

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLIV



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1972

Редакционная коллегия:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (отв. ред.),
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК (зам. отв. ред.),
канд. физ.-матем. наук Л. С. ГАЛКИН (отв. секретарь),
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
доктор физ.-матем. наук Э. Е. ДУБОВ,
канд. физ.-матем. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-матем. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-матем. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
канд. физ.-матем. наук Н. В. СТЕШЕНКО

Известия Крымской астрофизической обсерватории
Том XLIV

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией Академии наук СССР*

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Художественный редактор *Н. Н. Власик*
Технический редактор *Р. Г. Грузилова*

Сдано в набор 1/X 1971 г. Подписано к печати 26/1 1972 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Бумага № 2. Усл. печ. л. 17,15 Уч.-изд. л. 15,9. Т-01173. Тип. зак. № 2888.
Тираж 1300. Цена 1 р. 07 к.

Издательство «Наука». Москва. К-62, Подсосенский пер., 21
2-я тип. изд-ва «Наука». Москва Г-99, Шубинский пер., 10

СПЕКТРОКОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК EV Lac

П. Ф. Чугайнов

Получены абсолютные измерения непрерывного излучения трех вспышек EV Lac. Исползованный прибор — фотоэлектрический спектроколориметр — давал возможность регистрировать одновременно яркость звезды в трех следующих спектральных интервалах: $\lambda\lambda 3350-3650$, $4155-4280$ и $5120-5320$ Å. Найдено, что величина эмиссионного бальмеровского скачка умеренная на восходящих и нисходящих ветвях вспышек ($\lg f_{3650-}/f_{3650+} \approx 0,4$) и малая вблизи максимумов ($\lg f_{3650-}/f_{3650+} = 0,15$). Распределение энергий в спектрах вспышек отличается как от рекомбинационного свечения (свободно-свободные + свободно-связанные переходы) водорода, так и от излучения абсолютно черного тела.

SPECTROCOLORIMETRIC OBSERVATIONS OF FLARES OF EV Lac, by P. F. Chugainov.—Absolute measurements of continuous radiation of three flares of EV Lac have been obtained. The device used — photoelectric spectrorcolorimeter — gave the possibility to record simultaneously the stellar brightnesses in the following spectral regions: $\lambda\lambda 3350-3650$, $4155-4280$ and $5120-5320$ Å. It is found that emission Balmer jump has moderate values on ascending and descending branches of flares ($\log f_{3650-}/f_{3650+} \approx 0,4$) and the smaller ones near the maxima of brightness ($\log f_{3650-}/f_{3650+} = 0,15$). The distribution of energy in spectra of flares differs from that of the recombination radiation due to recombination process (free-free + free-bound transitions) as well as from the black-body radiation.

В настоящее время распределение энергии в спектрах вспышек звезд типа UV Cet изучено еще недостаточно. Характерные особенности этих спектров были установлены Дж. ем и Хьюмасоном уже около 20 лет назад [1], однако из-за трудностей наблюдений, связанных с быстротой протекания вспышек и их слабостью, наши знания о спектрах вспышек за это время росли очень медленно. Был опубликован ряд сообщений о наблюдениях спектров вспышек, но полученный материал оказался мало пригодным для построения теоретической модели вспышек. Как правило, абсолютная калибровка этих спектрограмм не проводилась, и они не имели развертки по времени.

Для понимания физических процессов, происходящих во вспышках звезд типа UV Cet, необходимо иметь точные данные о спектральном распределении энергии и его изменении со временем. Такого рода сведения начали появляться лишь недавно [2, 3], и пока очень немногочисленны.

Созданный в Крымской астрофизической обсерватории фотоэлектрический трехканальный спектроколориметр [4] дает возможность одновременно регистрировать изменения яркости звезды в трех спектральных интервалах. Нами было решено использовать этот прибор для измерения непрерывного излучения, возникающего во время вспышек звезд типа UV Cet. Здесь описываются и обсуждаются результаты наблюдений звезды EV Lac, полученных в августе 1969 г.

1. ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ И ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ

Мы не будем подробно рассматривать оптическую схему спектроколориметра, так как она описана в [4]. Остановимся лишь на тех деталях, которые потребуются для дальнейшего изложения.

В настоящее время спектроколориметр установлен на 70-см отражательном телескопе АЗТ-8. За время, прошедшее после первых испытаний спектроколориметра, была изменена юстировка его оптических деталей и установлена маска, выделяющая более узкие, чем указано в [4], спектральные интервалы. Кроме того, инженером А. П. Кульчицким была изготовлена и установлена новая усилительная схема, состоящая из трех малогабаритных усилителей постоянного тока. Эта схема специально предназначена для того, чтобы обеспечить непрерывную регистрацию световых потоков. Постоянная времени усилителей равна 1 сек. Регистрация осуществляется на трех самописцах типа ЭПП-09-М2.

Изображение звезды, создаваемое телескопом, фокусируется в плоскости круглой диафрагмы спектроколориметра, выполняющей роль входной щели. Все наши наблюдения проводились с диафрагмой, имеющей диаметр 0,5 мм (10").

Имеющаяся в спектроколориметре диспергирующая система разлагает свет звезды в спектр, из которого с помощью маски выделяются три узких спектральных участка. Поскольку фокусные расстояния зеркал коллиматора и камеры одинаковые, то перемещения изображения звезды в диафрагме, вызываемые неточностями гидирования, сопровождаются точно такими же по величине линейными перемещениями ее спектра. Таким образом, длины волн границ исследуемых спектральных интервалов могут изменяться в процессе наблюдений. Величина этих изменений зависит от длины волны и составляет около ± 10 , ± 20 и ± 40 Å для длин волн $\lambda\lambda 3500$, 4200 и 5200 Å соответственно.

Мы ставили своей задачей исследование непрерывного излучения вспышек, и поэтому выбор спектральных участков был сделан так, чтобы с учетом указанных изменений длин волн их границ в них никогда не попадали бы сильные эмиссионные линии. Первый из спектральных участков прилегал к коротковолновой границе предела бальмеровской серии, второй был расположен между эмиссионными линиями H_γ и H_δ и третий — между эмиссией $\lambda 5015$ He I, которая во вспышках довольно сильна [5, 6], и возможными эмиссиями $\lambda 5412$ He II и $\lambda 5876$ He I. Мы не смогли расположить второй участок ближе к длинноволновой границе бальмеровской серии, скажем между линиями H_δ и H_ϵ , так как он был бы либо слишком узким, либо почти соприкасался с этими линиями. Как показали точные лабораторные измерения, границы трех выбранных участков приходились на следующие длины волн: $\lambda\lambda 3350-3650$, $4155-4280$ и $5120-5320$ Å. Средние длины волн участков были равны $\lambda\lambda 3500$, 4217 и 5220 Å. Их возможные смещения, как уже говорилось, составляли приблизительно ± 10 , ± 20 и ± 40 Å.

Абсолютная калибровка данных, получаемых со спектроколориметром, осуществлялась по наблюдениям звезды с известным распределением энергии в непрерывном спектре. Поскольку нельзя было ожидать, что наши спектральные участки совпадут по длинам волн и по ширине с теми, в которых сделаны спектрофотометрические наблюдения, то было решено в качестве звезды сравнения выбрать звезду, у которой линии поглощения очень слабы. При условии слабости линий поглощения можно было считать потоки, соответствующие средним длинам волн наших участков, опираясь на абсолютные спектрофотометрические измерения, сделанные в соседних длинах волн, а также учитывая общий ход распределения энергии в спектре звезды сравнения. Поэтому выбору подходящей звезды сравнения уделено особое внимание. Было найдено, что нашему требованию хорошо удовлетворяет горячий субкарлик BD +28°4211. Мы восполь-

зовались любезно предоставленными нам д-ром Оком (обсерватория Маунт Вилсон и Паломар) результатами абсолютных измерений распределения энергии в спектре этой звезды и использовали полученные им потоки в длинах волн $\lambda\lambda 3476, 4277$ и 5237 \AA , а также построенную по всем его измерениям плавную кривую распределения энергии. Отметим, что ширина выходной щели в измерениях д-ра Ока составляла, как он сообщил, 80 \AA .

Смещения спектральных участков, вызываемые неточностями гидрирования, могли вносить ошибки в абсолютную калибровку данных наших наблюдений. Относительная величина этих ошибок может быть оценена по формуле

$$\frac{\Delta f_{\lambda}}{f_{\lambda}} = 2,3 \frac{d \lg f_{\lambda}}{d \lambda} \Delta \lambda,$$

где f_{λ} — монохроматический поток и $\Delta \lambda$ — величина возможного смещения спектрального участка. Для звезды сравнения BD +28°4211 во всем использованном интервале спектра изменение $\lg f_{\lambda}$ на 100 \AA не превышало 0,04, а для вспышек EV Lac та же величина была не более 0,05 (см. данные, приведенные ниже). Поэтому, если считать, что смещения спектральных интервалов не превышали $\pm 40 \text{ \AA}$, то можно найти, что ошибки, вносимые в калибровку за счет смещения, не превосходили $\pm 5\%$ от измеряемых величин.

Звезда BD +28°4211 наблюдалась по крайней мере по два раза в ночь: вблизи меридиана и на 3—4 часа к западу от него.

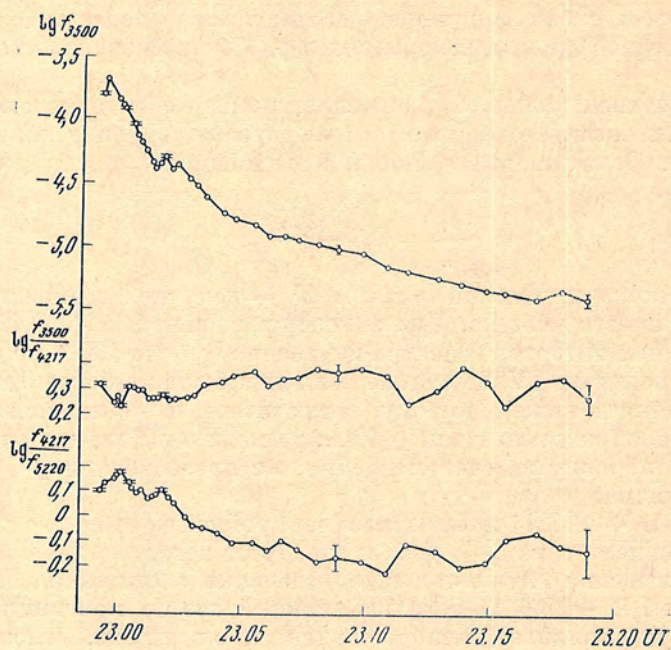
Эти наблюдения служили для определения экстинкции. Кроме того, наблюдения BD +28°4211 делались каждый раз по окончании вспышки, и по ним осуществлялась калибровка данных о вспышке. Угловое расстояние на небе между BD +28°4211 и EV Lac невелико, так что поправки за дифференциальную экстинкцию были небольшими.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

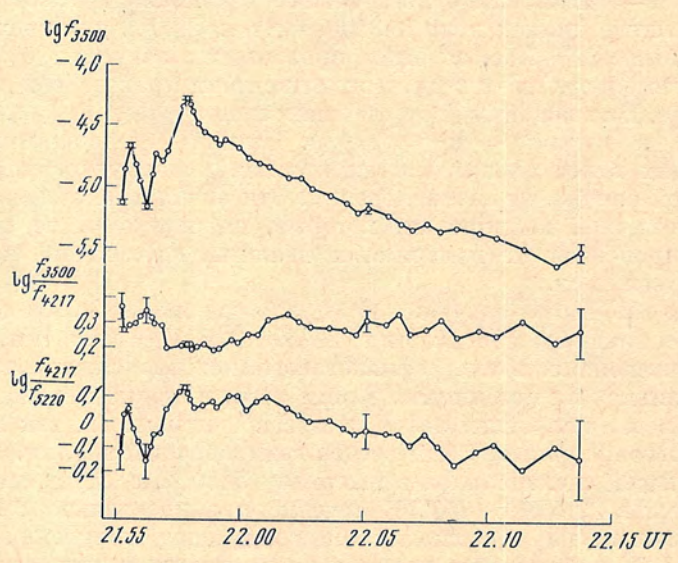
На фиг. 1—3 показаны относительные изменения потоков непрерывного излучения в длинах волн $\lambda\lambda 3500, 4217$ и 5220 \AA для трех наиболее сильных вспышек EV Lac, зарегистрированных в августе 1969 г. Потоки f_{λ} , выраженные в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{см}$, и их отношения приведены в логарифмической шкале. На каждой из фигур верхняя кривая дает $\lg f_{3500}$, средняя — $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ и нижняя — $\lg (f_{4217}/f_{5220})$. Длина вертикальных линий, пересекающих в нескольких местах кривые, равна удвоенной средней квадратичной ошибке одного измерения. Эти ошибки не включают в себя ошибки абсолютной калибровки, которые, по-видимому, не превышали несколько процентов от измеряемых величин. Рассмотрим наблюдения каждой из вспышек.

Вспышка 15.VIII 1969 г. (фиг. 1) была самой сильной из рассматриваемых. Вблизи главного максимума в $22^{\text{h}}59^{\text{m}},3 \text{ UT}$ самописцы, регистрировавшие интенсивность ультрафиолетового и синего спектральных участков, зашкалились на полминуты. Кроме того, приблизительно за минуту до этого момента излучение звезды не регистрировалось, так как в поле зрения спектроколориметра был введен гидрировочный окуляр. Из записи, соответствующей спектральному интервалу 5220 \AA , следует, что главный максимум был в $22^{\text{h}}59^{\text{m}},6 \text{ UT}$. В течение приблизительно 2 мин после главного максимума происходил быстрый спад излучения вспышки. В $23^{\text{h}}01^{\text{m}},8 \text{ UT}$ наблюдалось вторичное усиление вспышки, сопровождавшееся затем более медленным, чем после главного максимума, ее ослаблением.

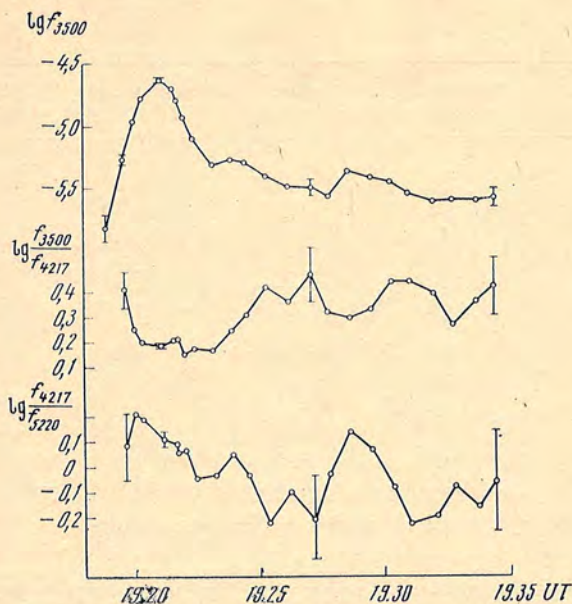
Главный и вторичный максимумы сопровождалось уменьшением отношения f_{3500}/f_{4217} . Отношение f_{4217}/f_{5220} достигло наибольшего значения вблизи главного максимума, а затем по мере угасания вспышки это отношение уменьшалось.



Фиг. 1. Вспышка 15.VIII 1969 г.



Фиг. 2. Вспышка 17.VIII 1969 г.



Фиг. 3. Вспышка 24.VIII 1969 г.

Вспышка 17.VIII 1969 г. (фиг. 2) имела два четко выраженных максимума: один в $21^{\text{h}}55^{\text{m}},5$ и другой в $21^{\text{h}}57^{\text{m}},8$ UT. Общий характер изменения f_{3500}/f_{4217} такой же, как и у предыдущей вспышки: максимумы блеска сопровождались минимумами этого отношения. Амплитуды изменений этого отношения были несколько больше; это не могло быть вызвано ошибками наблюдений. Следует отметить, что минимальное значение f_{3500}/f_{4217} удерживалось в течение 3 мин вблизи второго (по времени) максимума. Отношение f_{4217}/f_{5220} показывает максимумы, совпадающие по времени с максимумами блеска. Спад излучения вспышки после обоих максимумов сопровождался значительным уменьшением f_{4217}/f_{5220} .

Вспышка 24.VIII 1969 г. (фиг. 3). Главный максимум соответствовал моменту времени $19^{\text{h}}21^{\text{m}},1$, а в $19^{\text{h}}28^{\text{m}},6$ UT, возможно, имел место вторичный максимум. Так же как и у двух предыдущих вспышек, главный максимум сопровождался минимумом отношения f_{3500}/f_{4217} и максимумом отношения f_{4217}/f_{5220} . Некоторое превышение амплитуды изменений этих величин по сравнению с предыдущими вспышками могло быть вызвано ошибками наблюдений. Минимум отношения f_{3500}/f_{4217} имел продолжительность около 4 мин. Вторичному максимуму также соответствует понижение отношения f_{3500}/f_{4217} и повышение f_{4217}/f_{5220} , хотя нужно отметить, что ошибки наблюдений в этом интервале времени были довольно велики.

В табл. 1 приведены значения $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ и $\lg (f_{4217}/f_{5220})$ для восходящей ветви световой кривой, главных и вторичных максимумов, середины и конца нисходящей ветви рассматриваемых вспышек, а также их осредненные значения.

Таким образом, из рассмотрения полученных наблюдений трех вспышек EV Лас можно сделать следующие выводы:

1) Главные и вторичные максимумы вспышек сопровождаются понижением отношения потоков f_{3500}/f_{4217} . Соответствующие средние пределы изменения $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ составляют $+0,35$ и $+0,24$. Продолжительность этого понижения составляет около 3 мин.

2) Наибольшие значения $\lg (f_{4217}/f_{5220})$ наблюдаются вблизи максимумов вспышек, как главных, так и вторичных. В среднем они составляют $+0,11$. По мере спада вспышек $\lg (f_{4217}/f_{5220})$ уменьшается до значения $-0,15$.

Таблица 1

Дата вспышки, 1969 г.	Восходящая ветвь	Главный максимум	Вторичный максимум	Средина нисходящей ветви	Конец нисходящей ветви
$\lg (f_{3500}/f_{4217})$					
15.VIII	+0,32	+0,25	+0,27	+0,38	+0,32
17.VIII *	+0,35	+0,26	+0,20	+0,30	+0,27
24.VIII	+0,41	0,20	(+0,30)	(+0,40)	(+0,40)
Средние значения	+0,36	+0,24	+0,24	+0,35	+0,30
$\lg (f_{4217}/f_{5220})$					
15.VIII	+0,10	+0,17	+0,10	-0,15	-0,15
17.VIII *	-0,15	+0,04	+0,12	-0,05	-0,15
24.VIII	+0,10	+0,13	(+0,13)	(-0,15)	(-0,15)
Средние значения	0,00	+0,11	+0,11	-0,10	-0,15

* Здесь главным максимумом считается первый по времени максимум.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Полученные нами значения $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ можно сравнить со значениями, найденными Кункелем [2]. Для двух вспышек AD Leo и одной вспышки EV Lac Кункель определил отношения $f_{\lambda-}/f_{\lambda+}$, причем длины волн λ_- заключены в пределах $\lambda\lambda 3530-3700 \text{ \AA}$, а значения λ_+ — в пределах $\lambda\lambda 4100-4225 \text{ \AA}$, т. е. довольно близки к средним длинам волн наших спектральных интервалов. Данные Кункеля относятся к максимумам вспышек, и им не предпринимались попытки делать измерения на восходящей и нисходящей ветвях вспышек. Среднее (по трем вспышкам) значение $\lg (f_{\lambda-}/f_{\lambda+})$, по его данным, равно +0,70. Таким образом, между данными Кункеля и нашими обнаруживается значительное различие, причем, по-видимому, оно не может быть вызвано небольшим различием границ спектральных интервалов.

Вместе с тем кажется вероятным, что наши данные все же свидетельствуют о наличии бальмеровского скачка в спектрах вспышек, особенно на нисходящей ветви. Действительно, как видно из табл. 1, значения $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ и $\lg (f_{4217}/f_{5220})$ на нисходящей ветви противоположны по знаку. Это определенно указывает, что в интервале длин волн от $\lambda 3500$ до $\lambda 4217 \text{ \AA}$ происходит излом спектрального распределения энергии. Наиболее вероятно, что этот излом вызван наличием положительного бальмеровского скачка (мы считаем скачок положительным, если $f_{\lambda-} > f_{\lambda+}$).

В табл. 2 даны значения бальмеровского скачка для восходящей ветви, максимумов, середины и конца нисходящей ветви, найденные по нашим наблюдениям, исходя из предположения, что в интервале от 3650_+ до 5220 \AA $\lg f_{\lambda}$ зависит от $1/\lambda$ линейно. Наклон этой зависимости был определен по наблюдаемым значениям $\lg (f_{4217}/f_{5220})$. Затем по значению $\lg f_{4217}$

Таблица 2

Участок световой кривой	$\lg (f_{3650-}/f_{3650+})$
Восходящая ветвь	+0,36
Максимум	+0,15
Середина нисходящей ветви	+0,43
Конец нисходящей ветви	+0,42

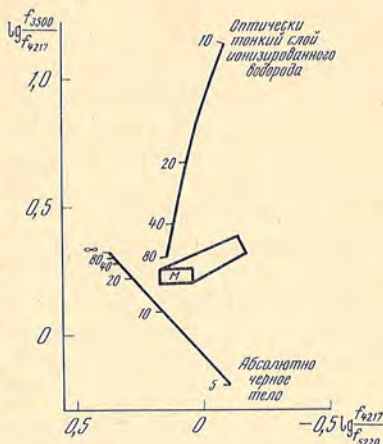
и найденному наклону определялось значение $\lg f_{3650+}$ и находилась разность между ним и $\lg f_{3650-}$, которое принималось равным наблюдаемому значению $\lg f_{3500}$. Данные табл. 2 действительно показывают наличие эмиссионного бальмеровского скачка, причем оказывается, что его величина в максимумах вспышек наименьшая.

Возникает вопрос: какие физические процессы могут вызывать наблюдаемое распределение энергии в спектре вспышек? Одним из тех, которые должны быть рассмотрены, является свечение оптически тонкого водородного облака, вызываемое свободно-свободными и свободно-связанными переходами. Применимость этого механизма ко вспышкам звезд типа UV Cet рассматривалась Гершбергом (см., например, [7]) и позднее Кункелем [2]. Кункель считает, что в рамках этого механизма можно объяснить наблюдаемые значения бальмеровского скачка. Однако наблюдения вспышек звезд типа UV Cet, полученные до выполнения настоящей работы, показали, что в бальмеровских линиях, вероятно, имеется сильное самопоглощение. На это указывает величина бальмеровского декремента [2] и эквивалентные ширины бальмеровских линий, определенные относительно непрерывного излучения вспышек [8, 9]. Не ясно, будет ли при этом среда оптически тонкой или оптически толстой в континууме. Следует рассмотреть в качестве вероятного источника также обычное тепловое излучение. Дело в том, что Кункель [2], рассматривая фотоэлектрические наблюдения вспышек в системе *UBV*, нашел свидетельства возникновения теплового излучения, вызываемого, по его мнению, импульсивным нагреванием фотосферных слоев звезды.

На фиг. 4 показана зависимость $\lg (f_{3500}/f_{4217})$ от $\lg (f_{4217}/f_{5220})$ в случае свечения, обусловленного свободно-свободными и свободно-связанными переходами в оптически тонком водородном облаке и для теплового излучения абсолютно черного тела. При вычислении первой из этих зависимостей использованы данные [10]. Числа, стоящие рядом с кривыми, обозначают температуры, до которых нагрет газ. Наблюдаемая зависимость изображена в виде пятиугольника, грани которого приблизительно показывают разброс наблюдаемых значений. Буква *M* внутри четырехугольника занимает место, соответствующее среднему положению максимумов вспышек.

Область, занимаемая на фиг. 4 наблюдаемыми значениями, не совпадает ни с одной из теоретических кривых. Из наблюдавшихся трех главных и трех вторичных максимумов лишь положение главного максимума вспышки 15.VIII может быть приблизительно совмещено с кривой для оптически тонкого слоя. При этом электронная температура получается равной $8 \cdot 10^4$, что соответствует величине бальмеровского скачка (в логарифмической шкале) $+0,19$, т. е. почти такой же, как и его среднее значение для максимумов (см. табл. 2). Значения для восходящей и нисходящей ветвей лежат в области, ограниченной прямоугольником, правее и выше положения, занимаемого максимумами. Эта область располагается примерно посередине между теоретическими кривыми. Возможно, это означает, что наблюдаемое распределение энергии обусловлено в равной степени обоими рассмотренными процессами, однако кажется преждевременным развлекать такую точку зрения.

Важным для построения физической модели представляется вывод о том, что максимумы вспышек EV Lac сопровождаются уменьшением



Фиг. 4. Сравнение наблюдаемых отношений потоков с рассчитанными на основе теоретических моделей

эмиссии за пределом бальмеровского скачка. Будет уместно напомнить, что в максимумах вспышек наблюдается также уменьшение интенсивностей бальмеровских линий относительно непрерывного излучения. Спектрофотометрические наблюдения вспышек AD Leo и UV Cet [5, 6] показали, что значения эквивалентных ширин эмиссионных линий H_{α} — H_{ϵ} в максимумах в несколько раз меньше значений, соответствующих нисходящей ветви. С помощью узкополосных фотоэлектрических наблюдений ряда вспышек UV Cet и EV Lac было также найдено, что эквивалентная ширина линии H_{β} в максимумах в два-три раза меньше, чем на нисходящей ветви. Уменьшение относительной интенсивности эмиссии в линиях бальмеровской серии и за ее пределом в максимумах вспышек означает, что в этой фазе вспышек рекомбинационное свечение не играет основной роли в общем балансе излучения. Однако сейчас трудно пока сказать, является ли это следствием увеличения оптической толщи среды, ответственной за излучение, в моменты максимумов или какой-либо другой причины.

Для понимания физической природы вспышек звезд типа UV Cet полезно проведение аналогий с солнечными хромосферными вспышками. Работа Кункеля [2] в этом отношении очень поучительна. Мы хотим обратить внимание на наблюдения бальмеровского скачка. Наблюдения хромосферных вспышек на диске Солнца дали распределение энергии, в котором бальмеровский скачок почти отсутствует [11]. С другой стороны, у лимбовых вспышек бальмеровский скачок значительный [12]. Возможно, это показывает, что наблюдавшиеся нами вспышки EV Lac были скорее «вспышками на диске», чем «лимбовыми».

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность Н. А. Димову и А. П. Кульчицкому за помощь в наладке спектроколориметра, Р. Е. Гершбергу за полезное обсуждение работы в процессе ее выполнения. Я особенно благодарен д-ру Оку за предоставление результатов наблюдений BD +28°4211 до их опубликования.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. A. H. Joy, M. L. Humason. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1949, 61, 133.
2. W. E. Kunkel. Ph. D. Dissertation. Austin. Texas, 1967.
3. W. E. Kunkel. Astron. J., 1967, 76, 810.
4. Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 279.
5. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, 43, 1168.
6. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1967, 44, 260.
7. Р. Е. Гершберг. Успехи физич. наук, 1967, 92, 65.
8. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 200.
9. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 33.
10. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 208.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 72.
12. J. T. Jefferies, F. Q. Orrall. Astrophys. J., 1961, 133, 946.

