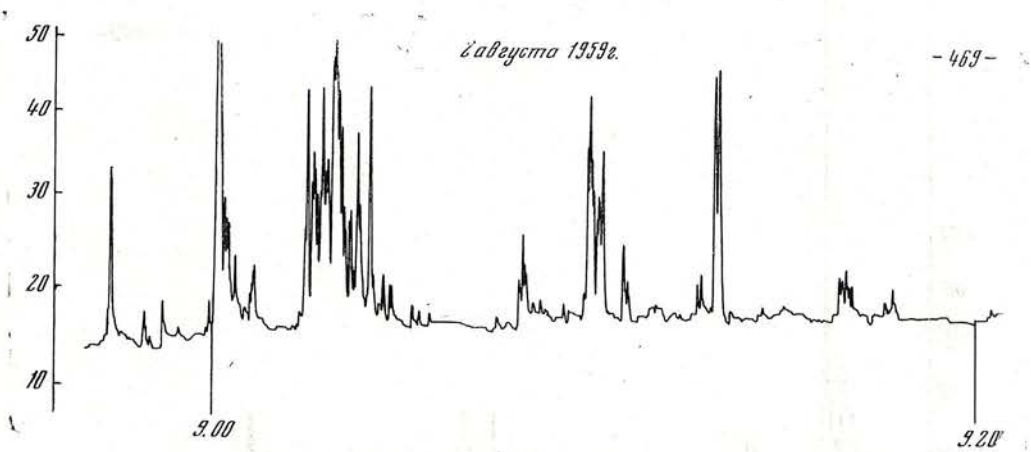

25 июля 1959г
-465-
50
40
30
20
10
5.50
6.00

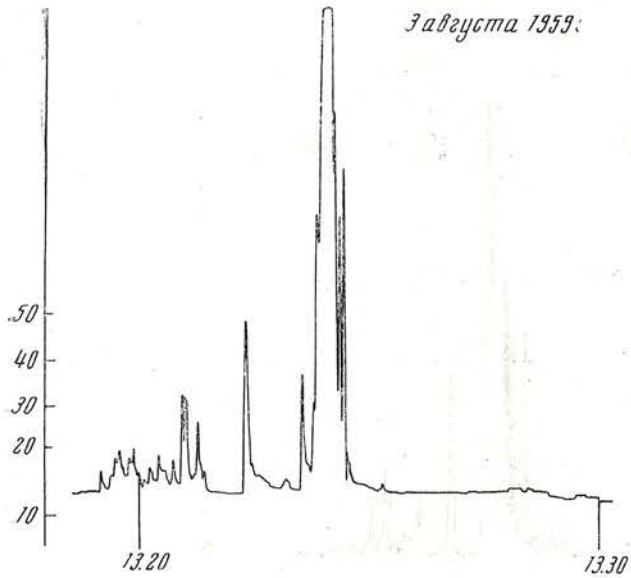

27 июля 1959г.
-466-
40
30
20
10
9.20
9.30

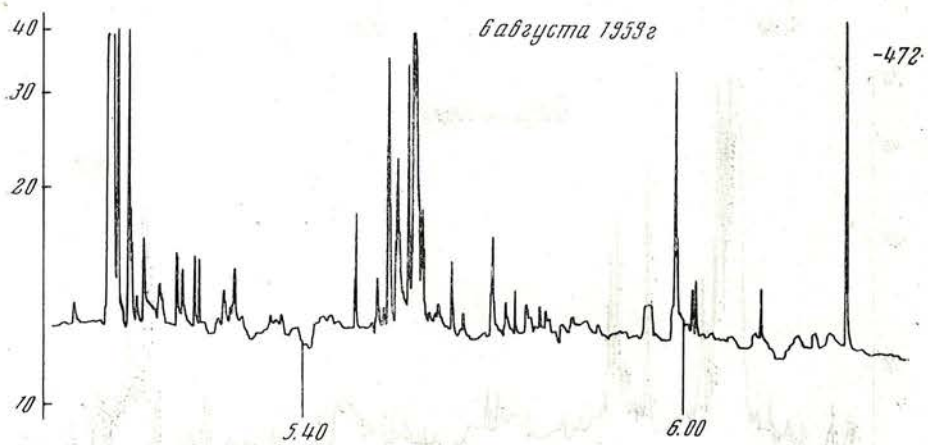

27 июля 1959г.
-467-
250
200
150
100
50
12.30
12.40

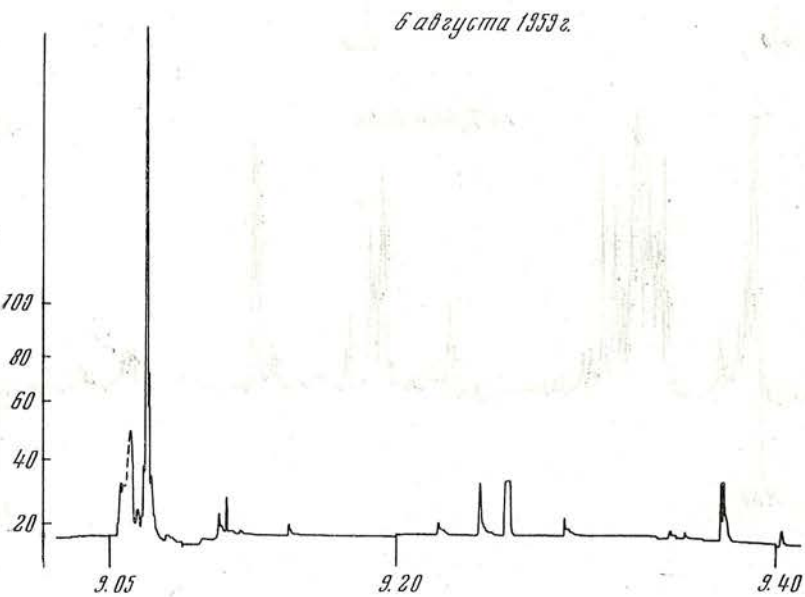

27 июля 1959г
468
50
40
30
20
10
14.50
15.00


3 августа 1959г
470 -
50
40
30
20
10
4.10
4.20


2 августа 1959г.
- 469 -
50
40
30
20
10
9.00
9.20

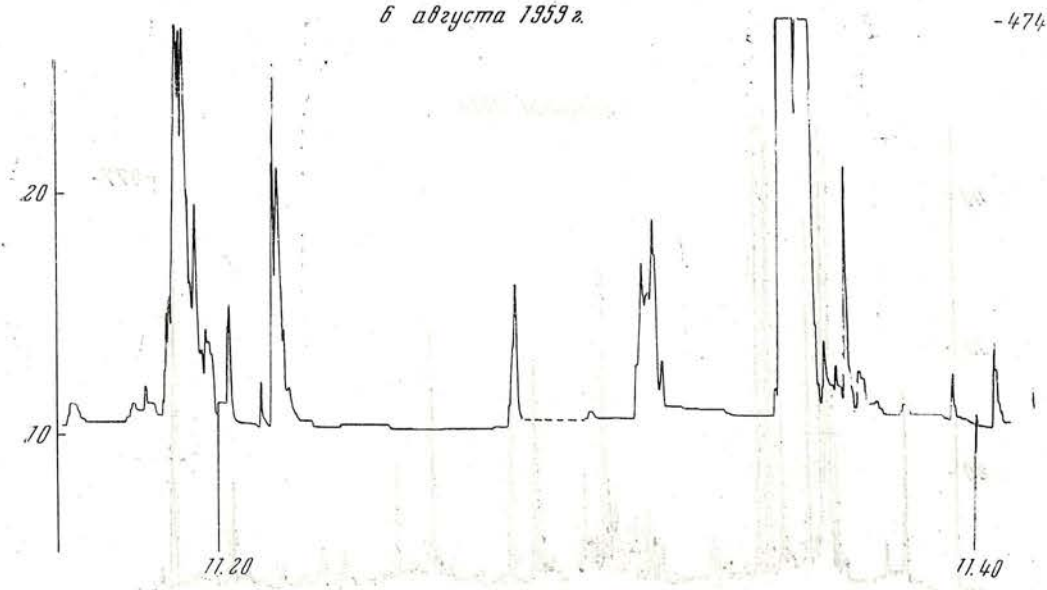

3 августа 1959г.
-471-
50
40
30
20
10
13.20
13.30


6 августа 1959г
-472-
40
30
20
10
5.40
6.00


6 августа 1959г.
-473-
100
80
60
40
20
9.05
9.20
9.40

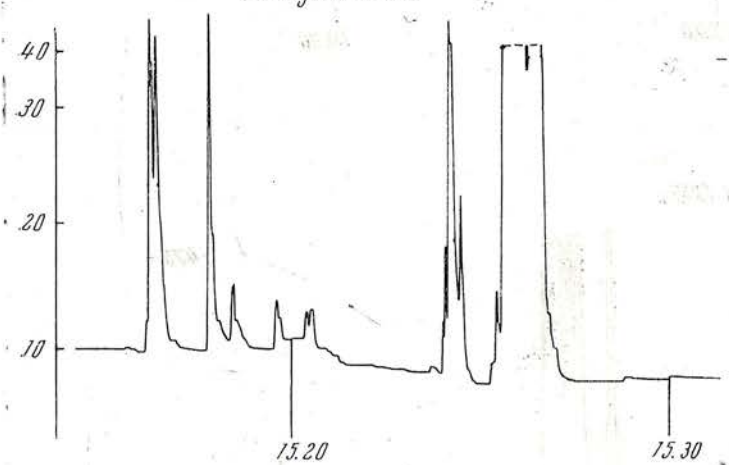
6 августа 1959 г.

-474-



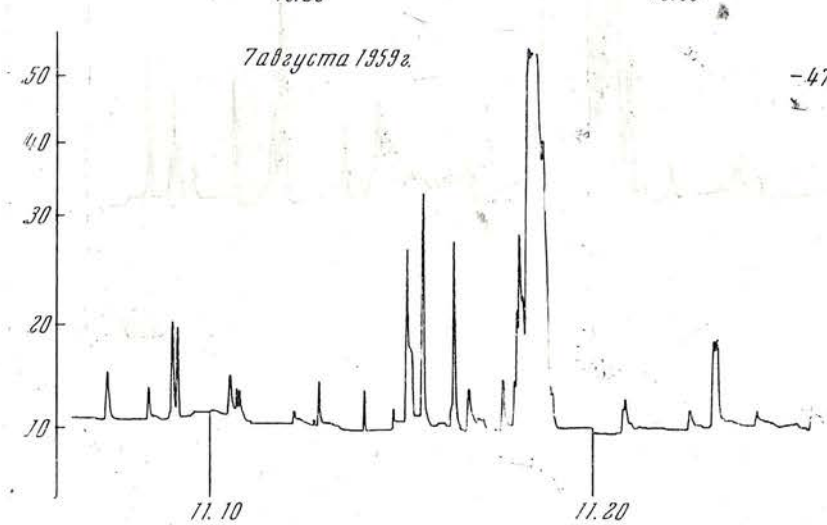
6 августа 1959 г.

-475-

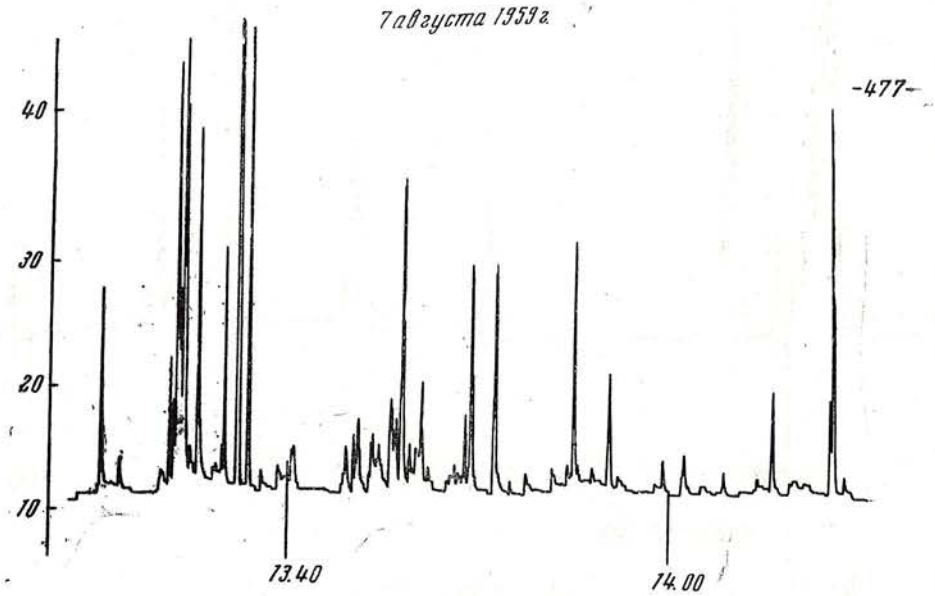


7 августа 1959 г.

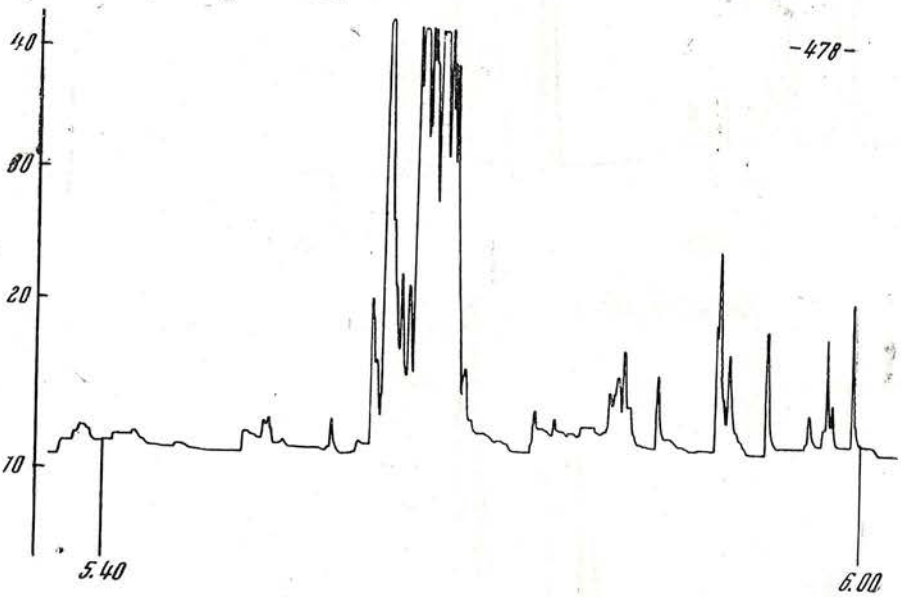
-476-

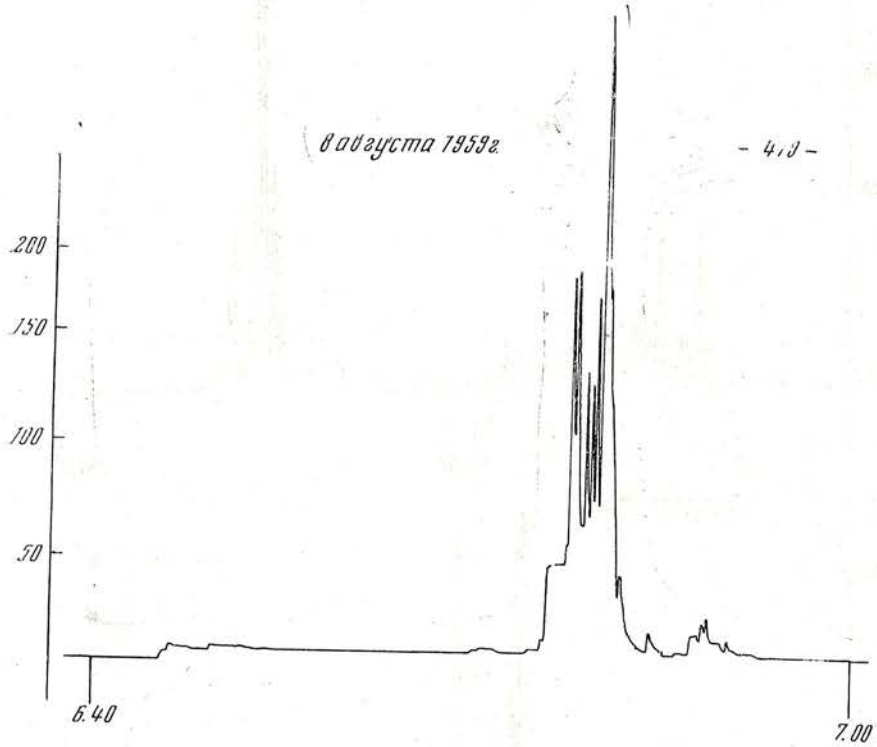


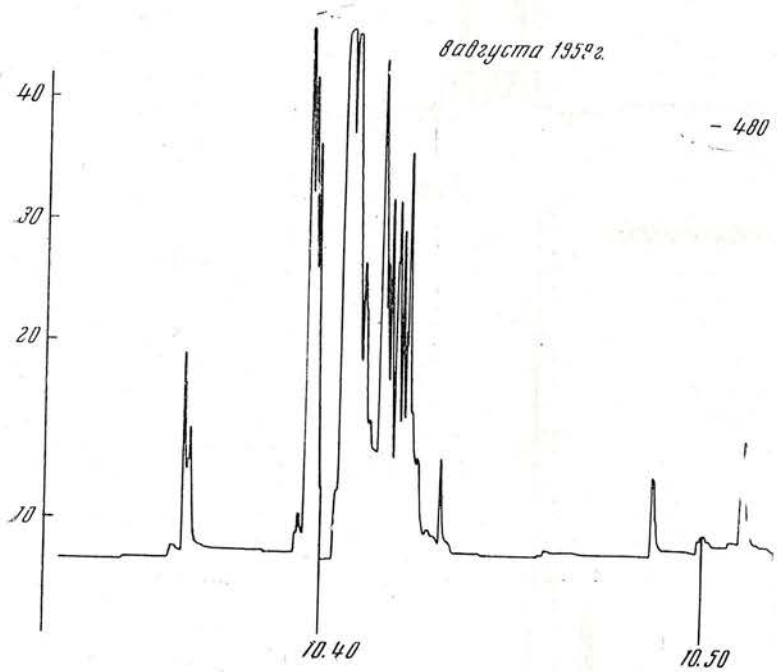
7 августа 1959 г.

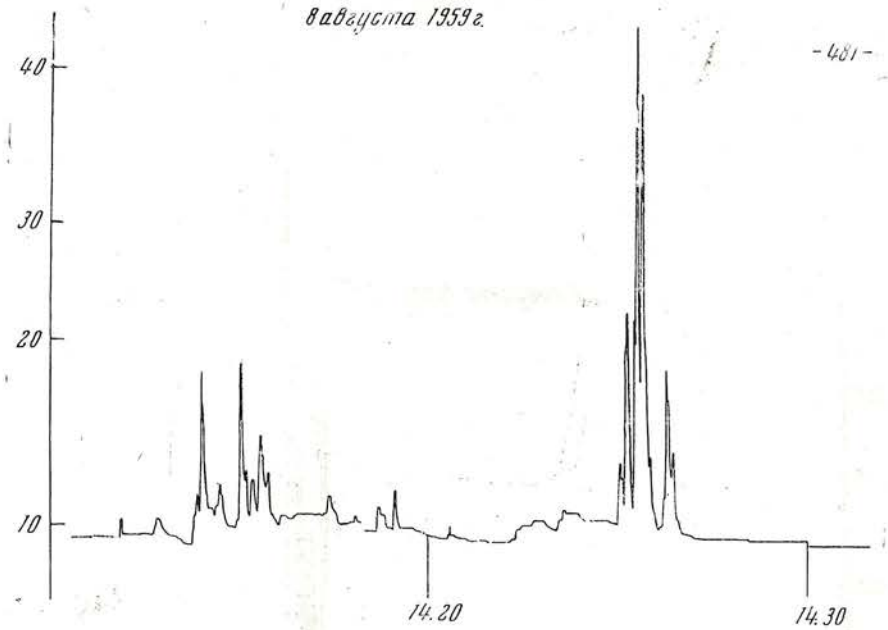


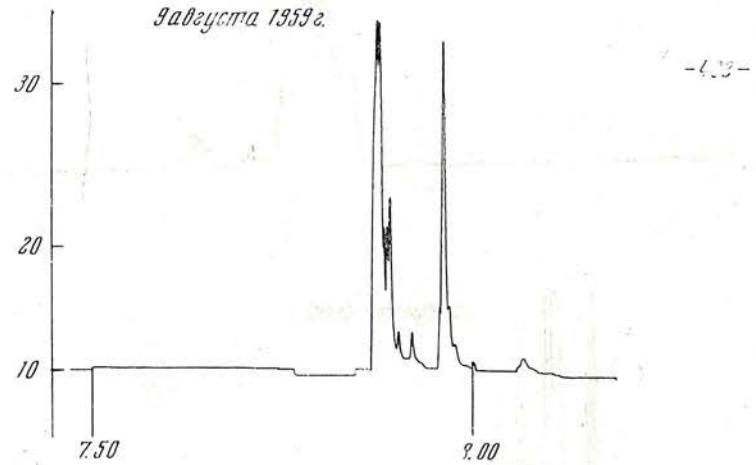
8 августа 1959 г.