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ
В СПЕКТРЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV CetР. Е. Гершберг, С. А. Каплан¹

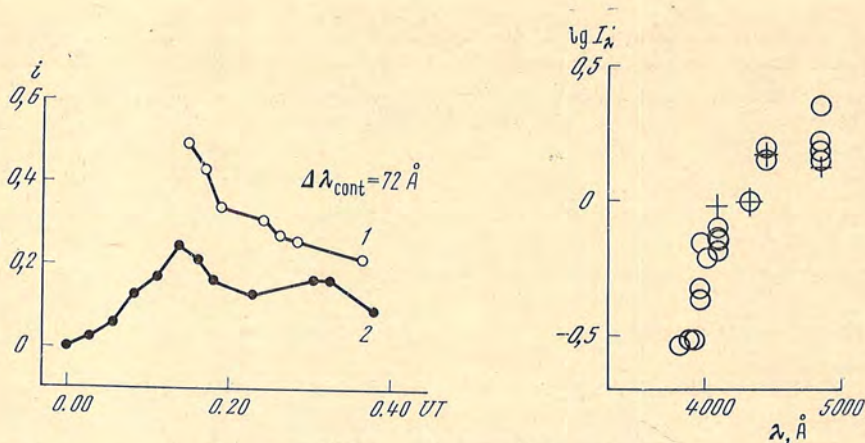
Приводятся результаты спектрофотометрического изучения вспышки EV Lac 12.VII 1966 г. — относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Сравнительно пологий бальмеровский декремент этой вспышки оказался существенно отличным от декремента другой вспышки той же звезды — 11.XII 1965 г., когда наблюдались инверсные отношения интенсивностей водородных линий. Для предварительной интерпретации наблюдаемого разнообразия бальмеровских декрементов в спектрах вспыхивающих звезд рассмотрена модель стационарно излучающей среды с градиентом скорости и с большой оптической толщиной в линиях первых серий. В рамках этой модели изменением одного параметра, который является функцией температуры и меры эмиссии излучающего слоя, можно получить как нормальные, так и инверсные отношения интенсивностей бальмеровских линий. Более сложная теория бальмеровского декремента [8] позволяет интерпретировать как относительные интенсивности бальмеровских линий, так и эквивалентные ширины линии H_{β} , наблюдавшиеся во вспышке EV Lac 12.VII 1966 г.

BALMER DECREMENT IN FLARE SPECTRA OF THE UV CET-TYPE STARS, by R. E. Gershberg, S. A. Kaplan.—The results of spectrophotometric investigation of the EV Lac flare on 12.VII 1966 — the relative intensities and equivalent widths of emission lines — are given. Rather flat Balmer decrement of this flare differs essentially from the decrement of the same star's flare on 11.XII 1965 when the inverse ratios of hydrogen line intensities were observed. For the preliminary interpretation on the observed variety of Balmer decrements a model of stationary radiating medium having a velocity gradient and large optical thicknesses in the lines of several first spectral series has been considered. This model gives the possibility to obtain both normal and inverse Balmer line intensity ratios by changing one parameter being a function of temperature and emission measure of the radiating layer. More complicated theory of Balmer decrement [8] allows to interpret both Balmer line intensity ratios and H_{β} equivalent widths observed in the EV Lac flare on 12.VII 1966.

В ночь с 11 на 12.VII 1966 г. во время спектрографирования звезды EV Lac на ней произошла вспышка. Всплеск яркости был зарегистрирован П. Ф. Чугайновым в ходе фотоэлектрического патрулирования блеска звезды на 64-см менисковом телескопе, которое велось в двух узкополосных фильтрах, центрированных на линию H_{β} и соседний участок непрерывного спектра $\lambda 4990 \text{ \AA}$. Методика этих фотоэлектрических наблюдений описана в [1], результаты фотометрии рассматриваемой вспышки приведены на фиг. 1.

Спектральные наблюдения велись на 2,6-м рефлекторе им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ) с помощью спектрографа СП-72; использовалась длиннофокусная камера $F/2$, с дисперсией 80 \AA/мм и пластинки ОаО. Экспо-

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском государственном университете.



Фиг. 1. Фотоэлектрические кривые блеска вспышки EV Lac 12.VII 1966 г. в двух соседних участках спектра

1 — H_{β} + continuum $\lambda 4861$; 2 — continuum $\lambda 4990$

Фиг. 2. Относительные распределения энергии в спектре EV Lac. Все распределения отнесены к интенсивности в области H_{γ}

зация продолжалась от 22^h22^m до 0^h55^m UT, так что вспышка охватила последнюю треть экспозиции.

Непосредственно перед спектрографированием EV Lac был получен спектр звезды HD 224905 (B1 V), который использовался для учета спектральной чувствительности инструментальной системы. В качестве относительного распределения энергии в спектре этой звезды взяты фотоэлектрически измеренные распределения энергии в спектрах двух звезд B1 V: η Ori [2] и α Lup [3]; дифференциальное межзвездное поглощение учтено с помощью UVB-фотометрии [4, 5]. Эффект дифференциальной атмосферной экстинкции учтен с помощью коэффициента прозрачности p_{λ} , определенного для Крымской обсерватории сотрудницей ГАИШ Е. Б. Костяковой.

Результаты спектрофотометрической обработки снимка EV Lac 12.VII 1966 г. приведены в табл. 1. Там же даны средние характеристики эмиссионного спектра EV Lac в спокойном состоянии, полученные с той же дисперсией и описанные в [6]. На фиг. 2 приведено сравнение относительного распределения энергии в спектре этой звезды в спокойном состоянии — кружки (по [6]) и во время вспышки 12. VII 1966 г. — крестики.

Таблица 1

Состояние	Линии								
	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	$H_{\epsilon} + H$	K	H_{δ}	H_{γ}	H_{β}	$\lambda 471$
Эквивалентные ширины, Å									
Вспышка 12.VII 1966 г.	29	23	18						$\leq 1,7$
Спокойное состояние [6]	6,6	5,2	5,2						$\leq 0,3$
Относительные интенсивности									
Вспышка 12.VII 1966 г.	1	0,87	0,70	0,86	0,38	0,50	0,35	0,35	$\leq 0,07$
Теория [8]	1	0,86	0,71			0,52	0,45	0,40	
Вспышка 11.XII 1965 г. [7]	1	1,24	1,48		0,47	1,22	1,17	0,94	
Теория [7]	1	1,26	1,50			1,46	1,23	1,00	
Спокойное состояние [6]	1	0,71	0,47	0,80	0,78	0,28	0,18		$\leq 0,08$

Резкое превышение эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре 12. VII 1966 г. по сравнению с соответствующими ширинами в спектрах EV Lac вне вспышки дает основание считать, что относительные интенсивности линий на спектрограмме 12. VII 1966 г. практически отражают только спектр вспышки. Бальмеровский декремент этого спектра весьма пологий, а эмиссия водорода относительно эмиссии кальция заметно усилена.

Единственные до сих пор измерения относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре вспышки звезд типа UV Cet были выполнены Кункелем [7] во время вспышки EV Lac 11. XII 1965 г. и во время вспышки YZ CMi 5. XII 1965 г. В табл. 1 приведены относительные интенсивности линий в спектре вспышки EV Lac 11. XII 1965 г. в момент ее максимума. Основным результатом, полученный Кункелем, состоял в обнаружении инверсии в относительных интенсивностях первых членов бальмеровской серии: в моменты максимума блеска в обеих указанных вспышках и в течение 10 мин после максимума имело место соотношение $I_{H\delta} > I_{H\gamma}$, а для вспышки EV Lac соотношение $I_{H\gamma} > I_{H\delta}$ сохранялось еще в течение часа, до конца спектрографирования. В целом же бальмеровский декремент этих вспышек по мере угасания становился все более сходным с нормальным, но очень пологим декрементом.

Качественное различие двух бальмеровских декрементов вспышек одной и той же звезды, видимо, лишь частично можно отнести за счет разного временного разрешения спектров — около 3 мин для спектра 11. XII 1965 г. и около 20 мин для спектра 12. VII 1966 г. Поэтому необходимо обсудить возможную теоретическую интерпретацию наблюдаемого разнообразия бальмеровских декрементов вспышек.

Многочисленные расчеты бальмеровского декремента для стационарной, однородной, но движущейся оболочки были проведены А. А. Боярчуком [8]. Один из рассмотренных им случаев (температура звезды и оболочки $10\,000^\circ\text{K}$, дилуция ионизирующего излучения звезды 10^{-1} , вероятность выхода L_α -кванта из среды 10^{-7}) дает теоретический бальмеровский декремент, практически совпадающий с декрементом вспышки EV Lac 12. VII 1966 г. (см. строку «Теория [8]» в табл. 1).

Совершенно другая модель была рассчитана Кункелем [7] в предположении когерентного рассеяния в линиях для температуры среды $20\,000$ и $25\,000^\circ\text{K}$, электронной концентрации $3 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ и оптической толщины в H_α $100 \div 4000$. Полученный им инверсный бальмеровский декремент — инкремент — также приведен в табл. 1 (строка «Теория [7]») и хорошо согласуется с наблюдениями вспышки 11. XII 1965 г., хотя ясно, что при столь больших оптических толщинах предположение о когерентном рассеянии в линиях несправедливо.

Использование двух столь различных моделей для интерпретации одного физического явления неудовлетворительно само по себе. Строго говоря, здесь необходима теория излучения нестационарной гидродинамической системы с быстро меняющимися оптическими свойствами; но это означает, что при постановке такой общей задачи придется более или менее произвольно выбирать многие параметры, которые пока не удастся получить из наблюдений. Поэтому в качестве первого шага рассмотрим две стационарные модели с минимальным набором параметров.

Вещество, выброшенное из холодной звезды, может иметь сравнительно низкую температуру, относительно большую плотность и высокую степень ионизации. Рекомбинации в таком газе связаны как с радиационными захватами, так и с тройными столкновениями протонов и электронов. При низких температурах оба эти процесса приводят к преимущественной рекомбинации на верхние уровни. Одновременно при низких температурах можно пренебречь ударным возбуждением нижних уровней. Все это означает, что в предельном, идеализированном случае можно рассматривать

такую задачу: каков будет бальмеровский декремент, если в результате рекомбинаций (радиационных захватов и тройных столкновений) заселяются только достаточно высокие уровни и с них электроны каскадно переходят вниз? Предполагая, что среда прозрачна в бальмеровской серии, нетрудно убедиться, что в этом случае относительная интенсивность бальмеровских линий такова:

$$\frac{I_{n2}}{I_{42}} = \frac{\nu_{n2} P_{n2} C_{\infty n}}{\nu_{42} P_{42} C_{\infty 4}}. \quad (1)$$

Здесь ν_{n2} — частота линии, $P_{n2} = A_{n2} / \sum_{n'=2}^{n-1} A_{nn'}$ — относительная вероятность перехода $n \rightarrow 2$ по сравнению со всеми каскадными переходами вниз с этого уровня n , C_{n^*n} — элемент каскадной матрицы Ситона [9]. В (1) использовано то обстоятельство, что при переходе с очень высокого уровня $n^* \gg n$ элементы каскадной матрицы C_{n^*n} почти не зависят от n^* и равны своему предельному значению $C_{\infty n}$. Результаты вычисления бальмеровского декремента по формуле (1) даны в табл. 2.

Таблица 2

n	I_{n2}/I_{42}	n	I_{n2}/I_{42}
3	252	10	11,5
4	100	11	9,6
5	55	12	8,1
6	34	15	6,1
7	24	20	3,2
8	18	25	2,2
9	14	30	1,7

Приведенный в табл. 2 бальмеровский декремент можно назвать предельным в том смысле, что он является наиболее пологим декрементом, который вообще можно получить в среде, прозрачной в линиях бальмеровской серии. Этот декремент резко отличается от наблюдаемого декремента вспышек, что, очевидно, связано с большой оптической толщей вспышек в частотах бальмеровских линий.

Можно даже подозревать, что оптическая толща вспышек и в линиях более высоких серий тоже превосходит единицу. Поэтому рассмотрим другую предельную модель, в которой предполагается большая оптическая толща в линиях всех первых n серий, где n можно выбирать в зависимости от условий задачи.

Будем считать, что имеет место однородное расширение среды, так что кванты в частотах линий выходят из среды только за счет эффекта Доплера. Как показал В. В. Соболев [10], в этом случае населенность уровней N_n может быть определена решением системы уравнений

$$\sum_{n'=1}^{n-1} \frac{\nu_{n'n}^3}{\left(\frac{n}{n'}\right)^2 \frac{N_{n'}}{N_n} - 1} = \sum_{n'=n+1}^{\infty} \frac{\nu_{nn'}^3}{\left(\frac{n'}{n}\right)^2 \frac{N_n}{N_{n'}} - 1} + \frac{c^2 \alpha_n(T)}{8\pi \frac{dv}{dl}} N_e N_p, \quad (2)$$

где N_n — плотность атомов на n уровне, $\alpha_n(T)$ — коэффициент рекомбинации на n уровень, N_e и N_p — концентрации электронов и протонов, dv/dl — градиент скорости в среде. Формула (2) отличается от формулы (9) в работе [10] тем, что здесь опущены члены, описывающие ионизацию излучением звезды (что уместно, поскольку рассматриваемые звезды —

красные карлики), и подставлены явные выражения для величин $\beta_{nn'}$ — доли квантов, выходящих из среды вследствие эффекта Допплера. При этом предполагается, что все $\beta_{nn'} \ll 1$. Определив из решения (2) относительные населенности N_n/N_4 , находим затем и относительные интенсивности линий. Эти относительные интенсивности зависят от температуры среды и от значений параметра

$$\xi = \frac{\lambda_{12}^3 \alpha_1(T)}{8\pi} \frac{dv}{dl} N_e N_p, \quad (3)$$

где λ_{12} — длина волны линии L_α .

В предположении, что среда непрозрачна для всех линий с верхним уровнем до 30, было получено решение системы (2); результаты приведены в табл. 3.

Из табл. 3 следует, что при малых ξ имеет место бальмеровский инкремент. Надо только иметь в виду, что приведенное решение справедливо, когда оптическая толщина среды во всех рассматриваемых линиях больше единицы. Для этого, очевидно, необходимо, чтобы заселенности всех уровней были сравнимы между собой и достаточно велики. Как показывает решение (2), относительные заселенности уровней N_n/N_1 меняются с ростом n до 30 не более чем на один-два порядка величины.

Как можно использовать решение (2), данное в табл. 3, для интерпретации наблюдений? Допустим, что мы имеем излучающий ионизованный газ такого объема и плотности и такой степени ионизации (эти параметры задаются начальными условиями), что можно ожидать большую оптическую толщину по крайней мере в нескольких первых линиях бальмеровской, пашеновской и других серий. Если к тому же температура газа настолько низка, что можно пренебречь ролью электронных столкновений при переходах между нижними уровнями, то в результате поглощений и переизлучений установится квазистационарное распределение атомов по уровням, которое не будет меняться заметным образом в течение всего времени высвечивания газа, в данном случае сравнимого с характерным временем рекомбинаций. Тогда можно использовать данные табл. 3 для описания декремента — инкремента до тех номеров линий, для которых среда непрозрачна в основной линии серии. Например, если известно, что среда

Таблица 3

n	T = 10 000° K					T = 40 000° K		
	$\xi = 0,00$	0,015	0,5	5,0	15	0,007	7,0	70
3	60	63	82	96	110	66	101	129
4	100	100	100	100	100	100	100	100
5	123	121	112	94	83	119	93	73
6	136	133	118	88	70	130	87	54
7	145	140	122	84	61	137	83	38
8	151	145	124	81	54	141	81	28
9	155	149	126	79	49	145	79	22
10	158	152	127	77	42	147	78	19
11	160	153	128	76	40	149	77	18
12	162	155	128	75	39	150	76	17
15	164	158	129	73	36	152	75	15
20	168	160	130	71	34	154	75	14
25	169	161	131	70	33	155	74	14
30	169	162	131	70	32	155	74	14

непрозрачна хотя бы для первой линии с нижним уровнем $n = 7$, то табл. 3 описывает относительные интенсивности бальмеровских линий до H_7 . Для более высоких линий будет иметь место более крутой декремент, чем в этой таблице. Таким образом, смена инкремента на декремент с некоторого номера бальмеровской серии определяет в данном случае уровень, начиная с которого среда перестает быть непрозрачной.

Относительная интенсивность линий определяется в этой предельной модели параметром ξ , который по существу зависит от меры эмиссии излучающего слоя $ME = N_e N_p l$ (l — размер среды), так как градиент скорости $dv/dl \approx v/l$. Если принять численное значение $T = 10\,000^\circ\text{K}$ и $v = 10$ км/сек, то $\xi = 10^{-35} ME$. За времена, меньшие характерного времени рекомбинации, величина ME и, следовательно, ξ не меняются в стационарной среде. Однако если среда испытывает быстрые газодинамические изменения, то могут иметь место и соответствующие быстрые изменения относительных интенсивностей линий. Например, при расширении среды уменьшается оптическая толщина в линиях, что может сделать решение (2) неприменимым (сначала в линиях с большим n), а это, в свою очередь, приведет к уменьшению инкремента и превращению его в пологий декремент. Правда, при этом уменьшается и ξ , что может усилить инкремент, но эффект «просветления» действует сильнее.

Возвращаясь к вспышкам EV Lac, следует отметить, что в рамках рассмотренной предельной модели можно получить и пологий декремент вспышки 12.VII 1966 г. ($\xi \approx 15$) и инкремент вспышки 11.XII 1965 г. ($\xi \approx 0,01$). При размере излучающей области порядка 10^9 см для этого требуется электронная концентрация $10^{12} \div 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Эти концентрации представляются вполне приемлемыми, так что наша предельная модель отражает, по-видимому, существенные свойства излучающего вещества во вспышках.

Однако существующие спектральные наблюдения вспышек требуют от теории, помимо интерпретации относительных интенсивностей бальмеровских линий, объяснения наблюдаемых эквивалентных ширин этих линий. Как известно, в оптически тонком слое эквивалентная ширина бальмеровской линии W_{i2} зависит только от электронной температуры, а величина $W_{i2}^{\text{набл}}$ определяется из наблюдений, когда можно отделить линейчатую и непрерывную эмиссию вспышки от остального излучения звезды. Между этими ширинами существует простое соотношение:

$$W_{i2}^{\text{набл}}/W_{i2}(T_e) = \frac{b_i(T_e, \beta_{i2})}{b_i(T_e, 1)} \beta_{i2}, \quad (4)$$

где величины b_i характеризуют отклонение заселенности i -го уровня водородного атома от термодинамически равновесной. Это соотношение позволяет в принципе по наблюдаемой эквивалентной ширине линии оценить вероятность выхода соответствующего бальмеровского кванта из среды.

Обратимся снова к наблюдениям вспышки EV Lac 12.VII 1966 г. Как показано в [1], эквивалентная ширина эмиссионной линии H_β (в единицах непрерывного излучения вспышки) определяется непосредственно из фотометрических наблюдений:

$$W_{H_\beta}^{\text{набл}} = \frac{i_{H_\beta} - i_{4990}}{i_{4990}} \cdot 72 \text{ \AA}, \quad (5)$$

где i_{H_β} и i_{4990} — приведенные на фиг. 1 относительные приращения блеска в соответствующих фильтрах; для рассматриваемой вспышки EV Lac $W_{H_\beta}^{\text{набл}} \approx 100 \text{ \AA}$. Далее, согласно [11], в оптически тонком слое при $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ $W_{H_\beta} = 2600 \text{ \AA}$, а $b_4(10\,000^\circ\text{K}, 1) = 0,20$ [12], так что для величины $b_4(10\,000^\circ\text{K}, \beta_{42}) \cdot \beta_{42}$ получаем значение 0,008. Эта оценка лишь

двое отличается от произведения $b_4 \cdot \beta_{42}$ для того приведенного в табл. 1 варианта теории [8], который дает подходящий для этой вспышки EV Lac бальмеровский декремент, и такое несущественное различие легко устранить небольшим изменением величины β_{42} . Следует отметить, что величина $W_{H\beta}^{\text{набл}} \approx 100 \text{ \AA}$ характерна не только для вспышки EV Lac 12.VII 1966 г., но и для других вспышек звезд типа UV Cet [1, 13, 14], так что оценка вероятности выхода $H\beta$ -кванта $\beta_{42} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ с точностью до порядка величины является, видимо, достаточно общей для вспышек красных карликовых звезд.

Таким образом, теория излучения среды с большой оптической толщиной в линиях и с градиентом скорости в различных своих модификациях позволяет удовлетворительно объяснить две основные наблюдаемые особенности водородного спектра вспышек: предельная модель показывает возможность получения широкого набора бальмеровских декрементов — инкрементов с минимальным числом варьируемых параметров модели, а более полная (и более сложная) модель [8] дает одновременно и наблюдаемый декремент, и величину $W_{H\alpha}^{\text{набл}}$ во вспышке EV Lac 12.VII 1966 г., причем эта эквивалентная ширина довольно типична для вспышек звезд типа UV Cet.

Авторы выражают искреннюю благодарность П. Ф. Чугайнову за предоставление фотометрических данных по вспышке EV Lac 12.VII 1966 г., С. Ф. Морозову и В. И. Петрухиной за проведение вычислений бальмеровского декремента на ЭВМ БЭСМ-2, А. А. Боярчуку и В. В. Иванову за полезные дискуссии.

Октябрь 1969 г.

Литература

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 200.
2. W. K. Vonsack, J. Stock. *Astrophys. J.*, 1957, 126, 99.
3. R. V. Willstrop. *Memoirs Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, part 3.
4. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, 2, N 24.
5. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski. *Communications Lunar and planet. lab.*, 1966, N 63.
6. Р. Е. Гершберг. *Астрофизика*, 1970, 6, 191.
7. W. E. Kunkel. *Dissertation. Austin.*, 1967.
8. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 45.
9. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, 119, 90.
10. В. В. Соболев. *Движущиеся оболочки звезд*. Изд-во ЛГУ, 1947.
11. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 177.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 208.
13. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 40, 33.
14. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. *Астрон. ж.*, 1966, 43, 1168; 1967, 44, 260.

АНОМАЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ
В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ 105 Her

М. Е. Боярчук

Пять спектрограмм звезды K4 II 105 Her (дисперсия 12 Å/мм), охватывающих область 6870—5800 Å, были исследованы методом кривой роста. Измерены эквивалентные ширины 580 линий поглощения (табл. 2). Определены следующие параметры атмосферы: турбулентная скорость $v_t = (2,6 \pm 0,4)$ км/сек, температура возбуждения $\Theta_v = \frac{5040}{T_v} = 1,48 \pm 0,02$, электронное давление $\lg p_e = -2,03 \pm 0,15$, коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом водорода $\lg \kappa = -26,28$.

Показано, что содержание лития в атмосфере 105 Her в шесть раз больше, чем в атмосфере Солнца (фиг. 4), и в двести раз больше, чем в среднем для атмосфер звезд K4 (фиг. 5). Относительное содержание остальных элементов не отличается от солнечного (фиг. 4).

ANOMALOUS ABUNDANCE OF THE LITHIUM IN THE ATMOSPHERE OF STAR 105 Her, by M. E. Boyarchuk. — Five spectrograms of K4 II star 105 Her (dispersion ~12 Å/mm) in the region 6870—5800 Å have been investigated by the curves of growth method. The equivalent widths of 580 absorption lines were measured (Table 2). The physical parameters of stellar atmosphere obtained are as follows: turbulent velocity $v_t = (2.6 \pm 0.4)$ km/sec, excitation temperature $\Theta_v = \frac{5040}{T_v} = 1,48 \pm 0,02$, electron pressure $\lg p_e = -2.03 \pm 0.15$, coefficient of continuous absorption per one hydrogen atom $\lg \kappa = -26,28$.

It is shown, that lithium is about 6 times overabundant in comparison with the Sun (fig. 4) and $\sim 2 \cdot 10^2$ times overabundant, when compared with the average Li abundance in K4 stars (fig. 5). The abundances of other elements do not differ significantly from the solar ones (fig. 4).

При рассмотрении спектрограмм звезд, полученных на спектрографе в фокусе Куде 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории, было обращено внимание на усиление линии лития в спектрах К-звезды 105 Her по сравнению с другими звездами К. Поскольку в последнее время содержанию лития в звездных атмосферах уделяется большое внимание, было решено провести детальный анализ спектра этой звезды.

Звезда 105 Her, HD 168532 имеет звездную величину $m = 5^m,5$, спектральный класс K4 II, спектральный параллакс $\pi = 0'',0024$. Определение лучевой скорости на протяжении ряда лет показало, что она меняется от -5 до -30 км/сек. Это позволило предположить, что 105 Her является спектрально-двойной звездой. Известные значения лучевой скорости ложатся на кривую с периодом 485^d, хотя разброс довольно велик [1—6]. До сих пор спектроскопического анализа атмосферы звезды проведено не было.

Настоящее исследование основано на пяти спектрограммах 105 Her, полученных в июле 1968 г. и в июне 1969 г. Спектрограммы были получены на пленках А-700 в области $\lambda\lambda 6870-5800 \text{ \AA}$ с дисперсией 12 \AA/мм (табл. 1). Анализ проводился методом кривой роста. Для этого спектры измерялись на микрофотометре в интенсивностях с увеличением в 50 раз. Спектры звезд поздних классов имеют очень большое число линий металлов. На фиг. 1 показан для примера участок регистрограммы спектра 105 Her от $\lambda = 6753$ до $\lambda = 6678 \text{ \AA}$.

В результате обычной обработки регистрограмм были получены эквивалентные ширины линий. Для тех линий, для которых на регистрограммах неуверенно выписывались крылья, был применен метод остаточных интенсивностей. Он заключался в следующем.

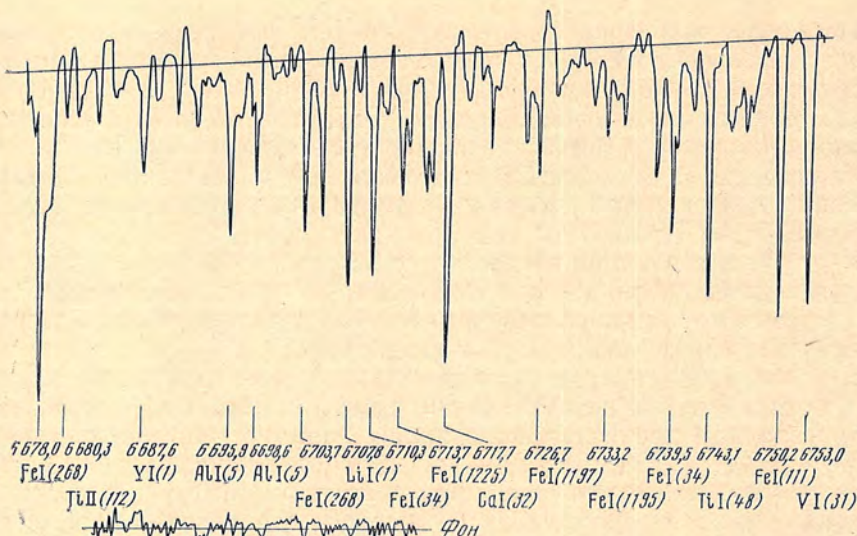
По чистым неблендированным линиям, которые выписывались на регистрограммах с двумя неискаженными крыльями, была построена зависимость величины эквивалентной ширины линии от ее глубины в виде $\lg W_{\lambda_0} \sim (I_H - I_{\lambda_0})/I_H$, где I_H — интенсивность непрерывного спектра, I_{λ_0} — центральная остаточная интенсивность линии (фиг. 2). Затем для недостаточно надежных линий, но с хорошо выписанной на регистрограммах центральной частью контура мы пользовались фиг. 2, получая по величине $(I_H - I_{\lambda_0})/I_H$ эквивалентную ширину $\lg W_{\lambda}$. Таким способом были определены эквивалентные ширины для 580 линий поглощения.