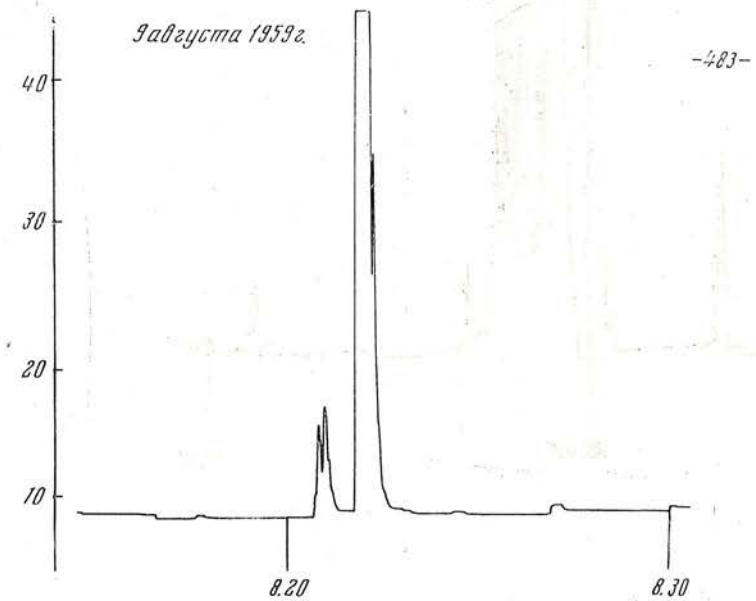


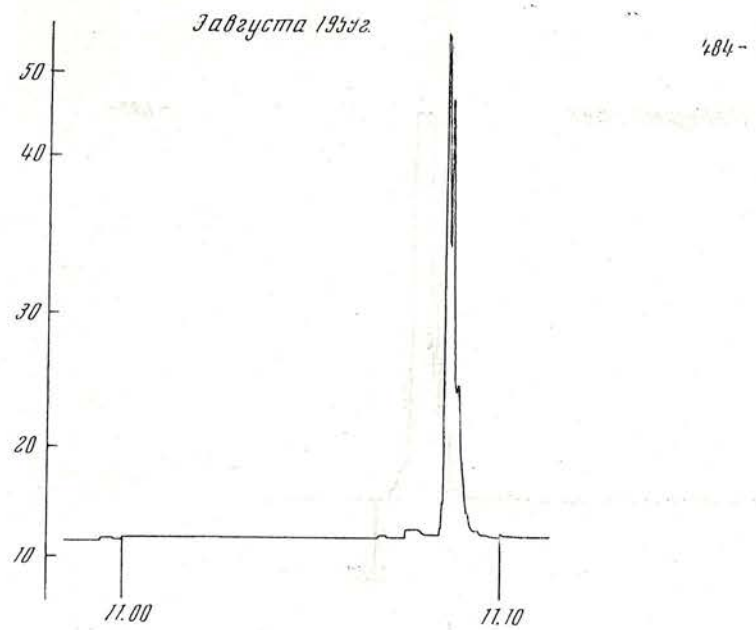

в августа 1953г.
- 419 -
200
150
100
50
6.40
7.00

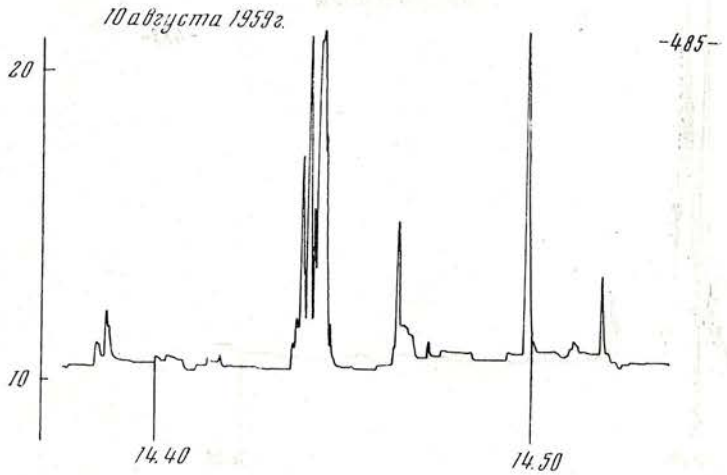

августа 1953г.
- 480
40
30
20
10
10.40
10.50

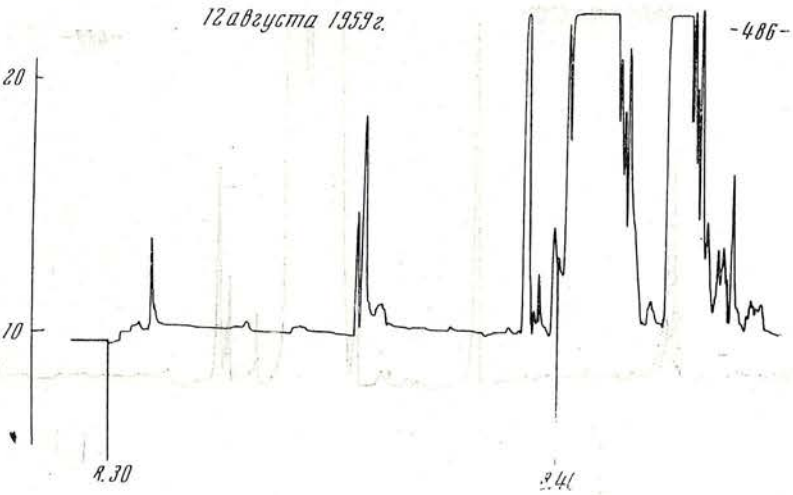

8 августа 1959 г.
-481-
40
30
20
10
14.20
14.30

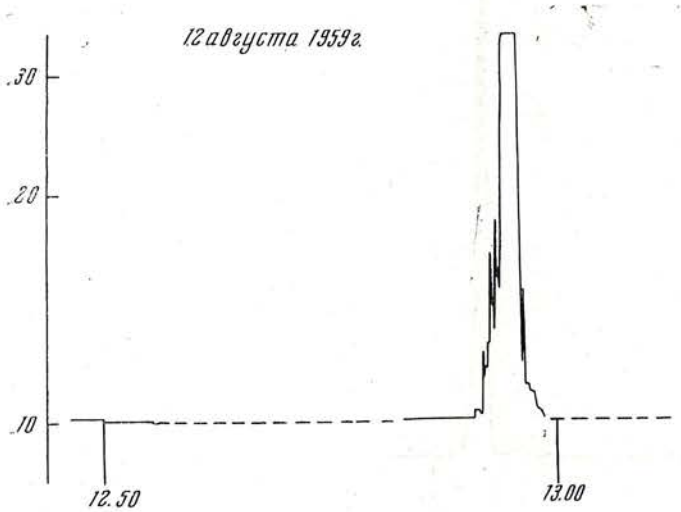

9 августа 1959 г.
30
20
10
7.50
9.00

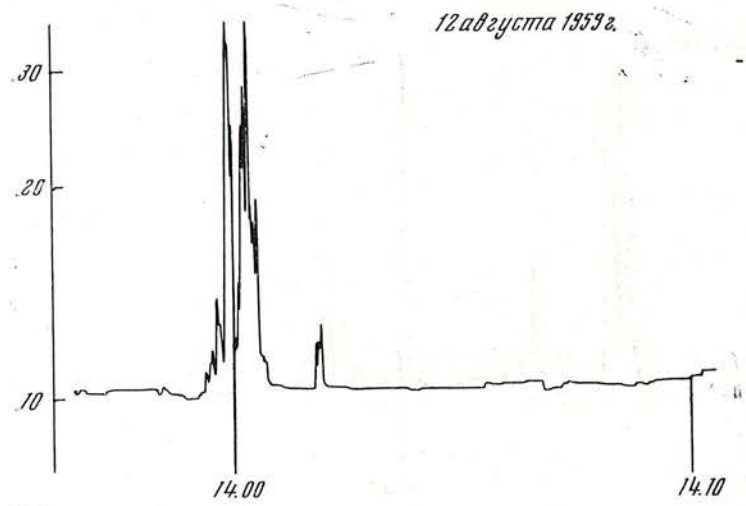

9 августа 1959 г.
-483-
40
30
20
10
8.20
8.30

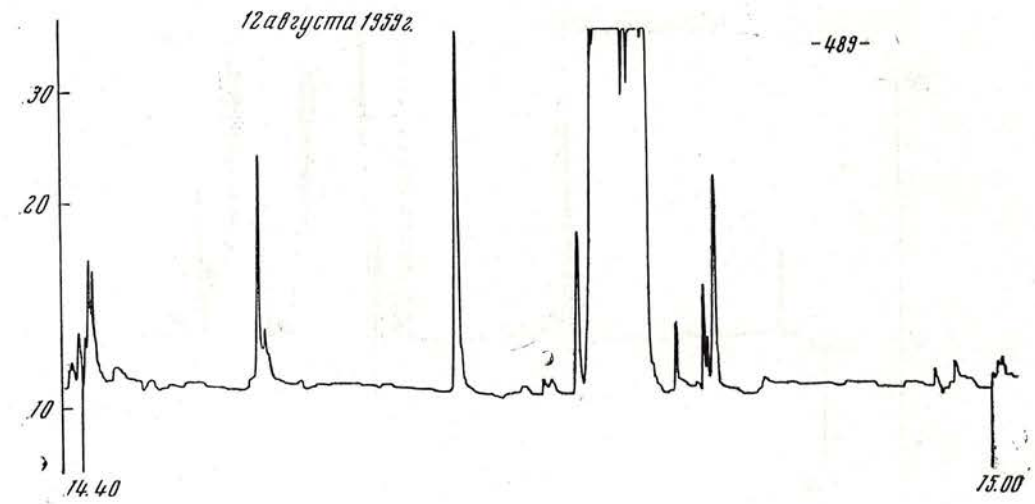

Эавгуста 1959г.
-484-
50
40
30
20
10
11.00
11.10

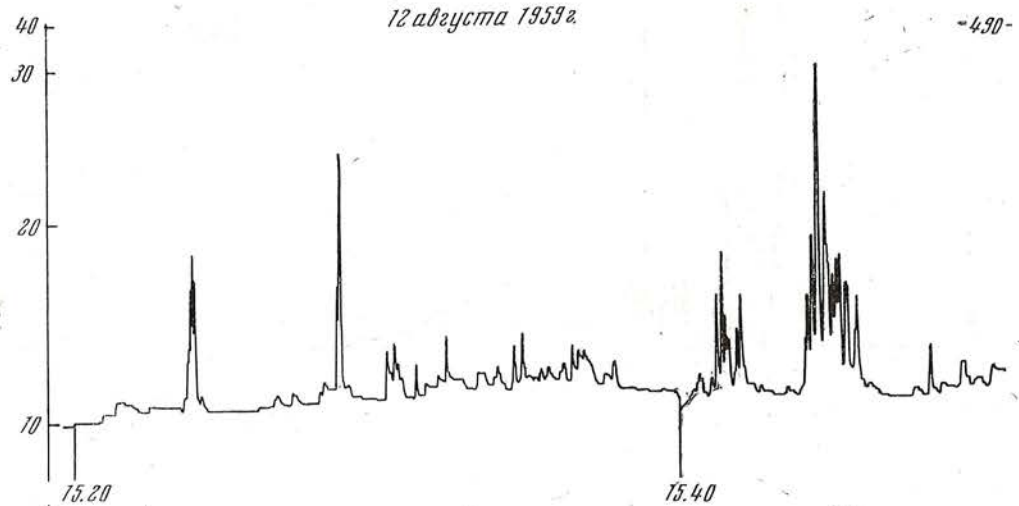

10 августа 1959г.
-485-
20
10
14.40
14.50

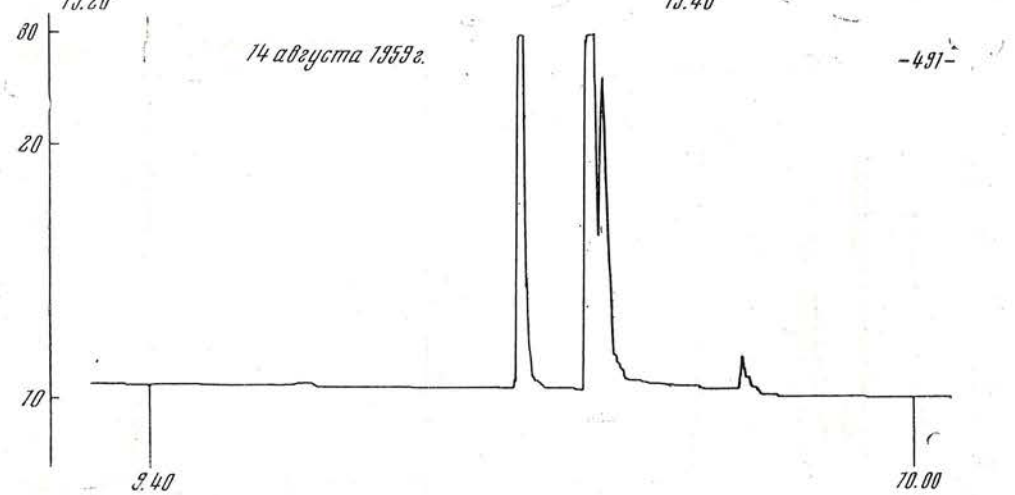

12 августа 1959г.
-486-
20
10
8.30
8.41

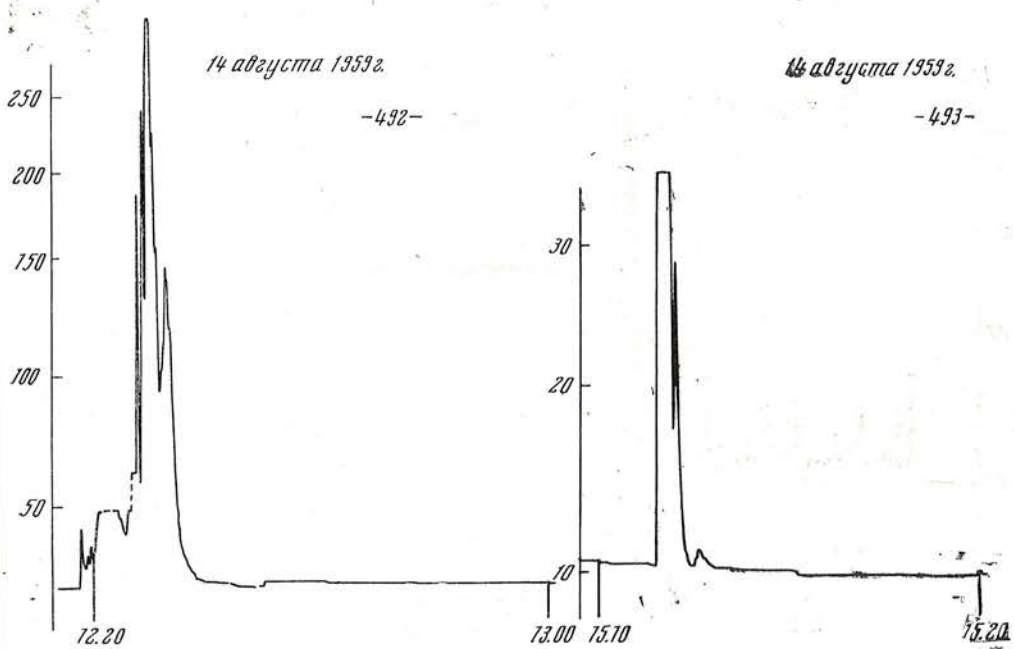

12 августа 1959 г.
-487-
.30
.20
.10
12.50
13.00

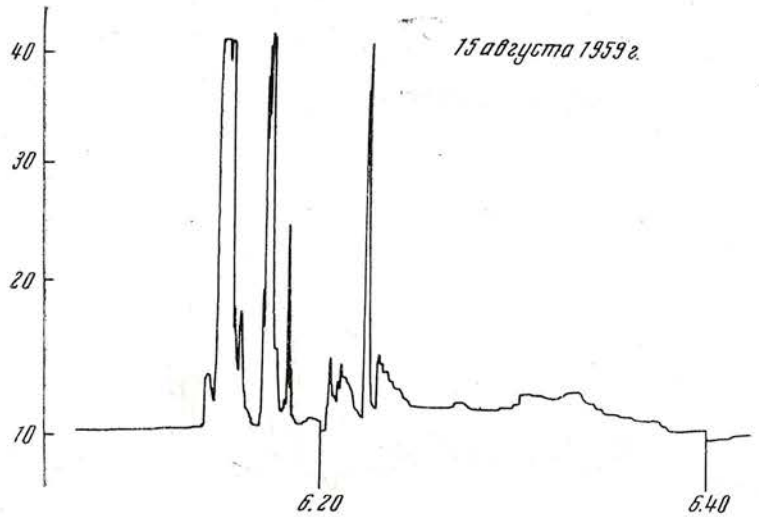

12 августа 1959 г.
-488-
.30
.20
.10
14.00
14.10

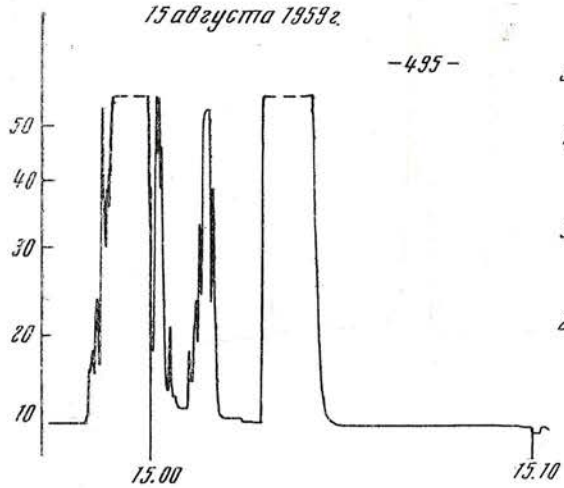

12 августа 1959 г.
-489-
.30
.20
.10
14.40
15.00

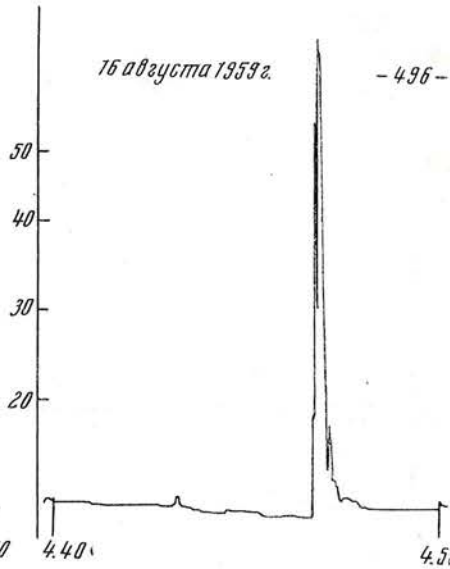

12 августа 1959 г.
-490-
40
30
20
10
15.20
15.40

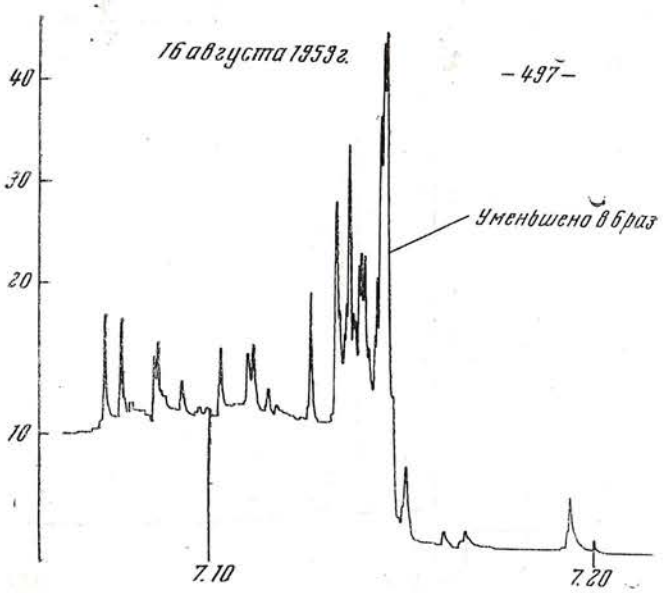

14 августа 1959 г.
-491-
30
20
10
9.40
10.00

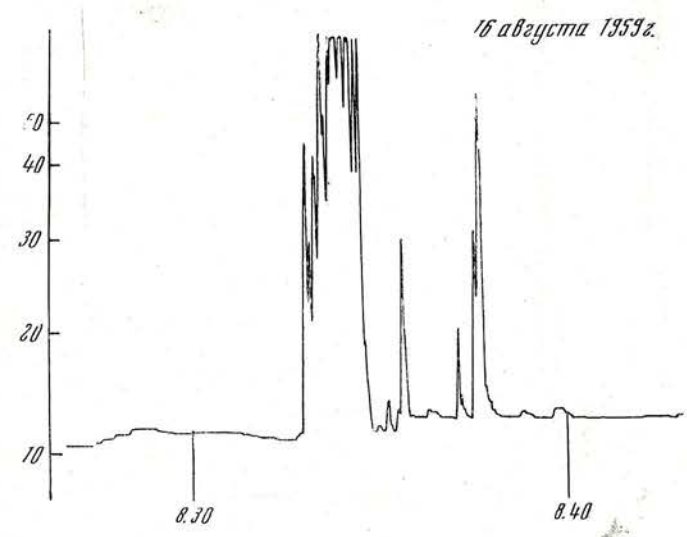

14 августа 1959 г.
-492-
250
200
150
100
50
12.20
13.00
14 августа 1959 г.
-493-
30
20
10
15.10
15.20

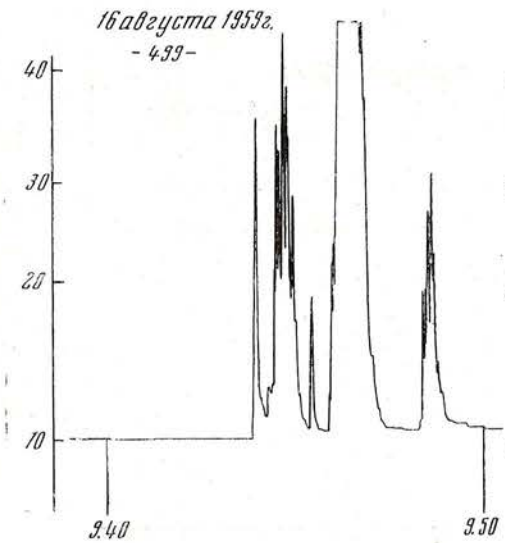

15 августа 1959 г.
-494-
40
30
20
10
6.20
6.40

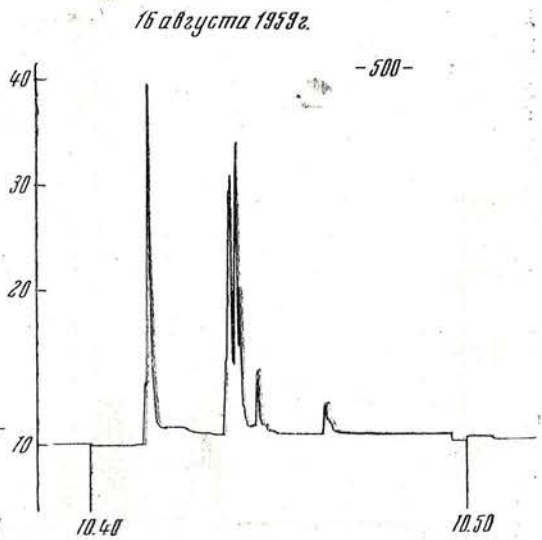

15 августа 1959 г.
-495-
50
40
30
20
10
15.00
15.10

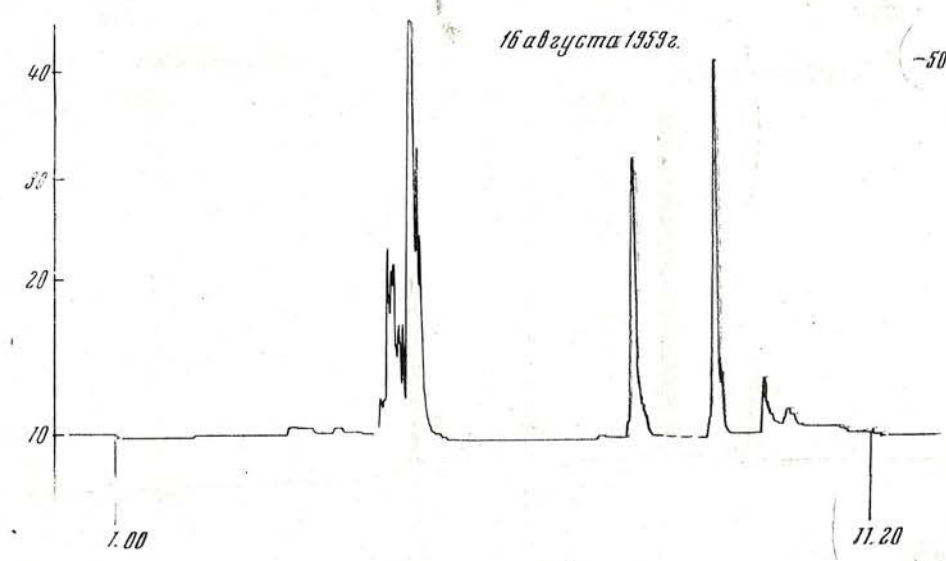

16 августа 1959 г.
-496-
50
40
30
20
4.40

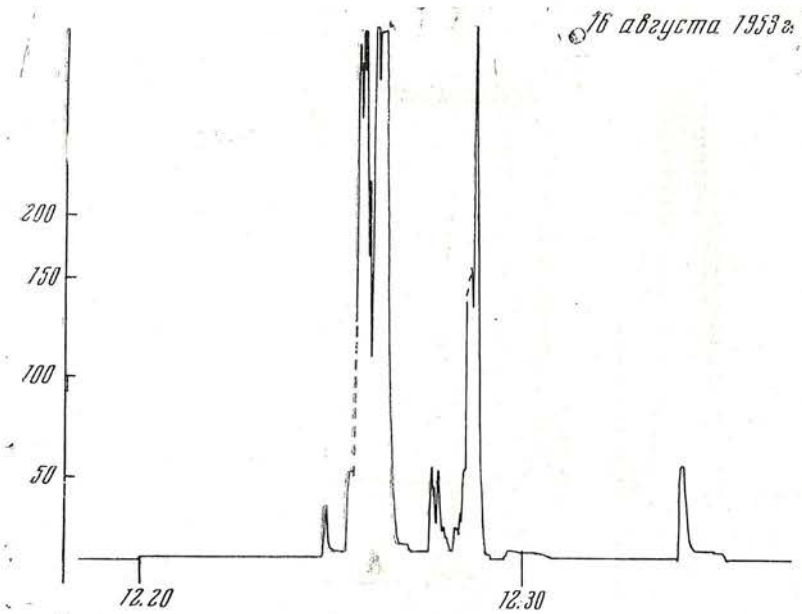

16 августа 1959 г.
-497-
Уменьшено в 6 раз
40
30
20
10
7.10
7.20

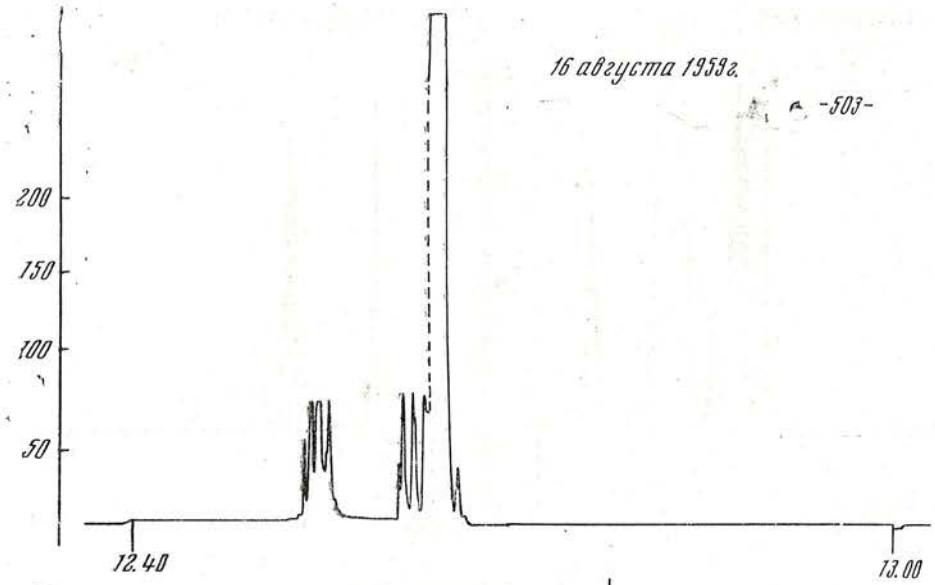

16 августа 1959г.
-498-
50
40
30
20
10
8.30
8.40

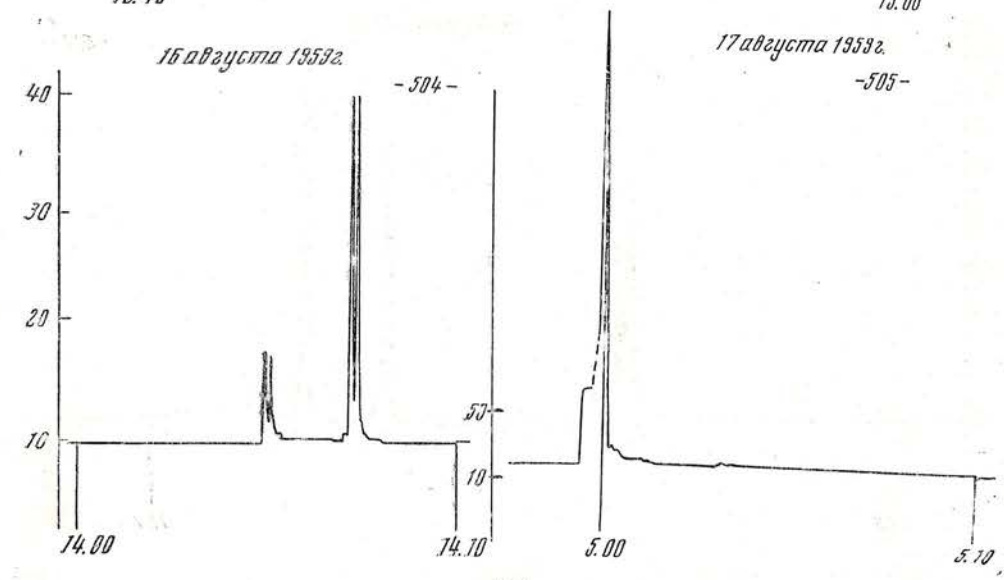

16 августа 1959г.
-499-
40
30
20
10
9.40
9.50

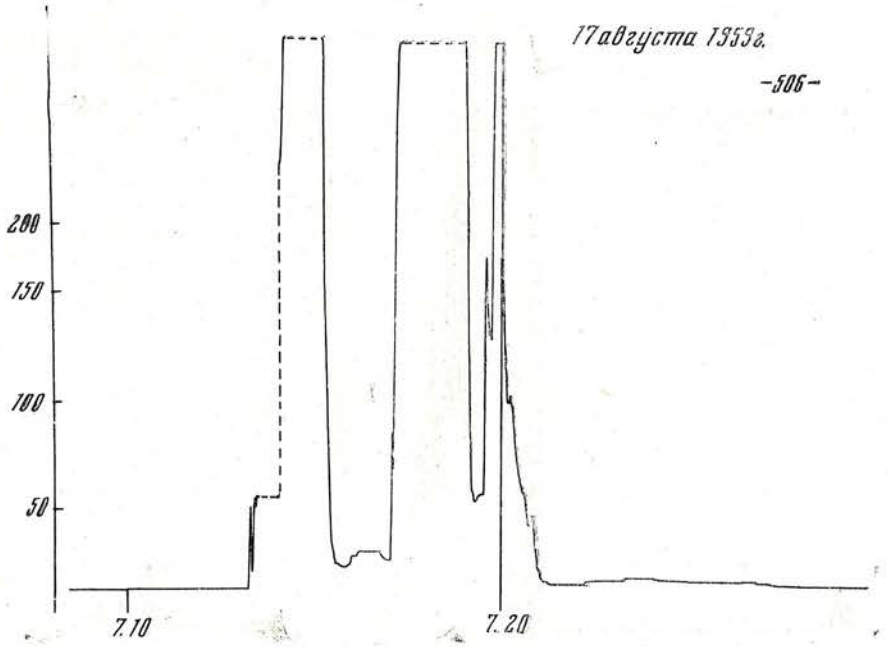

16 августа 1959г.
-500-
40
30
20
10
10.40
10.50

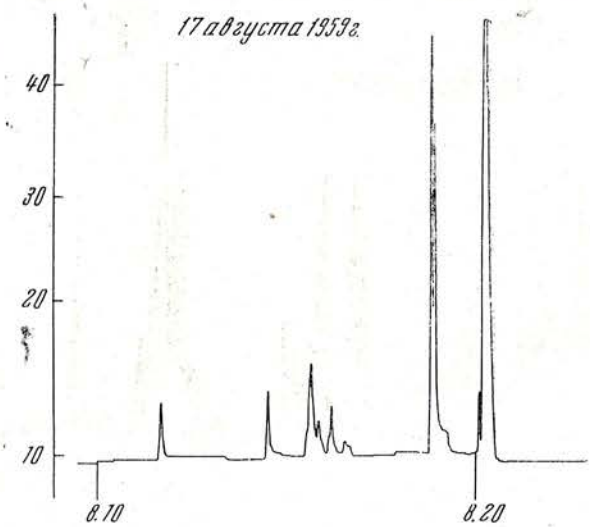

16 августа 1959г.
-501-
40
30
20
10
1.00
11.20

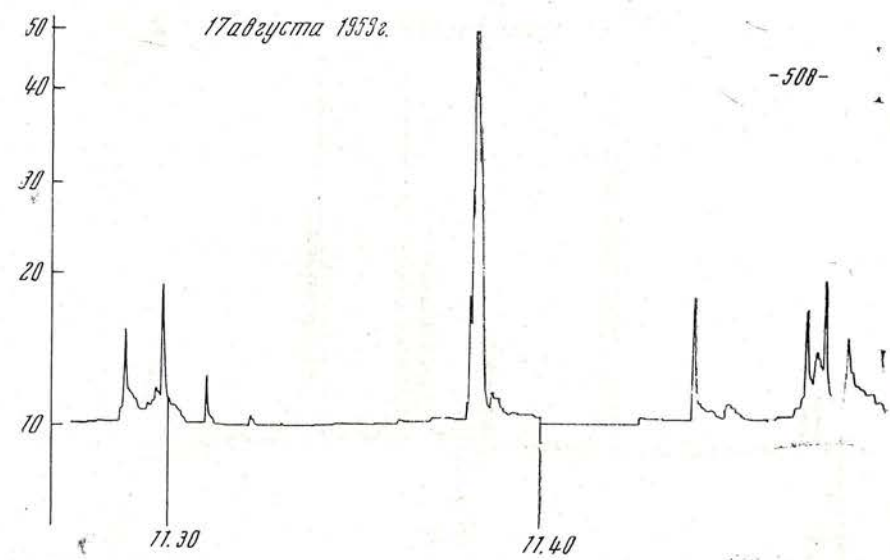

16 августа 1953 г.
-502-
200
150
100
50
12.20
12.30


16 августа 1953 г.
-503-
200
150
100
50
12.40
13.00

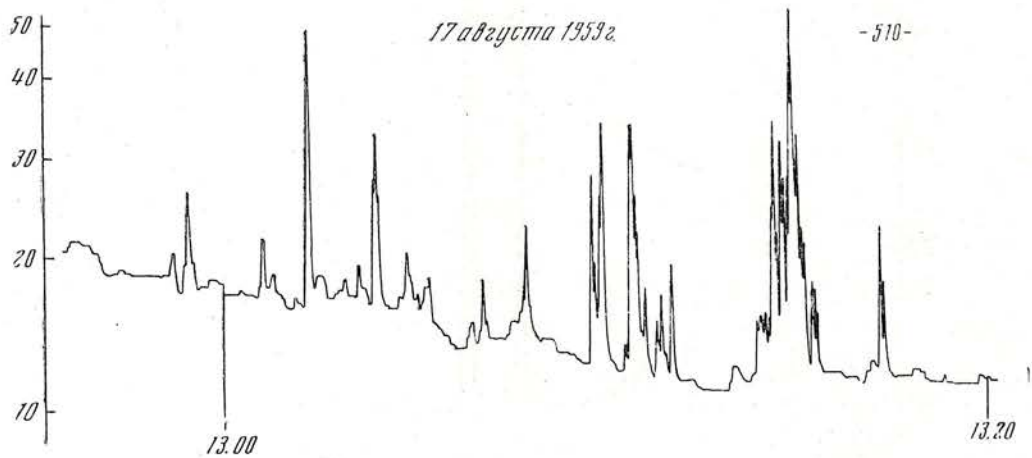

16 августа 1953 г.
-504-
40
30
20
10
14.00
14.10
17 августа 1953 г.
-505-
50
10
5.00
5.10