Для построения кривой роста прежде всего было необходимо провести тщательное отождествление и выборку чистых неблендированных линий. С этой целью были рассмотрены 1200 линий поглощения. В ходе этого исследования не было обнаружено линий второй компоненты, что говорило бы о двойственности звезды. Отождествление линий на регистрограммах было проведено в основном при помощи таблиц Ш. Мур [7], а также уже опубликованных данных [8, 9]. Линии, заподозренные как бленды, дополнительно рассматривались по кривым роста, и решался вопрос о существенном или несущественном блендировании одного или другого элемента. Окончательно было отобрано только 198 чистых линий поглощения металлов, соответствующих 18 элементам, для которых впоследствии было определено содержание в атмосфере 105 Her.

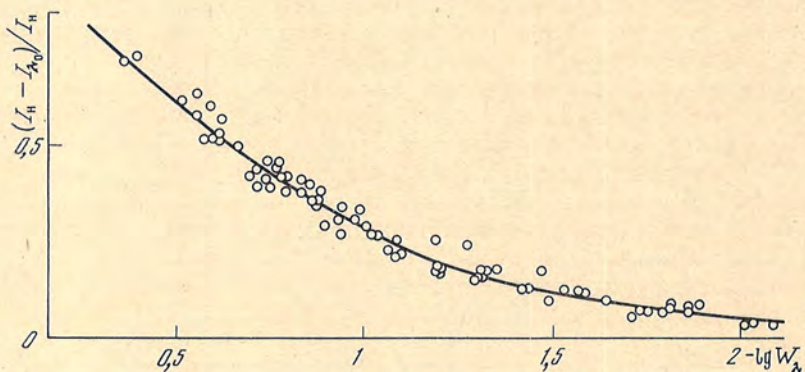
Таблица 1

Дата	Экспозиция, мин	Область, \AA
6.VII 1968 г.	105	6200—5800
6.VII 1968 г.	30	6870—5800
23.VI. 1969 г.	120	6300—5800
23.VI. 1969 г.	50	6870—6100
23.VI. 1969 г.	26	6870—5800

Для рассматриваемых линий были выбраны значения сил осцилляторов из следующих источников: Si I — [9]; Fe I — [10]; Fe II — [11]; Li I, Na I, Ca I, Sc I, Sc II, Ti I, V I, Cr I, Mn I, Co I, Sr I, Y I, Y II, Zr I, Mo I, Ba I, Ba II, La II, Sm II, Eu II — [12]; Ti II — [13]; Ni I — [14]. Данные о линиях, для которых определены эквивалентные ширины, приведены в табл. 2. В первом столбце даны длины волн, во втором — элемент, в третьем номер n мультиплета, согласно таблицам Мур [7], в четвертом — $\lg gf\lambda$, в пятом — эквивалентная ширина в виде $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$. Эмпирические кривые роста были построены для линий поглощения нейтральных атомов кремния, кальция, скандия, титана, ванадия, хрома, марганца, железа, кобальта, никеля, иттрия и для линий ионизованных атомов железа и скандия.



Фиг. 1. Регистрограмма участка спектра 105 Her 6.VII 1968 г. (экспозиция — 30 мин)



Фиг. 2. Зависимость эквивалентной ширины от глубины линии

При построении эмпирических кривых роста был применен метод, предполагающий предварительное задание температуры возбуждения. Мы приняли $\Theta_v = 5040/T_v = 1,52$, что соответствует среднему значению Θ_v для звезд спектрального класса K4 и класса светимости II. Оказалось, что все эмпирические кривые мало отличались друг от друга, поэтому они были совмещены в одну общую кривую роста. В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая для однородной модели Милна — Эддингтона, рассчитанная Врубелем [15] с параметром $B_0/B_1 = 2/3$. Обоснование выбора кривой роста с параметром $B_0/B_1 = 2/3$ дано в [11]. На фиг. 3 приведена сводная кривая роста для 105 Her; сплошная кривая соответствует положению теоретической, наилучшим образом удовлетворяющей наблюдениям. Как обычно, прежде чем определять химическое содержание 105 Her, необходимо было получить некоторые параметры физических условий в атмосфере звезды.

Из сравнения эмпирической и теоретической кривой роста была определена величина турбулентной скорости, которая оказалась равной $v = (2,6 \pm 0,3)$ км/сек.

Температуры возбуждения были найдены графическим методом [16] для железа, никеля, ванадия и хрома. Результаты сведены в табл. 3. Рассматриваемые линии поглощения железа и никеля имели достаточно

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6862,9	Fe I	1191	3,20	1,00	6795,4*	Y II	26	2,28	0,64
6861,9	Fe I	109	0,85	1,26	94,6	Fe I	1279	—	0,56
61,5	Ti I	237	3,41	1,09	93,3	Fe I	1005	2,49	1,06
60,3	Fe I	205	—	1,05	89,3	Hf I		1,42	0,75
58,2	Fe I	1173	3,63	1,12	86,9*	Fe I	1052	2,74	1,04
57,2*	Fe I	1006	2,75	0,95	86,4	Fe I	551	—	0,89
55,7	Fe I	1194	—	1,02	85,9	Fe I	1007	—	0,79
55,2*	Fe I	1195	3,76	1,26	85,0*	V I	31	2,13	1,18
54,8	Fe I	1224a	—	0,93	83,7	Fe I	205	—	1,25
51,6	Fe I	34	—	1,14	82,5}	Ni I		3,60	0,59
50,5	Ni I	157	2,21	0,77	82,5}	Eu I		3,44	
49,4	Nb I		1,33	0,75	78,3}	Th I		1,24	0,52
47,6	Fe I	1078	—	0,66	78,2}	Sm II		2,14	
46,6}	Gd II	94	—	0,83	77,4	Fe I	1010	—	0,97
46,5}	Sm II		2,08		74,3*	La II	2	1,01	1,11
45,9	Fe I	1190	—	0,82	72,4*	Ni I	127	3,65	1,14
44,7}	Fe I	34	—	0,87	71,0*	Co I	54	2,25	1,43
44,7}	Sm II		2,47		69,6	Ba II	2	—	0,78
43,7	Fe I	1173	3,64	1,16	67,8*	Ni I	57	2,22	1,53
42,7	Fe I	1197	3,40	1,01	66,5*	V I	31	2,27	1,33
41,9*	V I	31	1,61	1,12	64,1	Fe I	1225	—	0,65
41,3	Fe I	1195	3,78	1,26	62,4	Cr I	315	—	1,04
39,8*	Fe I	205	1,21	1,34	61,1	Fe I	1227	—	0,52
38,9}	Mo I		3,51	0,75	56,6	Fe I	1120	—	0,69
38,8}	Fe I		—		55,6}	Fe I		—	0,86
37,0*	Fe I	1225	3,08	0,90	55,6}	Ta I		1,17	
34,1*	La II	3	0,65	0,72	54,7}	Sm II		2,07	0,88
33,2	Fe I	1194	—	0,87	54,6}	Hf II	35	1,75	
32,9	Zr I	1	1,03	0,91	53,0*	V I	31	2,38	1,45
32,2	V I	31	1,74	0,68	50,2*	Fe I	111	1,72	1,49
29,9	V I	31	1,52	0,79	47,0	Fe I	205	—	0,84
28,6	Fe I	1195	3,63	1,20	45,6	Ti I	226	—	1,02
27,3	Rh I		1,99	0,79	45,1	Fe I	1227	—	0,75
24,8	Fe I	1280	—	0,67	43,1	Ti I	48	2,41	1,46
22,0	Fe I	110	—	0,64	41,5	Sm II		2,11	0,63
20,4*	Fe I	1197	3,34	1,12	39,5	Fe I	34	—	1,24
19,6}	Fe I	1051	—	0,66	38,0	Fe I	1192	2,89	1,03
19,5}	Sc I		3,76		36,6	Fe I	1122	—	0,59
14,9*	Co I	54	2,42	1,36	35,0	Fe I	1157	—	0,83
13,9	Si I	61	—	0,49	33,2*	Fe I	1195	3,06	0,84
12,4*	V I	31	1,94	1,04	32,1	Fe I	1225	—	0,56
10,3*	Fe I	1197	3,43	1,09	26,7*	Fe I	1197	3,23	1,01
08,0	Fe I	340	—	0,65	25,4*	Fe I	1052	2,46	0,94
06,9*	Fe I	268	1,36	1,29	22,6	Si I	38	—	0,79
04,3}	Fe I	1225	2,88	1,01	21,9	Si I		—	0,91
04,0}	Fe I	1174	3,15		19,4	Hf II	110	—	0,41
03,3	Fe I	1192	—	0,60	17,7}	Ca I	32	3,05	1,52
01,9	Fe I	34	—	0,85	17,6}	Fe I	1194	2,80	
01,2	V II	219	—	0,64	16,2	Fe I	1225	2,74	0,91
6798,5*	Ca I	31	1,57	0,56	15,4}	Fe I	1174	2,89	1,06
96,1*	Fe I	1007	2,67	0,94	15,4}	Cr I	282	—	

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6713,7*	Fe I	1255	2,92	0,81	6630,0*	Cr I	16	0,71	1,33
13,2	Fe I	1013	2,32	1,08	27,8}	Rh I		1,84	0,98
41,2	Fe I	1220	—	0,61	27,6}	Fe I	1174	2,92	
10,3*	Fe I	34	-0,63	1,33	25,0}	Fe I	13	-1,29	1,61
07,8*	Li I	1	3,73	1,51	24,9}	V I	48	2,42	
06,5	Ta I		1,66	0,65	17,3*	Sr I	8	3,80	0,66
05,1*	Fe I	1197	3,20	1,10	13,8}	Fe I	13	—	1,40
03,6*	Fe I	268	1,30	1,21	13,7}	Y II	26	2,42	
6698,6	Al I	5	—	1,04	12,2	Cr I	282	—	0,71
96,3	Fe I	1255	2,56	0,49	10,8	Ni I		2,96	0,64
95,9	Al I	5	—	1,27	09,7	Fe I	13	—	1,43
92,5	Fe I	1192	—	1,59	09,1	Fe I	206	1,54	1,41
90,8*	Ni I	140	2,06	0,52	08,0*	Fe I	109	0,49	1,25
88,2	Zr I		1,31	0,61	07,1*	Ti II	91	0,95	0,61
87,6*	Y I	1	1,33	0,75	06,0*	V I	48	2,40	1,25
83,3	Re I		2,27	0,72	04,5*	Sc II	19	2,24	1,21
81,3}	Fe I	1155	—	0,67	03,3}	Zr I		2,59	0,80
81,2}	Gd II	94	2,40		03,2}	Fe I	862	—	
80,3	Ti II	112	—	0,60	6599,1	Ti I	49	2,06	1,33
78,9}	Mo I		2,28	1,12	97,6*	Fe I	1253	3,23	1,05
78,8}	Co I	54	1,80		95,3*	Ba I	6	3,75	0,56
78,0*	Fe I	268	2,90	1,75	93,9*	Fe I	168	1,79	1,54
73,8}	Fe I	1254	—	0,43	92,9*	Fe I	268	2,72	1,56
73,7}	Ta I		1,82		91,3	Fe I	1229	2,61	0,75
71,5}	Sm I		2,94	0,40	86,3*	Ni I	64	1,57	1,31
71,4}	Fe I	1255	—		85,2	Sm II		2,16	0,62
71,4}	La II	33	0,83		84,5	Hf II	99	—	0,55
69,2	Cr I	282	3,96	0,51	81,2*	Fe I	34	-0,30	1,43
6667,7}	Fe I	1228	2,35	1,11	78,9	V I	32	—	0,58
67,4}	Fe I	168	—		76,8}	Y I		3,19	0,77
66,5*	Ti I	101	2,31	0,86	76,6}	Zr I		0,57	
65,4	Fe I	1156	—	1,02	75,0}	Fe I	206	1,58	1,47
63,4	Fe I	111	1,77	1,53	74,8}	ar. H ₂ O			
61,4*	Ni I	246	2,86	0,76	74,2*	Fe I	13	-0,82	1,39
61,1	Cr I	282	4,22	0,41	72,8*	Ca I	1	-0,04	1,69
53,9	Fe I	1052	2,00	0,71	70,8}	Mn I	51	—	0,84
50,8	La I		1,94	0,62	70,7}	Sm II		1,91	
48,1*	Fe I	13	-0,84	1,28	69,3}	Fe I	1253	3,88	1,26
46,9	Fe I	206	—	1,01	69,3}	Sm II		3,01	
45,1*	Eu II	8	3,23	0,85	65,9	V I	48	1,69	0,98
43,6*	Ni I	43	1,96	1,55	62,8	H I	1	3,62	1,36
42,8	La II	103	2,76	0,40	60,7}	Si I	62	—	0,77
39,9}	Fe I	1007	2,29	1,23	60,6}	ar. H ₂ O			
39,7}	Fe I	1195	2,78		59,6*	Ti II	91	1,41	0,88
36,5}	Y I		4,11	0,45	58,0}	V I	59	2,06	0,99
36,5}	La II	61	0,78		58,0}	Sc I	24	—	
35,2*	Ni I	264	3,63	0,80	56,1}	Ti I	102	2,86	1,44
33,8	Fe I	1197	3,51	1,21	55,9}	Fe I	1007	—	
33,4	Fe I	1258	2,96	1,16	54,2	Ti I	102	2,78	1,11
32,4}	Co I	111	2,60	1,10	53,1}	Nd II		1,41	0,92
32,3}	Sm II		2,07		52,8}	Fe I	1325	—	

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6551,8	Sm I		2,04	1,28	6487,4	Fe II	203	—	0,58
51,7	Fe I	13	—		83,9	Fe I	34	—	1,15
50,3*	Sr I	12	4,00	0,58	82,8*	Ni I	66	1,69	1,28
49,2	Gd I		3,68	0,65	81,9	Fe I	109	1,41	1,45
48,6	ar. H ₂ O			0,93	77,8	Co I	174	3,78	0,49
46,3	Fe I	268	2,64	1,56	75,6*	Fe I	206	1,58	1,50
44,6	Nb I		1,86	0,80	73,9	Mo I		2,89	0,67
43,5*	V I	48	2,10	1,04	73,9	Hf II	91	—	
41,5	Fe I	1195	—	0,62	73,1	ar. H ₂ O			0,51
37,9*	Cr I	16	0,42	1,10	71,7*	Ca I	18	3,17	1,47
34,0	Fe I	1197	2,99	0,99	70,2	Zr I	65	3,00	0,72
34,0	ar. H ₂ O				69,1	Fe I	168	3,63	1,23
32,9*	Ni I	64	1,07	1,24	67,0	V I	32	—	1,00
31,4*	V I	48	2,72	1,24	65,8*	Sr I		3,16	0,41
29,2	Gr I	265	—	0,66	64,7*	Ca I	19	1,94	1,23
26,9*	La II	33	1,10	1,17	62,7	Fe I	168	1,81	
23,8	ar. H ₂ O			0,56	62,6	Ca I	18	4,11	1,86
22,7	Eu I		2,88	0,80	58,9	ar. H ₂ O			0,63
19,4	ar. H ₂ O			0,75	56,9	Fe I	1256	—	0,51
19,4	Mn I	39	—		56,4	Fe II	74	2,10	0,83
18,4*	Fe I	342	1,88	1,32	55,6*	Ca I	19	2,81	1,27
16,6	ar. H ₂ O			1,08	55,0	Co I	174	4,09	0,78
16,5	ar. H ₂ O				54,9	Pr II		1,36	
16,4	ar. H ₂ O				52,3*	V I	48	2,50	1,29
16,0*	Fe II	40	1,25	1,12	51,6	Ni I	257	2,63	0,74
14,7	ar. H ₂ O			0,93	51,6	Fe I	921	—	
12,6	Hf II	49	—	0,72	50,2	Co I	37	2,49	1,79
09,6	Fe I	1012		0,67	50,3	La I		2,49	
09,5	Sm I		2,17		49,8	Ca I	19	3,52	1,62
08,7	Ca I	18	—	1,03	41,1	Lu I		2,69	0,50
08,1	Ti I	102	2,24	1,01	40,9	Mn I	39	3,37	
06,3	Fe II		—	0,48	39,1*	Ca I	18	4,11	1,69
06,2	La I	12	2,92		37,6*	Eu II	8	2,72	0,77
04,2*	V I	48	2,39	1,15	36,4	Fe I	1016	2,51	0,88
03,3	Zr I		2,61	0,48	35,0*	Y I	2	2,22	1,15
02,2	Ni I		1,97	0,75	32,6*	Fe II	40	0,99	0,89
02,0	Sm II		1,84		31,6*	V I	107	2,75	0,92
01,7	Fe I		—	0,88	30,8*	Fe I	62	2,22	1,79
01,2	Cr I	15	—	0,09	28,3	Eu I		3,35	0,72
64 99,6*	Ca I	18	3,16	1,45	21,3*	Fe I	111	2,27	1,72
98,9*	Fe I	13	—0,41	1,53	20,0*	Fe I	1258	4,06	1,35
97,7	Ti I	102	2,20	1,98	19,1	Ti I	196	2,73	0,95
96,9*	Ba II	2	2,78	0,68	17,8*	Co I	111	2,40	1,10
96,5	Fe I	1258	3,76	1,31	16,9*	Fe II	74	1,87	0,81
95,8	Fe I	1253	3,48	1,97	13,4*	Sc I	1	1,37	1,31
95,0	Fe I	169	2,95	0,85	11,7*	Fe I	816	3,80	1,44
93,8*	Ca I	18	3,76	1,64	08,0*	Fe I	816	3,41	1,45
91,7*	Mn I	39	3,52	1,11	03,1	Os I		4,07	0,77
90,3*	Co I	81	1,96	1,02	00,3	Fe I	13	—0,10	1,71
89,7	Zr I	65	2,96	1,67	00,0	Fe I	816	4,09	
88,0	V I		2,86	0,45	6396,3	Fe I	921	—	0,59

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6395,2	Co I	174	3,65	0,61	6318,7	Mg I	23	—	1,32
93,6*	Fe I	168	2,70	1,75	18,0	Fe I	168	2,24	1,70
92,6	Fe I	109	0,67	1,22	18,0	Ti I	103	2,39	
90,5*	La II	33	1,39	1,00	15,8	Fe I	1014	3,01	1,08
88,4	Fe I	685	—	0,83	15,4	Fe I	1016	2,75	1,31
88,2	Sr I		3,11		15,3	Fe I	1015	3,27	
84,7*	Mn I	39	3,02	0,97	14,7*	Ni I	67	1,93	1,41
83,9	Eu I		3,49	0,76	13,0*	Zr I	65	3,43	0,81
83,8	Fe II				12,2	Ti I	104	2,72	1,25
82,7	Eu I		3,33	0,67	11,5	Fe I	342	1,56	1,26
80,7	Fe I	1015	3,34	1,23	11,3	Ti I	103	—	1,09
78,9*	Sc I	1	1,18	1,15	10,5	Nd I		2,90	0,83
78,3	Ni I	247	3,60	0,96	10,5	Fe I	405	—	
75,2	Ni I		2,37	0,87	09,9*	Sc II	28	1,96	0,97
71,4	Si II	2	—	0,95	06,0	Sc I	3	—	1,30
70,4	Ni I	127	2,58	0,97	05,7	Sc I	2	2,31	1,69
66,5	Ni I	230	3,43	1,29	03,7	Ti I	104	2,78	1,36
66,4	Ti I	103	2,56		03,5	Fe I	1140	—	1,03
64,7	Fe I	1229	2,85	1,35	03,4	Re I		2,53	
64,4	Fe I	1253	3,13		03,4	Eu II	8	2,12	
62,9*	Cr I	6	1,06	1,48	02,5*	Fe I	816	3,19	1,42
61,8	Ca I	53	—	1,19	01,5	Fe I	816	3,58	1,53
60,8	Ta I		1,81	1,10	6299,8	Eu I		3,58	0,97
60,8	Ni I	229	3,22		97,8	Fe I	62	1,49	1,66
59,8	Ti I	1	—	1,24	96,5*	V I	19	2,00	1,67
58,7*	Fe I	13	-0,20	1,75	95,2	Ru I		3,14	0,96
58,1	La II	47	1,06	1,17	95,2	Ti I	1	—	
57,2	V I	84	2,99	0,92	95,1	ar. O ₂			
55,0*	Fe I	342	2,04	1,53	93,9	Fe I	1260	—	0,77
53,8	Fe I	13	—	1,16	93,0	Ti I	103	—	1,56
49,5*	V I	84	3,00	1,07	92,8	V I	19	2,06	
47,8	Co I	200	4,14	0,65	91,0	Fe I	1258	3,58	1,20
47,1	Si II			0,87	90,5	Fe I	208	—	0,96
44,1	Fe I	169	1,48	1,52	88,3	Ir I		1,81	0,63
39,2	Ni I	248	3,72	1,26	87,7	La I		1,58	0,70
39,0	V I	84	3,06		87,7	ar. O ₂			
38,9	Fe I	1258	3,42		86,4	Re I	19	2,66	0,96
36,8*	Fe I	816	3,52	1,48	85,2*	V I	19	2,04	1,57
36,1	Ti I	103	2,48	1,09	84,5	Ru I		2,70	0,68
35,3*	Fe I	62	1,94	1,63	83,8	ar. H ₂ O			
32,0	Fe II	199	2,82	0,63	82,6*	Co I	37	2,13	1,43
30,9*	Fe I	1254	3,17	0,84	81,9	ar. O ₂			0,74
30,1*	Cr I	6	1,28	1,50	80,6	Fe I	13	-0,19	1,70
27,6*	Ni I	44	1,00	1,33	79,8*	Sc II	28	2,19	1,16
26,8	V I	84	3,17	0,95	78,1	ar. O ₂			1,29
26,7	Sm I		2,30		78,0	ar. O ₂			
25,2	Ti I	1	—	1,19	77,6	ar. O ₂			1,17
22,7	Fe I	207	1,87	1,45	77,5	Ti I	144	—	
22,2	Ni I	249	3,16	0,90	77,5	Rh I		1,81	
20,4*	La II	19	1,22	1,22	76,3*	Sc I	2	1,17	0,86
19,5	Rh I		1,94	1,09	74,7*	V I	19	1,97	1,54

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6273,4	Ti I	1	—	1,21	6219,3	Fe I	62	0,75	1,56
71,3	Fe I	685	1,80	1,03	16,4*	V I	19	2,40	1,67
70,2*	Fe I	342	1,89	1,34	15,3}	Ti I	293	4,19	1,53
68,8*	V I	20	1,88	1,57	15,2}	Fe I	1018	3,39	
66,3	V I	20	1,68	1,38	13,9	V I	20	1,88	1,46
65,1*	Fe I	62	1,80	1,59	13,4	Fe I	62	1,64	1,60
62,3	La II	33	1,67	1,07	12,0	Fe I	1142	2,75	0,90
62,2}	Sc I		3,53		10,7*	Sc I	2	2,21	1,39
62,2}	Eu I		3,17		07,3}	V I	20	—	0,70
61,2}	V I	20	1,49	1,72	07,2}	Th I		1,76	
61,1}	Ti I	104	3,44		04,6	Ni I	226	3,21	0,71
59,6	Ni I	216	2,91	1,06	00,3	Fe I	207	1,83	1,54
59,0	Sc I	3	1,84	1,54	6199,2	V I	19	2,41	1,58
58,7}	Ti I	104	3,58	1,77	93,7	Sc I	3	—	0,92
58,6}	Ni I	226	2,97		91,7}	Y I		2,23	1,69
58,1	Ti I	104	3,56	1,66	91,6}	Fe I	169	2,70	
56,9	V I	19	1,68	1,57	91,2	Ni I	45	1,65	1,66
56,4}	Ni I	43	1,66	1,59	89,4}	V I	20	1,10	1,24
56,4}	Fe I	169	1,77		89,4}	Zr I		3,33	
54,3	Fe I	111	1,82	1,64	89,0	Co I	37	1,94	1,36
52,6*	Fe I	169	2,51	1,70	88,1	La II	117	3,12	1,17
51,8*	V I	19	2,22	1,63	88,1	Eu I		3,82	
49,9}	La I	7	3,55	1,43	88,0}	Cr II	187	—	
49,6}	Fe I	685	—		88,0}	Fe I	958	2,90	
47,6*	Fe II	74	2,10	0,87	88,0}	Sm II		1,87	
46,3*	Fe I	816	3,49	1,50	86,7	Ni I	229	3,35	0,91
45,7*	Sc II	28	2,75	1,30	86,1	Ti I	197	3,27	0,98
43,2}	Re I		3,42	1,76	83,9}	Ni I	226	2,43	0,83
43,1}	V I	19	2,63		83,9}	Nd II		2,04	
42,8	V I	19	1,96	1,71	80,2	Fe I	269	1,71	1,40
40,3}	Fe I	1015	2,60	1,50	77,6	Ni I	244	2,64	0,70
40,1}	V I	20	1,50		77,2	Ni I	58	0,51	1,34
39,8	Sc I	3	1,93	1,51	76,8*	Ni I	228	3,97	1,16
39,4*	Sc I	2	1,37	1,19	75,4	Ni I	217	3,72	1,04
38,6}	La I		2,40	1,19	73,3	Fe I	62	1,39	1,53
38,5}	Nd II		1,85		72,7	La II	4	0,50	0,52
38,4}	Fe II	74	1,81		70,6}	Ni I	228	2,89	1,53
37,4*	Si I	28	2,70	0,91	70,5}	Ta I		3,22	
33,2*	V I	20	1,74	1,54	70,5}	Fe I	1260	3,76	
32,7	Fe I	816	3,08	1,47	70,5}	Nd II		2,21	
30,7}	V I	19	2,36	1,84	70,4*	V I	20	1,69	1,45
30,7}	Fe I	207	2,87		69,6*	Ca I	20	3,42	1,49
29,2	Fe I	342	1,68	1,33	69,1*	Ca I	20	3,12	1,43
26,8*	Fe I	981	2,58	1,06	66,4*	Ca I	20	3,05	1,35
24,3*	V I	20	1,87	1,51	65,4	Fe I	1018	3,09	1,09
24,2	Fe I	1257	—	1,15	63,8}	Ca I	20	2,75	1,68
22,6*	Y I	2	1,62	0,80	63,5}	Fe I	64	0,76	
21,4}	Fe I	981	—	1,51	62,2*	Ca I	3	3,80	1,77
21,4}	Ti I	293	3,61		61,2}	Ca I	20	2,75	1,38
20,8}	Fe I	958	2,34	1,34	61,2}	Pr II	39	2,69	
20,5}	Ti I	293	3,52		60,8*	Na I	5	3,29	1,41