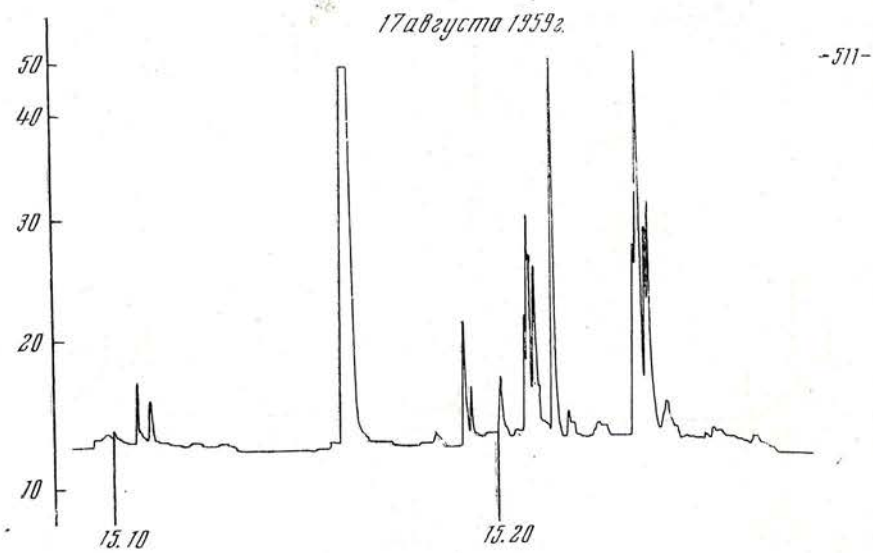

17 августа 1953г.
-506-
200
150
100
50
7.10
7.20

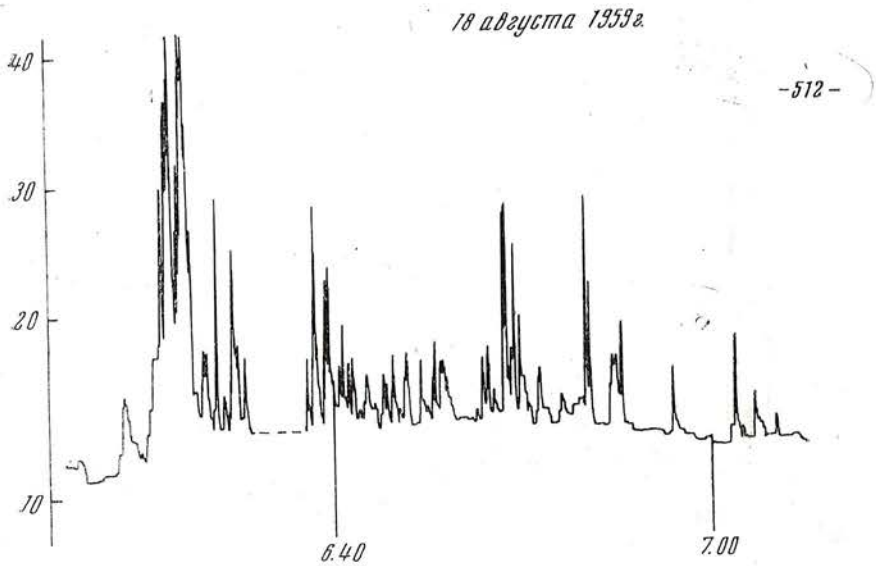

17 августа 1953г.
-507-
40
30
20
10
8.10
8.20

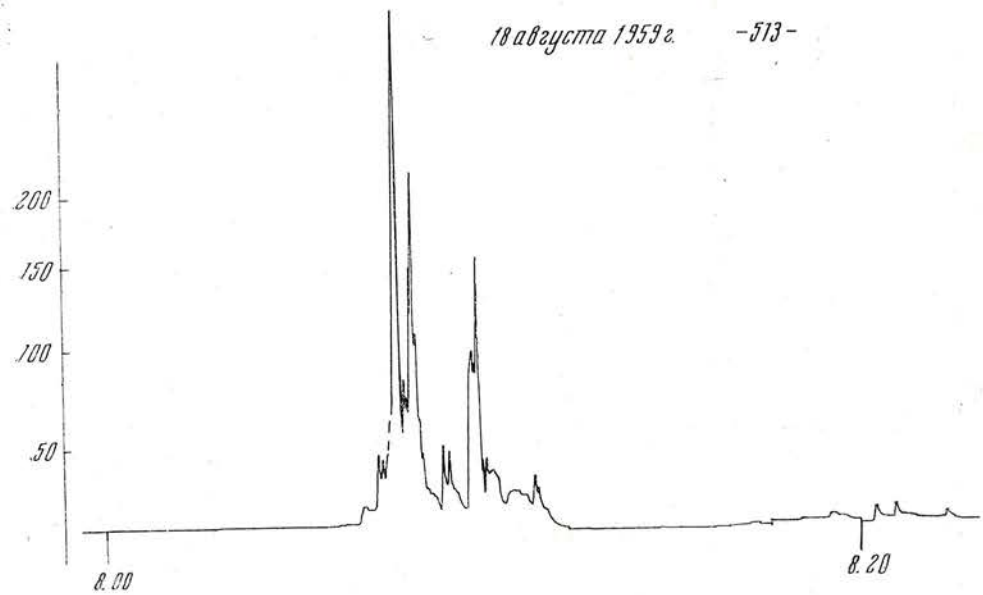

17 августа 1953г.
-508-
50
40
30
20
10
11.30
11.40

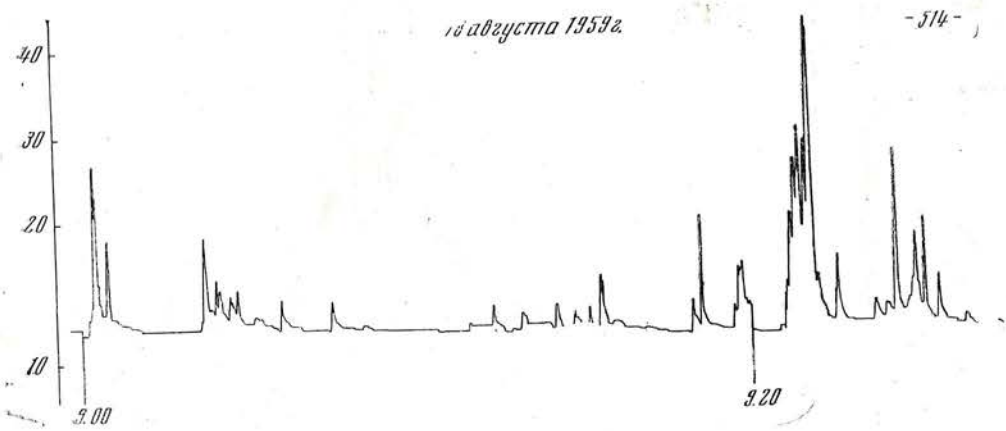

17 августа 1959 г.
-509-
200
150
100
50
12.20
12.30

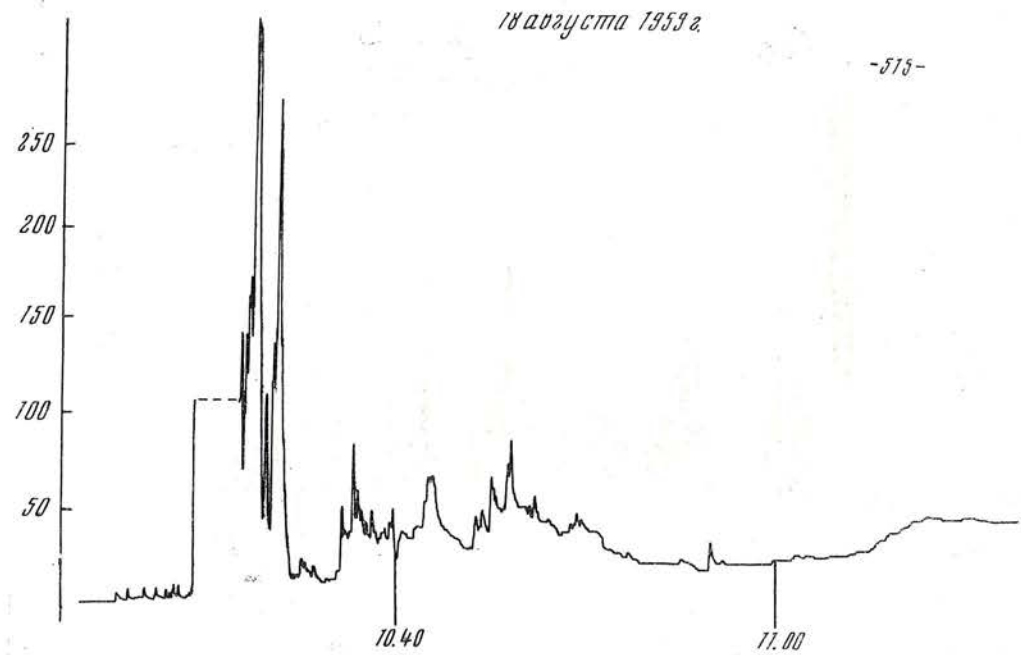

17 августа 1959 г.
-510-
50
40
30
20
10
13.00
13.20

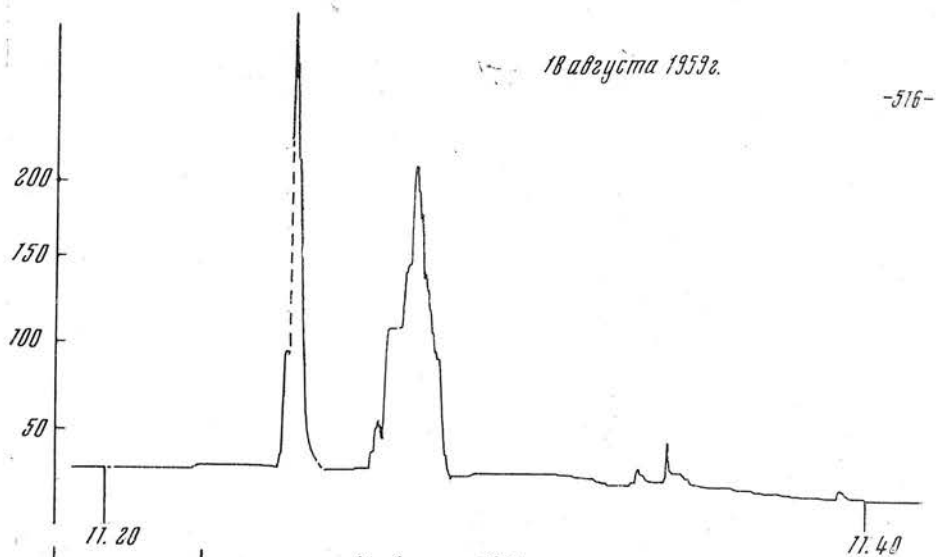

17 августа 1959 г.
-511-
50
40
30
20
10
15.10
15.20

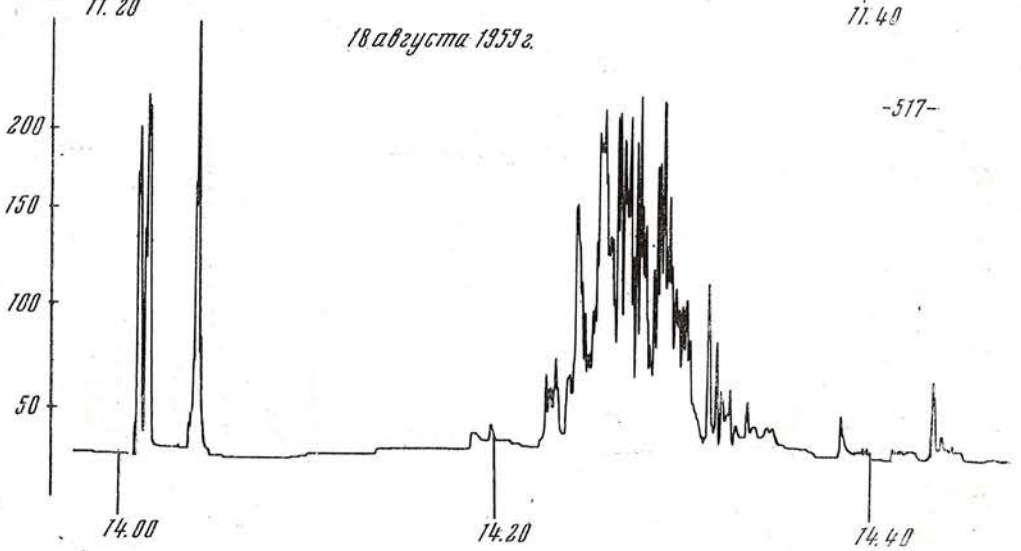

18 августа 1959 г.
-512-
40
30
20
10
6.40
7.00

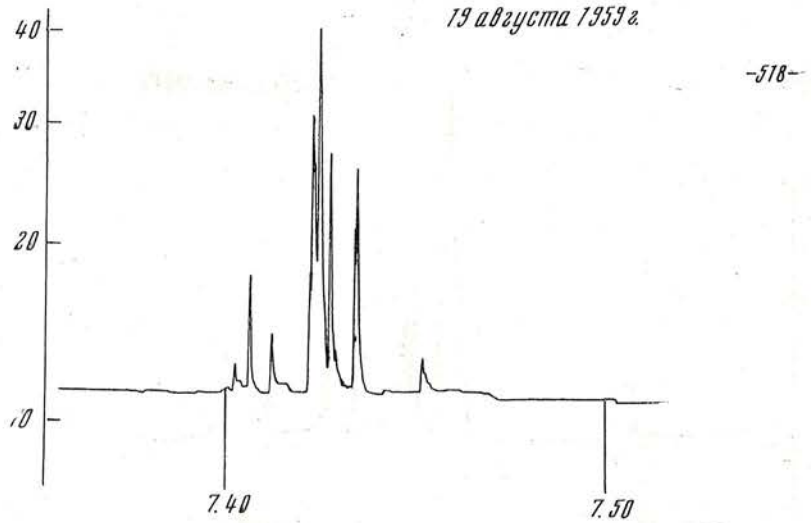

18 августа 1959 г.
-513-
200
150
100
50
8.00
8.20

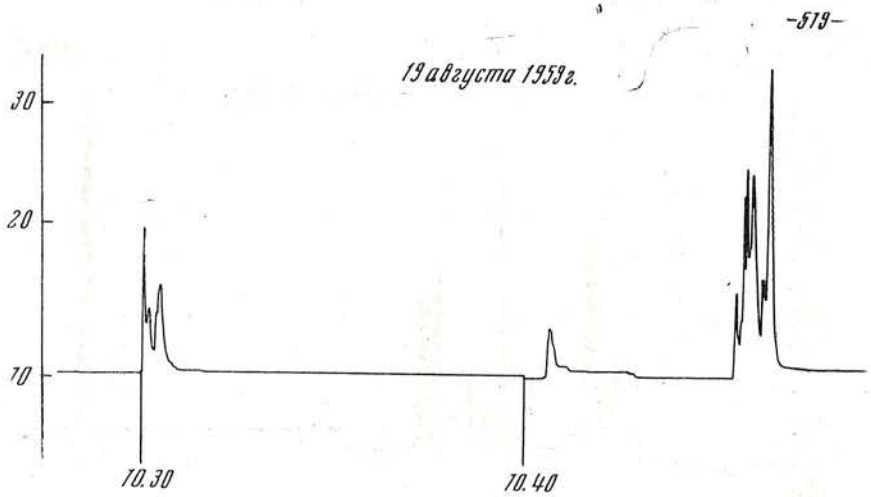

18 августа 1959 г.
-514-
40
30
20
10
9.00
9.20

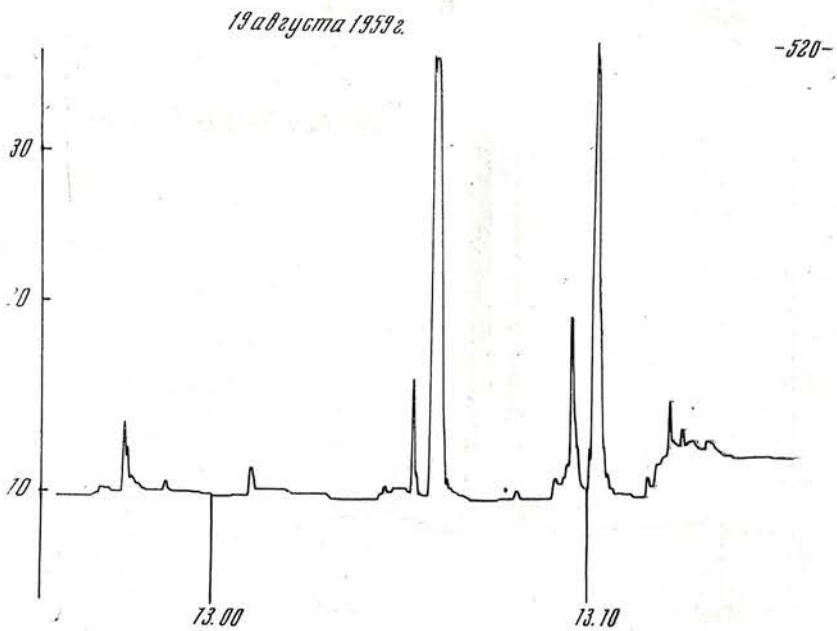

18 августа 1959 г.
-515-
250
200
150
100
50
10.40
11.00

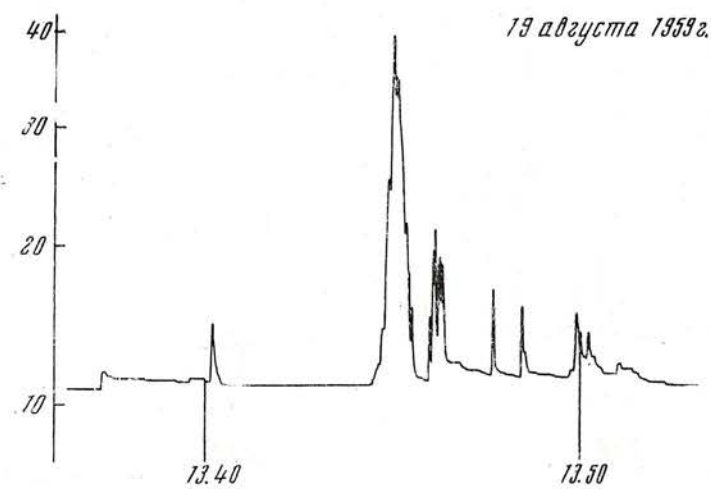

18 августа 1959 г.
-516-
200
150
100
50
11.20
11.40

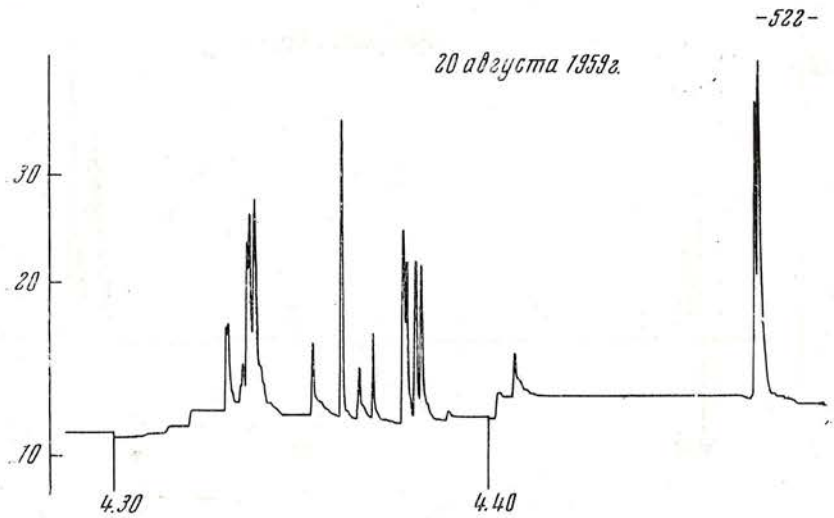

18 августа 1959 г.
-517-
200
150
100
50
14.00
14.20
14.40

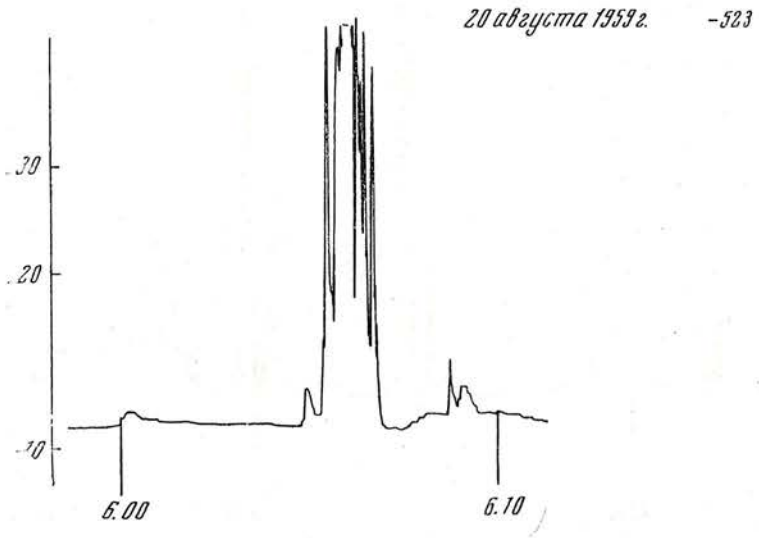

19 августа 1953 г.
-518-
40
30
20
10
7.40
7.50


-519-
19 августа 1953 г.
30
20
10
10.30
10.40

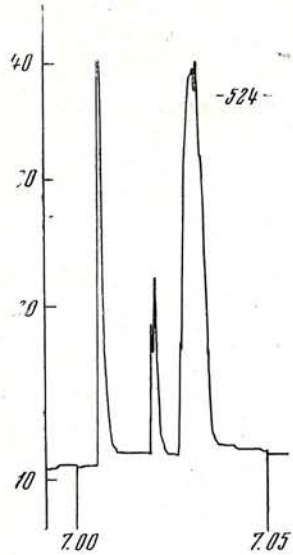

19 августа 1953 г.
-520-
30
20
10
13.00
13.10

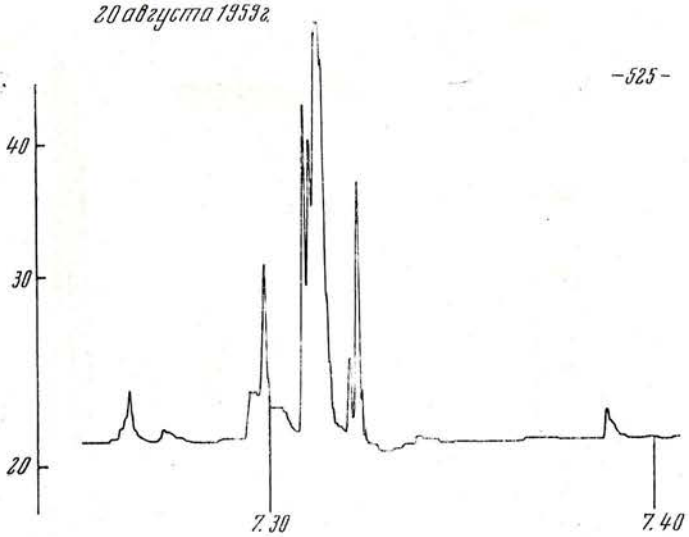

19 августа 1959г.
-521-
40
30
20
10
13.40
13.50


-522-
20 августа 1959г.
30
20
10
4.30
4.40

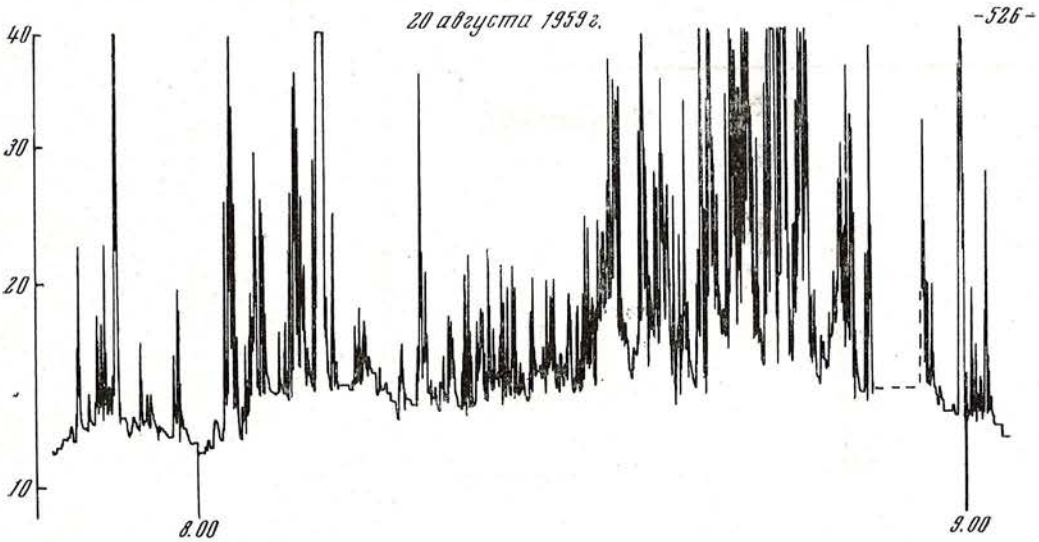

20 августа 1959г.
-523
30
20
10
6.00
6.10

20 августа 1959г.