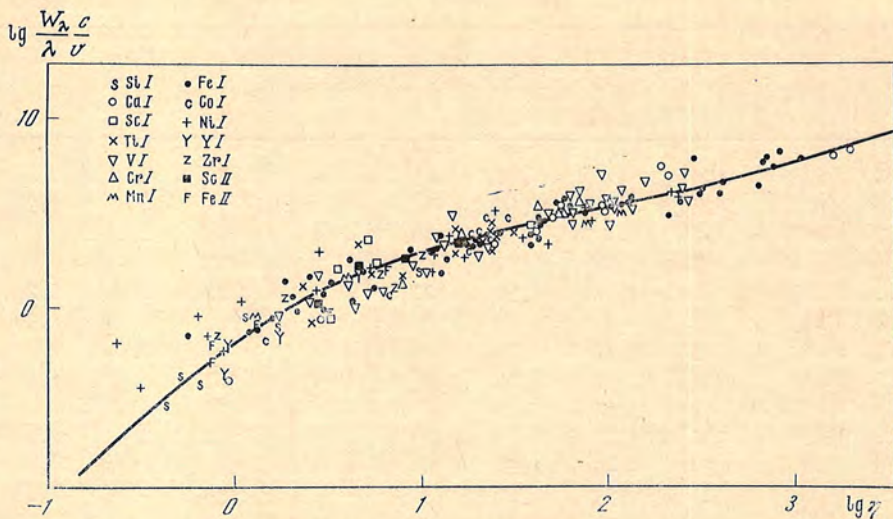
Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6159,4	Fe I	1175	—	0,78	6102,2	Fe I	1259	3,82	1,34
57,7	Fe I	1015	3,29	1,31	6098,7	Ti I	304	4,21	1,01
57,7	Zr I		3,67		98,7	Hf I		1,31	
57,6	Sm II		1,94		98,3	Fe I	1200	—	0,42
56,1	Ca I	20	—	0,90	97,1	Fe I	64	—	1,10
55,2*	Si I	29	2,87	0,86	96,7	Fe I	959	2,80	1,11
54,2*	Na I	5	2,99	1,34	94,4	Fe I	1177	—	0,92
51,6*	Fe I	62	1,08	1,50	93,7	Fe I	1177	3,06	1,00
50,1*	V I	20	2,04	1,51	93,1*	Co I	37	1,97	1,27
49,3	Nd I		2,28	0,73	91,7	Fe I	1200	—	0,83
49,2	Fe II	74	1,83		91,2*	Ti I	238	3,86	1,14
49,1	Sm II		2,43		90,2*	V I	34	3,65	1,52
47,8	Fe I	1016	2,99	1,15	89,6	Fe I	1327	3,49	1,01
47,7	Fe II	74	1,84		89,5	V I	33		
46,2*	Ti I	153	2,91	1,06	86,3	Ni I	249	3,68	0,89
45,4	Fe I	685	—	0,54	85,2*	Ti I	69	2,66	1,35
45,0*	Si I	29	2,36	0,53	84,1*	Fe II	46	0,83	0,66
43,2*	Zr I	2	2,11	1,06	83,6	Fe I	981	—	0,99
42,5*	Si I	30	2,29	0,44	82,7	Fe I	64	0,87	1,36
41,7*	Ba II	2	3,12	1,60	81,4*	V I	34	3,20	1,47
38,4*	Y I	3	1,43	0,60	79,0*	Fe I	1176	3,28	1,15
37,7	Fe I	207	2,84	1,66	78,5*	Fe I	1259	3,79	1,22
37,0	Fe I	62	1,41	1,60	65,5*	Fe I	207	2,75	1,60
36,6	Fe I	169	2,85	1,64	64,6*	Ti I	69	2,62	1,26
35,4*	V I	34	2,97	1,39	62,9*	Fe I	63	0,58	1,31
34,6*	Zr I	2	1,91	1,14	61,0	Fe I	217	—	1,01
31,9	Mn II	13	—	0,78	58,1*	V I	34	2,51	1,28
31,5*	Si I	30	2,45	0,55	56,0	Fe I	1259	3,78	1,14
30,2	Ni I	248	3,34	0,53	54,1	Fe I	1142	—	0,96
29,0*	Ni I	42	0,76	1,32	53,7*	Ni I	247	3,28	0,90
27,5*	Zr I	2	2,39	1,23	53,5	Cr II	105	—	0,53
26,2*	Ti I	69	2,68	1,40	49,5	Eu II	9	2,40	0,76
25,0	Si I	30	—	1,07	49,5	Gd II	59		
24,9	Sm II		2,14		48,7	Nb I		2,46	0,58
22,2*	Ca I	3	3,69	1,74	48,6	V I	49	—	
21,0	Ti I	153	2,99	1,01	45,8	Zr I		3,45	0,67
20,2	Fe I	14	—	1,36	42,1	Fe I		—	1,16
19,5*	V I	34	3,31	1,47	41,3	Hf I	65	—	0,52
6117,0	Co I	37	—	1,00	39,7*	V I	34	3,19	1,39
16,2*	Ni I	218	3,73	1,24	35,5	Fe II	206	—	0,52
14,8	Zr II	93	—	0,31	34,2	Ce II	30	2,76	0,78
13,3	Fe II	46	0,80	0,92	34,2	Nd II		2,65	
11,6*	V I	34	2,97	1,45	34,0	Fe I	1142	—	
11,0*	Ni I	230	3,30	0,98	31,8	Nb I		2,53	1,05
08,1*	Ni I	45	1,49	1,47	31,7	Ti I	2		
07,0*	V I	60	2,30	0,97	30,7	Mo I	5	3,07	0,93
05,2	Fe I	1175	—	0,79	27,1*	Fe I	1018	3,43	1,29
03,2	Fe I	1260	3,55	1,40	24,1*	Fe I	1178	4,23	1,35
02,7	Ca I	3	3,16	1,68	21,8*	Mn I	27	3,94	1,47
02,7	Rh I		2,02		20,2	Fe I	1178	3,95	1,36
					19,5*	Ba I	7	3,66	0,54

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	n	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
6018,3	Fe I	176	—	1,12	5941,8*	Ti I	72	2,67	1,34
16,6*	Mn I	27	3,78	1,40	41,0	ат. H ₂ O			1,25
15,2	Fe I	63	—	0,89	40,8	La I		2,26	
13,5*	Mn I	27	3,63	1,54	40,7	Ti I	2	—	
12,2	Eu I		3,46	1,13	37,8*	Ti I	72	2,49	1,24
12,2	Fe I	64	—		35,3	Zr I	2	1,39	1,20
08,6	Fe I	982	3,41	1,31	35,2	La I		2,44	
07,9	Fe I	1178	3,59	1,21	34,7	Fe I	982	3,37	1,43
07,3*	Ni I	42	0,85	1,21	34,7	Nd II	78	1,64	
05,5	Fe I	207	1,07	1,22	30,7	La I	2	2,83	0,74
03,0	Fe I	959	3,36	1,38	30,6	Ta I		1,41	
02,6	V I	34	2,28	1,17	30,2	Fe I	1180	4,11	1,18
00,7*	Co I	169	3,70	0,77	28,9	Mo I		4,20	0,84
5999,7	Ti I	227	3,58	1,10	28,9	V II	98		
99,0	Ti I	198	4,25	1,05	27,8	Fe I	1175	3,42	0,93
97,8	Fe I	1175	3,28	1,32	27,7	La II	111	2,82	
97,6	Ni I	252	3,07		22,1*	Ti I	72	2,77	1,35
95,9	Fe I	1190	—	1,04	18,6	Ti I	71	2,69	1,27
91,9*	Co I	90	2,47	1,35	18,5	Rh I		1,37	
91,4	Mo I		2,84	1,13	16,2	Fe I	170	1,67	1,44
91,4	Fe II	46	-0,04		15,9	Cr I	185	—	1,11
88,6	Ti I	154	—	1,00	14,2	Fe I	1180	3,90	1,34
87,1	Fe I	1260	3,75	1,24	10,0	Fe I	552	—	1,17
84,8	Fe I	1260	3,94	1,39	09,9	Eu I		2,78	
83,8	Eu I		3,58	1,16	05,7	Fe I	1181	3,67	1,14
83,7	Fe I	1175	3,68		03,3	Ti I	71	2,35	1,07
83,6	Rh I		2,60		5899,3	Ti I	72	2,98	1,45
80,9	Ti I	72	—	0,96	95,9	Na I	1	3,44	2,60
80,8	V I	49	1,97		92,9	Ni I	68	1,98	1,46
78,6*	Ti I	154	3,86	1,29	89,9	Na I	1	3,75	2,68
78,2	Fe I	1199	—	1,00	83,8	Fe I	982	3,32	1,09
76,8*	Fe I	959	3,22	1,30	81,3	Fe I	1178	—	1,00
75,4	Fe I	1260	3,68	1,18	80,3	Ti I	71	2,42	1,27
75,3	Fe I	1017	—		80,0	Fe I	1201	—	1,30
65,8*	Ti I	154	3,73	1,36	77,8	Fe I	1083	—	0,98
63,2	Fe I	63	—	0,94	77,8	Nb I		0,76	
63,2	Sm II		2,30		76,3	Fe I	1084	—	0,90
59,9	Fe I	1020	—	0,93	73,2	Fe I	1087	3,08	1,00
58,3	Fe I	63	—	1,26	67,6*	Ca I	46	2,52	0,88
58,3	ат. H ₂ O				66,4	Ti I	72	3,23	1,32
56,7*	Fe I	14	-0,28	1,52	62,4	Fe I	1180	3,95	1,10
55,4*	Zr I	3	1,45	1,01	59,6	Fe I	1181	3,81	1,02
53,2	Ti I	154	3,91	1,27	57,4*	Ca I	47	4,04	1,46
49,4*	Fe I	14	-1,50	1,27	52,2	Fe I	1178	3,33	1,05
48,6	Si I	16	2,88	1,13	27,9	Fe I	552	—	0,74
46,8	ат. H ₂ O			0,84	23,8	La I		2,91	0,90
46,5	Co I	169	3,53		23,7	Ti I	239	3,44	
46,0	ат. H ₂ O			1,16	23,7	Pr II		2,38	
45,7	Y I		2,88		16,4	Fe I	1179	3,71	1,24
45,6	ат. H ₂ O				09,2*	Fe I	982	2,93	1,13
43,6	Fe I	63	—	1,08	05,2	Ni I	234	3,75	0,88
43,1	Fe I	1021	—	1,08					

Примечание. Звездочкой отмечены линии, которые использовались при построении кривых роста и определении химического содержания.



Фиг. 3. Сводная кривая роста 105 Нег

большой диапазон потенциалов возбуждения $\Delta\epsilon$ для уверенного определения температуры. Для линий ванадия и циркония диапазон $\Delta\epsilon$ был сравнительно мал. Поэтому температуры возбуждения, определенные по линиям ванадия и циркония, менее уверенны. Средние ошибки, приведенные в табл. 3 в столбце 4, определены формально по разбросу точек. В дальнейших расчетах мы использовали среднее взвешенное значение температуры возбуждения, $\Theta_B = 1,48$, так как оно хорошо характеризует среднее распределение атомов по возбужденным состояниям в атмосфере звезды.

Электронное давление было определено по формуле Саха. В спектре 105 Нег линии нейтральных элементов многочисленны и уверенны. С другой стороны, линии ионизованных элементов в рассматриваемой области спектра, к сожалению, малочисленны и слабы. Однако в результате тщательного рассмотрения спектров удалось выбрать несколько свободных от blends линий ионизованных металлов. Температуру ионизации $T_{и}$, необходимую для определения электронного давления, мы нашли из соотношения $T_B/T_{и} = 0,94$ [11]. Она оказалась равной $T_{и} = 3630^\circ$ или $\Theta_{и} = 1,39$. Температуры ионизации и числа атомов в нейтральном и однажды

Таблица 3

Элемент	Число линий	$\Theta_B = \frac{5040}{T_B}$	$\pm\Delta\theta$	Диапазон $\Delta\epsilon$
Fe I	56	1,48	$\pm 0,02$	4,0
Ni I	20	1,47	$\pm 0,03$	3,0
V I	31	1,55	$\pm 0,04$	1,5
Zr I	5	1,49	$\pm 0,05$	1,5
Среднее		1,48	$\pm 0,02$	

ионизованном состояниях позволили определить электронные давления для 105 Нег по линиям поглощения железа, титана, скандия, иттрия, бария. Результаты этих определений даны в табл. 4. В этой таблице $\chi_{и}$ обозначает потенциалы первых ионизаций соответствующих элементов, n^0 и n^+ — числа линий нейтральных и ионизованных атомов соответственно, используемых при определении электронной плотности. Самое уверен-

ное определение электронной плотности мы получили по линии железа. В дальнейших вычислениях мы использовали среднее взвешенное значение $\lg p_e = -2,03$.

Получив электронное давлением, мы, воспользовавшись данными Боде [17], определили коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом водорода. Он оказался равным $\lg \kappa = -26,28$.

Полученные значения физических параметров атмосферы 105 Her позволили подсчитать относительное содержание некоторых элементов. Для тех элементов, которые были представлены только линиями нейтральных атомов или только линиями ионизованных атомов в спектре звезды

Таблица 4

Элемент	χ_{II}	n_0	n^+	$\lg p_e$	Вес
Fe	7,88	56	5	$-2,10 \pm 0,20$	5
Ti	6,82	11	2	$-2,41 \pm 0,20$	1
Sc	6,54	4	4	$-1,64 \pm 0,40$	1
Y	6,60	4	1	$-1,95 \pm 0,15$	1
Ba	5,21	2	2	$-1,76 \pm 0,50$	1
Среднее взвешенное				$-2,03 \pm 0,15$	

в изучаемой области ($\lambda\lambda 6850-5800 \text{ \AA}$), был сделан пересчет при помощи формулы Саха и найдено полное число атомов каждого элемента. Таким образом было вычислено относительное содержание следующих элементов: Li, Na, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Sr, Y, Zr, Ba, La, Eu. При определении содержания лития была принята во внимание дублетная структура линии $\lambda 6707,8$ [19] и использовано значение скорости

$$v = \sqrt{v_{\text{тепл}}^2 + v_{\text{турб}}^2} = 3,7 \text{ км/сек.}$$

Результаты представлены в табл. 5. В первом столбце таблицы указаны элементы. Во втором — логарифмы чисел нейтральных атомов каждого элемента, полученные непосредственно из кривой роста по формуле

$$\lg N = \lg \eta - \lg X_j - \lg u - \lg \kappa + \lg v_l - \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c} + 12,00,$$

причем величина $\lg N$ для водорода принята равной 12,00. Здесь же даны средние ошибки определений. В третьем столбце приведены числа линий нейтральных атомов, по которым были сделаны определения. В четвертом столбце даны логарифмы чисел ионизованных атомов, также полученные из кривой роста, и их средние ошибки. Там же приведены значения логарифмов чисел ионизованных атомов, рассчитанных по формуле Саха на основании чисел нейтральных атомов. Эти значения отмечены звездочкой. В пятом столбце указано число использованных линий ионизованных атомов. В шестом столбце даны логарифмы полных чисел атомов соответствующих элементов, причем в том случае, когда полное число атомов можно было определить и на основе нейтральных чисел атомов, и на основе ионизованных, было взято среднее значение. Для того чтобы иметь возможность сравнить определенный нами химический состав атмосферы 105 Her с химическим составом солнечной атмосферы [18], мы внесли в последний поправки, соответствующие различию значений сил осцилляторов, используемых нами и в [18]. Измененные значения солнечного содержания записаны в седьмом столбце. Здесь же для редкоземельных элементов La II и Eu II относительные содержания $\lg N'$ взяты для атмосферы звезды ψ UMa K1 III, согласно данным Ямашиты [9]. Эти значения отмечены двумя звездочками. Относительное содержание эле-

ментов в атмосфере 105 Her и Солнца дано в восьмом столбце. Различия в химическом составе атмосфер 105 Her и Солнца более наглядно представлены на фиг. 4. Здесь по оси ординат дана разница логарифмов относительных содержаний каждого элемента в атмосфере звезды и Солнца по отношению к водороду, т. е. величина

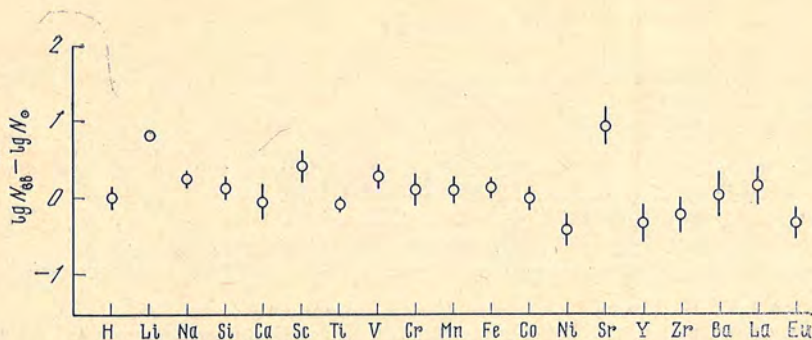
$$\lg N_{зв} - \lg N_{\odot} = \lg \frac{N_i}{N_H} \Big|_{105 \text{ Her}} - \lg \frac{N_i}{N_H} \Big|_{\odot}.$$

Вертикальные линии соответствуют формальной средней ошибке, вычисленной по разбросу определений относительных содержаний по каждой линии. Из рис. 4 видно, что относительное содержание большинства элементов в атмосфере 105 Her не отличается от солнечного. Небольшой дефицит водорода по отношению к железу, всего в 1,6 раза, вряд ли следует считать реальным, поскольку содержание водорода определяется на основании величины коэффициента непрерывного поглощения, который в рассматриваемом диапазоне температур пропорционален электронной плотности. Поэтому все ошибки в величине p_e входят непосредственно в относительное содержание водорода. Величина избытка стронция также ненадежна, поскольку результаты для него основаны на трех слабых недостаточно уверенных линиях. Недостаток никеля, по-видимому, реален, так как его содержание основывается на анализе большого числа линий. Интересно отметить, что Яманита [9] также обнаружил недостаток никеля и избыток стронция в атмосферах звезд K1 III.

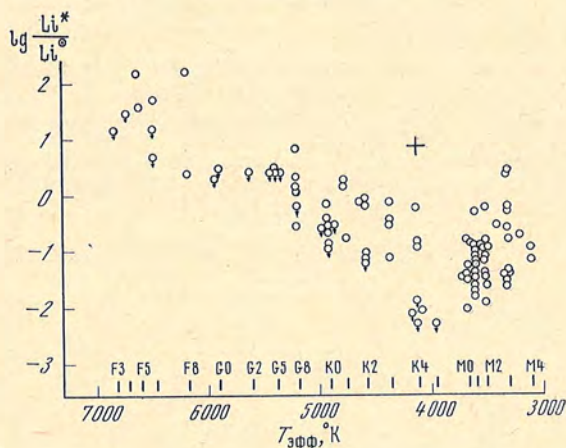
Самым интересным результатом является большой избыток лития в атмосфере 105 Her. Там его в шесть раз больше, чем в атмосфере Солнца. Этот результат довольно надежен, поскольку линия лития $\lambda 6707,8 \text{ \AA}$

Таблица 5

Элемент	$\lg N^{\circ}$	n°	$\lg N^{+}$	n^{+}	$\lg N_{зв}$	$\lg N'_{\odot}$	$\lg N_{зв} - \lg N_{\odot}$
H	12,0				12,00	12,00	0,00
Li	-1,23	1	1,73 *	—	1,73	0,96	+0,77
Na	2,74 $\pm 0,10$	2	5,96 *		5,96	5,72	+0,24
Si	7,60 $\pm 0,10$	5	6,81 *		7,66	7,50	+0,16
Ca	3,38 $\pm 0,20$	15	5,88 *		5,88	5,90	-0,02
Sc	1,52 0,30	5	3,46 *		3,26	2,82	+0,44
Sc			3,07 $\pm 0,10$	4			
Ti	2,74 0,15	11	4,28 *		4,46	4,48	-0,02
Ti			4,65 $\pm 0,05$	2			
V	3,40 0,20	31	4,19 *		4,22	3,90	+0,32
Cr	4,04 0,20	4	5,17 *		5,20	5,06	+0,14
Mn	4,65 0,15	5	5,10 *		5,25	5,10	+0,15
Fe	6,45 0,07	56	6,44 *		6,77	6,57	+0,20
Fe			6,52 $\pm 0,15$	5			
Co	4,36 0,15	8	4,11 *		4,55	4,49	+0,06
Ni	5,22 0,15	20	4,88 *		5,18	5,51	-0,33
Sr	0,66 0,20	3	3,77 *		3,77	2,61	+1,16
Y	0,70 0,20	4	2,34 *		2,30	2,55	-0,25
Y			2,26	1			
Zr	1,21 0,15	5	2,34 *		2,37	2,50	-0,13
Ba	-1,38 0,15	2	2,44 *		2,29	2,18	+0,11
Ba			2,15 $\pm 0,30$	2			
La			2,17 $\pm 0,20$	5	2,17	1,91**	+0,26
Eu			1,11 $\pm 0,15$	2	1,11	1,34**	-0,23



Фиг. 4. Сравнение относительного химического содержания для атмосфер 105 Her и Солнца



Фиг. 5. Сравнение относительного содержания лития для звезд различных спектральных классов

Значок + соответствует 105 Her

в спектре 105 Her не отягощена блендами, имеет большую интенсивность и расположена на уверенной части кривой роста.

Нужно отметить, что избыток лития встречается в звездных атмосферах. Но обычно это звезды класса F. Недавно Мерчант [19] опубликовала сводку определений лития в звездах различных спектральных классов. На график, заимствованный из [19], мы нанесли содержание лития в атмосфере 105 Her (фиг. 5). Содержание лития наибольшее для звезд типа F. В спектрах более горячих звезд линия лития не наблюдается из-за высокой температуры, и поэтому его содержание оценить невозможно. При переходе к более холодным звездам содержание лития уменьшается, достигая минимума в звездах K5, а затем вновь возрастает. Поскольку литий чрезвычайно быстро выгорает, то такой ход объяснялся изменением глубины конвективной зоны звезды и изменением мощности конвективных движений.

Из фиг. 5 видно, что 105 Her отклоняется очень сильно от среднего хода: содержание лития в атмосфере 105 Her в двести раз превышает среднее содержание лития в звездах K4. Такое большое отклонение не наблюдается ни у одной другой звезды классов F, G, K, M. Лишь у двух углеродных звезд класса C, WZ Cas и WX Cyg найдено подобное отклонение от среднего значения для звезд класса C [20].

Большой избыток лития в атмосфере 105 Her можно пытаться объяснить тем, что эта звезда имеет аномальное внутреннее строение, при котором конвекция не играет существенной роли и литий не переносится внутрь звезды, где бы он исчезал вследствие ядерных реакций.

В заключение благодарю Г. Н. Шарпову за помощь в обработке материала наблюдений.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. W. E. Harper. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1925, 3, N 8, 198.
2. W. S. Adams. Astrophys. J., 1915, 42, 181.
3. Campbell, Moore. Publ. Lick. Obs., 1928, 16, 266, 385.
4. I. Harper. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1924, 3, N 1, 114.
5. W. E. Harper. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1935, 6, 12, 240, 257.
6. V. Hansen. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1942, 54, 142.
7. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20.
8. R. Griffin. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, 143, 381.
9. Y. Yamashita. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1967, 12, N 17, 455.
10. B. Warner, C. H. Corliss. Astrophys. J. Suppl., 1964, 8, 395.
11. М. Е. Боярчук, Н. Ф. Войханская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 41—42.
12. С. Н. Corliss, W. R. Vogman. Nat. Bur. Stand. Monogr., 1964, N 53.
13. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, 234.
14. С. Н. Corliss. J. Research. Nat. Bur. Std., 1965, 69A, N 2, 87.
15. M. Wrubel. Astrophys. J., 1949, 109, 66.
16. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 115.
17. G. Bode. Die Kontinuierliche Absorbtion von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufig. Kiel, 1965.
18. A. E. Merchant. Astrophys. J., 1967, 147, 587.
19. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Suppl. Astrophys. J., 1960, 5, N 45, 1.
20. M. Hirai. Publ. Astron. Soc. Japan, 1969, 21, 91.

СИНХРОТРОННЫЙ СПЕКТР КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

В. В. Головатый, В. И. Проник

Методом, аналогичным методу Занстра, определены спектральный индекс и величина потока энергии в спектре Крабовидной туманности за лаймановским пределом. Полученный спектр хорошо «сшивается» с оптическим спектром, исправленным за межзвездное поглощение $A_v = 1^m.6$. Сильное различие спектральных индексов в области $\lambda\lambda 912-90 \text{ \AA}$ ($\alpha = 0,6$) и в рентгеновском диапазоне при $\lambda \lesssim 12 \text{ \AA}$ ($\alpha = 1,4$) говорит о наличии излома в спектре туманности в районе частоты 10^{17} гц. Оцениваются возможные ошибки в определении величины потока и спектрального индекса.

THE SYNCHROTRON SPECTRUM OF THE CRAB NEBULA BEYOND THE LYMAN LIMIT, by V. V. Golovatyf, V. I. Pronik.—The flux density and spectral index of the Crab Nebula synchrotron radiation in the region $\lambda\lambda 912-90 \text{ \AA}$ has been obtained using well known Zanstra's method. The spectrum obtained can be very smoothly «joined» to the optical data corrected for the interstellar absorbtion, if the value $A_v = 1^m.6$ is accepted. The considerable difference of spectral indexes in the ultraviolet region $\lambda\lambda 912-90 \text{ \AA}$ ($\alpha = 0.6$) and X-ray region ($\alpha = 1.4$) indicates probably on a bend in the spectrum near the frequency of 10^{17} Hz. The probably errors of flux density and spectral index are evaluated.

Величина потока и спектральный индекс для Крабовидной туманности в области длин волн короче $\lambda 912 \text{ \AA}$ представляют интерес не только сами по себе как параметры, характеризующие часть общего спектра синхротронного излучения туманности, но и необходимы для расчета энергетического баланса и ионизации различных атомов в газовых волокнах. Отсутствие прямых наблюдений спектра в диапазоне длин волн от $\lambda 3000$ до $\lambda 1000 \text{ \AA}$ делает весьма неопределенной и ненадежной всякую экстраполяцию от видимой и близкой ультрафиолетовой областей спектра к области длин волн короче $\lambda 912 \text{ \AA}$.

В настоящей заметке сделана попытка получить спектр Крабовидной туманности за лаймановским пределом, основываясь на свечении водорода и гелия в газовых волокнах и используя для этого метод, хорошо разработанный для планетарных туманностей.

1. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ИНДЕКСА. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Используемый нами метод определения спектрального индекса в области $\lambda\lambda 912-90 \text{ \AA}$ идентичен методу Занстра для определения температуры ядер планетарных туманностей [1]. Он основан на том, что количество испущенных волокнами бальмеровских квантов (включая бальмеровский континуум) N_{Bal} должно равняться количеству L_c -квантов, поглощенных

атомами водорода $N_{q(H)}$. Аналогичные равенства должны иметь место для He I и He II. Чтобы перейти от количества поглощенных газовыми волокнами квантов к падающему на них потоку, необходимо знать оптическую толщину волокон. К счастью, наличие в спектрах волокон чрезвычайно интенсивных линий низкоионизованных атомов серы, азота и кислорода, а также интенсивной линии нейтральных атомов кислорода $\lambda 6300 \text{ \AA}$ дает основание считать, что волокна непрозрачны за пределами главных серий атомов H I, He I и He II. Будем считать, что водород ионизируется только квантами с длиной волны $912 > \lambda > 504 \text{ \AA}$, нейтральные атомы гелия поглощают только кванты с длиной волны $504 > \lambda > 228 \text{ \AA}$, а ионы He II — только кванты $228 > \lambda > 90 \text{ \AA}$. Легко сообразить, что эта упрощенная схема может привести лишь к завышению спектрального индекса. Если в действительности ионизация водорода частично осуществляется также за счет квантов второго интервала с $\lambda 504 - 228 \text{ \AA}$ или же имеет место переработка излучения из области $\lambda 504 - 228 \text{ \AA}$ в область $\lambda 912 - 504 \text{ \AA}$ (см., например, Хамер и Ситон [2]), то спектр будет более пологим. Коротковолновая граница излучения ионизирующего He II нами взята согласно Хромову [3]. Поскольку эта граница, вероятно, сделана для двух крайних случаев. Далее, предполагается, что все волокна расположены вне центральной области туманности, где генерируется жесткое синхротронное излучение, и находятся примерно на одинаковом расстоянии от центра.