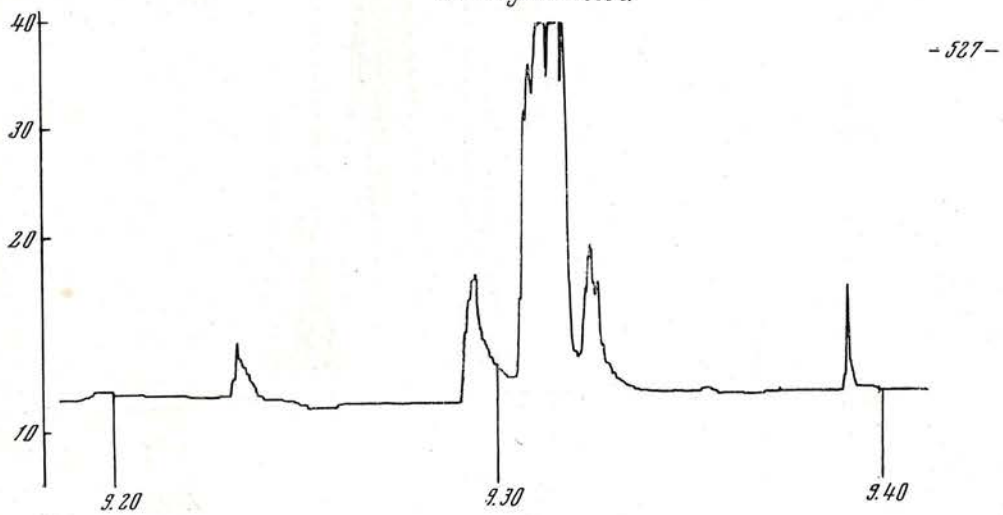


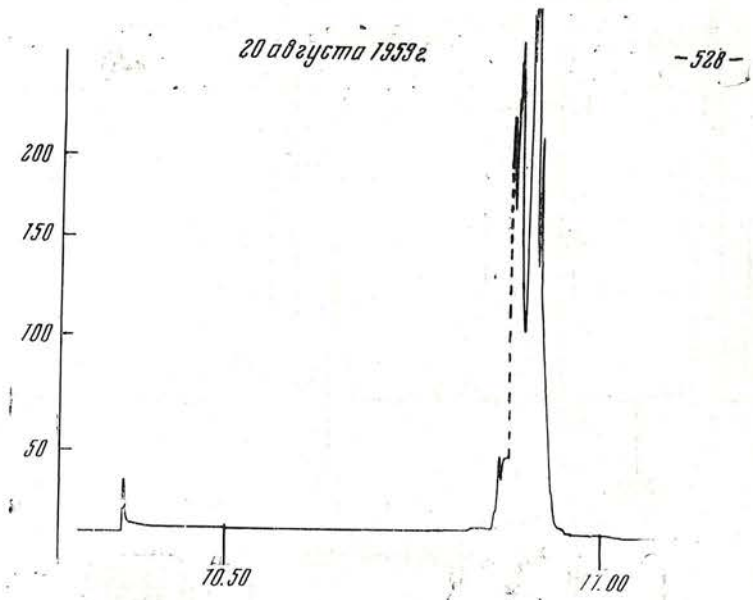


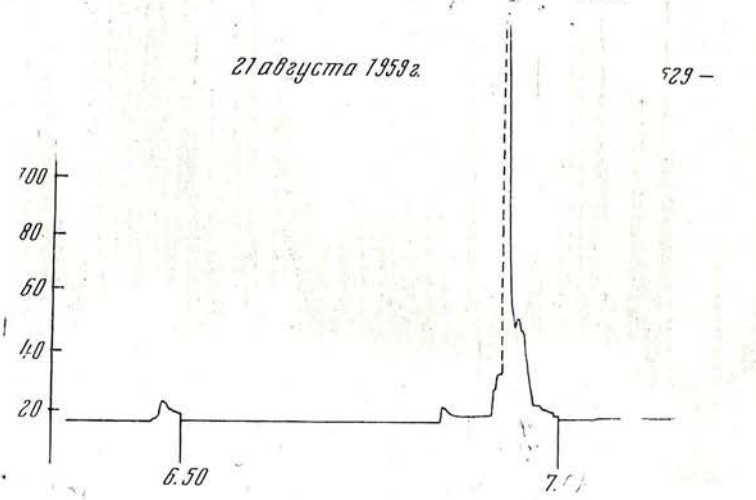
20 августа 1959г.

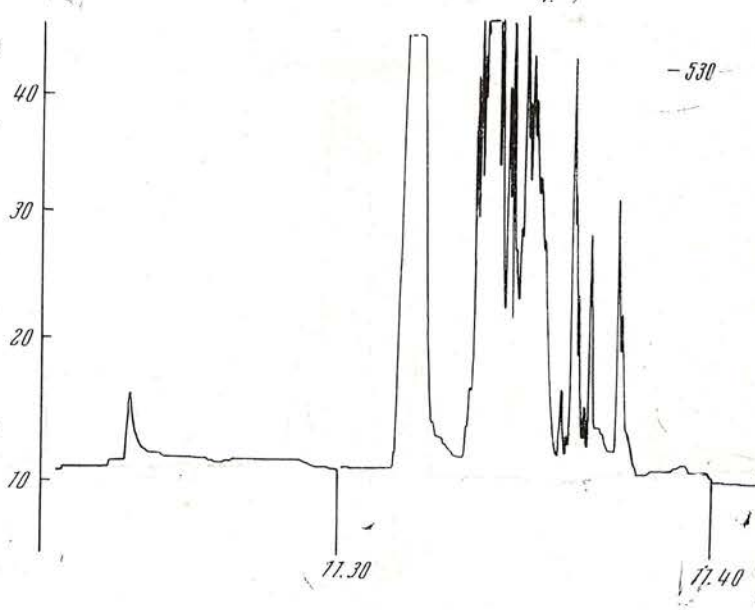


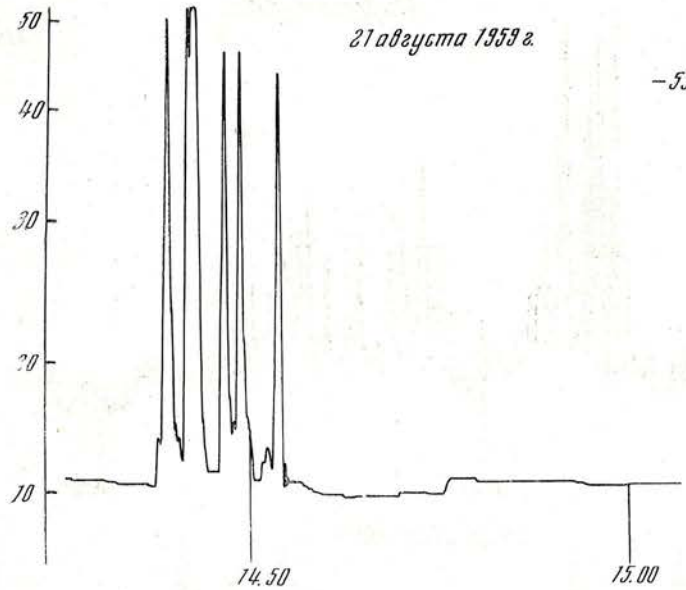
20 августа 1959г.

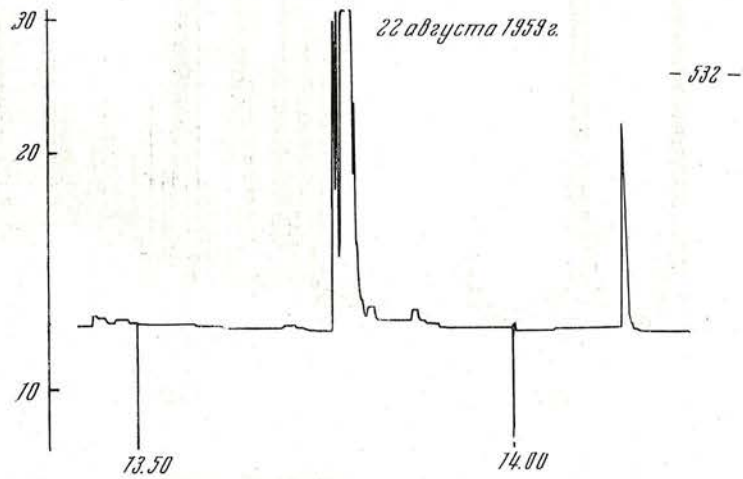


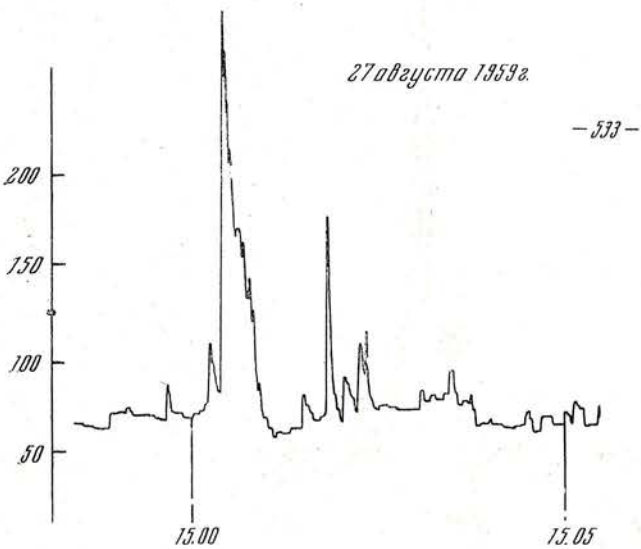

20 августа 1959г.
-528-
200
150
100
50
10.50
11.00


21 августа 1959г.
-529-
100
80
60
40
20
6.50


-530-
40
30
20
10
11.30
11.40

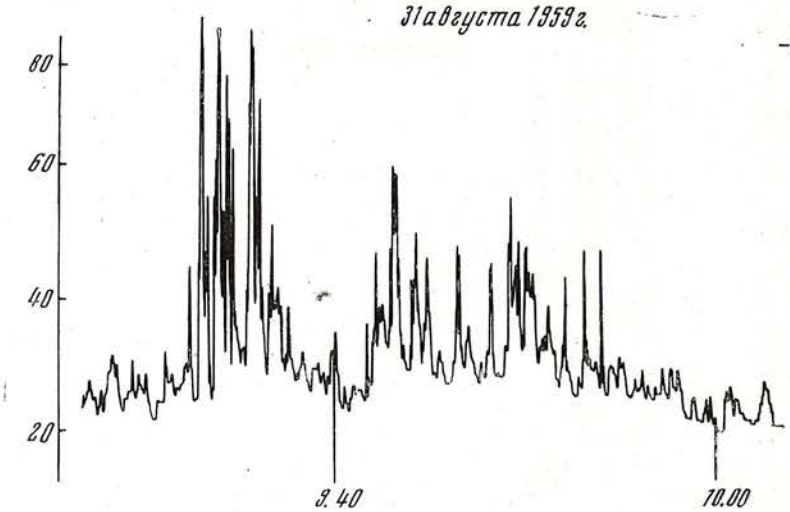

21 августа 1959 г.
– 531 –
50
40
30
20
10
14.50
15.00


22 августа 1959 г.
– 532 –
30
20
10
13.50
14.00


27 августа 1959 г.
– 533 –
200
150
100
50
15.00
15.05

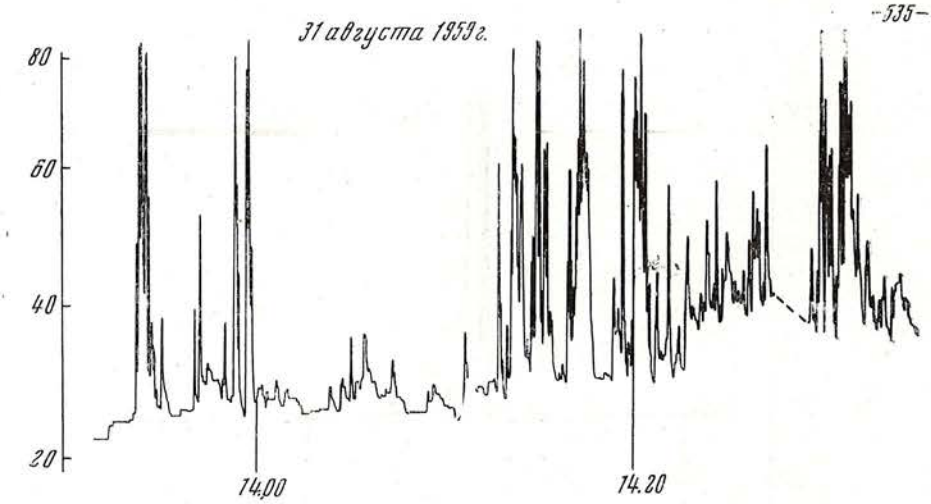
31 августа 1959 г.

-534-



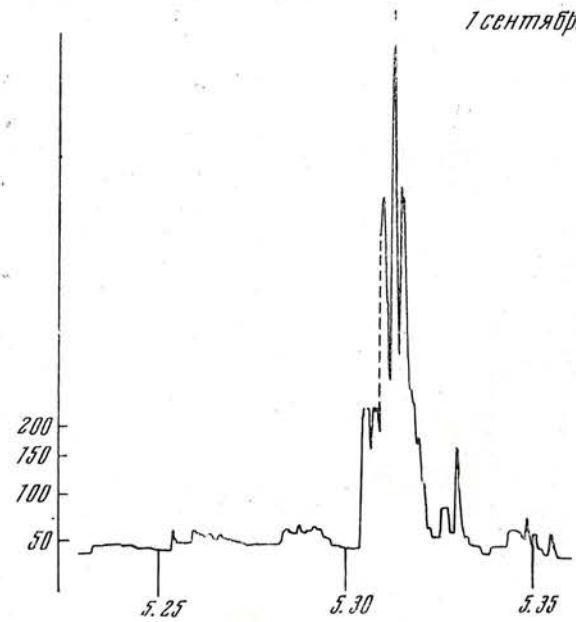
-535-

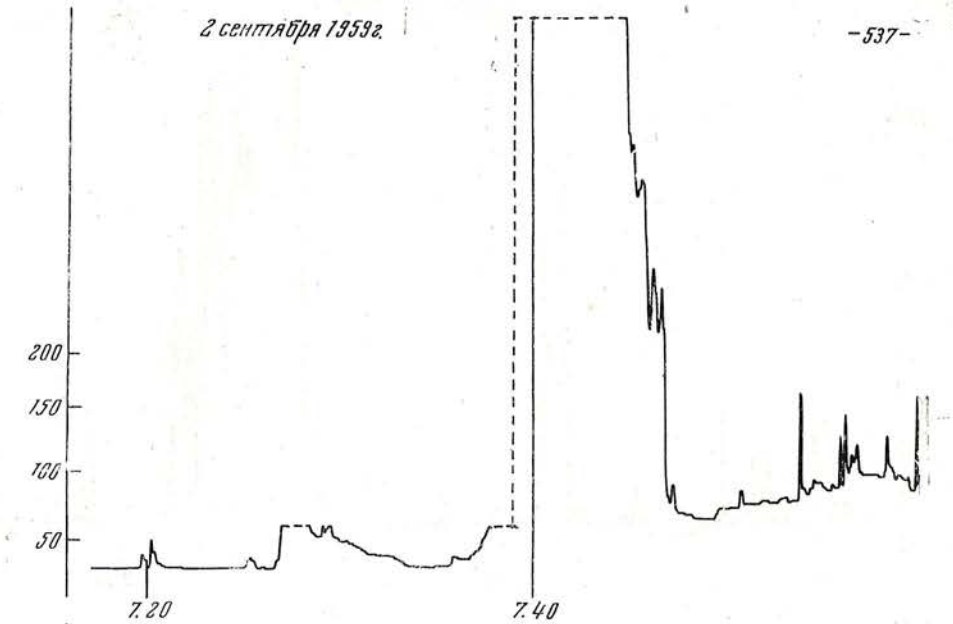
31 августа 1959 г.

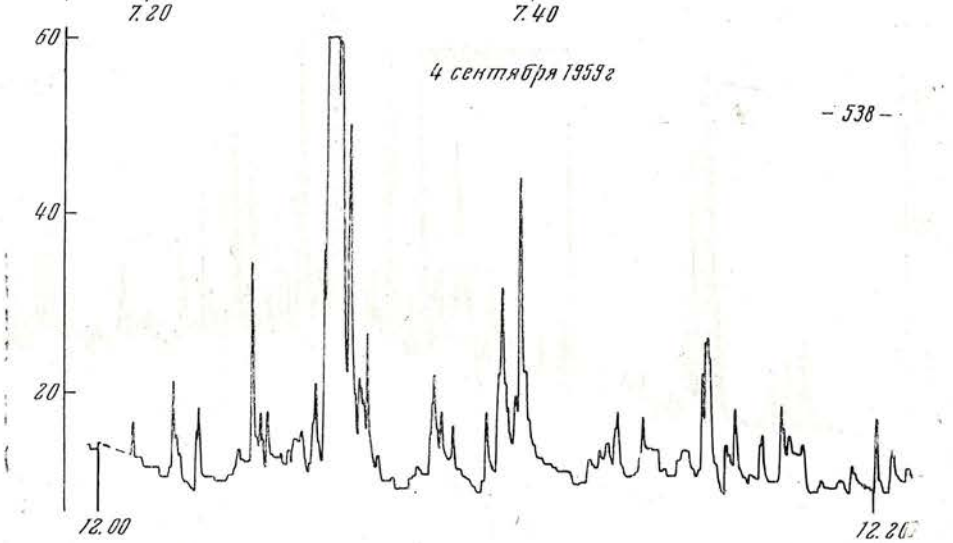


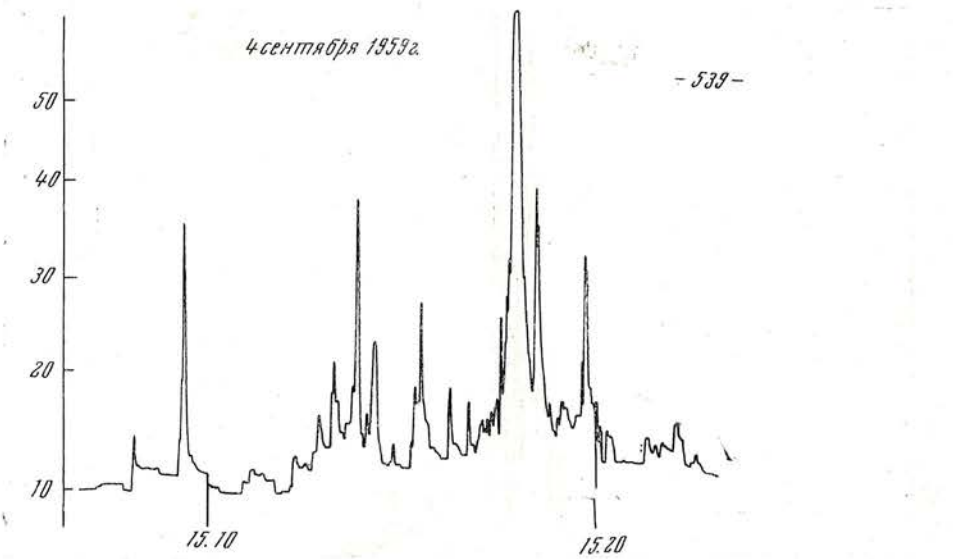
1 сентября 1959 г.

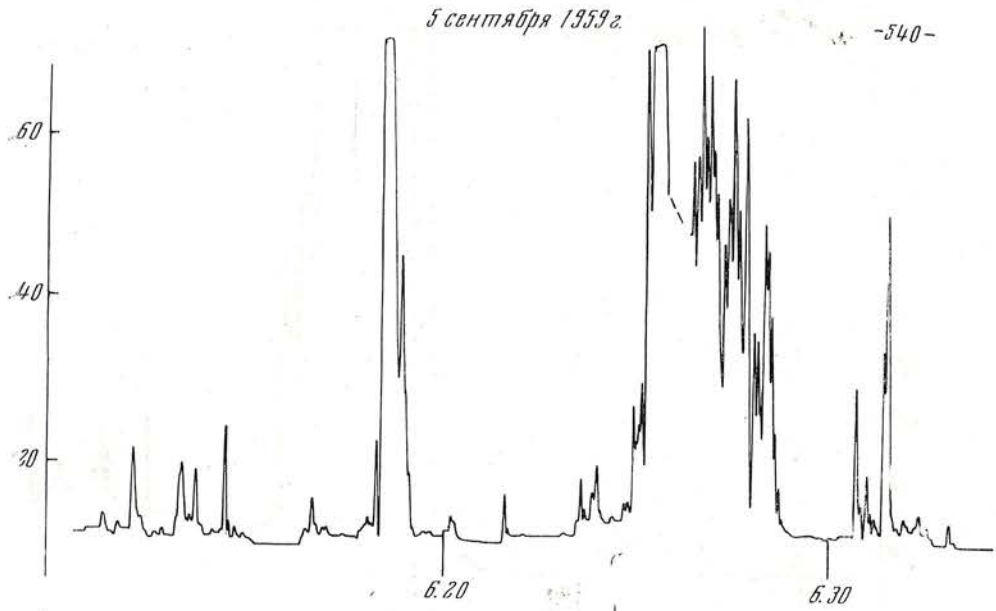
-536-

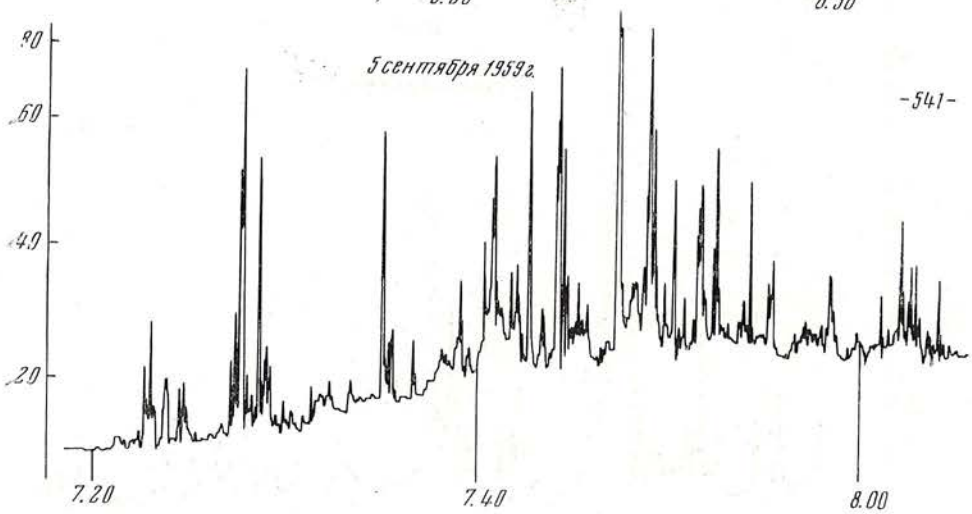


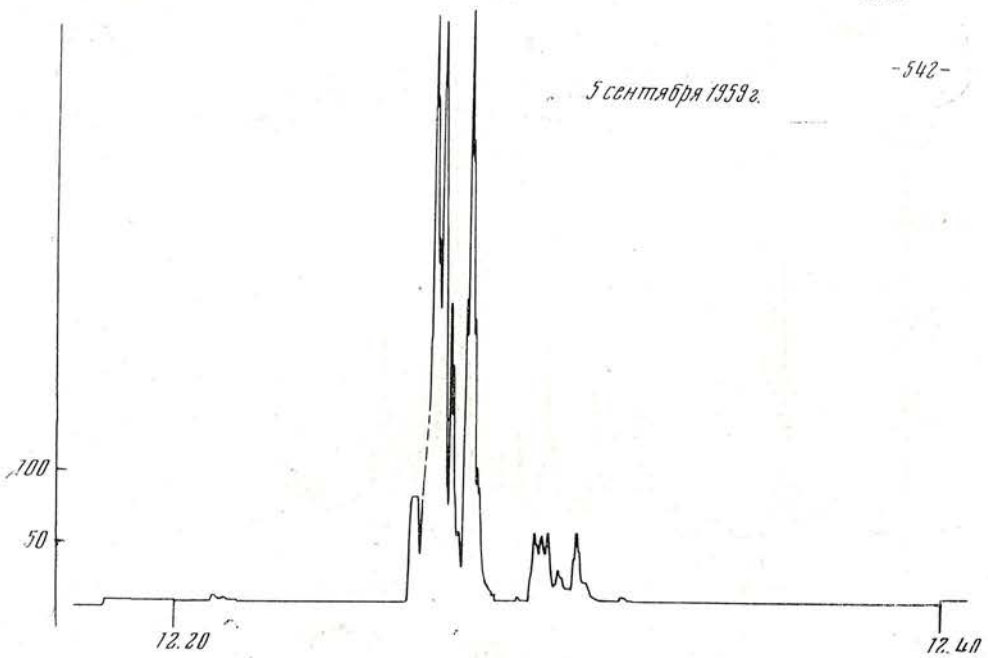

2 сентября 1959г.
-537-
200
150
100
50
7.20
7.40

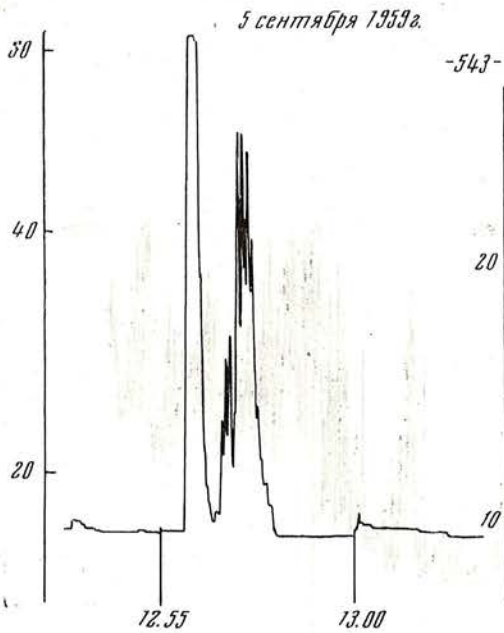

60
4 сентября 1959г
-538-
40
20
12.00

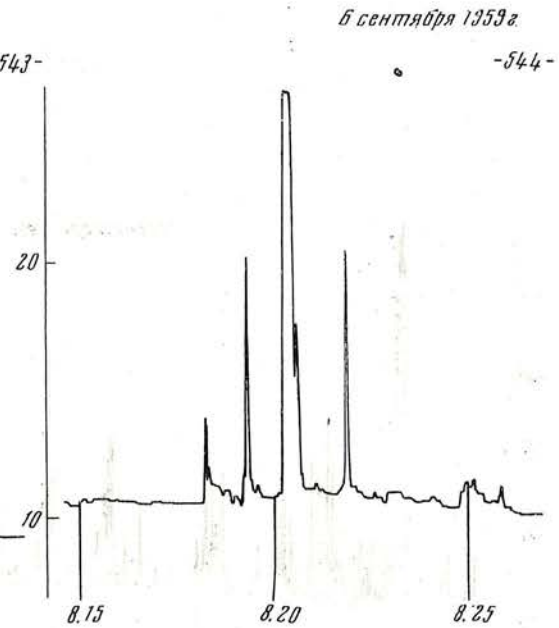

4сентября 1959г.
-539-
50
40
30
20
10
15.10
15.20

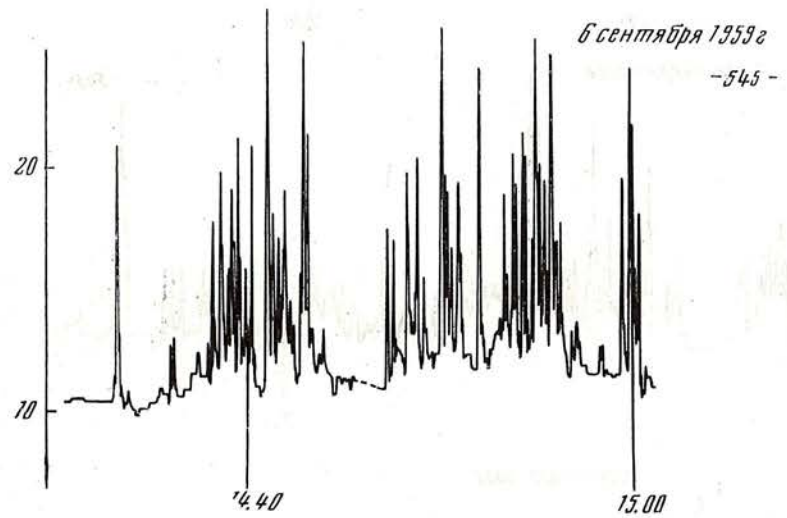

5 сентября 1959 г.
-540-
60
40
20
6.20
6.30

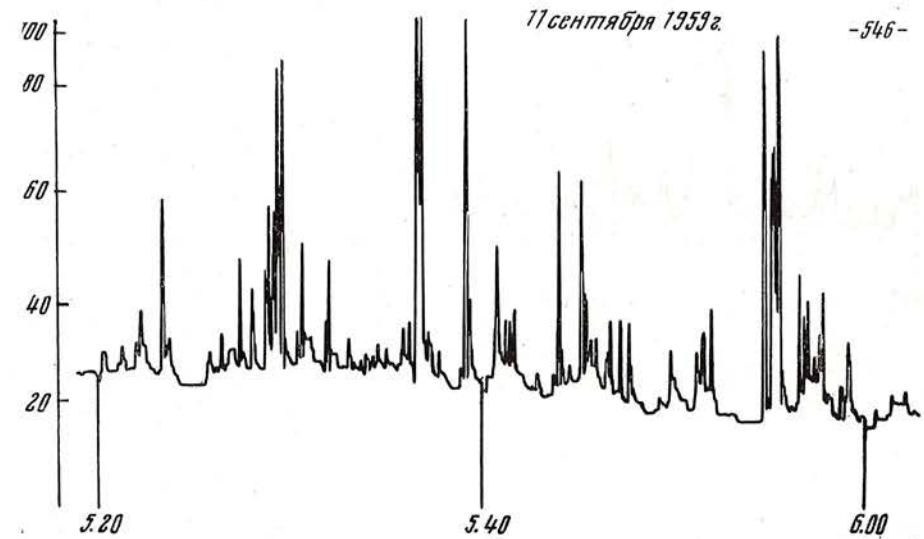

5 сентября 1959 г.
-541-
80
60
40
20
7.20
7.40
8.00

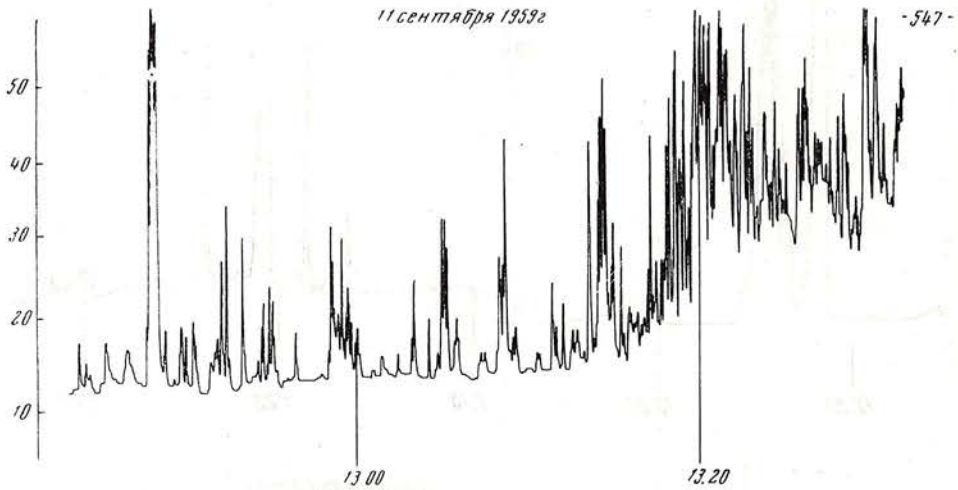

5 сентября 1959 г.
-542-
100
50
12.20
12.40

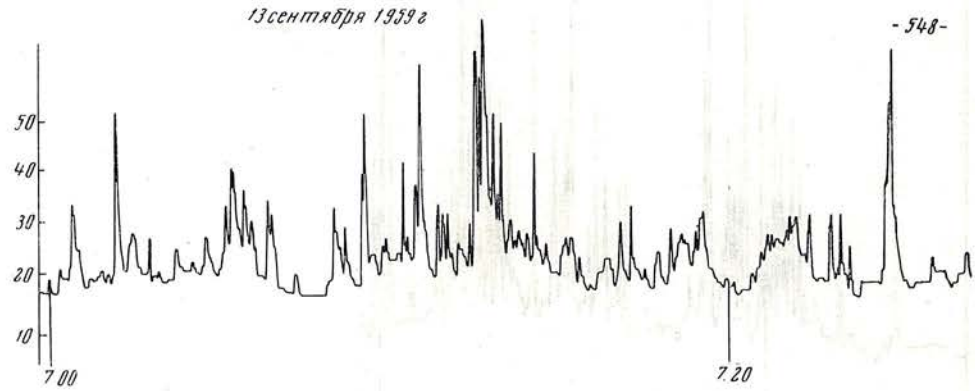

5 сентября 1959г.
-543-
60
40
20
12.55
13.00

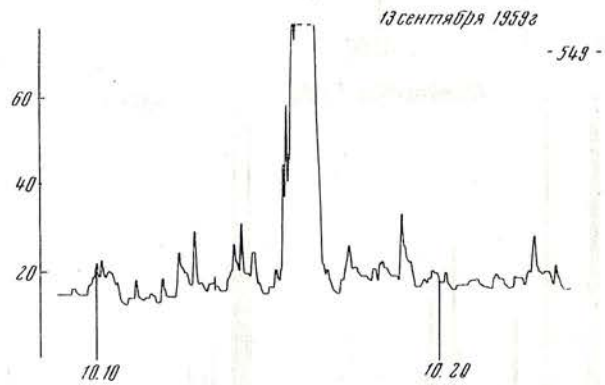

6 сентября 1959г.
-544-
20
10
8.15
8.20
8.25

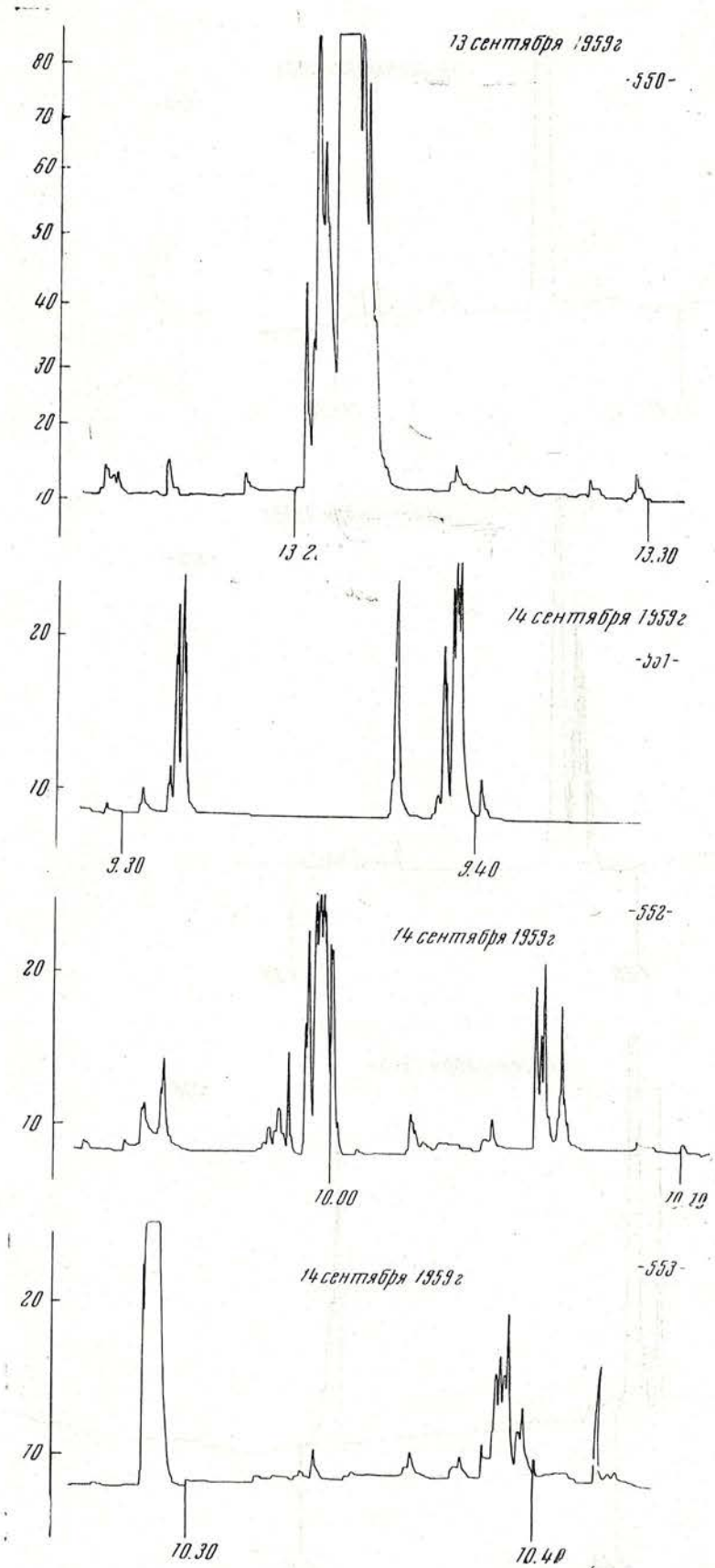

6 сентября 1959г
-545-
20
10
14.40
15.00

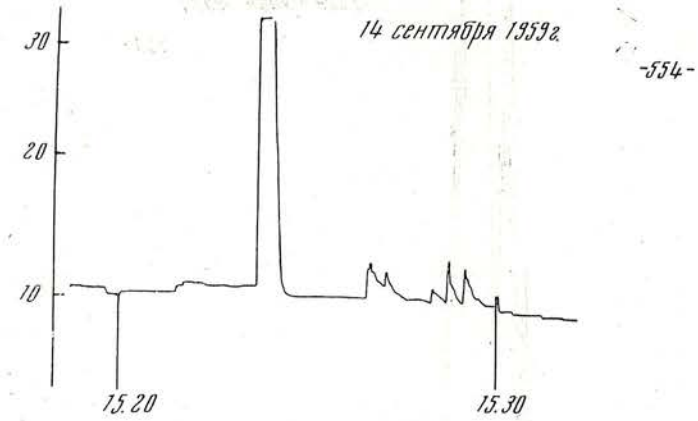

11 сентября 1959г.
-546-
80
60
40
20
5.20
5.40
6.00

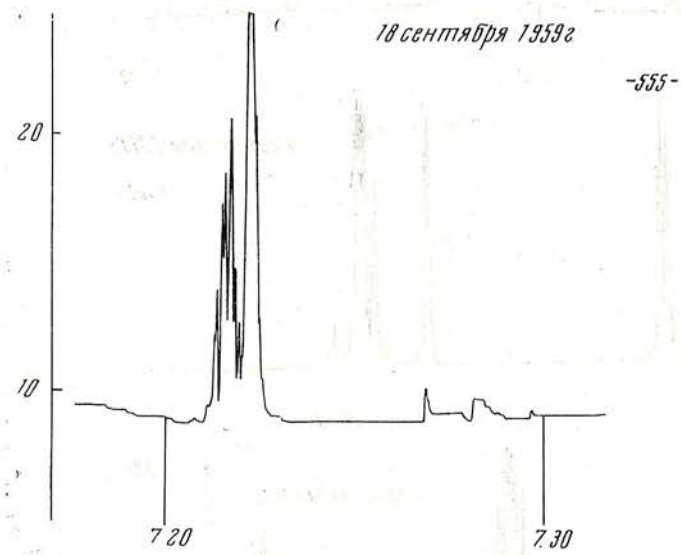

11 сентября 1959г
-547-
50
40
30
20
10
13.00
13.20

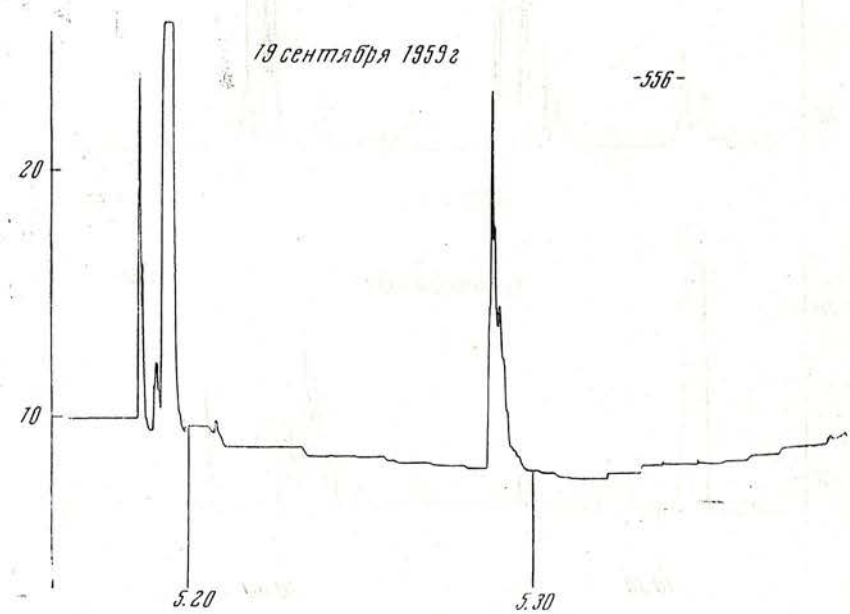

13 сентября 1959 г
-548-
50
40
30
20
10
7.00
7.20


13 сентября 1959г
-549-
60
40
20
10.10
10.20


13 сентября 1959г
-550-
80
70
60
50
40
30
20
10
13.30
14 сентября 1959г
-551-
20
10
9.30
9.40
-552-
14 сентября 1959г
20
10
10.00
14 сентября 1959г
-553-
20
10
10.30
10.40

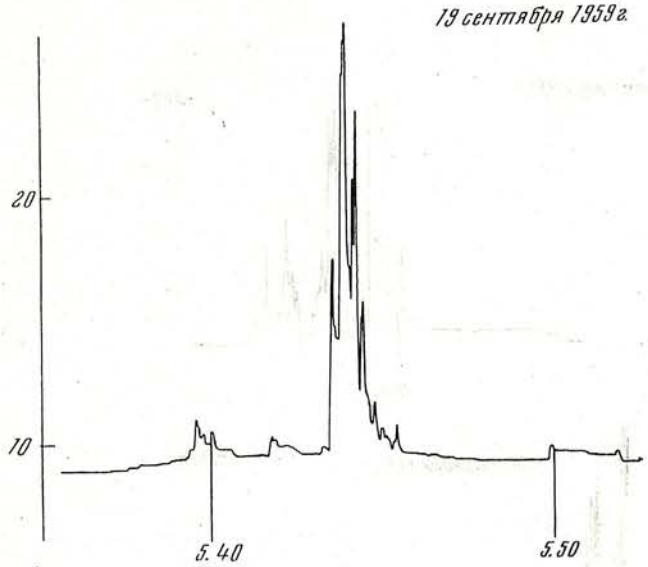

14 сентября 1959г.
-554-
30
20
10
15.20
15.30


18 сентября 1959г
-555-
20
10
7.20
7.30


19 сентября 1959г
-556-
20
10
5.20
5.30

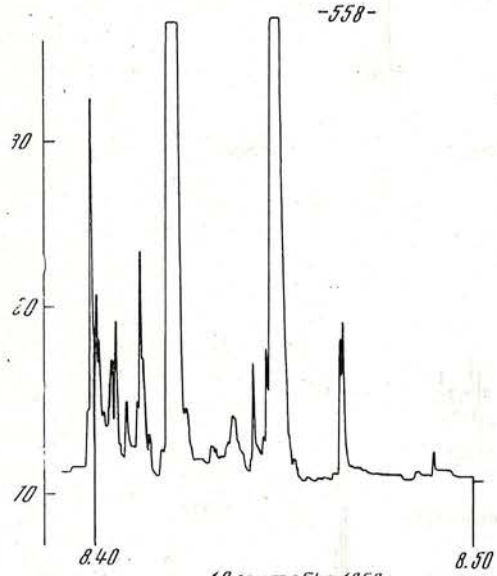
19 сентября 1959 г.

-557-



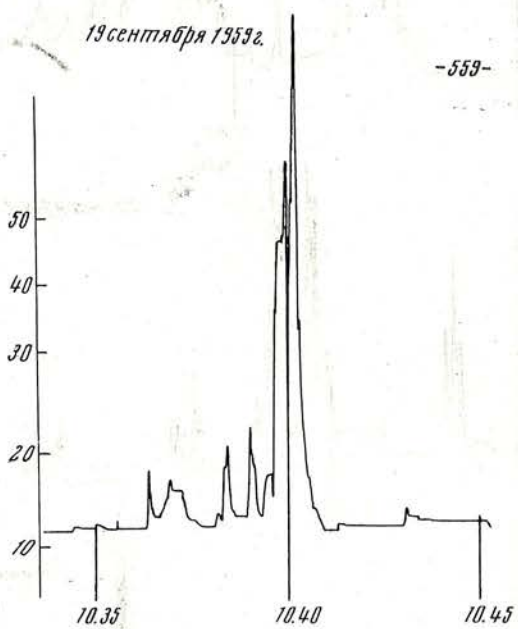
19 сентября 1959 г.

-558-



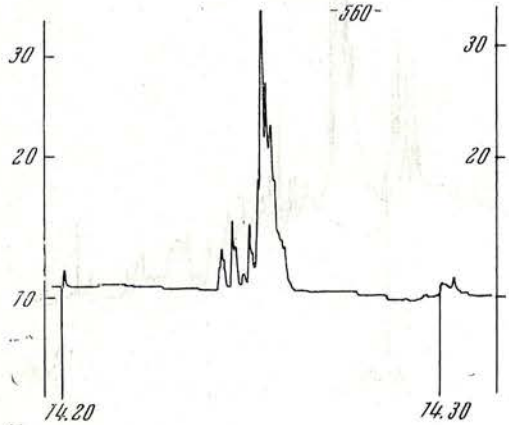
19 сентября 1959 г.

-559-



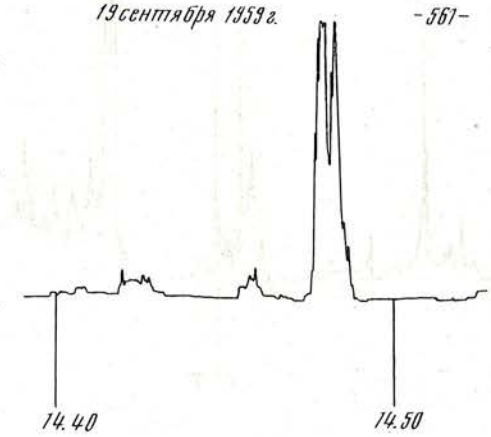
19 сентября 1959 г.

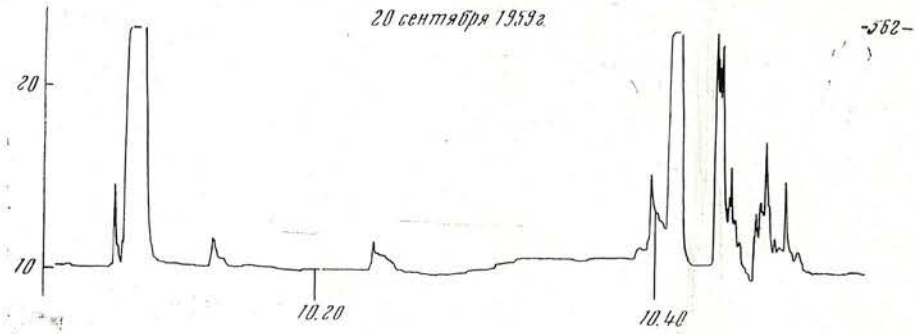
-560-

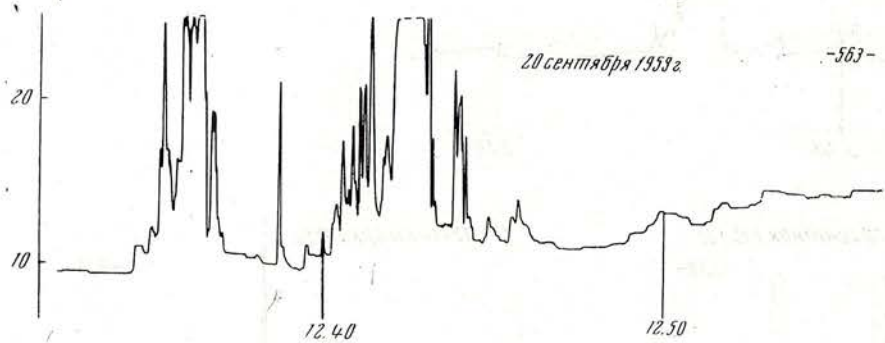


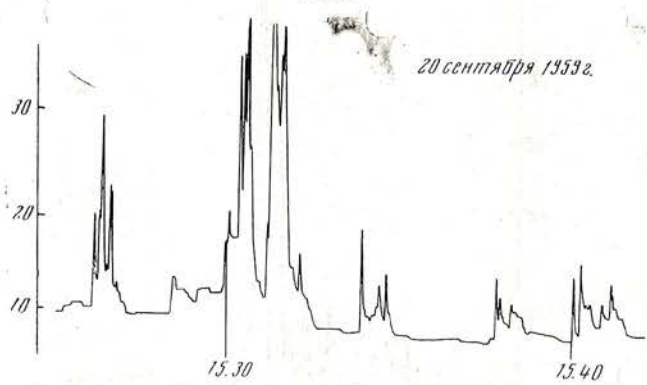
19 сентября 1959 г.