2. ВЫВОД ФОРМУЛ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ИНДЕКСА

Согласно фотоэлектрическим наблюдениям О'Делла [4], интегральный поток в линии H_β от всех волокон туманности, наблюдаемый на расстоянии Земли, равен

$$F(H_\beta) = 1,24 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \text{ или } F_\nu(H_\beta) = 2 \cdot 10^{-29} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}.$$

Полное количество бальмеровских квантов, излучаемое всеми волокнами в телесном угле 4π в единицу времени, очевидно, равно

$$N_{\text{Bal}} = 4\pi r^2 \cdot k_{H_\beta} \cdot 11,2 \frac{F(H_\beta)}{h\nu_\beta}. \quad (1)$$

Здесь r — расстояние до туманности и k_{H_β} — коэффициент, учитывающий межзвездное поглощение в линии H_β ($k_{H_\beta} > 1$). Числовой коэффициент 11,2 есть отношение числа всех бальмеровских квантов (они же равны числу рекомбинаций) к числу квантов в линии H_β при $T_e \approx 17\,000^\circ$. Если бы волокна Крабовидной туманности образовывали сплошную замкнутую оболочку, то выражение (1), согласно нашим предположениям, давало бы полное количество L_c -квантов, излучаемых туманностью в интервале $\lambda 912 - 504 \text{ \AA}$. В действительности волокна «экранируют» только часть синхротронного излучения, поэтому

$$N_{q(912-504 \text{ \AA})} = 4\pi r^2 \cdot k_{\text{экр}} \cdot k_{H_\beta} \cdot 11,2 \frac{F(H_\beta)}{h\nu_\beta}. \quad (2)$$

С другой стороны, если представить спектр в виде

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha},$$

где F_{ν_0} — поток у лаймановского скачка, то это же количество квантов можно записать по-другому:

$$N_{q(912-504 \text{ \AA})} = 4\pi r^2 \int_{\nu_0(H)}^{\nu_0(\text{He I})} \frac{F_\nu d\nu}{h\nu} = 4\pi r^2 \frac{F_{\nu_0}}{h} \int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} dx. \quad (3)$$

Здесь принято обозначение $x = v/v_0(\text{H})$. Приравняв (2) и (3) и заменив для удобства единицы потоков на $\text{см}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$, получим первое уравнение Занстра, записанное для водорода:

$$F_{v_0} \int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} dx = k_{\text{ЭКР}} \cdot k_{\text{H}\beta} \cdot 11,2 F_v(\text{H}\beta). \quad (4)$$

Аналогичным образом были получены второе и третье уравнения Занстра соответственно для He I и He II:

$$(1,81)^{-\alpha} F_{v_0} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+1)} dx = k_{\text{ЭКР}} \cdot k_{\lambda 4471} \cdot 50,7 \frac{v_\beta}{v_{4471}} \frac{I_{4471(\text{He I})}}{I_{\text{H}\beta}} F_v(\text{H}\beta), \quad (5)$$

$$(4)^{-\alpha} F_{v_0} \int_1^{2,53} x^{-(\alpha+1)} dx = k_{\text{ЭКР}} \cdot k_{\lambda 4686} \cdot 9,83 \frac{v_\beta}{v_{4686}} \frac{I_{4686(\text{He II})}}{I_{\text{H}\beta}} F_v(\text{H}\beta). \quad (6)$$

Здесь по-прежнему F_{v_0} — поток у предела лаймановской серии водорода, выраженный в $\text{см}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$ (каким он должен бы быть на расстоянии Земли), и $k_{\text{ЭКР}}$ — коэффициент экранировки. Потоки в линиях $\lambda 4471$ He I и $\lambda 4686$ He II выражены через поток в линии $\text{H}\beta$ и через наблюдаемое отношение интенсивностей этих линий к интенсивности в линии $\text{H}\beta$. Последние взяты согласно Волтеру [5] и являются средними по всем волокнам:

$$\frac{I_{\lambda 4471(\text{He I})}}{I_{\text{H}\beta}} = 0,20, \quad \frac{I_{\lambda 4686(\text{He II})}}{I_{\text{H}\beta}} = 0,74.$$

Отношение числа рекомбинаций He I к числу квантов в линии $\lambda 4471$ и отношение числа рекомбинаций He II к числу квантов в линии $\lambda 4686$ взяты нами из работ Занстра [1] и Аллера и Занстра [6]. Значения коэффициентов k_λ , учитывающих межзвездное поглощение, приведены в таблице 1 как для случая $A_v = 1^m,1$ [4], которое принималось ранее, так и для $A_v = 1^m,6$ [7], которое принимается сейчас после пересмотра расстояния до Крабовидной туманности и увеличения его до 1800 пс [8, 9].

Таблица 1

	$A_v = 1^m,1$	$A_v = 1^m,6$
$k_{\text{H}\beta}$	3,16	5,35
$k_{\lambda 4686}$	3,30	5,75
$k_{\lambda 4471}$	3,58	6,25

При выводе уравнений (5) и (6) предполагается, что спектральный индекс α не меняется в интервале длин волн от 912 до 90 А .

Приняв $A_v = 1^m,6$ и разделив друг на друга уравнения (5) и (4), (6) и (4), (5) и (6), мы получим следующие три уравнения, каждое из которых определяет α в соответствующем интервале длин волн: для $\lambda 912-228 \text{ А}$

$$\frac{(1,81)^{-\alpha} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+1)} dx}{\int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} dx} = 0,98, \quad (7)$$

для $\lambda\lambda 504-90 \text{ \AA}$

$$\frac{(4)^{-\alpha} \int_1^{2,53} x^{-(\alpha+1)} dx}{(1,81)^{-\alpha} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+1)} dx} = 0,68, \quad (8)$$

для $\lambda\lambda 912-90 \text{ \AA}$

$$\frac{(4)^{-\alpha} \int_1^{2,5} x^{-(\alpha+1)} dx}{\int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} dx} = 0,66. \quad (9)$$

Найденные из (7)–(9) значения α приведены в табл. 2. Для сравнения в этой же таблице приведены значения α , вычисленные для случая

Таблица 2

Интервал длин волн, \AA	$A_v = 1^{m,6}$	$A_v = 1^{m,1}$
912–228	0,46	0,52
504–90	0,68	0,66
912–90	0,55	0,55

$A_v = 1^{m,1}$, и указаны интервалы длин волн, к которым относится спектральный индекс.

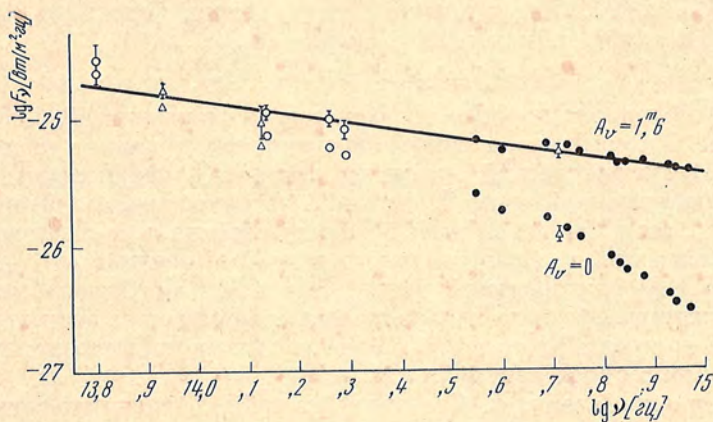
3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПОТОКА F_{v_0}

Величину потока у лаймановского скачка легко найти, используя любое из уравнений (4) – (6), если только будет известно значение $k_{\text{экр}}$. Для определения последнего мы воспользовались результатами Остерброка [10] по подсчету суммарной площади волокон в Крабовидной туманности. После исправления за эффект проекции Остерброк дает суммарную площадь для ярких волокон, равную $1,5 \cdot 10^3$ кв. сек. дуги; для слабых — $2 \cdot 10^4$ кв. сек. дуги. Последнее значение дано с точностью до $\pm 50\%$. При среднем расстоянии ярких волокон от центра туманности, равном $60''$, они «экранируют» примерно 3% излучения аморфной массы. Слабые волокна при их среднем расстоянии от центра $100''$ перехватывают около 16%. Очень возможно, что последнее значение сильно завышено, так как толщина слабых волокон находится на пределе разрешения и поэтому была принята равной $0'',5$. Таким образом, общая экранировка всеми волокнами составляет около 20%, что дает $k_{\text{экр}} \approx 5$. При этом значении $k_{\text{экр}}$ и величине межзвездного поглощения $A_v = 1^m,6$ находим

$$F_{v_0} = 1,2 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}.$$

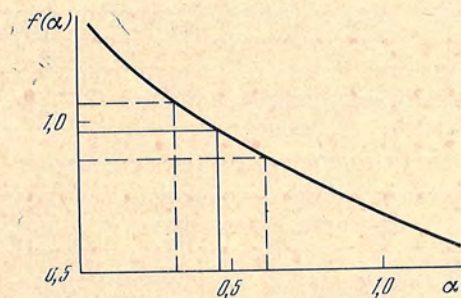
4. СРАВНЕНИЕ С ОПТИЧЕСКИМ ДИАПАЗОНОМ СПЕКТРА

Для того чтобы показать, как «сшивается» полученный нами спектр со спектром в оптическом диапазоне, мы привели последний на фиг. 1. На фигуре показан наблюдаемый спектр в диапазоне от $4,75 \text{ мкм}$ до 3000 \AA [4, 11, 12] и этот же спектр, исправленный за межзвездное поглощение, $A_v = 1^m,6$, при законе межзвездного поглощения $A_\lambda \sim \lambda^{-1}$. На фигуре видно, что весь спектр удовлетворительно представляется прямой с на-



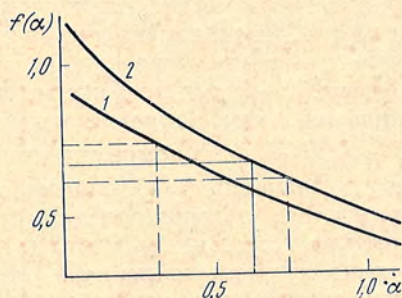
Фиг. 1. Оптический спектр Крабовидной туманности

Нижние точки — наблюдаемый спектр, верхние — исправленный за межзвездное поглощение $A_V = 1^m,6$. Черные кружки — наблюдения О'Делла [4] в видимой и ближней ультрафиолетовой областях; светлые кружки — наблюдения Беклина и Клеймана [12] в инфракрасной области; крестики — наблюдения Ней и Стейна [11]



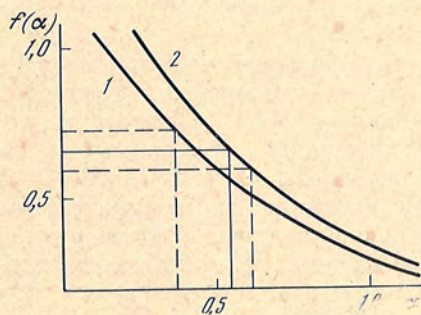
Фиг. 2. Графическое решение уравнения (7)

Штриховой линией показано, как сказывается неопределенность среднего значения $I_{4171}/I_{H\beta}$ на значении α



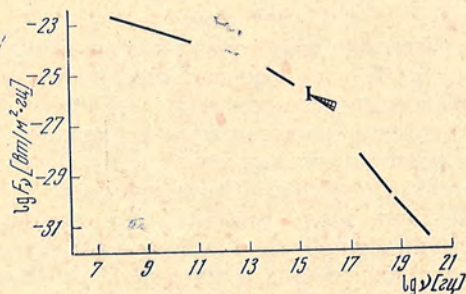
Фиг. 3. Графическое решение уравнения (8)

Кривая 1 соответствует случаю, когда коротковолновая граница ионизирующего излучения находится у 110 Å, кривая 2 — случаю у 90 Å. Штриховая линия соответствует неопределенности среднего значения $I_{4086}/I_{H\beta}$



Фиг. 4. Графическое решение уравнения (9)

Кривые 1 и 2 соответствуют тем же случаям, что и на фиг. 3. Штриховая линия неопределенности среднего значения I_{4086}/I_{4471}



Фиг. 5. Общий вид синхротронного спектра Крабовидной туманности

Длина вертикальной черты соответствует неопределенности в определении потока у лаймановского предела F_{ν_0} , заштрихованная область — неопределенности спектрального индекса

клоном $F_{\nu} \sim \nu^{-0,58}$. Продолжение этого спектра вплоть до $\lambda 912 \text{ \AA}$ дает значение потока у лаймановского скачка

$$F_{\nu_0} = 1,8 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц},$$

что, вообще говоря, хорошо согласуется со значением F_{ν_0} , полученным нами выше. Это согласие, а также совпадение спектральных индексов говорят о том, что оптический спектр и спектр за лаймановским пределом представляются одной прямой. В этом, возможно, не было бы ничего удивительного, если бы не сильное отличие спектра в рентгеновской области. Как известно, в области мягкого рентгена (начиная с 12 \AA и короче вплоть до 1 \AA) спектральный индекс $\alpha = 1,4$ [13]. Отсюда следует, что в районе частоты 10^{17} гц в спектре туманности должен существовать излом. Учитывая важность этого вопроса, мы рассмотрели всевозможные источники ошибок в определении F_{ν_0} и α .

Ошибки определения α . Как видно из табл. 2, величина межзвездного поглощения практически не влияет на значение спектрального индекса. Гораздо более чувствительно α к ошибкам в наблюдаемых отношениях интенсивностей линий $I_{\lambda 4471}(\text{He I})/I_{\text{H}\beta}$ и $I_{\lambda 4686}(\text{He II})/I_{\text{H}\beta}$. Ошибка определения среднего значения этих отношений по многим волокнам не превышает $\pm 10\%$, однако при определении интенсивностей линии $\lambda 4686 \text{ He II}$, возможно, имели место систематические ошибки. Как отмечает Волтер [5], линия $\text{He II } \lambda 4686$ блендируется линией $\text{Fe III } \lambda 4658$. Интенсивность последней оценивалась лишь приближенно. Все эти ошибки с равной вероятностью могут привести как к завышению, так и к занижению α . На фиг. 2—4, где графически представлены решения уравнений (7)—(9), показано, как влияет неопределенность в отношениях $I_{\lambda 4471}/I_{\text{H}\beta}$ и $I_{\lambda 4686}/I_{\text{H}\beta}$ на искомое значение α . Из фигур видно также, как сказывается на значении α неточность в определении коротковолновой границы излучения, поглощаемого ионами He II . Наконец, последняя ошибка, которая может иметь место в определении α , но учет которой приведет только к уменьшению α , — это ошибка, связанная с возможной ионизацией атомов водорода квантами с $\lambda < 504 \text{ \AA}$, а также переработкой (атомами He I) квантов с $\lambda < 504 \text{ \AA}$ в кванты с $\lambda > 504 \text{ \AA}$. Влияние этих процессов можно будет учесть только после того, как будет сделан расчет ионизации водорода и гелия в волокнах и определены относительные размеры зон ионизаций He и H .

Ошибки определения F_{ν_0} . Величина потока F_{ν_0} слабо зависит от принятого значения α и определяется в основном значениями коэффициентов $k_{\text{экр}}$ и k_{λ} . Ошибка в определении суммарной площади волокон [10] приводит к неопределенности в значении $k_{\text{экр}}$ от 3,3 до 10. Неопределенность коэффициента k_{λ} гораздо меньше, поэтому ею можно пренебречь. Отсюда получается, что возможные значения потоков F_{ν_0} заключены в пределах от 0,8 до $2,4 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Влияние ошибок в определении α и F_{ν_0} на общий вид спектра показано на фиг. 5, где приведен весь спектр от радио- до γ -излучения. Результаты наблюдений спектра взяты из работы Хеймса и др. [14]. Из фигуры видно, что даже учет всевозможных ошибок в определении F_{ν_0} и α , по-видимому, не может привести к плавному сшиванию спектров в области $\lambda 912—90 \text{ \AA}$ и рентгеновской. В заключение отметим, что величина излома существенно увеличивается, если считать, что рентгеновское излучение Крабовидной туманности обусловлено рассеянием на межзвездных пылинках рентгеновского излучения пульсара [15]. Изменение спектрального индекса при переходе от области $\lambda 912—90 \text{ \AA}$ к рентгену в этом случае будет существенно большим, чем 0,5, что говорит уже не о трансформации спектра в результате высвечивания релятивистских электронов, а о существовании верхней границы (или излома) в энергетическом спектре инжектируемых электронов.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. H. Zanstra. Bull. Astron. Netherl., 1960, 15, 237.
2. D. Hummer, M. Seaton. Monthly Notices Roy Astron. Soc., 1963, 125, 437; 1964, 127, 217.
3. Г. С. Хромов. Дисс. М., ГАИШ, 1965.
4. C. O'Dell. Astrophys. J., 1962, 135, 809.
5. L. Woltjer. Bull. Astron. Netherl., 1958, 14, 39.
6. L. H. Aller, H. Zanstra. Bull. Astron. Netherl., 1960, 15, 249.
7. В. В. Головатый. Астрон. цирк. Львовской астрон. общ., № 45 (в печати).
8. И. С. Шкловский. Сверхновые звезды. Изд-во «Наука», 1966.
9. V. Trimble. Astron. J., 1968, 73, 535.
10. D. Osterbrock. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1957, 69, 227.
11. E. P. Ney, W. A. Stein. Astrophys. J., 1968, 152, 383.
12. E. E. Beckin, D. E. Kleinmann. Astrophys. J., 1968, 152, 391.
13. R. Grader, R. Hill, F. Steward, A. Toor. Science, 1966, 152, 1499.
14. R. C. Haymes, D. V. Ellis, G. J. Fischman, I. D. Kurtess, W. H. Tucker. Astrophys. J., 1968, 151, 427.
15. В. И. Слыш. Доклад на сессии Академии наук СССР, май 1969 г.

РАЗМЕРЫ, АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ
И ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТАЛЕЙ
СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИК
NGC 628, NGC 4254 И NGC 5194

И. И. Проник, К. К. Чуваев

Представлены данные о размерах, абсолютных величинах и цветовых характеристиках ($K_1 = I(\lambda 3600)/I(\lambda 4350)$ и $K_2 = I(\lambda 4350)/I(\lambda 5550)$ нескольких десятков деталей спиральных ветвей трех Sc галактик: NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194 (табл. 1 и 2). Эти величины были определены по ранее выполненным [1—3] фотометрическим измерениям снимков галактик, полученных в 6—9 стеклянных и интерференционных фильтрах на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с применением ЭОП.

Большинство деталей NGC 5194, несколько самых маленьких в NGC 628 и NGC 4254 имеют такие же размер и абсолютную величину, как и самые большие и яркие рассеянные скопления или ассоциации нашей Галактики. Наиболее яркие детали спиральных ветвей этих галактик представляют собой более крупные группировки звезд. Рассмотренные детали спиральных ветвей в большинстве своем являются группами не только ранних, но и поздних звезд.

DIMENSIONS, ABSOLUTE MAGNITUDES AND COLOUR CHARACTERISTICS OF SPIRAL ARM PATCHES IN GALAXIES NGC 628, NGC 4254 AND NGC 5194, by I. Pronik, K. Chuvaev.— Dimensions, absolute magnitudes and colour characteristics ($K_1 = I(\lambda 3600)/I(\lambda 4350)$ and $K_2 = I(\lambda 4350)/I(\lambda 5550)$ for dozens of spiral arm patches belonging to Sc galaxies NGC 628, NGC 4254 and NGC 5194 are given in the tables 1 and 2. These data have been calculated using multicolour photometric measurements of photographs of the galaxies under consideration [1—3]. The photographs have been obtained on the 2,6 m. telescope of the Crimean Observatory with an image converter and 6—9 glass and interference colour filters.

Most of the patches of NGC 5194 and probably the smallest ones of NGC 628 and NGC 4254 have the same dimensions and absolute magnitudes as that of the largest and brightest open clusters or associations of our Galaxy. The brightest spiral arms patches of galaxies studied are the very large groups of stars. Most of the patches contain groups of early and late type stars too.

Ранее [1—3] мы получили распределение энергии в спектрах наиболее ярких деталей, образующих спиральную структуру галактик типа Sc: NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194. Напомним, что основой для работы служили материалы фотометрической обработки снимков галактик, полученных в 6—9 интерференционных и стеклянных фильтрах (с $\lambda_{эфф}$ 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) на 2,6-м телескопе Крымской обсерватории с использованием ЭОП. Угловое разрешение на снимках было 2". Фотометрические измерения проводились с диафрагмой, вырезающей на снимке кружок диаметром 2". Для деталей большого размера поверхностные яркости определялись как средние из нескольких измерений. При этом учитывался фон поля, прилегающего к дета-

Таблица 1

№ п/п	α, pc	M	K_1	K_2	№ п/п	α, pc	M	K_1	K_2
Детали NGC 628									
1	170	$-10^m 5$	1,1	1,2	25	150	$-10^m 0$	1,0	1,0
2	250	$-13,0$	1,7	1,3	29	100	$-9,5$	1,4	1,3
3	100	$-9,0$	1,2	1,2	32	200	$-10,5$	1,2	1,0
5	150	$-9,0$	1,0	1,0	38	100	$-9,5$	0,5	0,7
10	100	$-10,0$	1,5	1,2	39	200	$-10,5$	1,5	1,4
11	150	$-10,5$	1,3	1,1	46	150	$-10,5$	1,0	1,1
18	100	$-9,5$	1,5	1,0	48	90	$-8,0$	1,1	2,0
19	150	$-9,5$	1,2	1,3	56	110	$-10,0$	1,6	1,4
24	100	$-9,5$	1,2	1,2					
Детали NGC 4254									
2	190	$-11^m 0$	1,7	1,6	27	210	$-12^m 5$	1,2	2,1
4	190	$-11,5$	1,0	1,0	29	190	$-12,0$	1,4	1,8
5	320	$-13,0$	0,6	2,4	30	120	$-11,0$	1,2	2,1
6	210	$-12,0$	0,8	2,2	31	100	$-10,0$	0,9	2,9
9	140	$-11,0$	1,0	1,8	32	120	$-10,0$	1,1	2,3
10	210	$-12,5$	1,0	1,1	33	210	$-12,5$	1,0	2,2
11	220	$-13,0$	1,0	1,5	34	120	$-11,5$	1,2	1,3
12	280	$-13,5$	1,2	1,9	35	180	$-12,5$	1,0	1,0
14	100	$-10,0$	1,1	1,4	36	130	$-12,0$		
15	160	$-12,0$	0,8	1,7	37	120	$-12,0$	1,1	1,1
16	110	$-11,0$	0,9	1,2	38	170	$-12,5$	1,0	1,0
17	190	$-12,0$	1,1	1,6	40	120	$-11,0$	1,0	1,3
18	200	$-12,0$	1,0	2,6	42	120	$-11,5$	0,9	1,5
21	230	$-12,5$	1,2	1,4	46	150	$-11,5$	1,1	1,3
22	230	$-12,5$	1,3	1,9	48	120	$-10,5$	1,1	1,3
23	170	$-11,5$	1,3	2,0	50	230	$-12,0$	1,4	1,5
24	240	$-12,0$	1,3	1,6	51	110	$-10,5$	0,9	0,8
25	150	$-12,0$	1,2	1,4	55	130	$-11,5$	1,1	1,4
26	110	$-11,5$	1,1	1,5					
Детали NGC 5194									
1	60	$-8^m 9$	1,30	1,48	32	90	$-10^m 3$	1,24	1,39
5	45	$-8,3$	1,39	1,87	33	85	$-10,6$	1,24	1,37
6	80	$-10,1$	1,34	1,52	34	60	$-10,2$	1,40	1,80
8	60	$-8,9$	1,27	1,43	35	90	$-11,5$	1,34	1,94
9	90	$-9,7$	1,40	1,73	36	80	$-10,5$	1,34	1,68
10	65	$-10,1$	1,23	1,30	40	90	$-11,7$	1,25	1,42
11	70	$-9,5$	1,41	1,76	42	60	$-9,0$	1,33	1,41
12	90	$-11,5$	1,55	1,48	43	60	$-9,6$	1,27	1,20
13	70	$-11,0$	1,32	1,52	45	105	$-10,9$	1,38	1,58
14	90	$-9,9$	1,22	1,50	47	105	$-11,1$	1,21	1,39
18	55	$-8,4$	1,00	1,00	50	60	$-9,1$	1,46	1,86
20	80	$-10,4$	1,39	1,38	61	45	$-8,3$	1,23	1,03
23	60	$-9,1$	1,29	1,65	63	60	$-9,6$	1,33	1,65
26	45	$-8,3$	1,00	1,00	64	60	$-9,9$	0,88	1,14
27	50	$-8,8$	1,26	1,36	65	80	$-10,7$	0,89	1,50
30	65	$-10,0$	1,30	1,46	66	50	$-9,2$	1,19	1,27
31	45	$-8,4$	1,43	1,50	67	60	$-9,5$	1,16	1,39

Таблица 1 (окончание)

№ п/п	<i>a</i> , пс	<i>M</i>	<i>K</i> ₁	<i>K</i> ₂	№ п/п	<i>a</i> , пс	<i>M</i>	<i>K</i> ₁	<i>K</i> ₂
69	45	-8 ^m 7	1,11	1,44	77	60	-8 ^m 6	1,50	1,88
70	45	-8,8	1,34	1,68	78	60	-8,7	1,50	1,78
71	60	-9,2	1,50	1,57	79	60	-8,8	1,55	1,67
73	60	-9,5	1,16	1,19	82	50	-8,9	1,46	1,75
74	60	-9,2	1,09	1,31					

лям. Было показано, что в большом числе случаев с деталями, являющимися группировками звезд, ассоциируются облака светящегося водорода. При разумных предположениях относительно влияния эффекта ограниченного углового разрешения на снимках, верхний предел масс водородных образований оказался порядка $10^4 M_{\odot}$, т. е. такой же, как и у самых крупных газовых образований в окрестностях Солнца [4]¹.

Ниже излагаются дополнительные сведения о размерах, абсолютных величинах и цветовых характеристиках рассматривавшихся ранее деталей. В качестве цветовых характеристик были выбраны отношения интенсивностей

$$K_1 = \frac{I(\lambda 3600)}{I(\lambda 4350)} \text{ и } K_2 = \frac{I(\lambda 4350)}{I(\lambda 5550)},$$

вычислившиеся по полученным ранее кривым распределения энергии в спектрах деталей (калиброванных в абсолютных единицах). В тех случаях, когда мы не располагали фотографиями в области $\lambda 3600 \text{ \AA}$, кривые распределения энергии экстраполировались до этой длины волны от $\lambda 3730 \text{ \AA}$.

Интегральные абсолютные звездные величины *M* вычислялись по размерам и измеренным результирующим яркостям наиболее четких и ярких деталей в фильтре $\lambda 5280 \text{ \AA}$. При этом поглощение света как в нашей Галактике, так и внутри рассматриваемых галактик не учитывалось.

В таблице 1 приведены размеры *a*, абсолютные величины *M* и значения *K*₁ и *K*₂ для исследованных деталей. Нумерация деталей та же, что и в [1—3].

Из-за ограниченного углового разрешения на фотографиях, неопределенности размеров деталей, не имеющих четких границ, и неучитывавшейся чувствительности фотокатода по полю точность величин *M*, *K*₁ и *K*₂ невысока. Из сравнения результатов, полученных по двум снимкам, было найдено, что отдельные значения *M* могут быть ошибочны на $\pm 1^m, 0$. Аналогичным образом оцененный средний разброс значений *K*₁ и *K*₂ оказался равным $\pm 0,3$. Мы пытались сравнить абсолютные величины и цвета свыше 20 деталей NGC 5194, общих со списком Б. Е. Маркаряна [5] и не нашли уверенной корреляции. Абсолютные яркости деталей, по нашим определениям, оказались в среднем на $1^m, 5$ меньше. По-видимому, это вызвано заметной разницей угловых размеров, которые приписывались деталям, и различным учетом фона. В то время как Б. Е. Маркарян учитывал фон между спиральными ветвями, мы учитывали фон спиральных ветвей.

В табл. 2 приведены осредненные величины из табл. 1, а также использованные при вычислениях модули расстояний $-(m - M)$, по Ван ден Бергу [6], и линейный размер l'' в парсеках для каждой галактики.

¹ Ранее полученные данные о распределении энергии в спектрах деталей NGC 628 [1] были пересмотрены с учетом результатов обработки дополнительного материала наблюдений.

Как видно из табл. 1 и 2, размеры и абсолютные величины деталей коррелируют с расстоянием до галактик. Вероятнее всего, это указывает на то, что по мере увеличения расстояния мы измеряем все более крупномасштабные комплексы звезд, состоящие из группировок меньшего размера. Нетрудно заметить, что размеры и абсолютные величины большинства звездных группировок в NGC 5194, некоторых группировок в NGC 628 и, возможно, NGC 4254 похожи на размеры и абсолютные величины самых больших и наиболее ярких скоплений или ассоциаций в нашей Галактике [5, 7, 8].

Таблица 2

№ NGC	$m - M$	nc/Δ''	\bar{a}, nc	\bar{M}	\bar{K}_1	\bar{K}_2
628	29 ^m 2	35	150	-10 ^m 0	1,3	1,2
4254	30,3	55	170	-11,7	1,1	1,7
5194	28,2	20	70	-9,4	1,2	1,4

Приведенные в таблицах цветовые характеристики позволяют судить о звездном составе деталей спиральных ветвей. Если \bar{K}_1 и \bar{K}_2 сравнить со значениями K_1 и K_2 , определенных для отдельных звезд по [9] (табл.3), то оказывается, что состав звезд большинства деталей, вносящих основной вклад в свечение синей и красной областей спектра, различен. Значения величин \bar{K}_1 во всех трех галактиках соответствуют звездам типа В, тогда как значения \bar{K}_2 — звездам поздних типов А и F. Учет вклада ранних звезд в значения \bar{K}_2 приводит к тому, что они будут соответствовать еще более поздним звездам. Измеренные контрасты деталей и непосредственное рассмотрение фотографий в разных фильтрах подтверждают эти выводы. По мере перехода от фиолетовой области спектра к красной контраст деталей на фотографиях хотя и падает, но во многих случаях остается еще достаточно высоким до снимков в фильтре $\lambda 7400 \text{ \AA}$. Из непосредственного же просмотра на блинкмикроскопе пар фотографий, полученных в разных фильтрах, следует, что положения сравниваемых деталей совпадают с большой точностью ($2''$), подтверждая, что это одни и те же детали. Исключение составляют некоторые относительно крупные детали, у которых положение максимумов яркости в фильтре H_α немного отличается от положения в других фильтрах. Таким образом, большинство из исследованных нами деталей галактик являются группировками звезд не только ранних, но и поздних спектральных классов.

Вывод о существовании в звездных группировках звезд ранних и поздних спектральных классов качественно согласуется с результатом Уокера

Таблица 3

Спектральный класс	Класс светимости					
	V		III		I	
	K_1	K_2	K_1	K_2	K_1	K_2
O — B0	1,8	2,2	1,8	2,2	1,8	2,3
B5	1,0	2,1	0,9	2,0		
A0	0,5	1,9	0,5	1,9		
F0	0,6	1,3			0,3	1,6
G0	0,6	1,0				
K5	0,2	0,5	0,0	1,3		

[10], который для спиралей галактики М 33 нашел, что там красные сверхгиганты концентрируются в местах сгущений голубых гигантов.

Характеристики звездных группировок, приведенные в табл. 1, вместе с ранее найденными яркостями в линии H_{α} сопоставлялись между собой для выяснения возможных корреляций. При этом оказалось, что яркость в линии H_{α} не коррелирует ни с размером, ни с абсолютной величиной, ни с цветом. Возможно, что существует связь между величинами K_1 и K_2 во всех трех галактиках, но для ее изучения необходим более точный материал наблюдений.

В заключение можно высказать замечание, касающееся положения спиральных рукавов на снимках в фиолетовых и красных лучах. Внимательное рассмотрение наших снимков NGC 5194 показало, что наиболее ярким местам спиральных рукавов на снимках в фиолетовых лучах соответствуют наиболее яркие места и на снимках в фильтре $\lambda 7400 \text{ \AA}$. В последнем случае спиральные ветви кажутся более правильными и гладкими, но они довольно точно повторяют картину в фиолетовых лучах.

Спиральные ветви желто-зеленых звезд, обнаруженные Цвикки [11] в NGC 5194 с помощью составных фотографий, на наших снимках в красных лучах четко не выявляются. Места этих ветвей по своей яркости значительно слабее ветвей населения типа I. На снимках в фиолетовых лучах здесь видны области сильного поглощения, которые непосредственно примыкают к внутренним частям спиралей населения I. Поэтому возможно, что спиральные ветви желто-зеленых звезд Цвикки представляют собой внутренние части спиральных ветвей населения I. Они прикрыты пылью и становятся видимыми только в красных лучах.

Мы искренне благодарны А. И. Брунс за помощь в обработке материала наблюдений.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. И. И. Проник, К. К. Чувачев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 219.
2. И. И. Проник, К. К. Чувачев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 96.
3. И. И. Проник, К. К. Чувачев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 101.
4. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 148.
5. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюраканской obs., 1959, 26, 3.
6. S. van den Bergh. Publ. David Dunlap obs., 1960, 11, 159.
7. В. А. Амбарцумян. Проблемы звездной эволюции. Ереван, 1968, стр. 21.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 8, 122.
9. А. Ажусенис. Приложение к диссертации. Вильнюс, 1967.
10. M. F. Walker. Astron. J., 1964, 69, 744.
11. F. Zwicky. Morphological astronomy, 1967, p. 198.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ
В НЕВОЗМУЩЕННОЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап

Изучалось поле скоростей на различных глубинах в невозмущенной атмосфере Солнца. Записи лучевых скоростей проводились на двойном магнитографе [4] одновременно по двум спектральным линиям. Для измерения лучевых скоростей использовались следующие линии: H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, D_1 Na I, $\lambda 4554 \text{ \AA}$ Ba II, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

Найдено, что средняя по площади скорость, измеренная по указанным линиям в невозмущенной атмосфере, растет с высотой в атмосфере Солнца. Имеется хорошая корреляция между скоростями, измеренными по линиям, которые образуются на близких уровнях. По мере увеличения расстояния между уровнями, на которых возникают спектральные линии, корреляция между скоростями убывает и отсутствует между лучевыми скоростями, измеренными по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и H_{α} . Средние по площади скорости (поток, деленный на площадь), измеренные по одним и тем же линиям в слабых активных областях и невозмущенной атмосфере Солнца, примерно одинаковы.

THE VELOCITY FIELDS AT DIFFERENT LEVELS IN THE QUIET SOLAR REGIONS, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap.—The velocity fields at the different levels of quiet regions on the Sun are considered. The records of the radial velocities were made in the lines H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , Mg I $\lambda 5184 \text{ \AA}$, Ca I $\lambda 4227 \text{ \AA}$, Na I D_1 , Ba II $\lambda 4554 \text{ \AA}$, Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$, Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ with the aid of double magnetograph.

It is found that 1) mean velocity (averaged over the whole area) increases with the height outwards in the solar atmosphere. 2) There exists a good correlation between the velocities measured at adjacent layers, but the correlation decreases with the distance between the levels and it disappears for the velocities recorded in H_{α} and $\lambda 5250 \text{ \AA}$ lines. 3) The mean velocities in the active regions and in the quiet regions are approximately the same.

Изучение крупномасштабного поля скоростей в невозмущенной атмосфере ранее проводилось в лучшем случае только на двух уровнях: в фотосфере по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и в хромосфере по линии K_3 Ca II [1]. Однако эти исследования выполнены на основании разновременных измерений лучевых скоростей с помощью магнитографа [2], что могло вносить ошибки при сравнении поля скоростей на разных уровнях. Кроме того, измерения скоростей, выполненные по линии K_3 Ca II, могут иметь значительные ошибки.

Недавно мы провели изучение поля крупномасштабных скоростей на разных глубинах в активных областях на Солнце [3] по данным измерений, полученным на двойном магнитографе [4]. Использование двух решеток в оптической схеме двойного магнитографа позволяет очень легко переходить при измерениях от одной пары линий к любой другой, что весьма важно при изучении связи между скоростями на разных уровнях. Как мы ранее показали [3], в слабых активных областях, расположенных

у центрального меридиана Солнца, связь между скоростями на разных уровнях уменьшается по мере увеличения расстояния между уровнями, а средние по площади (поток, деленный на площадь) значения скоростей увеличиваются с высотой в активной атмосфере Солнца.

Здесь мы изучаем поле скоростей на разных уровнях в невозмущенной атмосфере Солнца. Наблюдения лучевых скоростей, магнитных полей и яркости мы провели в течение июня — июля 1969 г. на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории. Измерения велись по следующим спектральным линиям: H_{α} , K_3 Ca II, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I, D_1 Na I, $\lambda 4554 \text{ \AA}$ Ba II, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. Таким образом, наши измерения лучевых скоростей охватывают практически все доступные наблюдениям уровни солнечной атмосферы.

Выше мы уже говорили, что измерения лучевых скоростей велись всегда одновременно по двум линиям. Обычно на одном из фотометров ставилась линия $\lambda 6103 \text{ \AA}$, а на другом — последовательно каждая из перечисленных выше линий (кроме H_{α}). Во второй серии записей на том же фотометре, на котором устанавливалась линия $\lambda 6103 \text{ \AA}$, мы ставили линию H_{α} и снова проводили вторую серию записей лучевых скоростей в комбинации H_{α} со всеми остальными. Такая система регистрации скоростей дала возможность использовать скорости, измеренные по линиям $\lambda 6103 \text{ \AA}$ и H_{α} , в качестве опорных, по отношению к которым изучалось последовательно, как меняется связь между скоростями на разных уровнях с увеличением расстояния между ними. Первая серия записей (опорная линия $\lambda 6103 \text{ \AA}$) позволила нам изучить изменение связи между лучевыми скоростями с увеличением расстояния от фотосферы к верхней хромосфере, а вторая серия записей, наоборот, изучить изменение связи между скоростями с увеличением расстояния при переходе от верхней хромосферы к фотосфере.

При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами соседних разрезов $6''$, 7 . Скорость сканирования равнялась $1''$, 87 в секунду. Ширина и высота входной щели спектрографа составляли $0,3 \times 1,0 \text{ мм}^2$ соответственно при диаметре изображения Солнца 200 мм . Щели фотометров брались разными при записях в различных линиях [3]. Участок для измерения скоростей выбирался вблизи центра солнечного диска в том месте, где не было сколько-нибудь значительных продольных магнитных полей. Размер участка невозмущенного Солнца был при всех записях одинаковым и составлял $190'' \times 160''$. Измерения лучевых скоростей велись при хороших изображениях и вблизи минимального зенитного расстояния, чтобы уменьшить влияние атмосферной дисперсии. Всего мы сделали 22 пары записей лучевых скоростей, данные о которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1969 г.	Линии	Дата, 1969 г.	Линии
7.VI	$6103 \text{ Ca I} - K_3 \text{ Ca II}$	24.VI	$K_3 \text{ Ca II} - H_{\alpha}$
8.VI	$5250 \text{ Fe I} - H_{\alpha}$	24.VI	$K_3 \text{ Ca II} - H_{\alpha}$
8.VI	$6103 \text{ Ca I} - H_{\beta}$	25.VI	$6103 \text{ Ca I} - \lambda 5184 \text{ Mg I}$
14.VI	$5250 \text{ Fe I} - 6103 \text{ Ca I}$	25.VI	$6103 \text{ Ca I} - H_{\gamma}$
15.VI	$H_{\beta} - H_{\alpha}$	25.VI	$6103 \text{ Ca I} - H_{\delta}$
15.VI	$H_{\beta} - H_{\alpha}$	30.VI	$6103 \text{ Ca I} - H_{\delta}$
15.VI	$H_{\gamma} - H_{\alpha}$	30.VI	$6103 \text{ Ca I} - H_{\gamma}$
15.VI	$H_{\delta} - H_{\alpha}$	1.VII	$6103 \text{ Ca I} - \lambda 4554 \text{ Ba II}$
17.VI	$5184 \text{ Mg I} - H_{\alpha}$	1.VII	$6103 \text{ Ca I} - \lambda 4227 \text{ Ca I}$
17.VI	$D_1 \text{ Na I} - H_{\alpha}$	4.VII	$4227 \text{ Ca I} - H_{\alpha}$
17.VI	$6103 \text{ Ca I} - D_1 \text{ Na I}$	7.VII	$H_{\beta} - K_3 \text{ Ca II}$

В первом столбце указана дата, во втором — длины волн линий, по которым одновременно измерялись лучевые скорости.

Калибровка лучевых скоростей, измеренных по слабым линиям, выполнялась по записям сигнала скорости на восточном и западном краях Солнца, а для сильных линий, как и в [3], мы использовали также рассчитанные значения калибровки с учетом дисперсии и длины волны линии, по которой записывалась скорость. Данные измерений лучевых скоростей были представлены в виде карт.

На основании каждой карты лучевых скоростей вычислялись потоки газа, а также площади, занятые поднимающимся и опускающимся газом. Рассмотрение данных вычислений показало, что потоки опускающегося и поднимающегося газа практически равны. Также очень близки оказались и площади областей подъема и опускания. Например, по измерениям в линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ среднее значение по 11 картам отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося равно единице с точностью до третьего знака после запятой. С такой же точностью сохраняется отношение площадей, на которых происходит подъем и опускание газа. Равенство потоков и площадей получалось также по записям во всех остальных линиях.

Используя данные о потоках газа и площадях, мы вычислили средние по площади значения скоростей опускания и подъема газа. Естественно, что средние скорости подъема и опускания газа получились очень близкими. Поэтому в дальнейшем мы приняли за величину скорости на данном уровне среднее значение из скоростей подъема и опускания газа. Сравнение средних скоростей, найденных по измерениям в одних и тех же линиях, показало, что они отличаются от записи к записи незначительно. Поэтому по всем имевшимся картам, построенным по измерениям в одной и той же линии, были вычислены средние значения скорости.

Средние значения скоростей, найденные по всему материалу наблюдений, приведены в табл. 2. В первом столбце дана длина волны линии, по которой измерялись лучевые скорости, во втором — величины средних скоростей.

Таблица 2

λ	\bar{v} , м/сек	λ	\bar{v} , м/сек
H_{α}	599	4227 Ca I	195
K_{α} Ca II	374	D_1 Na I	180
H_{β}	315	4554 Ba II	101
H_{γ}	146	6103 Ca I	126
H_{δ}	224	5250 Fe I	117
5184 Mg I	223		

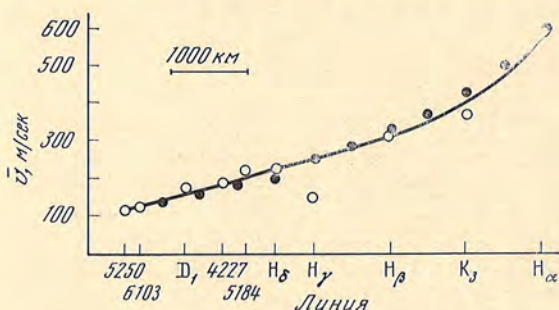
По данным табл. 2 на фиг. 1 кружками нанесены средние значения скоростей в зависимости от высоты для невозмущенной атмосферы Солнца. На фиг. 1 по оси ординат отложены средние значения скоростей, а по оси абсцисс — высоты образования соответствующих линий. Уровни образования линий, как и в [3], были взяты в основном по данным [5].

Как видно на фиг. 1, средняя по площади скорость на уровне образования линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ в невозмущенной атмосфере Солнца равна 117 м/сек. По мере перехода в более высокие слои атмосферы Солнца средняя скорость растет с высотой почти линейно до уровня образования линии H_{β} . В дальнейшем рост скорости с высотой идет быстрее, и на уровне образования линии H_{α} средняя скорость составляет 599 м/сек. На фиг. 1 также видно, что средняя скорость, измеренная по линии H_{γ} , несколько отклоняется от общего хода скорости с высотой. Причину этого отклонения нам

пока не удалось выяснить. В целом изменение средней скорости с высотой в невозмущенной атмосфере Солнца хорошо описывается выражением вида

$$\bar{v}(h) = \bar{v}_{5250} e^{h/h_0}, \quad (1)$$

где уровень образования линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ принят за начало отсчета высоты. Вычисленное по (1) изменение средней скорости с высотой, которое нанесено на фиг. 1 точками, наилучшим образом совпадает с наблюдаемым при значении параметра $h_0 = 3350 \text{ км}$. Интересно отметить, что эта величина близко соответствует среднему значению масштаба движений, который получен в [6]. Таким образом, видно, что в невозмущенной атмосфере Солнца средняя лучевая скорость растет с высотой по экспоненте. Если же принять, что средняя скорость, измеренная по линии H_γ , является реальной, то в этом случае ход средней скорости с высотой можно аппроксимировать двумя прямыми. Здесь нужны дальнейшие исследования.



Фиг. 1. Изменение с высотой средней скорости в невозмущенной атмосфере Солнца

Заметим также, что найденные нами скорости характеризуют крупномасштабное поле скоростей на Солнце. Рост скорости с высотой в атмосфере Солнца был обнаружен, в частности, в [7].

Найденное нами среднее значение скорости по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ отличается от величины средней скорости, полученной по этой же линии в [8]. Это различие связано с тем, что здесь мы определяли среднее по площади значение лучевой скорости, тогда как в [8] величина средней скорости определена по максимальным скоростям.

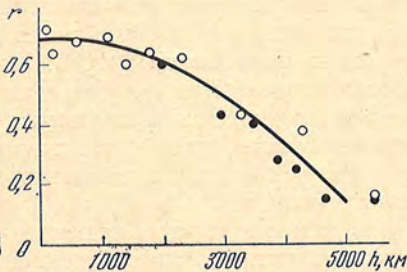
Далее по каждой паре карт, построенных на основании одновременных записей лучевых скоростей в двух линиях, на электронно-вычислительной машине вычислялись коэффициенты корреляции между лучевыми скоростями, измеренными на разных уровнях. Значения скоростей, по которым вычислялись коэффициенты корреляции, брались на обеих картах в одних и тех же местах через одинаковые интервалы, равные $6''$, $7''$. В каждом случае коэффициенты корреляции вычислялись по 682 значениям лучевых скоростей, что позволило определить их с высокой точностью. Кроме того, коэффициенты корреляции, найденные по одним и тем же парам линий, мы усреднили. Результаты вычислений коэффициентов корреляции приведены в табл. 3.

В табл. 3 в первом столбце приведены длины волн линий, использованные для записей скоростей, по которым вычислены коэффициенты корреляции, а во втором — значения коэффициентов корреляции.

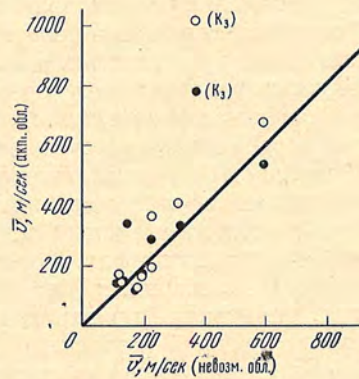
По данным табл. 3 мы построили на фиг. 2 зависимость между величиной коэффициентов корреляции и расстоянием между уровнями, на которых образуются данные линии. На фиг. 2 по оси ординат отложены значения коэффициентов корреляции, а по оси абсцисс — расстояния между уровнями образования линий. Величины коэффициентов корреляции для первой серии записей (опорная линия $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I) указаны на фиг. 2 круж-

Линии	r	Линии	r
6103 Ca I — 5250 Fe I	0,64±0,02	6103 Ca I — K ₃ Ca II	0,39±0,03
6103 Ca I — 4554 Ba II	0,72±0,04	H _α — H _β	0,61±0,02
6103 Ca I — D ₁ Na I	0,68±0,02	H _α — H _γ	0,44±0,02
6103 Ca I — 4227 Ca I	0,69±0,02	H _α — H _δ	0,40±0,04
6103 Ca I — 5184 Mg I	0,60±0,02	H _α — 5184 Mg I	0,28±0,04
6103 Ca I — H _δ	0,60±0,03	H _α — 4227 Ca I	0,25±0,04
6103 Ca I — H _γ	0,63±0,04	H _α — D ₁ Na I	0,15±0,04
6103 Ca I — H _β	0,43±0,04	H _α — 5250 Fe I	0,17±0,04

ками, а точками нанесены значения коэффициентов корреляции для второй серии записей (опорная линия H_α). Как видно из фиг. 2, а также из данных табл. 3, коэффициенты корреляции между скоростями довольно высокие, если измерения скоростей сделаны по спектральным линиям, возникающим на близких уровнях. Максимальное значение коэффициента корреляции между скоростями достигает 0,7, что хорошо совпадает с результатами [3, 9, 10] по изучению связи между скоростями на близких уровнях. По мере увеличения расстояния между уровнями, на которых образуются линии, используемые для измерения скоростей, величина коэффициентов корреляции убывает и становится очень малой (0,15) для скоростей, измеренных по линиям λ5250 Å Fe I и H_α. На фиг. 2 также видно, что значения коэффициентов корреляции для случая, когда за опорную линию взята H_α, получились несколько меньше по сравнению с величинами коэффициентов корреляции, которые вычислены для серии записей, когда за опорную линию бралась λ6103 Å Ca I.



Фиг. 2. Изменение коэффициента корреляции между скоростями с изменением расстояния между уровнями образования линий, по которым измерялись скорости



Фиг. 3. Сопоставление средних скоростей в активных и невозмущенных областях на Солнце

Однако, как видно на фиг. 2, различия между коэффициентами корреляций для обеих серий записей невелики. В целом, если пренебречь этим различием, то изменение коэффициента корреляции с увеличением расстояния между уровнями образования линий хорошо описывается выражением вида

$$r(h) = 0,7 - \left(\frac{h}{2h_0}\right)^2, \quad (2)$$

где $h_0 = 3350$ км. Таким образом, видно, что характерный масштаб, с которым связано изменение коэффициента корреляции между скоростями с высотой, в два раза больше характерного масштаба для изменений средних скоростей с высотой. Вычисленные на основании выражения (2) значения коэффициента корреляции между скоростями в зависимости от величины расстояний между уровнями образования линий нанесены сплошной линией на фиг. 2.

Рассматривая фиг. 1 и 2, можно также заметить, что линия $\lambda 4554 \text{ \AA}$ Ва II как по величине коэффициента корреляции, так и по величине средней скорости располагается в фотосфере вблизи уровней образования линий $\lambda 5250$ и $\lambda 6103 \text{ \AA}$. Аналогично из рассмотрения фиг. 1 и 2 также следует, что уровень образования линии $\text{K}_3\text{Ca II}$ находится между уровнями образования линий H_α и H_β .

Отсутствие корреляции между скоростями на уровнях образования линий H_α и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ дает основание заключить, что крупномасштабные движения в хромосфере Солнца не являются продолжением фотосферных движений типа струй. Возможно, это обусловлено тем, что существенное изменение скорости происходит на расстоянии, меньшем разности высот между уровнями, на которых образуются линии H_α и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

Характер изменения средней скорости с высотой в невозмущенной атмосфере Солнца отличается от хода плотности и температуры с высотой. Полученное увеличение скорости с высотой и изменение средней плотности, взятой по моделям, показывает, что кинетическая энергия газа на различных уровнях не является постоянной величиной.

Используя данные табл. 2 и результаты [3], мы провели также сравнение средних скоростей, которые мы нашли для слабых активных областей, со средними скоростями невозмущенных областей на Солнце. Средние скорости, найденные по одним и тем же линиям для разных активных областей, были усреднены по всем имеющимся записям.

Так как в [3] мы изучали активные области, расположенные вблизи центрального меридиана, то в них, как и в невозмущенных, мы регистрировали вертикальную составляющую лучевой скорости. Сравнение скоростей между активными и невозмущенными областями мы провели по данным измерений в одних и тех же линиях. Поскольку в активных областях существует различие между средними скоростями подъема и опускания газа, мы сравнивали средние скорости в невозмущенных областях со средними скоростями подъема и отдельно опускания газа для активных областей. Результаты сопоставления скоростей приведены на фиг. 3. На ней по оси ординат отложены средние скорости подъема и опускания газа в активных областях, а по оси абсцисс — средняя скорость в невозмущенной атмосфере. Кружки на фиг. 3 дают зависимость между средней скоростью опускания газа в активных областях и средней скоростью в невозмущенных областях, измеренной по одним и тем же линиям. Точки показывают зависимость средней скорости подъема газа в активных областях от средней скорости в невозмущенных областях Солнца. Сплошной линией проведена прямая под углом 45° к обоим осям.

На фиг. 3 видно, что все точки, за исключением точек, дающих зависимость между скоростями в линии $\text{K}_3\text{Ca II}$, располагаются вблизи прямой, проведенной под углом 45° . Отклонение точек, найденных по данным измерений в $\text{K}_3\text{Ca II}$, можно объяснить ненадежностью записей скоростей в этой линии из-за больших перепадов яркости в активных областях.

Как следует из рассмотрения фиг. 3, средние скорости, направленные по нормали к поверхности Солнца, в активных и невозмущенных областях на Солнце примерно одинаковы. В этом смысле мы не находим заметного различия между активными и невозмущенными областями. В то же время напряженность магнитного поля и величина излучаемой энергии в активных областях значительно выше. В случае равных плотностей величина кинетической энергии крупномасштабных движений в активных и невозму-

щенных областях одинакова. Приняв плотность хромосферы на уровне образования линии H_{α} $\rho = 10^{-13}$ г/см³, находим, что плотность кинетической энергии равна $4 \cdot 10^{-4}$ эрг/см³. Эта величина примерно на два порядка меньше величины энергии, излучаемой как активной, так и невозмущенной областью из единицы объема за секунду в линиях H_{α} и K_3 Ca II. Поэтому механизм нагрева активной и невозмущенной атмосферы Солнца должен быть таким, чтобы основная часть энергии переходила в излучение, а не в направленное движение газа. Последнее трудно согласовать с представлениями о нагреве атмосферы Солнца ударными волнами, так как в ударной волне тепловая и кинетическая энергия газа примерно одинаковы.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, Н. И. Райковой за помощь в обработке наблюдений и Г. А. Козловой за проведение расчетов на ЭВМ.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 154.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
3. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 15.
4. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
5. К. Де-Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
6. R. Richardson. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1940, 52, 326.
7. А. Б. Северный, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1953, 10, 9.
8. С. И. Гопасюк, Б. Калман. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 52.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 3.
10. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 111.

О КРУПНОМАСШТАБНОМ ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ
В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Б. Калман

По данным фотоэлектрических измерений проводилось изучение поля скоростей по всему диску Солнца. Измерения скоростей были выполнены на двойном магнитографе в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I с разным разрешением (высота щели спектрографа $9''$ и $27''$).