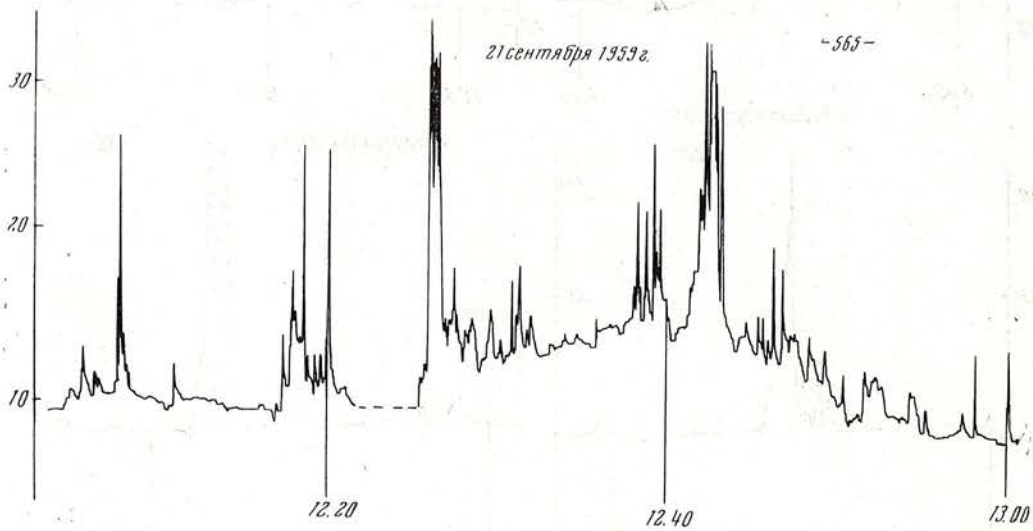
-561-

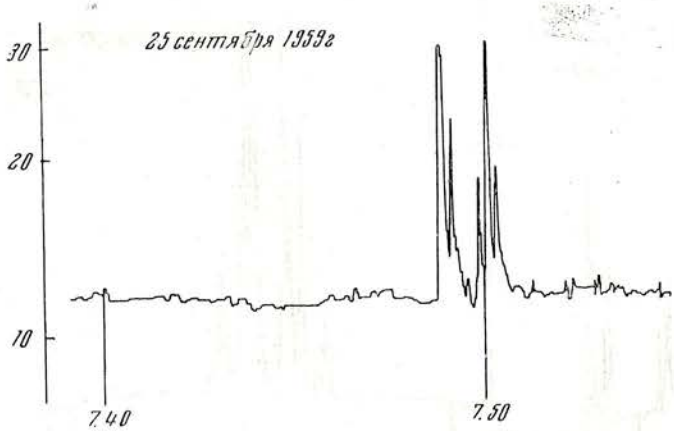


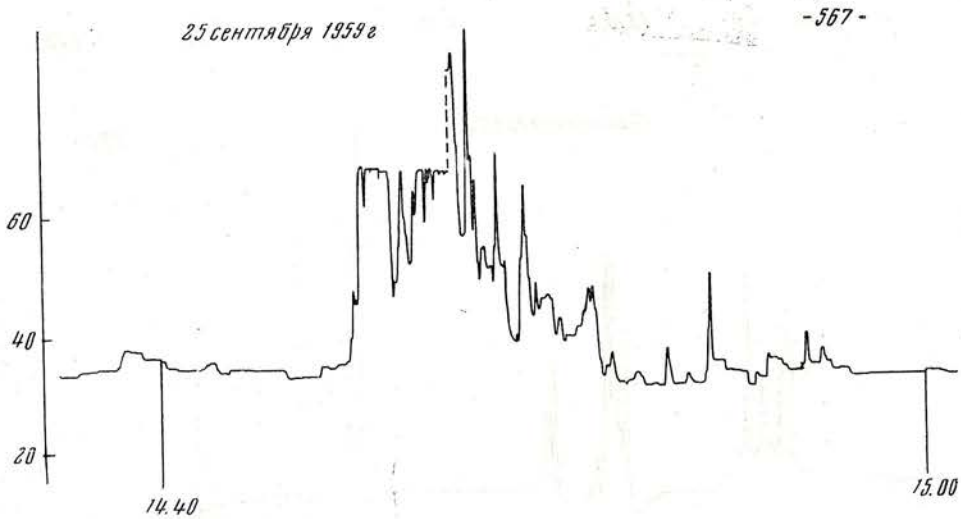

20 сентября 1959г.
-562-
20
10
10.20
10.40

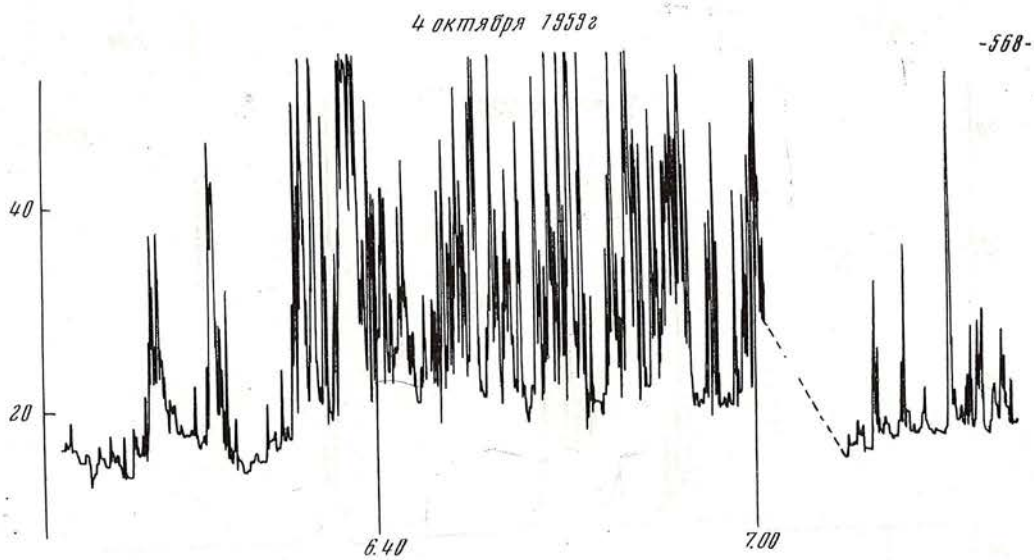

20 сентября 1959г.
-563-
20
10
12.40
12.50

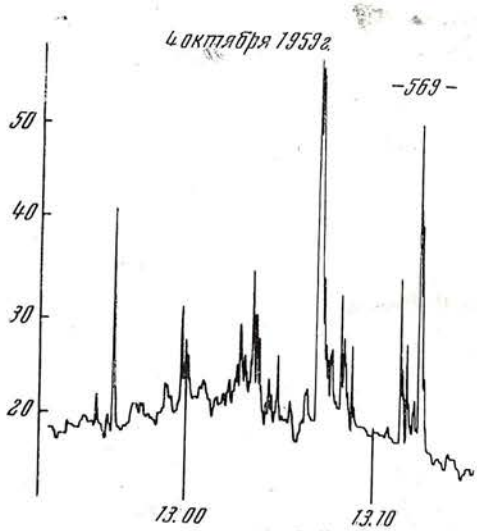

20 сентября 1959г.
-564-
30
20
10
15.30
15.40

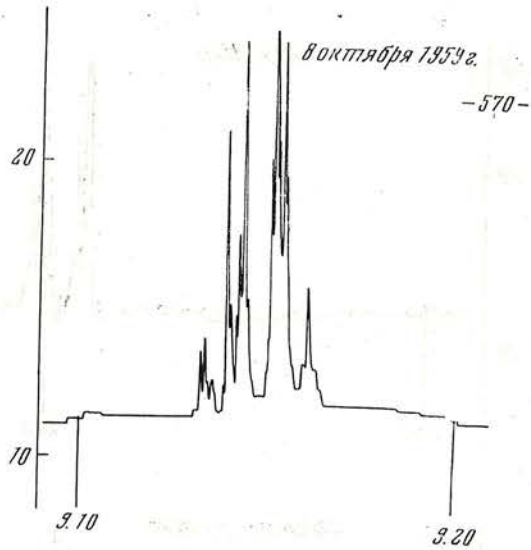

21 сентября 1959г.
-565-
30
20
10
12.20
12.40
13.00

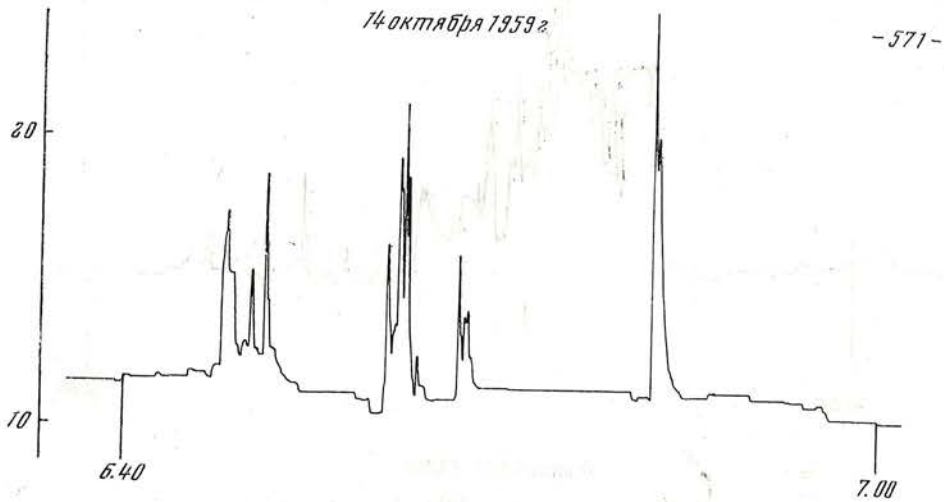

25 сентября 1959г
-566-
30
20
10
7.40
7.50

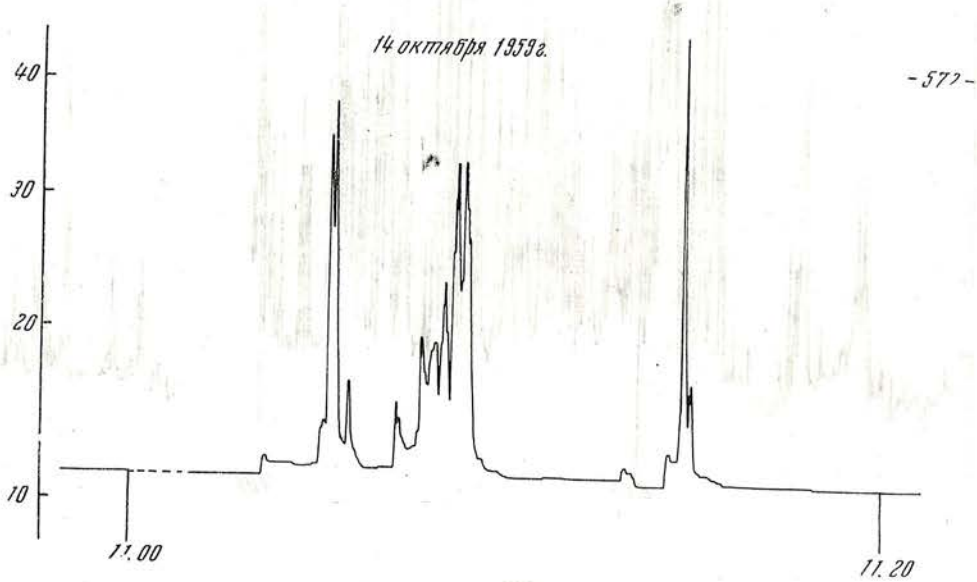

25 сентября 1959г
-567-
60
40
20
14.40
15.00

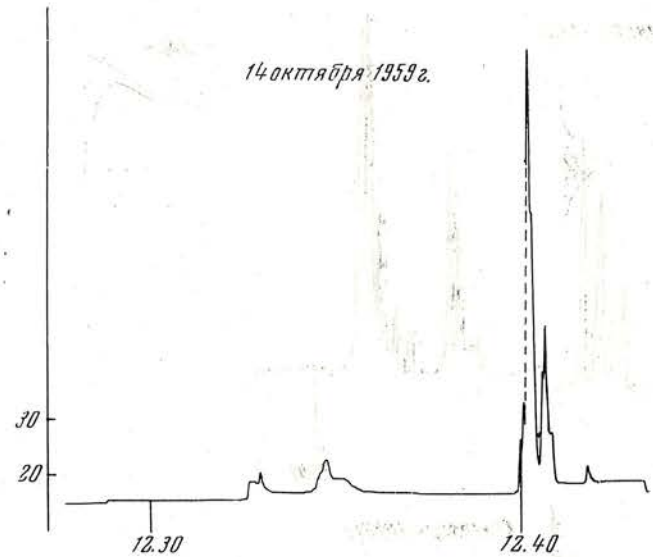

4 октября 1959г
-568-
40
20
6.40
7.00

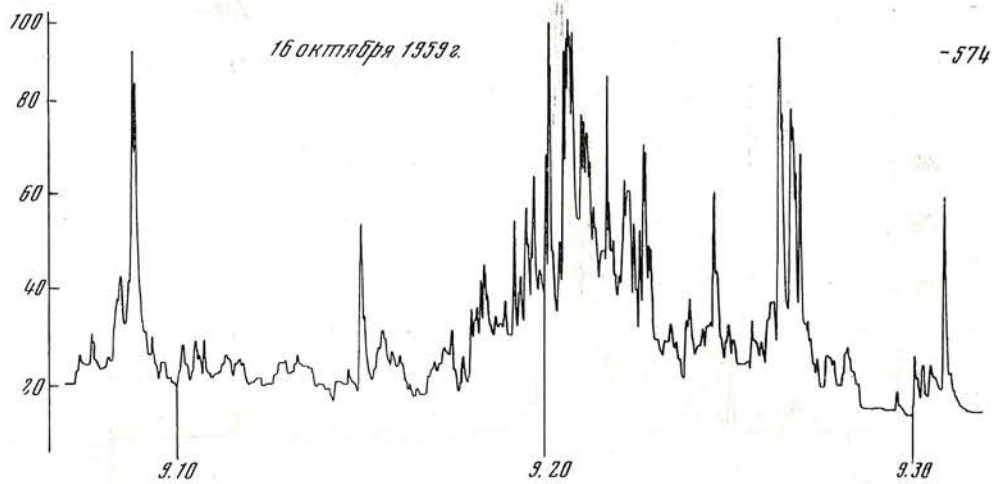

4 октября 1959 г.
-569-
50
40
30
20
13.00
13.10

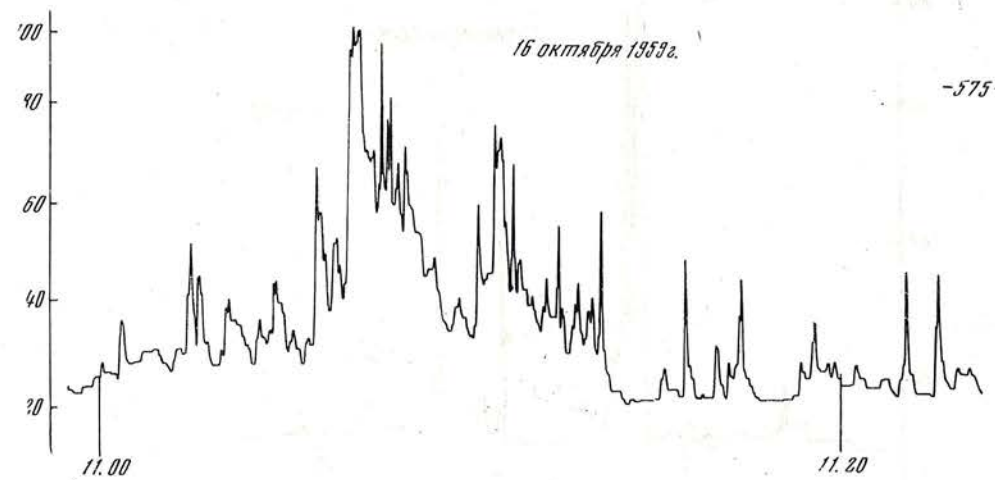

8 октября 1959 г.
-570-
20
10
9.10
9.20

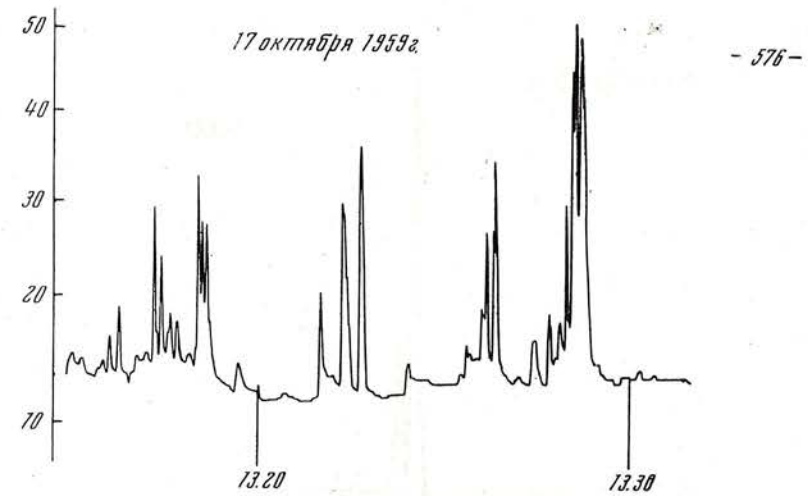

14 октября 1959 г.
-571-
20
10
6.40
7.00

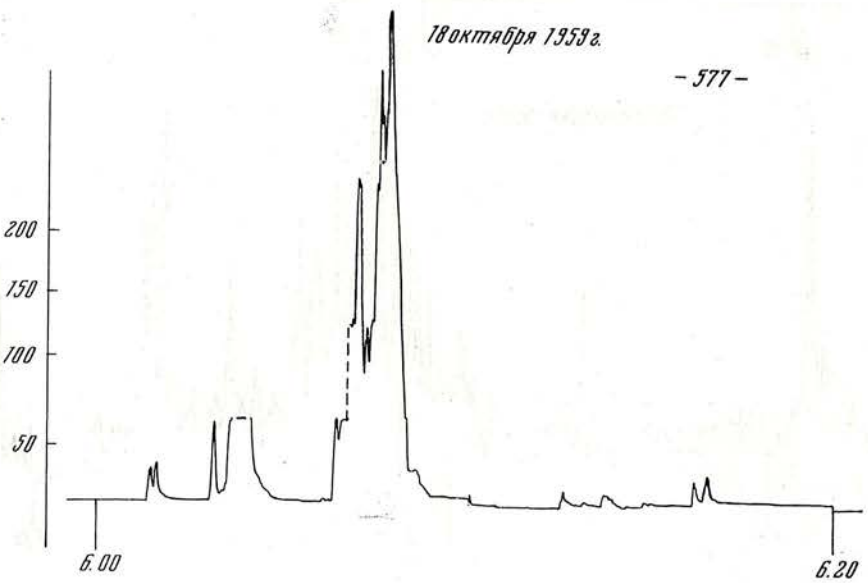

14 октября 1959 г.
-572-
40
30
20
10
11.00
11.20

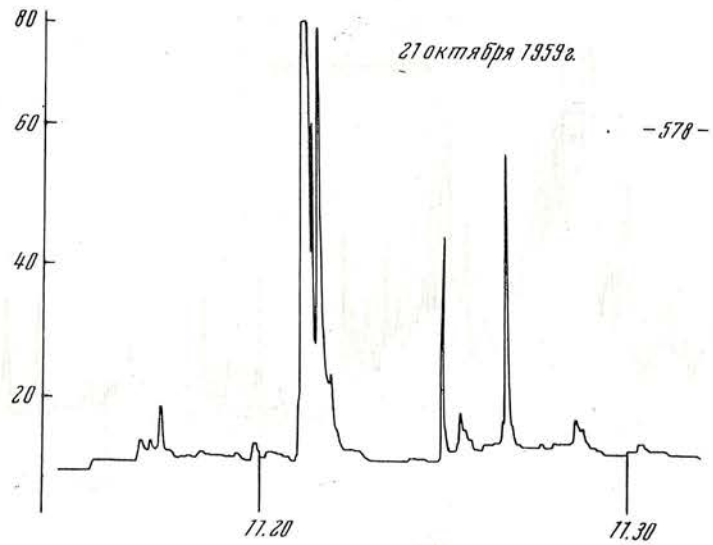

14 октября 1959 г.
-573-
30
20
12.30
12.40

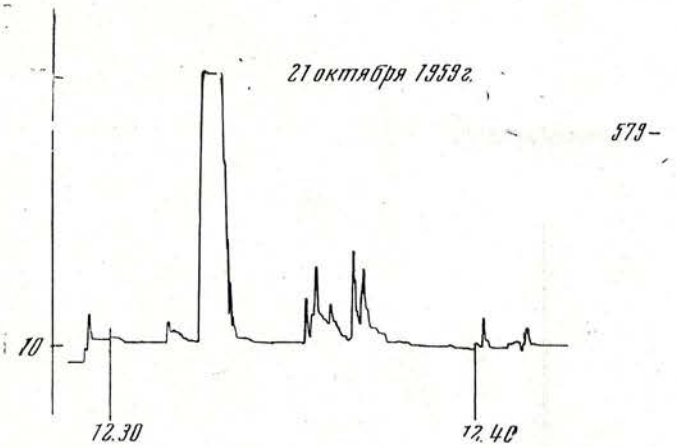

16 октября 1959 г.
-574-
100
80
60
40
20
9.10
9.20
9.30


16 октября 1959 г.
-575-
80
60
40
20
11.00
11.20

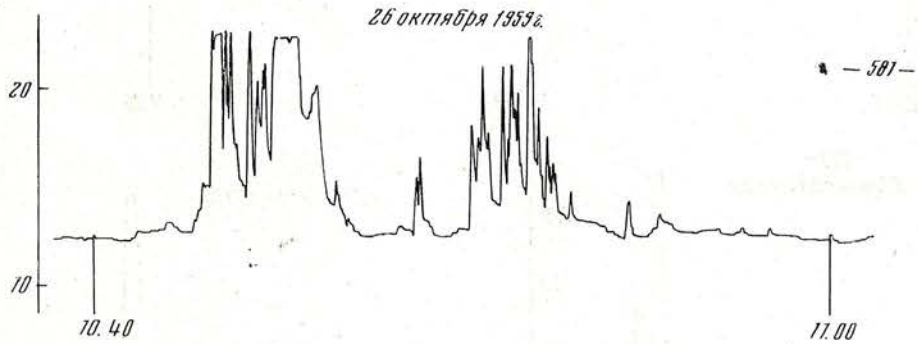

17 октября 1959г.
- 576 -
50
40
30
20
10
13.20
13.30

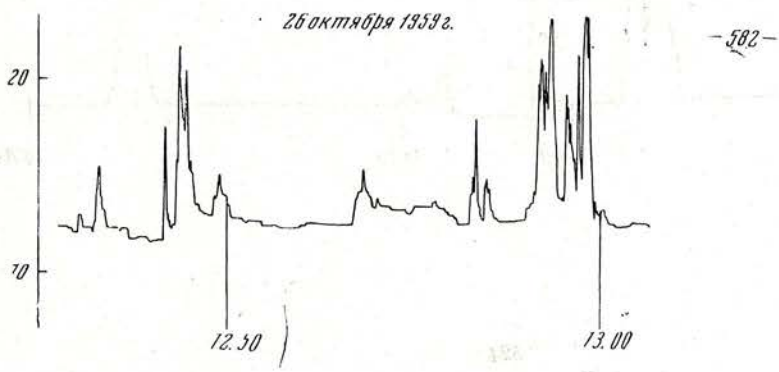

18 октября 1959г.
- 577 -
200
150
100
50
6.00
6.20

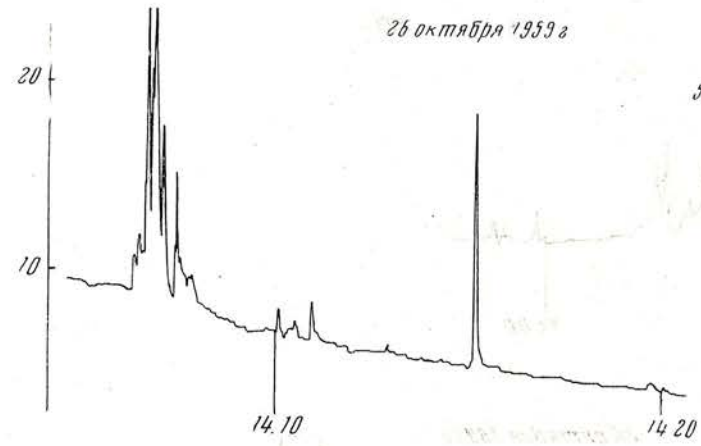

21 октября 1959г.
- 578 -
80
60
40
20
11.20
11.30

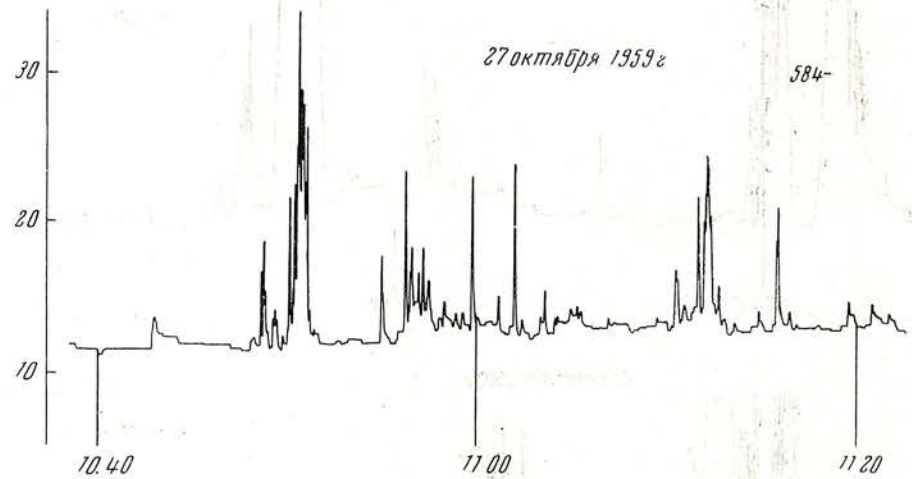

21 октября 1959 г.
579 –
10
12.30
12.40

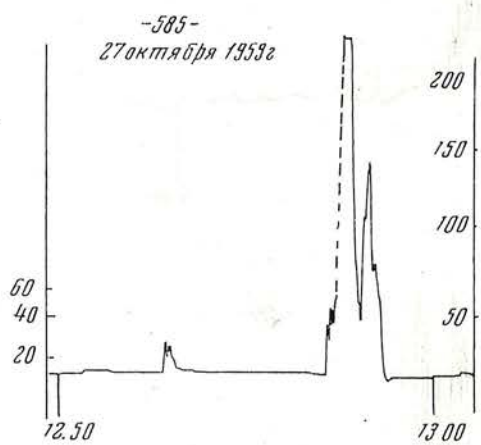

26 октября 1959 г.
– 580 –
20
10
9.40
10.00

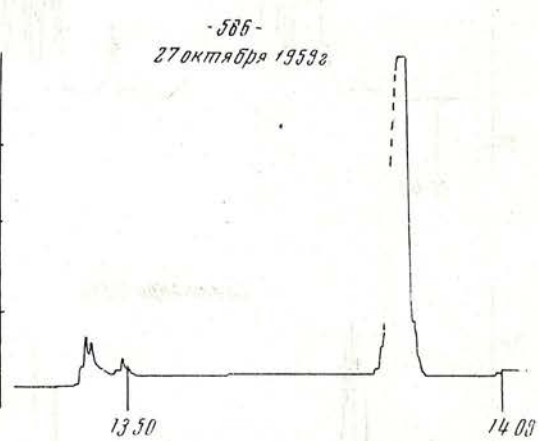

26 октября 1959 г.
– 581 –
20
10
10.40
11.00

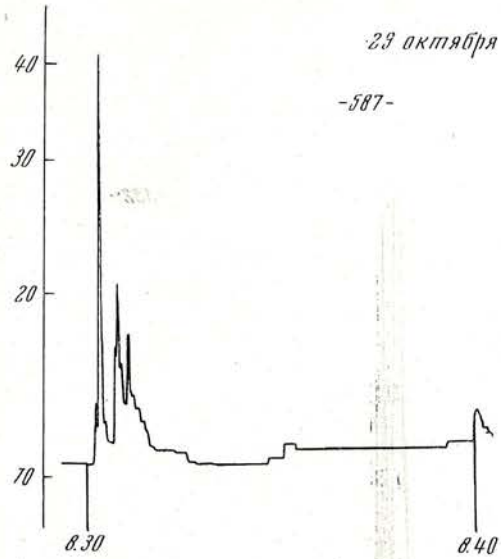

26 октября 1959 г.
– 582 –
20
10
12.30
13.00

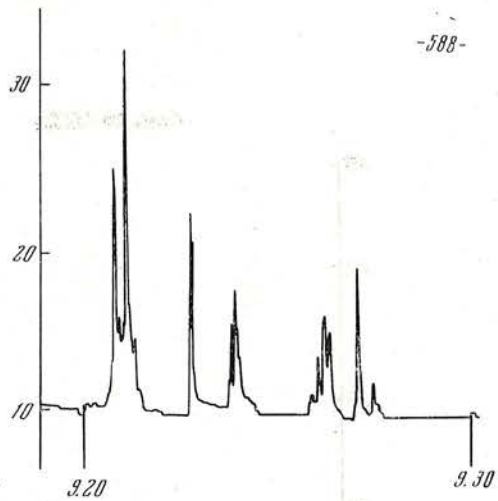

26 октября 1959 г
583
20
10
14.10
14 20

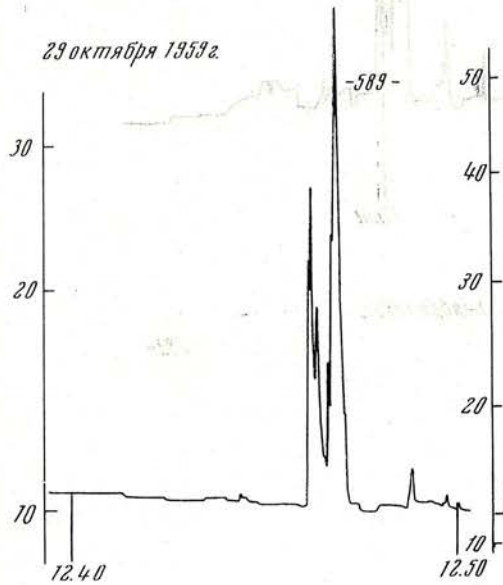

27 октября 1959 г
584
30
20
10
10.40
11 00
11 20

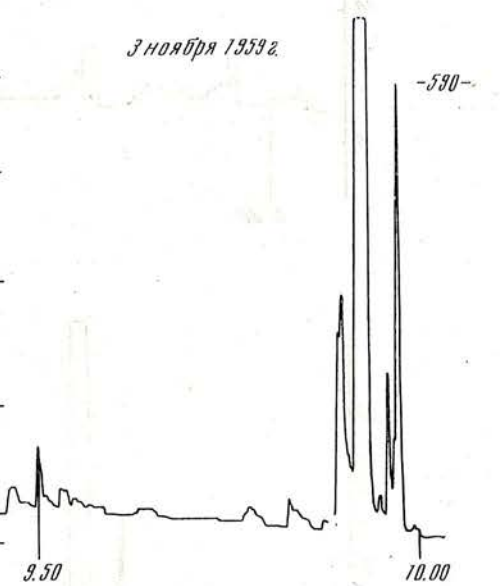

-585-
27 октября 1959 г
60
40
20
12.50
13 00

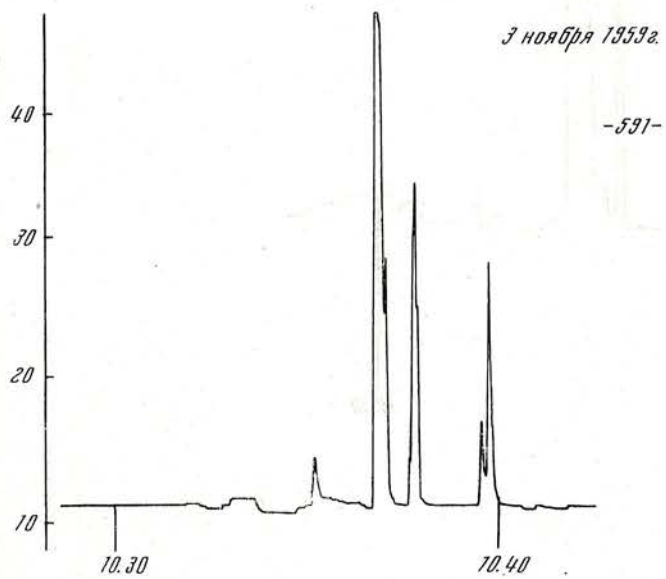

-586-
27 октября 1959 г
200
150
100
50
13.50
14 00

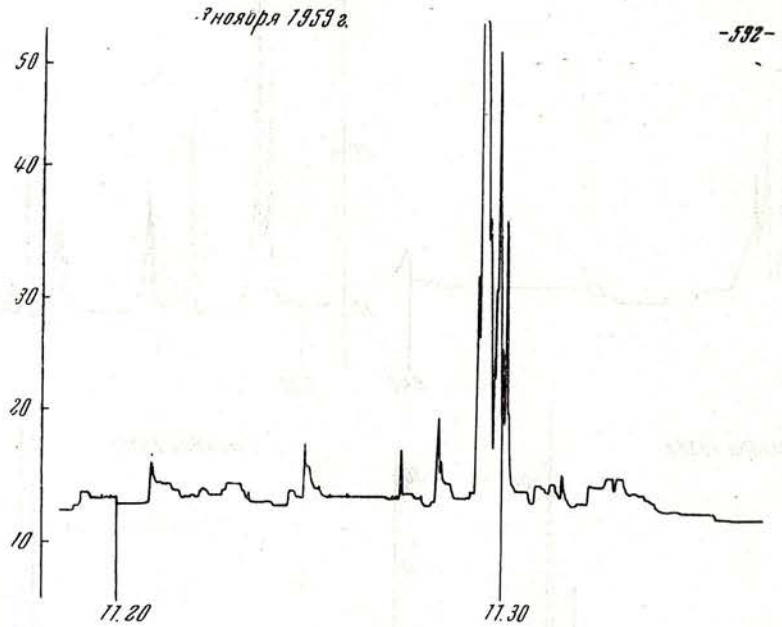

23 октября 1959 г.
-587-
40
30
20
10
8.30
8.40

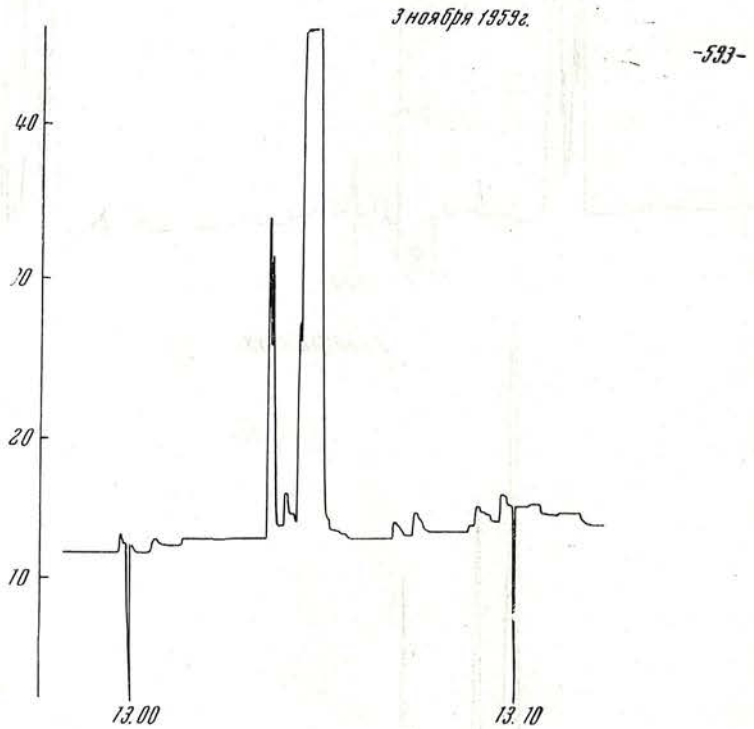

-588-
30
20
10
9.20
9.30

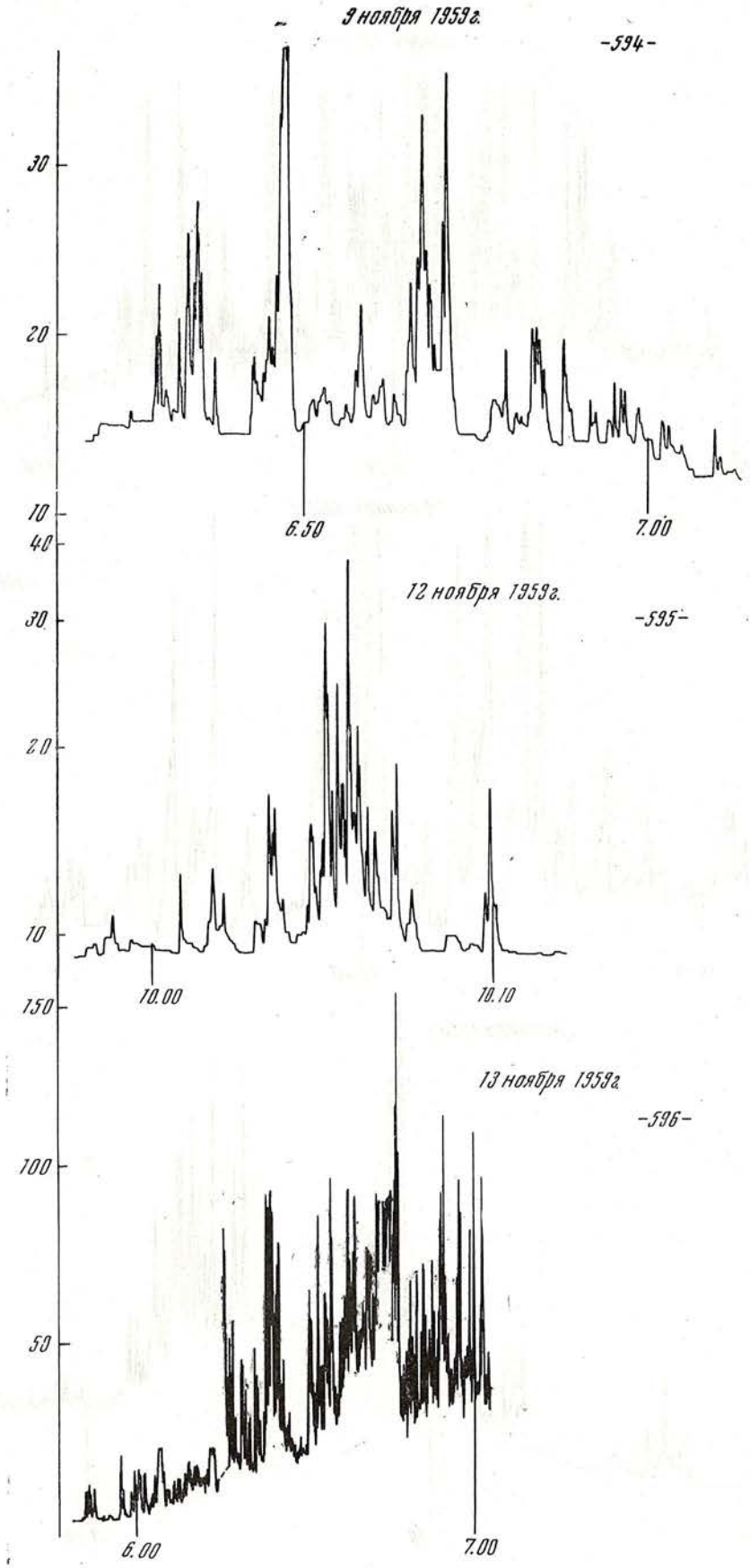

23 октября 1959 г.
-589-
30
20
10
12.40
12.50


3 ноября 1959 г.
-590-
50
40
30
20
10
9.50
10.00


3 ноября 1959 г.
-591-
40
30
20
10
10.30
10.40

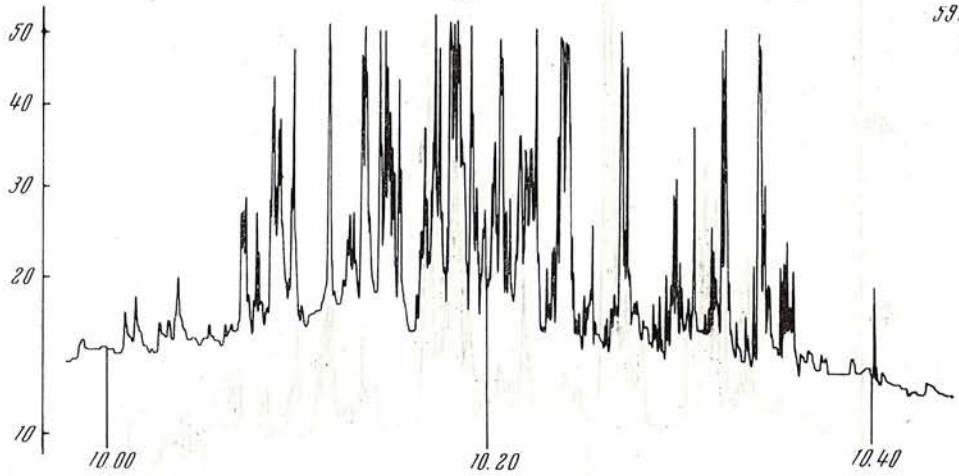

3 ноября 1959 г.
-592-
50
40
30
20
10
11.20
11.30


3 ноября 1959г.
-593-
40
20
10
13.00
13.10


9 ноября 1953г.
-594-
30
20
10
6.50
7.00
40
12 ноября 1953г.
-595-
30
20
10
10.00
10.10
150
13 ноября 1953г.
-596-
100
50
6.00
7.00

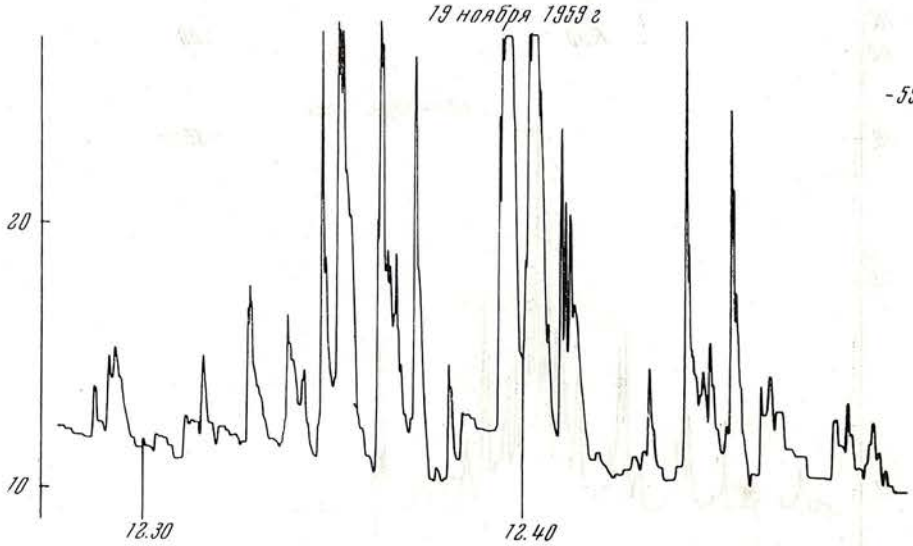
14 ноября 1959 г

-597-



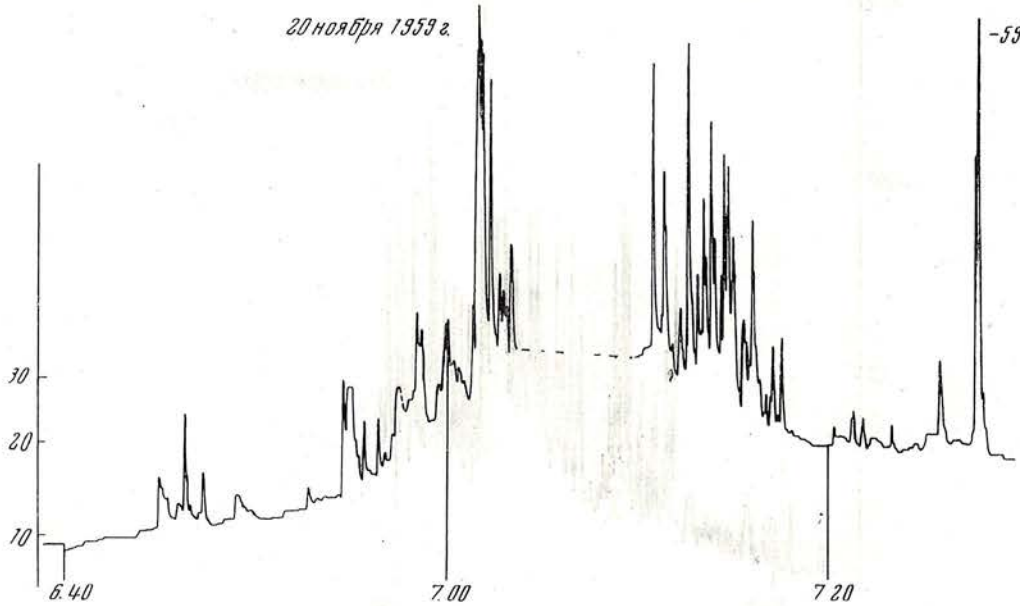
19 ноября 1959 г

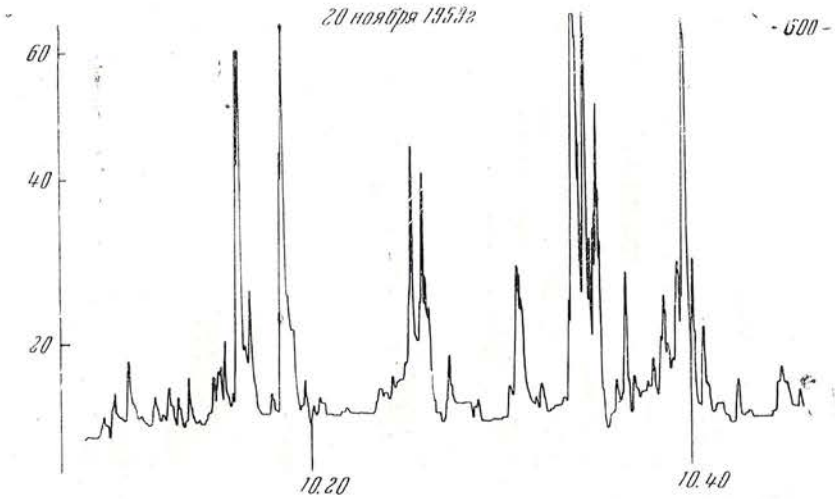
-598-

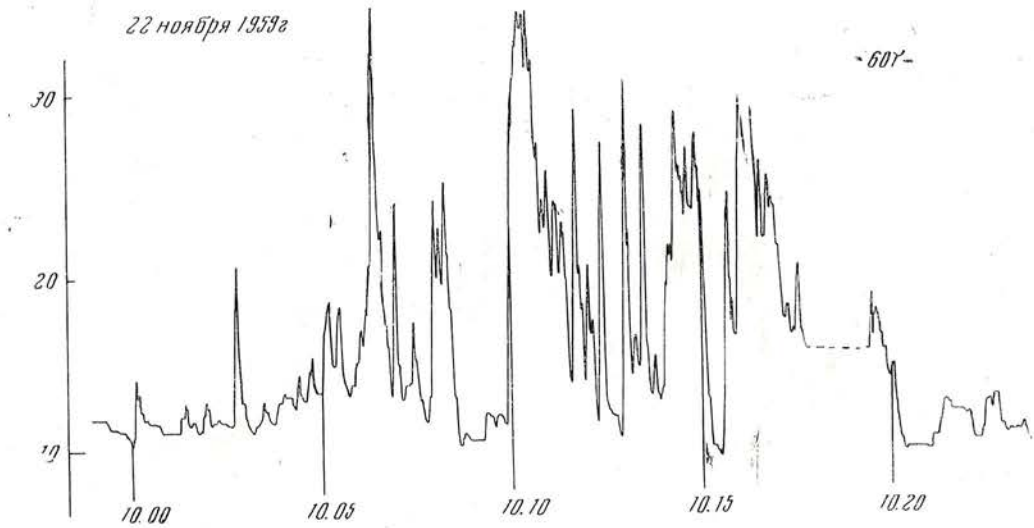


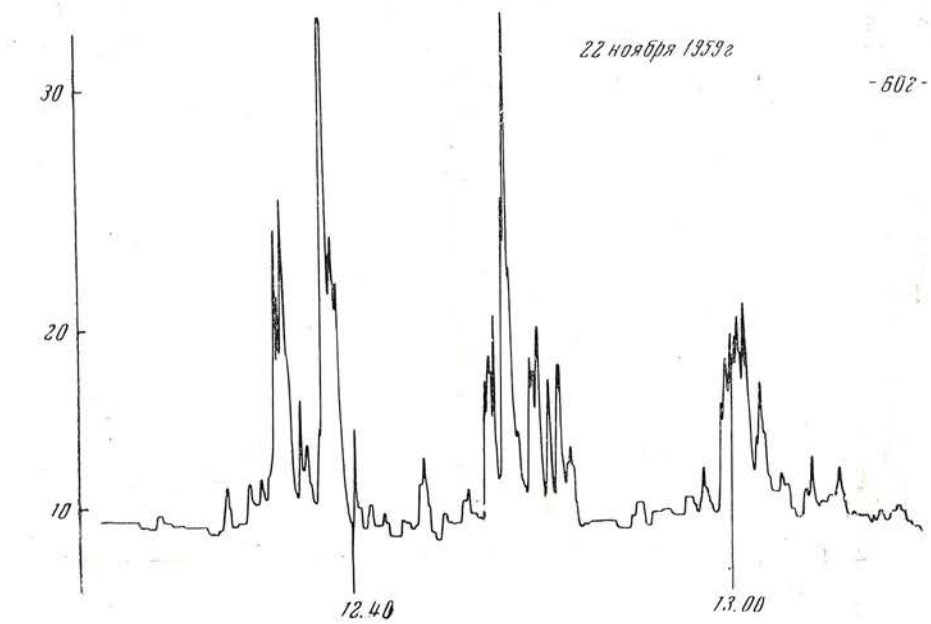
20 ноября 1959 г.