Показано, что скорости в атмосфере Солнца по направлению и величине распределены изотропно. Средний размер элементов равен $27\,000 \text{ км}$, а средняя из максимальных скорость в них — 320 м/сек . Размер элемента увеличивается с ростом максимальной скорости в нем: в области малых масштабов пропорционально максимальной скорости, а в области больших — пропорционально корню квадратному из скорости.

ON THE LARGE-SCALE VELOCITY FIELDS IN THE SOLAR PHOTOSPHERE, by S. I. Gopasyuk, B. Kalman.—The velocity fields over the whole solar disk are considered on the basis of the records of radial velocities made in the Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ and Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$ lines with the double-magnetograph. The resolution of magnetograph was $9''$ and $27''$.

It is shown that the velocities in the solar photosphere have isotropical distribution. The average diameter of the velocity cells is $27\,000 \text{ km}$, and an average peak velocity is 320 m/sec . The diameter of a cell increases with the increasing peak velocity. For smaller characteristic dimensions the diameter increases with the same rate as peak velocity does. For large characteristic dimensions it increases as square root of peak velocity.

При исследовании крупномасштабного поля скоростей в атмосфере Солнца широко используется автокорреляционный анализ. Автокорреляционные кривые, вычисленные на основании данных наблюдений, имеют вторичный максимум. Положение этого максимума в зависимости от волнового числа и определяет величину характерного размера крупномасштабного поля скоростей. Но положение вторичного максимума по данным разных авторов приходится на различные волновые числа, а следовательно, получаются различные характерные размеры крупномасштабного поля скоростей — от 6000 до $50\,000 \text{ км}$ [1—11]. Некоторые авторы [3, 6, 12, 13] сомневаются в реальности вторичных максимумов. Так, в [3, 6] показано, что вторичные максимумы на автокорреляционных кривых могут появляться вследствие сглаживания методом движущегося среднего или из-за недостаточного количества данных даже в том случае, когда начальная функция распределена совершенно случайно.

Наиболее полное изучение крупномасштабного поля скоростей выполнено в [9], где определены размеры супергранул, характер движений в них и связь их с хромосферной сеткой, наблюдаемой в линии $K_3 \text{ Ca II}$. Согласно [9], средний размер супергранул составляет $32\,000 \text{ км}$. Скорости внутри супергранул в основном горизонтальные ($\sim 450 \text{ м/сек}$) и указыва-

ют на растекание газа от их центра к периферии, где газ опускается со скоростью ~ 150 м/сек. На границах супергранул должны быть сконцентрированы магнитные поля, а в хромосфере должно наблюдаться свечение линии K_3 Ca II [9, 14, 15]. Но средний размер ячеек хромосферной сетки в линии K_3 Ca II получается разным — от 25 000 до 75 000 км [9, 16, 17]. В то же время главный максимум в распределении магнитных элементов сосредоточен в интервале 9000—12 000 км [18], а максимумы холмов магнитного поля и яркие узлы, образующие хромосферную сетку в линии K_3 Ca II, лежат на нулевых линиях лучевых скоростей [19—21]. Имеющиеся серьезные противоречия говорят о том, что дальнейшие исследования крупномасштабного поля скоростей крайне необходимы.

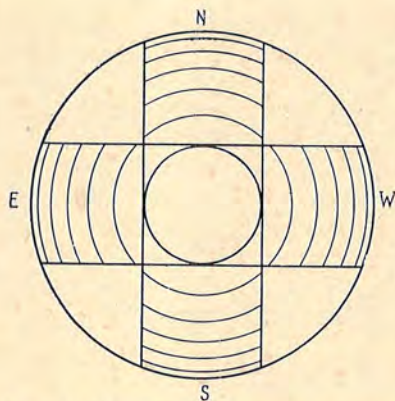
4. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКА

Материалом наблюдений послужили фотоэлектрические измерения на двойном магнитографе [22] лучевых скоростей (одновременно с измерениями продольных магнитных полей и яркости в центре линий) по всему диску Солнца. Из большого материала наблюдений мы взяли для обработки две серии записей, которые были получены на двойном магнитографе 5 и 18.X 1967 г. Эти записи были выполнены по спектральным линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I одновременно. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов, равном $60''$, так что для покрытия всего диска Солнца каждый раз было сделано 30 разрезов. Скорость сканирования составляла $4''$ в секунду. Ширина входной щели спектрографа была $0,3$ мм, а высота 3 мм 5.X 1967 г. и 1 мм 18.X 1967 г. при диаметре изображения Солнца на щели, равном 200 мм. Калибровка лучевых скоростей проведена по записям сигналов на восточном и западном краях диска Солнца дважды: в начале и в конце каждой серии записей. С помощью калибровок нами на всех разрезах сплошными линиями были проведены значения лучевой составляющей скорости вращения Солнца. Они и принимались за нулевые линии локальных лучевых скоростей. Все записи скоростей были сглажены с учетом шумов, имевших малый период и амплитуду.

Записи лучевых скоростей как с большим (18.X 1967 г.), так и с малым (5.X 1967 г.) разрешением показывают четкую периодичность по знаку и величине в изменении локальных скоростей вдоль каждого разреза. Изменение знака скоростей, как правило, происходит резко, что указывает на тесное прилегание друг к другу элементов с противоположным направлением скоростей. Периодическое чередование элементов с противоположными скоростями и величина скоростей почти не меняются при переходе от центра к краю солнечного диска.

Для детального изучения поля скоростей мы разделили диск Солнца концентрическими окружностями на семь зон: $0-20^\circ$; $20-30^\circ$; $30-40^\circ$; $40-50^\circ$; $50-60^\circ$; $60-70^\circ$; $70-90^\circ$ (фиг. 1). Центральная и самая внешняя зоны взяты по 20° , чтобы в них иметь достаточно данных для статистики.

Выяснение асимметрии в распределениях элементов в разных полушариях потребовало выбора основного направления. За основное направление мы взяли суточную параллель (а не линию, параллельную экватору, хотя $P \approx +26^\circ$) и нормаль к ней. Такой выбор основного направления обусловлен тем, что при сканировании вдоль суточной параллели эффект проекции в максимальной степени уменьшает размеры элементов при переходе от центра к краю солнечного диска в центральных разрезах. В то же время размеры элементов, лежащих на нормали к суточной параллели, которая проходит через центр диска, на наших записях не должны меняться вплоть до лимба, ибо проекция меняет размер элементов в направлении, перпендикулярном к направлению сканирования. На расстоянии 20° от центра солнечного диска величина эффекта проекции составляет всего лишь несколько процентов. Поэтому мы провели через весь диск



Фиг. 1. Схема разделения диска Солнца на зоны

две пары прямых, которыми выделены во взаимно перпендикулярных направлениях две центральные зоны по $40^\circ (\pm 20^\circ)$ каждая: одна в направлении суточной параллели (E — W), другая в перпендикулярном направлении (N — S), как показано на фиг. 1. Проведение прямых увеличило число зон до 25. Теперь каждая зона ограничена двумя параллельными прямыми и двумя соседними концентрическими окружностями. Общей зоной является центральная — $0-20^\circ$.

Фиг. 1 была приведена в соответствие с отдельными разрезами всех серий записей, для чего также использовались записи яркостей. После этого измерялись линейные размеры элементов и максималь-

ная скорость в элементах для каждой зоны в отдельности. Такие измерения были проведены по всем сериям записей. За размер элемента принималось расстояние на ленте записи между двумя соседними переходами скорости через нуль, либо от точки со значением скорости $v_{\parallel} = 0$ до точки с $|v_{\parallel}| = \min$, либо расстояние между двумя соседними минимальными значениями скорости. В двух последних случаях значение скорости внутри данного интервала должно иметь по модулю максимальное значение. Но случаи, когда размер элемента был определен по расстоянию между двумя соседними переходами скорости через нуль, составляют 90%, так что учет или неучет остальных 10% случаев не может повлиять на дальнейшие результаты, даже если для них определение размера является спорным.

Затем по данным каждой серии записей подсчитывалось полное число элементов в каждой зоне с подъемом и опусканием газа, а также находились распределения их (с учетом знака скорости) по размерам и величине максимальной скорости в них. По этим данным можно было видеть, что в каждой зоне число элементов с подъемом газа примерно равно числу элементов с опусканием газа и распределение элементов с подъемом газа по размерам и скоростям примерно такое же, как и для элементов с опусканием газа. В последнем случае концентрические зоны пришлось временно сдвинуть, т. е. брать по 20° , а самую внешнюю — 30° , чтобы иметь большее число данных в каждой зоне.

Равенство числа элементов подъема и опускания газа и примерно одинаковые их распределения по размерам и скоростям, во-первых, дают основание считать, что имеется равенство потоков поднимающегося и опускающегося газа как в отдельных зонах, так по всей полусфере Солнца. Это подтверждает правильность проведения нулевой линии локальных лучевых скоростей. Во-вторых, полученные результаты позволили нам объединить элементы с подъемом и опусканием газа в каждой зоне (фиг. 1) и построить суммарные распределения элементов по размерам и скоростям, не обращая внимания на знак скорости. Объединение элементов производилось только внутри одной серии записей. В дальнейшем мы не различаем знака скорости.

Сравнивая последние распределения элементов по размерам и скоростям в зонах северного полушария с распределениями в соответствующих зонах южного полушария, мы пришли к выводу (по каждой из серий записей в отдельности), что нет заметных систематических различий в распределении элементов поля скоростей между северным и южным полушариями, т. е. нет асимметрии. Аналогичные сопоставления были проведены между распределениями элементов по размерам и скоростям в соответствующих зонах восточного и западного полушарий. Результаты получи-

лись те же, а именно, не обнаружено явной асимметрии между восточным и западным полушариями. Последним обстоятельством мы воспользовались и объединили данные соответствующих зон северного и южного полушарий и отдельно восточного и западного полушарий. В результате число зон уменьшилось до 13: шесть зон для направления вдоль суточной параллели E — W (восточное или западное полушарие), шесть зон для направления, перпендикулярного к суточной параллели N — S (северное или южное полушарие), и одна центральная зона. Распределение числа элементов по зонам показано в таблице.

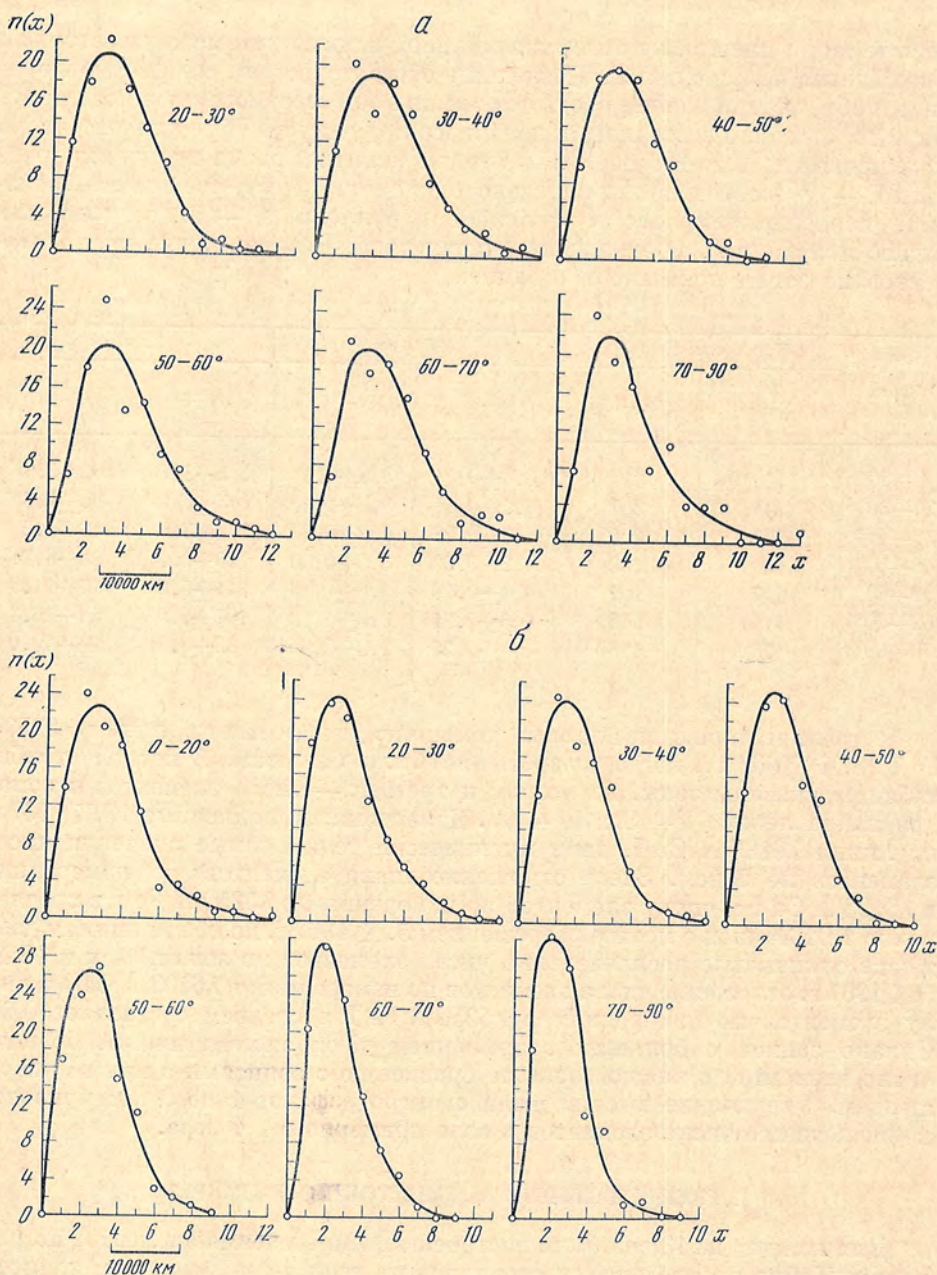
Зона	Число элементов		$I_0/2730$ км		v_0 , м/сек	
	N—S	E—W	N—S	E—W	N—S	E—W
0—20°	440	440	$3,8 \pm 0,24$	$3,8 \pm 0,24$	$105 \pm 8,1$	$105 \pm 8,1$
20—30°	205	307	$4,1 \pm 0,11$	$3,5 \pm 0,40$	$113 \pm 6,1$	$92 \pm 7,3$
30—40°	193	296	$4,3 \pm 0,28$	$3,6 \pm 0,35$	$124 \pm 8,0$	$118 \pm 4,2$
40—50°	194	232	$4,2 \pm 0,22$	$3,5 \pm 0,30$	$110 \pm 11,4$	$120 \pm 8,2$
50—60°	127	197	$4,4 \pm 0,18$	$3,3 \pm 0,28$	$114 \pm 5,2$	$117 \pm 11,9$
60—70°	119	148	$4,3 \pm 0,21$	$3,0 \pm 0,12$	$107 \pm 5,0$	$114 \pm 15,2$
70—90°	78	118	$4,1 \pm 0,21$	$2,9 \pm 0,45$	$83 \pm 6,8$	$96 \pm 12,0$

В таблице приведены данные только по измерениям в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I 18.X 1967 г., когда разрешение было большим. В первом столбце таблицы указаны зоны, во втором и третьем — число элементов в зонах для направлений N — S и E — W. Измерения, выполненные 18.X 1967 г. по линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, дали практически те же самые значения чисел элементов по зонам. Здесь отношение числа элементов по измерениям в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I к числу элементов по измерениям в $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I в среднем равно 1,01. Записи с малым разрешением 5. X 1967 г. по обеим линиям дали также одинаковые распределения чисел элементов по зонам. Как и 18.X, 5.X 1967 г. отношение числа элементов по измерениям в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I к числу элементов по измерениям в $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I в среднем составляет 0,96. Однако записи с большим разрешением дают систематически большее число элементов в каждой зоне по сравнению с записями с малым разрешением. Увеличение высоты щели спектрографа от 1 до 3 мм приводит к уменьшению числа элементов в зоне примерно в 1,4 раза.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПО РАЗМЕРАМ

Для каждой из 13 зон были построены распределения элементов по размерам. Такие распределения строились по всем четырем сериям записей. В качестве примера на фиг. 2 по измерениям 18.X 1967 г. в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I приведены распределения числа элементов по размерам для каждой зоны. По оси абсцисс отложены размеры элементов, а по оси ординат — число элементов данного размера в процентах. Через наблюдаемые значения сплошной линией проведены средние сглаженные кривые. На фиг. 2 можно видеть, что: 1) все распределения одинакового типа, 2) для направления N — S распределения почти не меняются при переходе от зоны к зоне, 3) для направления E — W кривые распределений систематически смещаются в сторону меньших размеров при переходе от центра к лимбу солнечного диска.

Аналогичные распределения элементов по размерам в соответствующих зонах были получены на основании измерений 18.X 1967 г. в линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I. Распределения, полученные по записям в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I с малым разрешением (5. X 1967 г.), также подобны между



Фиг. 2. Распределение элементов крупномасштабного поля скоростей в зонах по размерам

а — для зон в направлении N — S; б — для зон в направлении E — W

собой. Но они по сравнению с распределением фиг. 2 сдвинуты в сторону больших размеров.

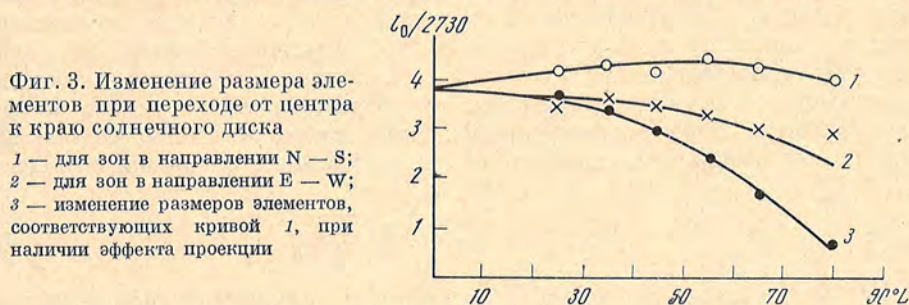
Распределения элементов по размерам (x), как оказалось, хорошо описываются функцией вида

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

Используя функцию (1) для описания кривых фиг. 2, мы определили параметр l_0 по распределениям в каждой зоне. Значения параметра l_0 и точ-

ность, с которой он найден для распределений фиг. 2, приведены в таблице — в четвертом и пятом столбцах для зон в направлениях N — S и E — W. Параметр l_0 с точностью до постоянных коэффициентов дает размеры элементов.

Значения параметра l_0 в зависимости от среднего углового расстояния зоны до центра диска Солнца нанесены на график фиг. 3. Кривая 1 дает изменение параметра l_0 при переходе от центра к краю солнечного диска в направлении N — S, т. е. в том направлении, в котором эффект проекции не уменьшает размера элементов, так как сканирование велось перпендикулярно к направлению влияния проекции. Эта кривая показывает, что параметр l_0 сначала незначительно увеличивается и достигает наибольшей величины на расстоянии 50—60° от центра диска, а затем медленно уменьшается. Кривая 2 представляет собой изменение параметра l_0 при переходе от центра к краю солнечного диска в направлении E — W, когда эффект проекции уменьшает размер элементов при сканировании.



Систематически увеличивающееся различие в значениях параметра l_0 при переходе от центра к краю солнечного диска в направлениях N — S и E — W, которое получается из сравнения кривых 1 и 2 фиг. 3, следует в первую очередь отнести к влиянию эффекта проекции. Но оказывается, что эффект проекции дает большие различия, чем мы имеем на самом деле. Это видно из сравнения кривых 2 и 3, где кривая 3 дает изменение значений параметра l_0 , соответствующих кривой 1, при наличии эффекта проекции. То, что кривая 3 на фиг. 3 все сильнее отклоняется вниз от кривой 2 при переходе к лимбу солнечного диска, может указывать на наличие реальных причин, компенсирующих отчасти эффект проекции. В частности, одной из таких причин может быть то, что элементы несколько вытянуты в направлении экватора и их вытянутость уменьшается к полюсу. Если это так, то налицо влияние вращения Солнца на крупномасштабное поле скоростей.

Выразим теперь размеры элементов через параметр l_0 . Величину параметра, соответствующую максимуму кривой распределения, принято называть наивероятнейшим размером. Чтобы найти наивероятнейший размер, нужно определить, при каком значении x кривая $n(x)$ проходит через максимум. Наивероятнейший размер элемента выражается через l_0 следующим образом:

$$x_H = \frac{l_0}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Средний размер элемента мы находим из выражения

$$\bar{x} = \frac{A \int_0^{\infty} x^2 e^{-\frac{x^2}{l_0^2}} dx}{A \int_0^{\infty} x e^{-\frac{x^2}{l_0^2}} dx} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} l_0. \quad (3)$$

Взяв из таблицы значения параметров l_0 и подставив их в выражения (2) и (3), мы тем самым вычислим наивероятнейший и средний размеры элементов одного знака скорости. Но найденные таким методом размеры элементов, очевидно, не являются истинными. Они меньше истинных, так как при сканировании щель спектрографа пересекает элементы в случайных местах. Чтобы найти истинные размеры элементов, необходимо решить интегральное уравнение Абеля с использованием функции распределения (1). А при низком разрешении надо еще учитывать эффект щели спектрографа, так как в щель может попадать сразу несколько элементов. Но 18.X разрешение при записях было высоким, и практически можно пренебречь эффектом высоты щели. Это следует хотя бы из того, что в направлении N — S значение параметра l_0 очень слабо меняется от центра к краю солнечного диска. Если предположить, что при сканировании Солнца в направлении, перпендикулярном суточной параллели, распределение элементов по размерам также описывается выражением (1) с одинаковыми значениями l_0 и оба распределения существуют независимо, то истинные размеры элементов можно найти просто. Для этого необходимо еще записать распределение типа (1) по другой координате в перпендикулярном направлении. Затем, предположив, что элемент имеет круглую форму, на основании обоих распределений можно найти истинный размер элемента r . Он выражается через наблюдаемый размер x следующим образом: $r = \sqrt{2}x$, а через l_0 :

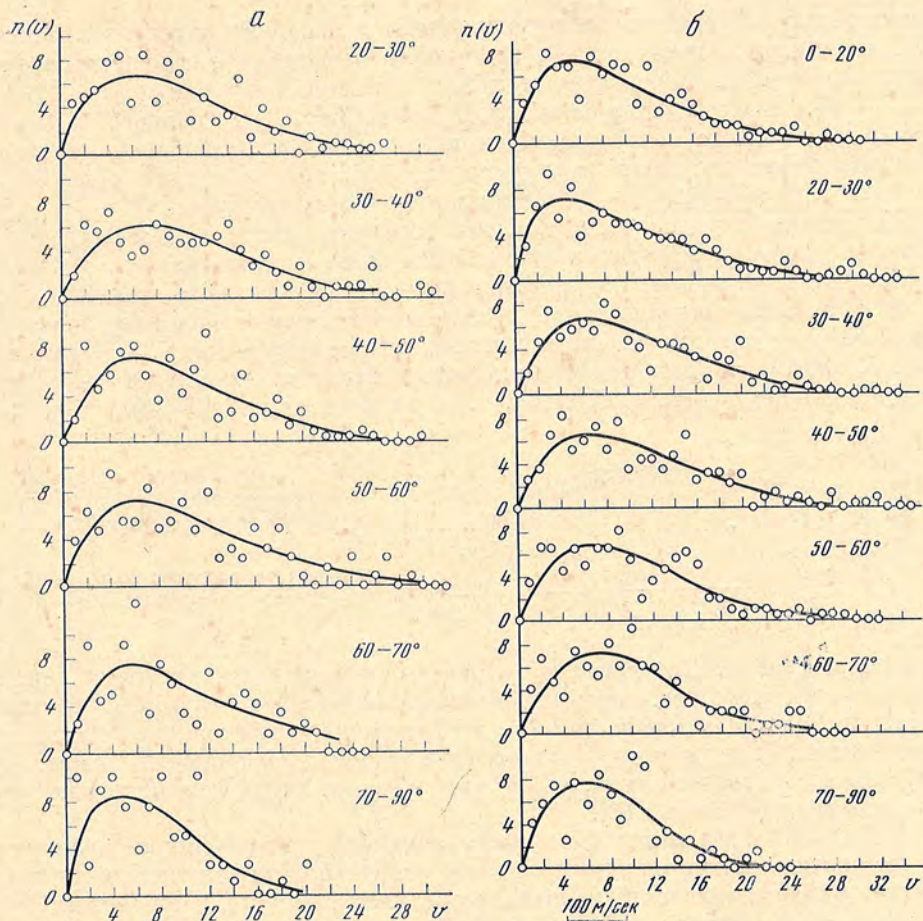
$$r_n = l_0, \quad \bar{r} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} l_0. \quad [(4)]$$

Равенство числа элементов с подъемом и опусканием газа дает основание полагать, что каждый элемент на Солнце состоит из пары элементов — один с подъемом, другой с опусканием газа. Тогда истинные размеры такого элемента равны: $D_n = 2r_n = 2l_0$ и $\bar{D} = 2\bar{r} = \sqrt{2\pi} l_0$. Беря из таблицы среднее значение $l_0 = 4 \times 2730$ км, находим, что наивероятнейший размер элемента на Солнце равен $D_n \approx 22\,000$ км, а средний размер $\bar{D} \approx 27\,000$ км. Найденный нами средний размер элементов несколько меньше среднего размера, полученного в [9]. Знание истинных размеров элементов крайне важно. Действительно, если размеры элементов в фотосфере и в хромосферной сетке, наблюдаемой в линии K_3 Ca II, окажутся разными, то это будет еще одним серьезным возражением против модели супергранул, развивавшейся в [9, 14, 15].

Так как размер элемента полностью определяется параметром l_0 , то верхняя кривая I фиг. 3 дает изменение размеров элементов (не искаженных проекцией) от центра к краю солнечного диска. Наибольший размер имеют элементы на угловом расстоянии 50—60° от центра Солнца. Это дает основание заподозрить некоторую слабую асимметрию в распределении скоростей по направлениям.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПО СКОРОСТЯМ

С целью выяснения асимметрии в распределении скоростей мы построили распределения элементов по максимальным скоростям в них для каждой зоны по всем сериям записей. В качестве примера на фиг. 4 по данным измерений 18.X в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I приведены распределения элементов по скоростям. По оси абсцисс отложены значения максимальной скорости в элементах, а по оси ординат — число элементов (в процентах) с данным значением скорости. Через наблюдаемые точки, как и на фиг. 2, проведены средние сглаженные кривые. Рядом с каждой кривой дано положение зоны на диске Солнца. Рассмотрение фиг. 4 позволяет видеть в первую очередь, что разброс точек существенно больше, чем для распределений по размерам. Это связано с тем, что здесь число интервалов примерно



Фиг. 4. Распределение элементов крупномасштабного поля скоростей в зонах по максимальным скоростям в элементах

a — для зон в направлении N — S; *b* — для зон в направлении E — W

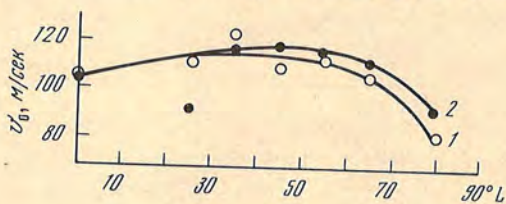
в три раза больше и, естественно, статистическая обеспеченность каждой точки ниже. Кроме того, на фиг. 4 также видно, что все распределения имеют примерно одинаковый вид и не меняются при переходе от центральных к лимбовым зонам как в направлении N — S, так и в направлении E — W. Записи 18.X по линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I дали точно такие же распределения элементов по скоростям. Сравнение распределений элементов по скоростям, полученных на основании записей 5.X в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I с малым разрешением, показывает, что они также подобны между собой. Однако распределения, полученные по данным с малым разрешением, сдвинуты в сторону меньших значений скоростей по сравнению с распределениями, приведенными на фиг. 4. Распределения элементов по скоростям, как видно из фиг. 2 и 4, отличаются по виду от распределений по размерам. Для описания кривых на фиг. 4 была подобрана функция вида

$$n(v) = Bve^{-\frac{v}{v_0}}. \quad (5)$$

Эта функция — распределение Пирсона — хорошо описывает распределение элементов по скоростям, что находится в согласии с результатами [23]. Описав каждую из кривых фиг. 4 выражением (5), мы тем самым определили для нее параметр v_0 . Параметр v_0 с точностью до постоянных

множителей совпадает с наиболее вероятнейшей и средней скоростями. Значения параметра v_0 и точность, с которой он был найден, приведены в таблице — в шестом и седьмом столбцах для зон в направлениях N — S и E — W. Значения параметра v_0 в зависимости от среднего углового расстояния зоны от центра Солнца приведены на фиг. 5. Кривая 1 показывает изменение параметра v_0 при переходе от центра к краю солнечного диска в направлении N — S, а кривая 2 — в направлении E — W. Обе кривые практически совпадают. При переходе от центра к краю солнечного диска скорость в элементах сначала медленно увеличивается, достигая наибольшего значения на расстоянии 40—60°, а затем уменьшается.