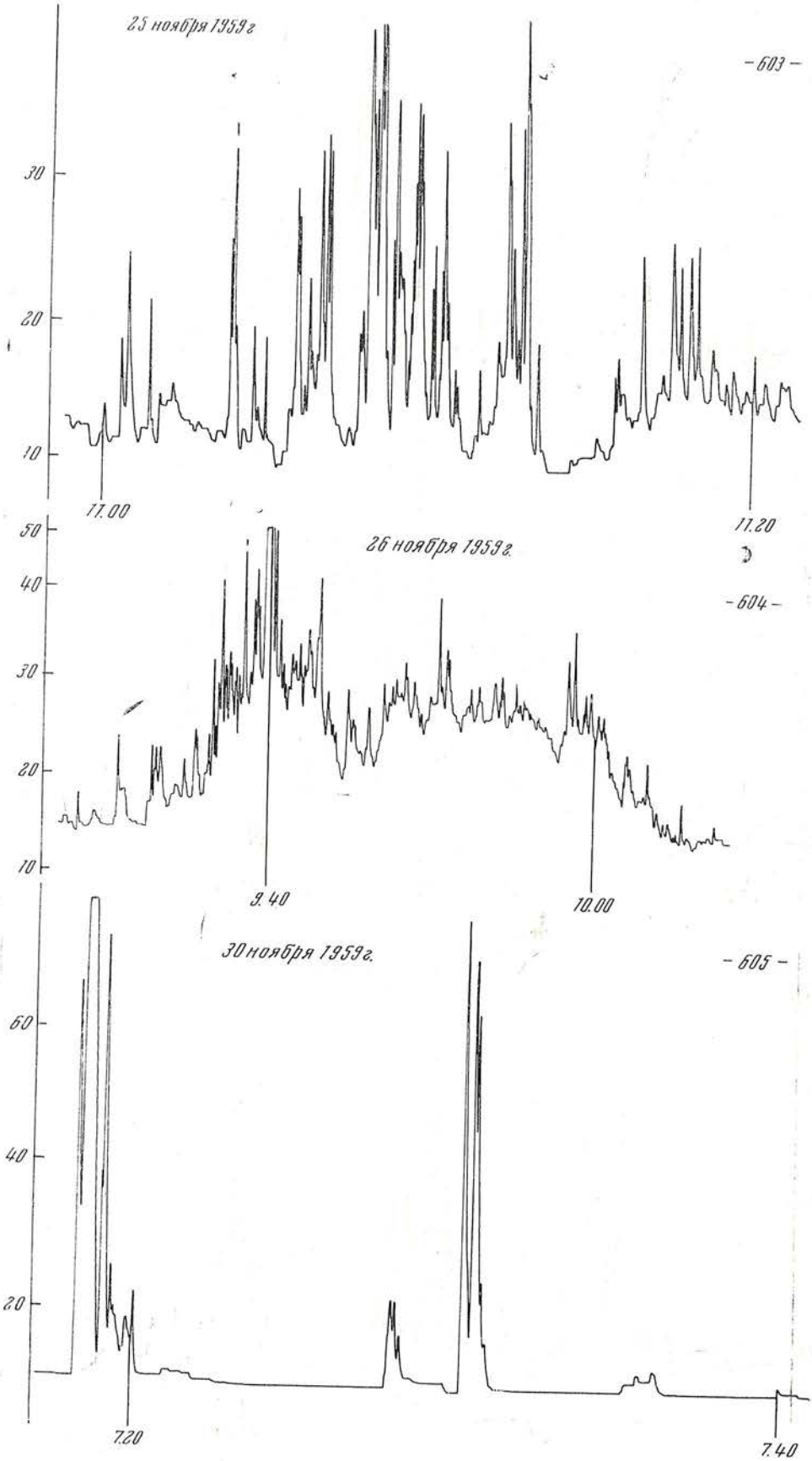
-599-

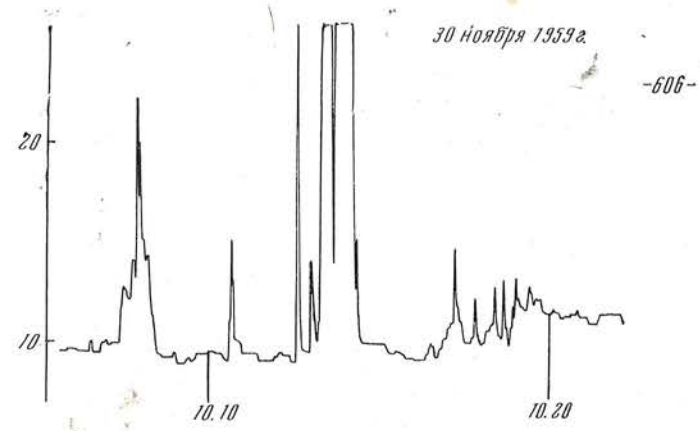


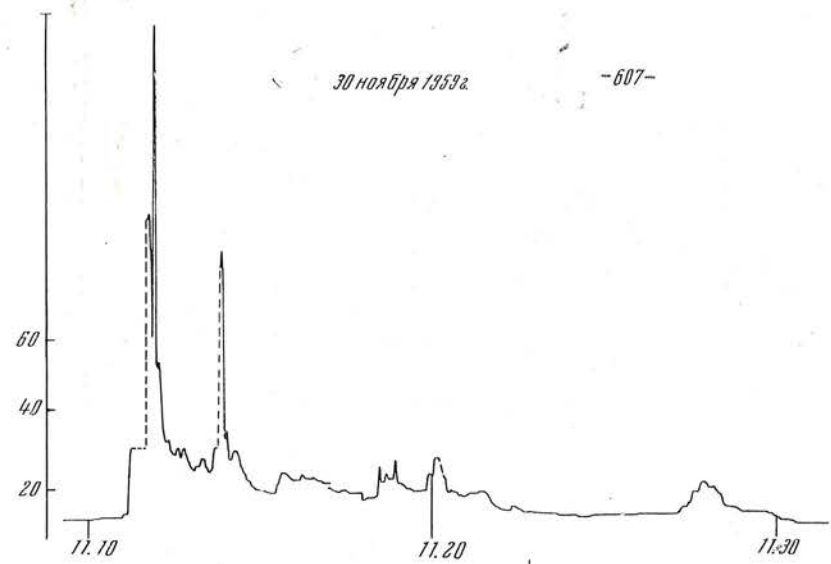

20 ноября 1959г
- 600 -
60
40
20
10.20
10.40

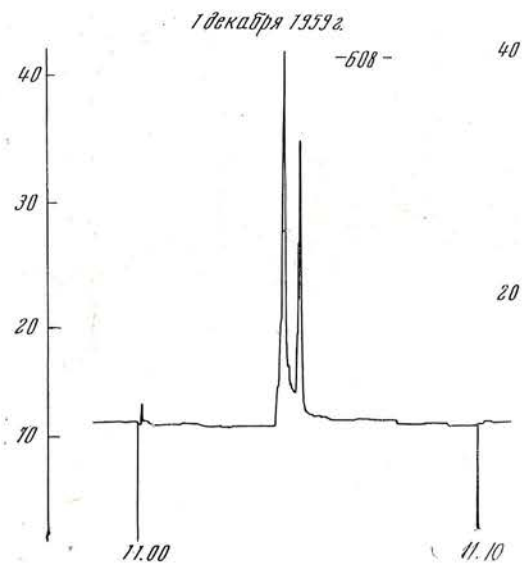

22 ноября 1959г
- 601 -
30
20
10
10.00
10.05
10.10
10.15
10.20

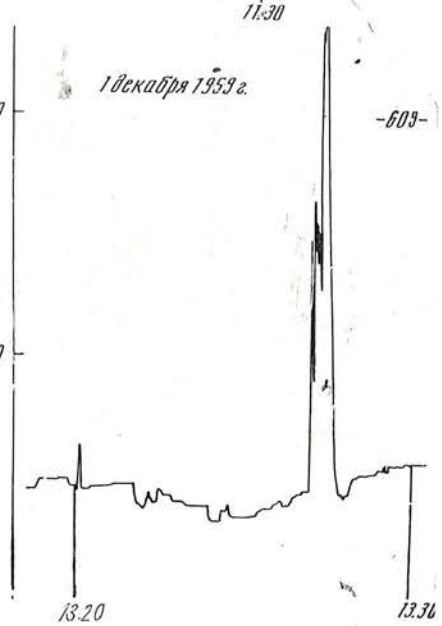

22 ноября 1959г
- 602 -
30
20
10
12.40
13.00

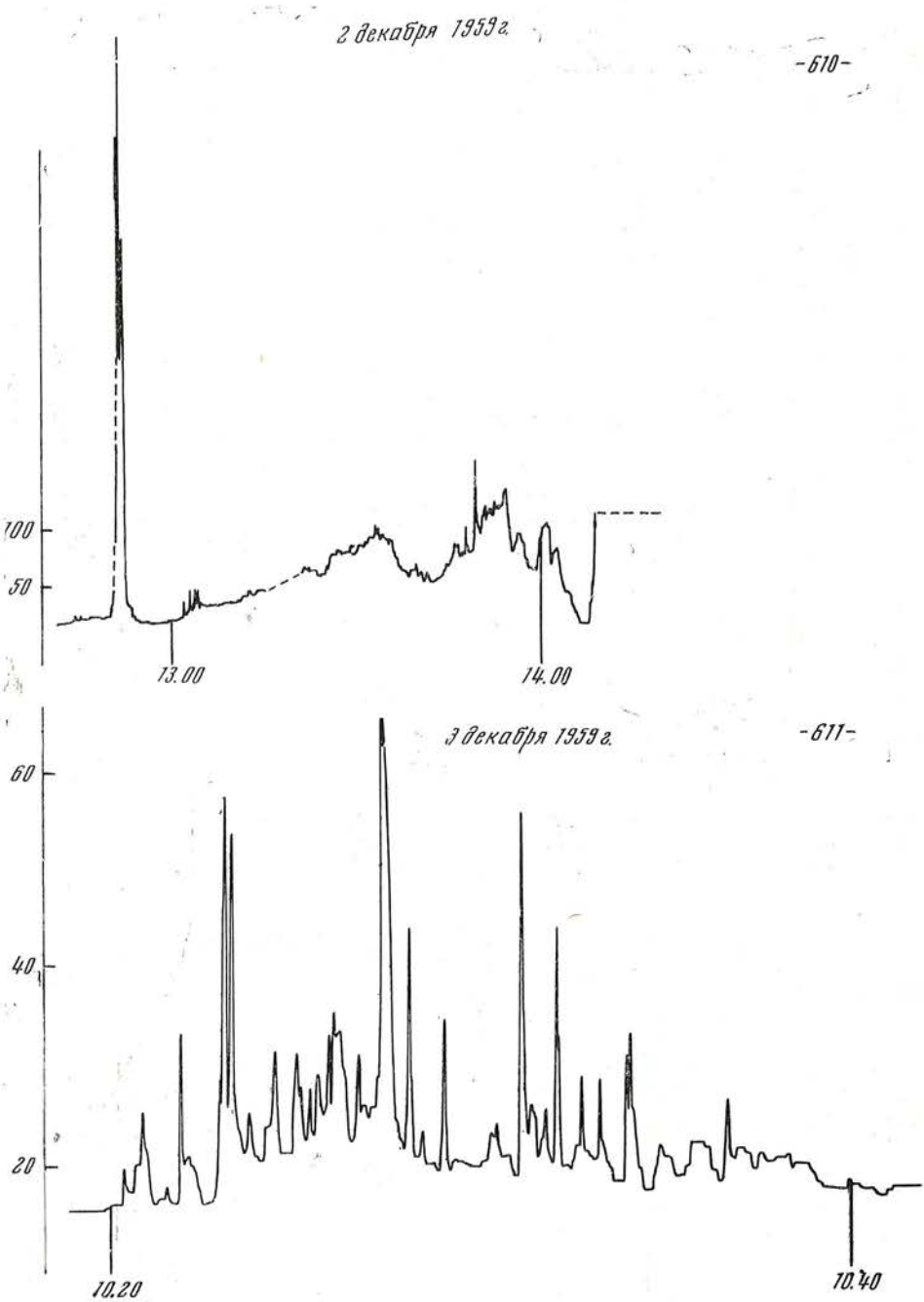

25 ноября 1959 г
- 603 -
30
20
10
17.00
17.20
26 ноября 1959 г.
- 604 -
50
40
30
20
10
9.40
10.00
30 ноября 1959 г.
- 605 -
60
40
20
7.20
7.40

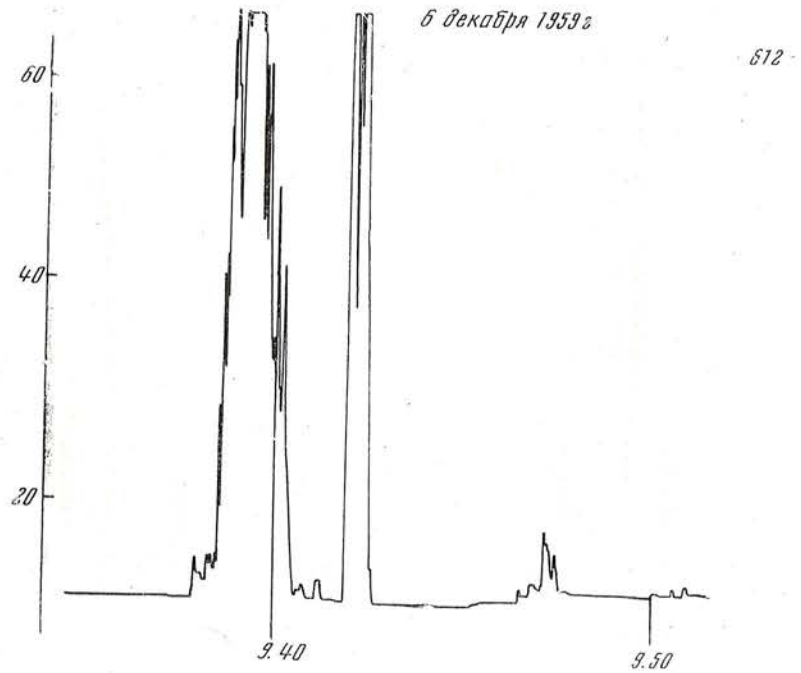

30 ноября 1959 г.
-606-
20
10
10.10
10.20

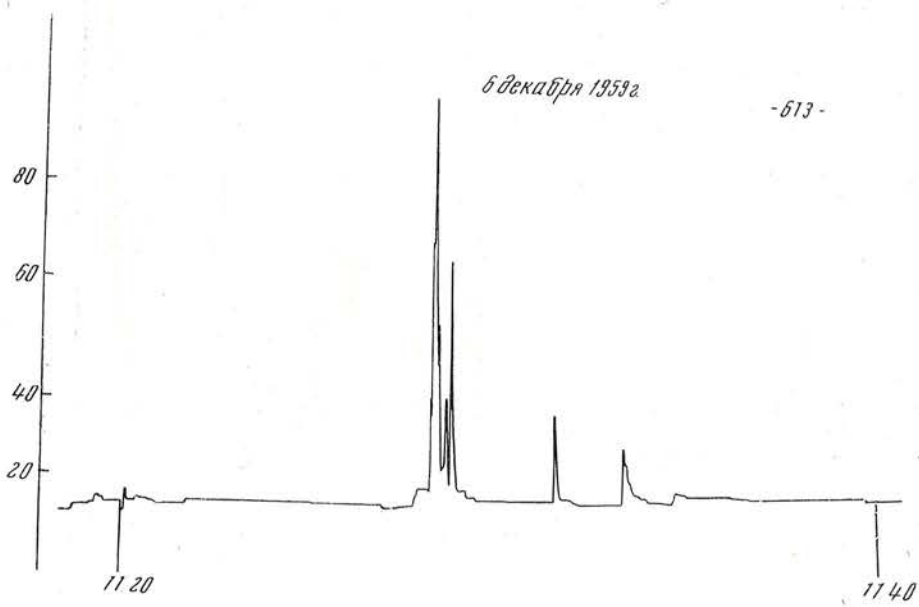

30 ноября 1959 г.
-607-
60
40
20
11.10
11.20
11.30

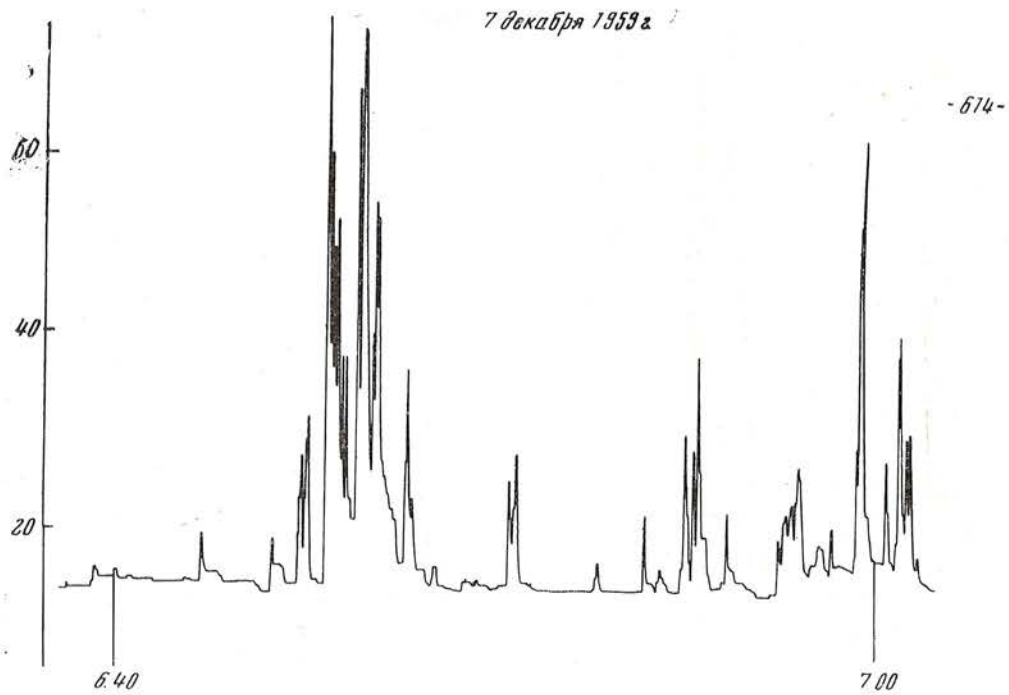

1 декабря 1959 г.
-608-
40
30
20
10
11.00
11.10

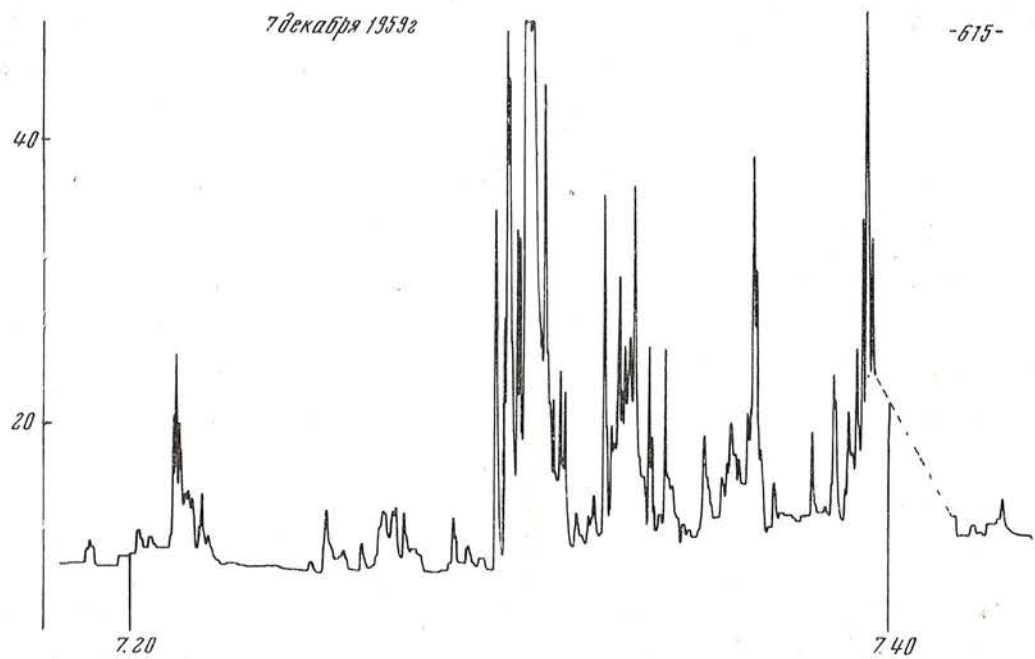

1 декабря 1959 г.
-609-
40
20
13.20
13.36

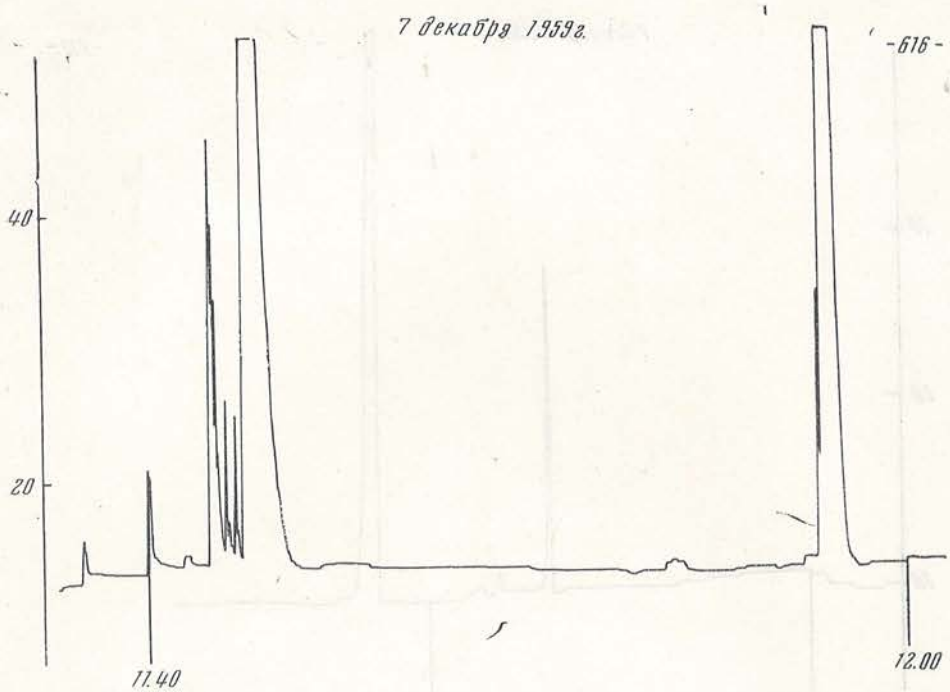

2 декабря 1959 г.
-610-
100
50
13.00
14.00
3 декабря 1959 г.
-611-
60
40
20
10.20
10.40

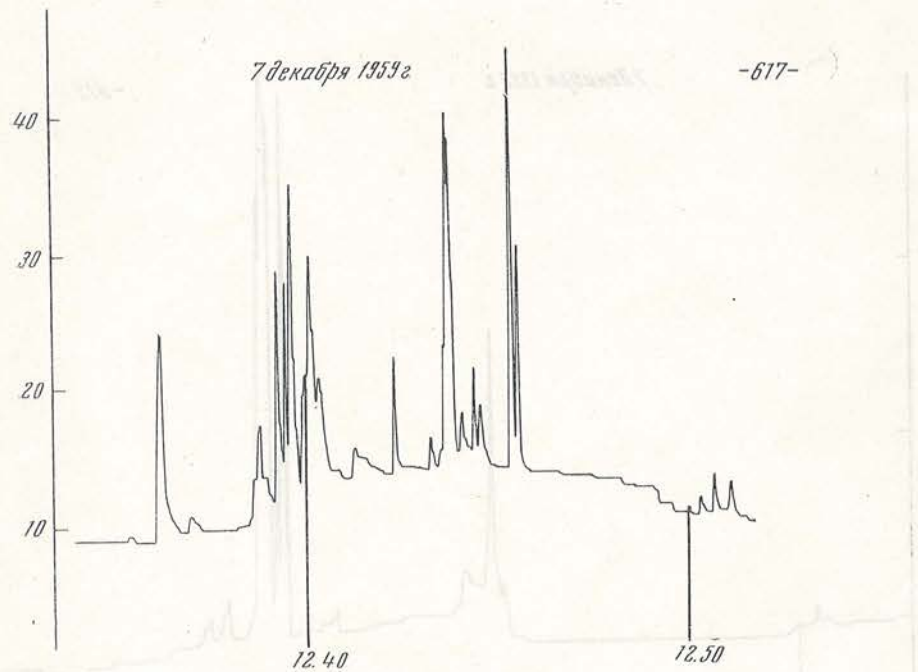

6 декабря 1959г.
612
60
40
20
9.40
9.50

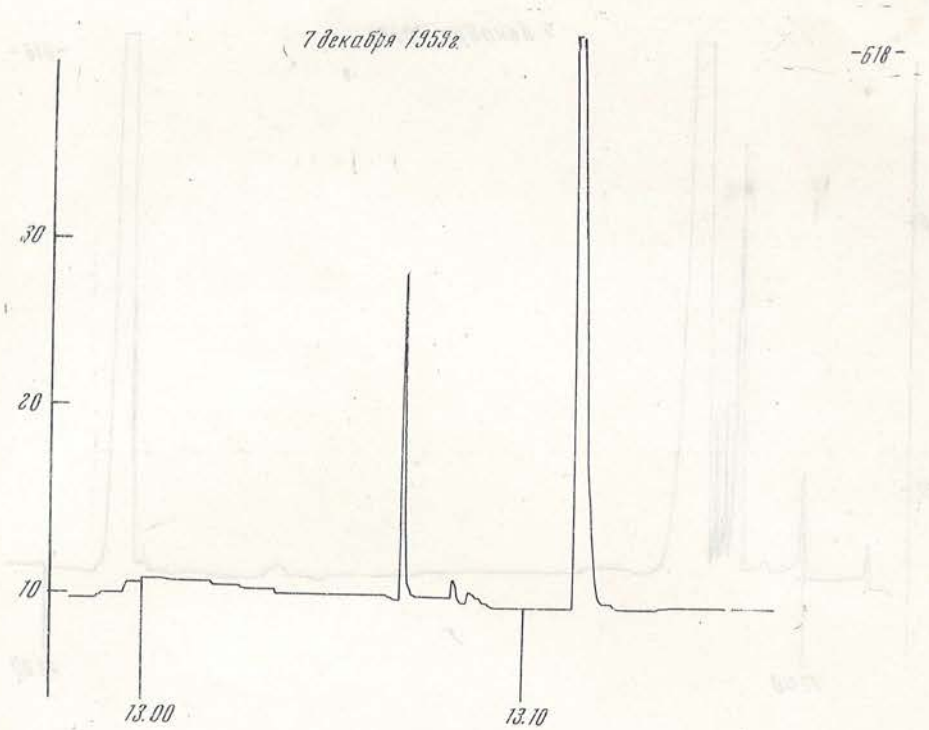

6 декабря 1959г.
-613-
80
60
40
20
11.20
11.40

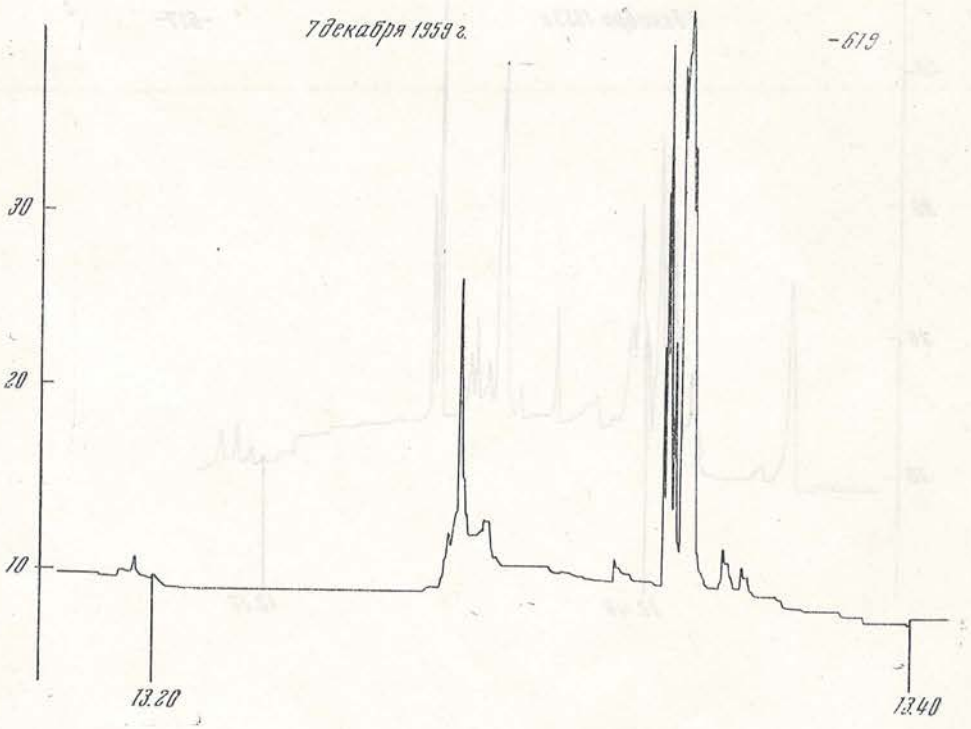

7 декабря 1959 г.
-614-
60
40
20
6.40
7.00

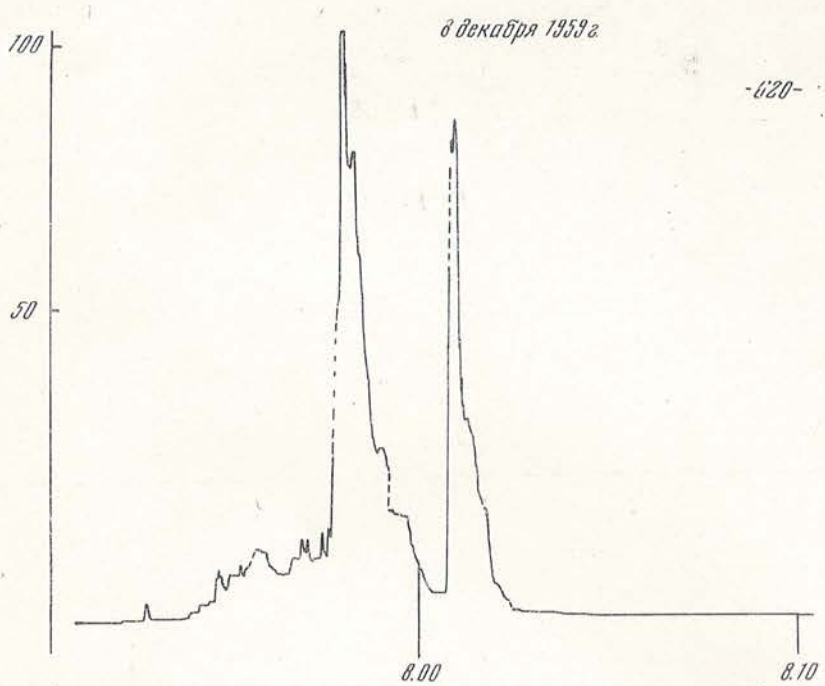

7 декабря 1959 г
-615-
40
20
7.20
7.40

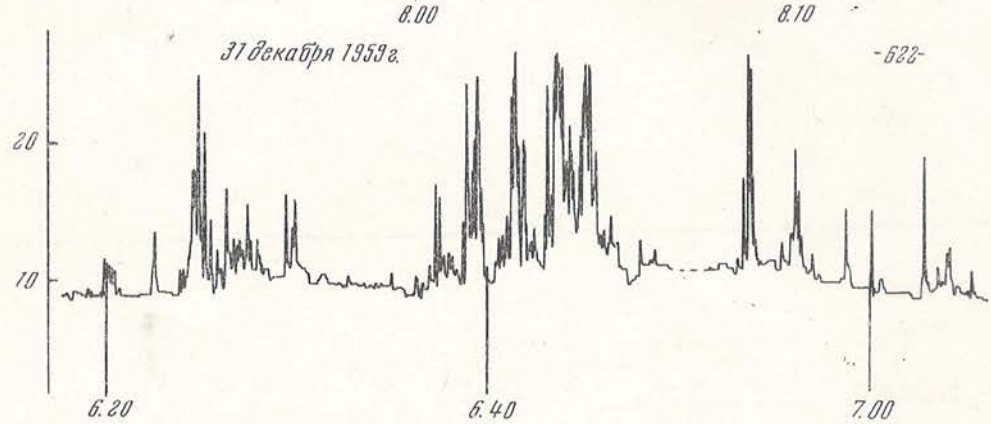

7 декабря 1959г.
-616-
40
20
11.40
12.00

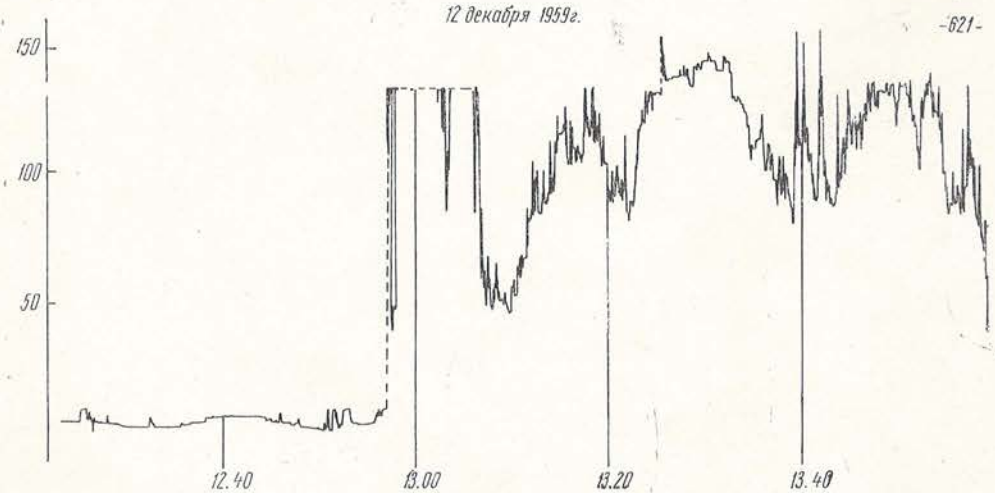

7 декабря 1959г
-617-
40
30
20
10
12.40
12.50


7 декабря 1959г.
-618-
30
20
10
13.00
13.10


7 декабря 1959 г.
-619
30
20
10
13.20
13.40


8 декабря 1959 г.
-620-
100
50
8.00
8.10


31 декабря 1959 г.
-622-
20
10
6.20
6.40
7.00


12 декабря 1959 г.
-621-
150
100
50
12.40
13.00
13.20
13.40

Известия Крымской астрофизической обсерватории
Том XXXIX

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
АН СССР

Редактор *Ю. И. Ефремов*

Технический редактор *О. М. Гуськова*

Сдано в набор 20/XI 1968 г. Подписано к печати 1/IV-1969 г.
Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1.
Усл.-печ. л. 47,95. Уч.-изд. л. 47,1.
Тираж 1200 экз. Т-04170. Тип. зак. 1372
Цена 3 руб. 31 коп.
Издательство «Наука»
Москва К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука»
Москва Г-99, Шубинский пер., 10