Наибольшее значение скорости только в 1,1 раза превышает значение скорости в центре диска. Сравнивая верхнюю кривую 1 фиг. 5 с кривыми фиг. 5, видим, что наибольшая скорость в элементах достигается там, где и наибольший размер элементов, т. е. на расстоянии 40—60° от центра



Фиг. 5. Изменение скоростей в элементах при переходе от центра к краю солнечного диска

1 — для зон в направлении N — S;
2 — для зон в направлении E — W

солнечного диска. Тот факт, что скорость в элементах меняется от центра к краю солнечного диска очень незначительно и на нее не влияет проекция, приводит нас к заключению об изотропном распределении скоростей в элементах. Этот результат находится в полном противоречии с выводами [9]. Здесь следует отметить, что и магнитные поля на Солнце также распределены изотропно [18].

Применив к функции (5), представляющей распределение элементов по скоростям, те же операции, что и к распределению элементов по размерам, найдем наиболее вероятную и среднюю скорости в элементах.

Наиболее вероятная скорость в элементах равна $v_n = v_0$, а средняя скорость $\bar{v} = 2v_0$. Беря из таблицы или из фиг. 5 $v_0 = 115$ м/сек, находим, что $v_n = 115$ м/сек, а $v = 230$ м/сек. Эти значения скоростей занижены по той причине, что при сканировании щель спектрографа в среднем пересекала элементы не по радиусу r , а по хорде $x = r/\sqrt{2}$. Принимая во внимание изотропное распределение скоростей в элементах и их круглую форму, мы находим, что максимальное значение лучевой скорости приходится в среднем на те места, где горизонтальная и вертикальная составляющие скоростей равны. Поэтому истинные значения скоростей в $\sqrt{2}$ раз больше приведенных нами выше. Учитывая множитель $\sqrt{2}$, мы окончательно находим, что наиболее вероятная истинная скорость равна 160 м/сек, а истинная средняя скорость — 320 м/сек. Вычисленное нами значение средней скорости больше найденного по измерениям в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I значения средней скорости в [24]. Это различие — результат того, что здесь мы получили среднюю из максимальных скоростей в элементах, тогда как в [24] дается фактически усредненная по площади элемента средняя скорость. Если мы усредним лучевую составляющую скорости, которая получается при изотропном распределении скоростей, по площади элемента и примем $\bar{v}_{\text{max}} = 320$ м/сек, то получим среднюю скорость такую же, как в [24].

4. СВЯЗЬ СКОРОСТЕЙ С РАЗМЕРАМИ

Распределения (1) и (5) позволяют аналитически установить связь между размерами элементов и максимальными скоростями в них. Для этого распределение (1) умножим на dx , а распределение (5) — на dv

и запишем в виде

$$dn(x) = A x e^{-\frac{x^2}{l_0^2}} dx, \quad (6)$$

$$dn(v) = B v e^{-\frac{v}{v_0}} dv. \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) дают теперь число элементов в зоне, имеющих размер x в интервале от x до $x + dx$ и соответственно скорость v в интервале скоростей от v до $v + dv$. В дальнейшем задача сводится к тому, чтобы найти такую функцию, например $x = f(v)$, которая преобразовывает распределение (6) тождественно в распределение (7). Если такая функция $f(v)$ существует, то распределения (6) и (7) переходят друг в друга и тогда размер элемента зависит от величины максимальной скорости в нем. Если же нет такой функции $f(v)$, то распределения независимы, а размер элемента и максимальная скорость в нем не связаны между собой.

Подставим $x = f(v)$ в распределение (6) и приравняем его распределению (7) (так как число элементов одно и то же), тогда будем иметь

$$B v e^{-\frac{v}{v_0}} dv = A f(v) e^{-\frac{f^2(v)}{l_0^2}} \frac{\partial f(v)}{\partial v} dv. \quad (8)$$

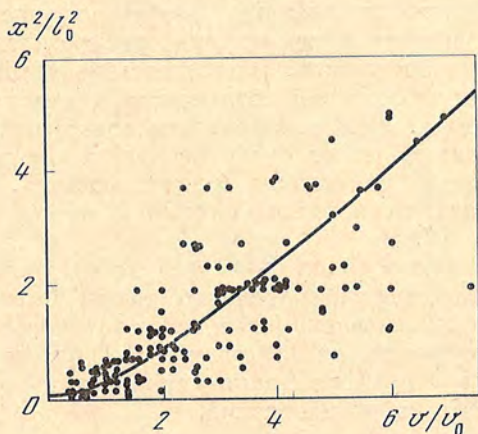
Проинтегрировав выражение (8) и подставив в него значения A и B , полученные из условий нормировки, находим, что

$$\frac{x^2}{l_0^2} = \frac{v}{v_0} - \ln\left(\frac{v}{v_0} + 1\right). \quad (9)$$

Простой подстановкой выражения (9) в (6) можно легко убедиться, что распределения (6) и (7) переходят одно в другое.

Таким образом, из выражения (9) мы видим, что существует связь между размером элемента и максимальной скоростью в нем, а именно, чем больше максимальная скорость в элементе, тем больше размер элемента. Подтверждением этому является фиг. 6, которая показывает статистическую связь между квадратом размера элементов x^2/l_0^2 и максимальной скоростью v/v_0 в нем. На фиг. 6 точками нанесены данные измерений, а сплошной линией — данные вычислений на основании выражения (9). Коэффициент корреляции относительно вычисленной кривой равен 0,62.

Выражение (9) показывает, что между размерами и скоростями элементов имеется сложная связь. При малых значениях скоростей ($v/v_0 \ll 1$)



Фиг. 6. Связь между размерами элементов и максимальными скоростями в них

Точками нанесены данные измерений, сплошной линией — данные вычислений на основании выражения (9)

в выражении (9), разлагая $\ln(v/v_0 + 1)$ в ряд и ограничиваясь членами второго порядка малости, находим

$$\frac{x}{l_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v}{v_0}. \quad (10)$$

При больших значениях скоростей, пренебрегая $\ln(v/v_0 + 1)$ по сравнению с v/v_0 , имеем

$$\frac{x^2}{l_0^2} = \frac{v}{v_0}. \quad (11)$$

Последние два выражения показывают, что в области малых масштабов размеры элементов меняются пропорционально максимальным скоростям в них. В области же больших масштабов размеры элементов слабо увеличиваются с ростом скорости. Сложная связь между размерами и скоростями в элементах (выражение (9)) не дает возможности построить единую автомоделную картину движений в атмосфере Солнца. Возможно, в атмосфере Солнца существует два типа движений — один в области малых масштабов, а другой в области больших масштабов, которые налагаются друг на друга.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение поля скоростей по всему диску Солнца по данным измерений в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I подтвердило результаты [18, 24—26] о хорошем соответствии между скоростями на обоих уровнях. Связь между скоростями на этих уровнях не ухудшается с уменьшением разрешения при записях. Увеличение высоты щели спектрографа от $9''$ до $27''$ приводит только к уменьшению числа элементов в 1,4 раза.

Число элементов с подъемом и опусканием газа одинаково. Распределения элементов с подъемом и опусканием газа по размерам одинаковы и подчиняются распределению Гаусса. Но распределения элементов по размерам, которые получены по данным измерений с малым разрешением, сдвинуты в сторону больших размеров по сравнению с распределением, полученным на основании измерений с большим разрешением. Нет асимметрии в распределении элементов по размерам между восточным и западным полушариями, а также между северным и южным полушариями. Средний размер элементов на Солнце равен $27\,000 \text{ км}$. Размер элементов убывает от центра к краю солнечного диска несколько медленнее, чем это должно быть благодаря эффекту проекции.

Распределения элементов с подъемом и опусканием газа по максимальным скоростям также близки между собой и описываются распределением Пирсона. Распределения элементов по скоростям, которые получены на основании измерений с малым разрешением, сдвинуты в сторону меньших скоростей относительно распределений по данным измерений с большим разрешением. Несоответствие распределений, построенных на основании наблюдений с большим и низким разрешениями, — результат эффекта щели. При высоте щели спектрографа $27''$ во время сканирования в щель попадает сразу несколько элементов. В результате этого число элементов и скорость их уменьшается. Этот эффект практически отсутствует для крупномасштабных элементов при наблюдениях с высотой щели $9''$.

Распределения элементов по скоростям обладают симметрией относительно центра солнечного диска. Средняя из максимальных скоростей в элементах равна 320 м/сек . Значение скорости практически не меняется при переходе от центра к краю солнечного диска. Это указывает на то, что в атмосфере Солнца скорости по величине и направлению распределены почти изотропно.

Между размером элемента и максимальной скоростью в нем имеется связь, т. е. чем больше максимальная скорость в элементе, тем больше его размер. Указание на такую связь между размером и максимальной скоростью в элементах имеется в [23], что качественно согласуется с нашими результатами. Однако аналитическая связь между размером и максимальной скоростью в нем довольно сложная.

В области малых масштабов размеры элементов меняются пропорционально максимальным скоростям в них, а в области больших масштабов — пропорционально корню квадратному из максимальной скорости. Сложная связь между размерами элементов и максимальными скоростями в них не позволяет построить единую автомодельную картину движений в атмосфере Солнца. Вероятно, в атмосфере Солнца существует два типа движений — один в области малых масштабов, а другой — в области больших.

В заключение приносим признательность академику А. Б. Северному за обсуждение результатов работы.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. R. S. Richardson, M. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, 1950, 111, 351.
2. F. N. Frenkiel, M. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, 1952, 116, 422.
3. G. Wlerick. *Smithson. Contrib. Astrophys.*, 1957, 2, N 3, 25.
4. A. B. Hart. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1956, 116, 38.
5. M. G. Adam. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, 119, 460.
6. P. Fellgett. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, 119, 475.
7. R. Howard. *Astrophys. J.*, 1962, 136, 211.
8. Г. Я. Васильева. *Изв. ГАО*, 1960, 169.
9. G. W. Simon, R. B. Leighton. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1120.
10. J. M. Beckers, E. H. Schröter. *Sol. Phys.*, 1968, 4, 165.
11. I. Appenzeller, E. H. Schröter. *Sol. Phys.*, 1968, 4, 131.
12. M. S. Uberoi. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 400.
13. M. S. Uberoi. *Astrophys. J.*, 1955, 122, 466.
14. С. Б. Пикельнер. *Астрон. ж.*, 1962, 39, 973.
15. E. N. Parker. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 226, 552.
16. J. B. Rogerson. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 204.
17. С. Б. Новиков, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, 38, 92.
18. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, 38, 3.
19. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Астрон. ж.*, 1969, 46, 925.
20. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1971, 43, 174.
21. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Астрон. ж.* 1970, 47, 1012.
22. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, 43, 465.
23. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1961, 25, 154.
24. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том*, стр. 45.
25. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1969, 40, 111.
26. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1970, 41-42, 15.

К ВОПРОСАМ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Сравниваются уравнения переноса в магнитном поле, выведенные К. Каем [1], И. Беккерсом [2] и автором [3]. Показано, что уравнения Кая неверны. В уравнениях, полученных Беккерсом, надо увеличить в два раза коэффициент аномальной дисперсии. Численно проинтегрированы уравнения переноса в поперечном магнитном поле, испытывающем скачок величины в 45° . Показано, что в этом случае должно наблюдаться расщепление линии на две с взаимобратной круговой поляризацией излучения.

ON THE THEORY OF RADIATION TRANSFER IN UNHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD, by *D. N. Rachkovsky*.—The equations of radiation transfer in the presence of magnetic field derived by K. Kai [1], I. M. Beckers [2] and the author [3] are considered. It is shown that equations by K. Kai are not correct. The coefficient of anomalous dispersion in Beckers' equations is wrong by the factor two. The transfer equations are integrated numerically when direction of pure transverse field is changing by 45° discontinuously. It is found that in this case the line is splitted into two components with opposite circular polarizations.

В последнее время опубликованы работы Кая [1], Беккерса [2], автора [3], посвященные учету аномальной дисперсии в теории переноса излучения в магнитном поле. Представляет интерес провести сравнение систем уравнений переноса, полученных этими авторами.

Первая и вторая части статьи посвящены критике уравнений, полученных в [1] и [2]. В третьей части приводятся результаты численного интегрирования уравнений, выведенных в [3] для одного случая неоднородного магнитного поля.

1. КРИТИКА УРАВНЕНИЙ, ВЫВЕДЕННЫХ КАЕМ [1]

Кай с помощью дисперсионного соотношения для магнитоактивной среды вывел уравнения переноса излучения в среде с однородным магнитным полем. Такие уравнения уже были выведены ранее тем же методом автором [4]. Уравнения, полученные Каем и нами, сильно различаются. Ниже мы покажем, что уравнения Кая неверны.

В магнитоактивной среде распространяются два колебания с комплексными векторами [4]

$$e_1 = \frac{Ax_0 + By_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}, \quad e_2 = \frac{-A^*x_0 + B^*y_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}, \quad (1)$$

где

$$\left(\frac{A}{B}\right)_{1,2} = i \frac{\frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + \cos^2 \gamma (s_1 - s_2)^2}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}, \quad (2)$$

$$s = k + im, \quad (3)$$

$$k = Nk_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(v-y)^2 + a^2} dy = Nk_0 H(a, v), \quad (4)$$

$$m = Nk_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y-v) e^{-y^2}}{(v-y)^2 + a^2} dy = 2Nk_0 F(a, v), \quad (5)$$

$$H(a, v) = \sum_{i=0}^{\infty} a^i H_i(v), \quad F(a, v) = \sum_{i=0}^{\infty} a^i F_i(v), \quad (6)$$

$$F_0 = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} f(v), \quad f(v) = e^{-v^2} \int_0^v e^{t^2} dt,$$

$$F_1(v) = v_0 e^{-v^2}, \quad F_2(v) = -\frac{v}{\sqrt{\pi}} + f(v) \frac{2v^2 - 1}{\sqrt{\pi}}. \quad (7)$$

Кай эти два колебания записывает в виде

$$\mathbf{e}_1 = b_1 \mathbf{x}_0 + ib_2 \mathbf{y}_0, \quad \mathbf{e}_2 = ib_2 \mathbf{x}_0 + b_1 \mathbf{y}_0. \quad (8)$$

Следовательно, должно быть

$$R_1 = \frac{ib_2}{b_1} = \left(\frac{A}{B}\right)_1. \quad (9)$$

Но выражение для R_1 Кай в явном виде не получил, а оно следует из соотношений А-5, А-7 [1]:

$$R = [(1 + \alpha'_{zz}) \{\mathfrak{N}^2 - (1 + \alpha'_{xx})\} + \alpha'_{xz} \alpha'_{zx}] [\alpha'_{xy} (1 + \alpha'_{zz}) - \alpha'_{xz} \alpha'_{zx}]^{-1}, \quad (10)$$

$$(1 + \alpha'_{zz}) \{\mathfrak{N}^2 - (1 + \alpha'_{xx})\} \{\mathfrak{N}^2 - (1 + \alpha'_{yy})\} + \alpha'_{xz} \alpha'_{zx} \{\mathfrak{N}^2 - (1 + \alpha'_{yy})\} + \\ + \alpha'_{yz} \alpha'_{zy} \{\mathfrak{N}^2 - (1 + \alpha'_{xx})\} - (\alpha'_{yx} \alpha'_{zy} \alpha'_{xz} + \alpha'_{zx} \alpha'_{xy} \alpha'_{yz}) - \alpha'_{xy} \alpha'_{yx} (1 + \alpha'_{zx}) = 0, \quad (11)$$

Сложность выражений (10), (11), видимо, не позволила Каю заметить, что R не чисто мнимая величина, а комплексная.

Для иллюстрации комплексности $R_{1,2}$ ниже приводится таблица:

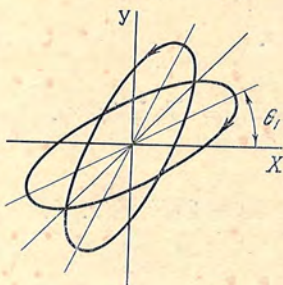
v	R_1	R_2	$ R_1 $	θ_1
0,0	0,362+0,9	0,362-0,932	1,000	45°
0,4	0,303+0,8	0,373-1,044	0,814	36°27'
0,8	0,234+0,8	0,329-1,140	0,710	29°7'
1,2	0,121+0,8	0,185-1,220	0,657	18°37'
1,6	0,130+0,1	0,206-1,242	0,631	18°37'

В первом столбце дается расстояние от центра линии v , выраженное в доплеровских полуширинах, во втором, третьем и четвертом — величины $R_{1,2}$, в пятом — угол между одной из осей эллипса и осью x .

Фиг. 1 схематически показывает относительное расположение эллипсов двух главных колебаний.

Вычисления производились по формулам (2)–(7) при значении $a = 0,2$, $\Delta v_H = 1,0$.

Итак, b_1, b_2 в (8) не вещественны, и вместо соотношений $b_1^2 + b_2^2 = 1$, $e_1 e_2^* = 0$ в [1] имеем $b_1 b_1^* + b_2 b_2^* = 1$, $e_1 e_2^* \neq 0$.



Фиг. 1. Взаимное расположение эллипсов двух главных колебаний

Поэтому связь между параметрами I, Q, V, U и I_1, I_2, I_+, I_- в [1] неверна, правильную зависимость легко получить из (17), (18) [4], положив

$$D = \frac{ib_2}{b_1}. \quad (12)$$

Дальнейшие выкладки Каа основываются на связи между параметрами I, Q, V, U и I_1, I_2, I_+, I_- , поэтому выведенные в итоге уравнения переноса в общем случае неверны. В чисто продольных и поперечных полях коэффициенты b_1 и b_2 вещественны, правильность уравнений, полученных Каа, в этих случаях не проверялась.

2. К РАБОТЕ БЕККЕРСА [2]

Беккерс применил при выводе уравнений переноса излучения в неоднородном магнитном поле метод сферы Пуанкаре и при этом допустил ошибку. Рассмотрим формулы (10') [2]. Запаздывание по фазе π -компоненты излучения равняется

$$dR_p = \frac{-\eta_0}{H(0, a)} \frac{\sin^2 \gamma}{2} F(v, a) \frac{d\tau}{\cos \theta}. \quad (13)$$

При $\theta = 0$, $\gamma = 90^\circ$, $a = 0$

$$dR_p = -k_0 \frac{F_0(v)}{2} \Delta z, \quad (14)$$

где $F_0(v)$ определено (7).

С другой стороны, согласно (8) [2]

$$n - 1 = \frac{k_0 \lambda}{2\pi} F_0(v). \quad (15)$$

Для изменения амплитуды электрического вектора только вследствие запаздывания имеем

$$E_p(z + \Delta z) = E_p(z) e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \Delta z}.$$

Подставляя сюда (15), получаем

$$E_p(z + \Delta z) = E_p(z) e^{-ik_0 F_0(v) \Delta z}.$$

Итак, правильное выражение для запаздывания компонент

$$\begin{aligned} dR_{b,r} &= -\frac{\eta_0}{H(0, a)} \frac{1 + \cos^2 \gamma}{2} F(v \pm v_H, a) \frac{d\tau}{\cos \theta}, \\ dR_p &= -\frac{\eta_0}{H(0, a)} \sin^2 \gamma F(v, a) \frac{d\tau}{\cos \theta}. \end{aligned} \quad (16)$$

В формулах (13), (14) [2] фигурирует угол $\tilde{\gamma}$, который можно исключить с помощью соотношений

$$\sin \tilde{\gamma} = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}, \quad \cos \tilde{\gamma} = \frac{2 \cos \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}. \quad (17)$$

Тогда (13), (14) [2] запишутся так:

$$\rho_R = \frac{\eta_0}{H(0, a)} \cos \gamma (F_r - F_b), \quad \rho_W = -\frac{\eta_0}{H(0, a)} \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2F_0 - F_r - F_b); \quad (18)$$

(18) вместе с функциями (19)

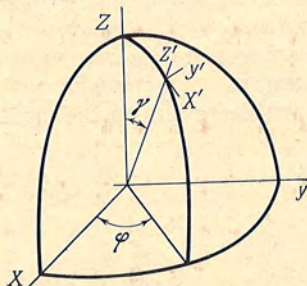
$$\begin{aligned} \eta_I &= \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_b + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma), & \eta_V &= \frac{\eta_b - \eta_r}{2} \cos \gamma, \\ \eta_Q &= \frac{\sin^2 \gamma}{4} \cos 2\chi (2\eta_p - \eta_b - \eta_r), \\ \eta_U &= \frac{\sin^2 \gamma}{4} \sin 2\chi (2\eta_p - \eta_b - \eta_r) \end{aligned} \quad (19)$$

определяют уравнения переноса

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dI}{d\tau} &= (1 + \eta_I)(I - B) + \eta_Q Q + \eta_U U + \eta_V V, \\ \cos \theta \frac{dQ}{d\tau} &= \eta_Q (I - B) + (1 + \eta_I) Q - \eta_R U + \rho_W \sin 2\chi V, \\ \cos \theta \frac{dU}{d\tau} &= \eta_U (I - B) + \rho_R Q + (1 + \eta_I) U - \rho_W \cos 2\chi V, \\ \cos \theta \frac{dV}{d\tau} &= \eta_V (I - B) - \rho_W \sin 2\chi Q + \rho_W \cos 2\chi U + (1 + \eta_I) V. \end{aligned} \quad (20)$$

Фиг. 2. Относительное расположение луча и вектора магнитной напряженности

Луч света направлен вдоль оси Z , вектор магнитной напряженности — вдоль оси Z'



Обратимся теперь к уравнениям, полученным нами в [3]. В системе координат, показанной на фиг. 2, они запишутся

$$\cos \theta \frac{d\bar{I}}{d\tau} = -\hat{\alpha} \left(\bar{I} - \frac{1}{2} \bar{B} \right), \quad (21)$$

где

$$\hat{\alpha} = \begin{bmatrix} 2 \operatorname{Re} a & 0 & -\operatorname{Im} c_1 & \operatorname{Re} c_1 \\ 0 & 2 \operatorname{Re} b & \operatorname{Im} c_2 & \operatorname{Re} c_2 \\ \operatorname{Im} c_2 & -\operatorname{Im} c_1 & \operatorname{Re}(a+b) & \operatorname{Im}(b-a) \\ \operatorname{Re} c_2 & \operatorname{Re} c_1 & \operatorname{Im}(a-b) & \operatorname{Re}(a+b) \end{bmatrix}, \quad (22)$$

$$\mathbf{B}(\tau) = B(\tau) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1}{4} [s_1 + s_2 + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\
 b &= \frac{1}{4} [s_1 + s_2 + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\
 c_1 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [i(s_1 - s_2) \cos \gamma + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\
 c_2 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [i(s_2 - s_1) \cos \gamma + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)].
 \end{aligned} \tag{24}$$

В (20) введены параметры

$$I = \overline{E_x E_x^*} + \overline{E_y E_y^*}, \quad Q = \overline{E_x E_x^*} - \overline{E_y E_y^*}, \quad V = -2\text{Im} \overline{E_x E_y^*}, \quad U = 2\text{Re} \overline{E_x E_y^*}.$$

В (21) введены параметры

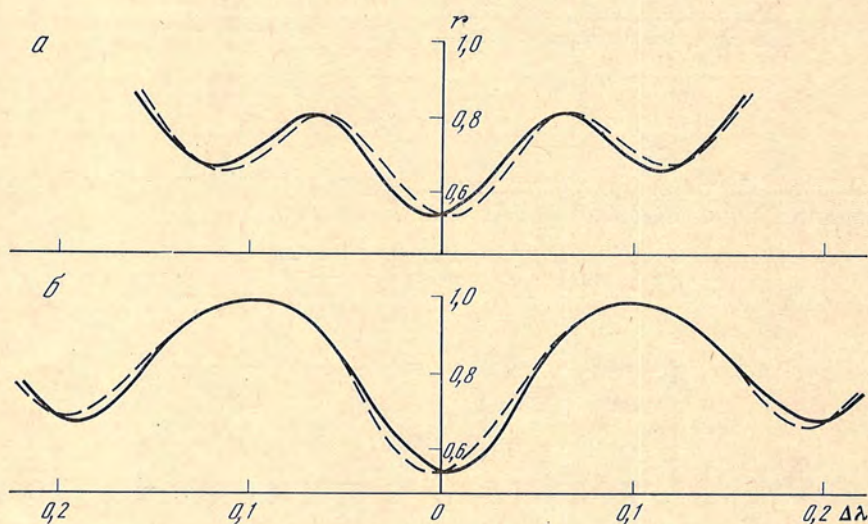
$$I_1 = \overline{E_x E_x^*}, I_2 = \overline{E_y E_y^*}, \quad V = -\sqrt{2} \text{Im} \overline{E_x E_y^*}, \quad U = \sqrt{2} \text{Re} \overline{E_x E_y^*}.$$

Не представляет труда показать, что системы (20), (21) эквивалентны при равенствах индексов

$$(0, 1, 2) = (p, r, b),$$

3. ЭФФЕКТ РАСЩЕПЛЕНИЯ π - И σ -КОМПОНЕНТ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Б. Северный [5] впервые обнаружил эффект расщепления компоненты линии $\lambda 6302 \text{ \AA}$ Fe I в сильном магнитном поле. Этот эффект он объясняет неоднородностями магнитного поля. Несколько другое объяснение было предложено автором в [4]. Расщепление объяснялось вращением Фарадея при наличии скрещенных перпендикулярных лучу магнитных полей. Однако расчеты, проведенные в этой статье, были малообоснованы, так как оптические параметры среды подобраны с тем, чтобы объяснить возможность существования этого эффекта. Применялась также теория образования линии поглощения в однородном магнитном поле.



Фиг. 3. Расщепление линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I в скрещенных под углом 45° поперечных полях

$a - H = 3000 \text{ гс}$; $b - H = 5000 \text{ гс}$. Сплошная и штриховая кривые относятся к противоположно поляризованным круговым составляющим излучения

В связи с этим было интересным применить развитую в [3] теорию переноса излучения в неоднородном магнитном поле, не задаваясь уже произвольно оптическими характеристиками среды. Единственным предположением было то, что на определенной оптической глубине, приблизительно равной глубине образования линии, происходит смена направлений магнитного поля. За модель пятна принималась модель солнечной фотосферы [6].

Объясним кратко, почему понадобилось предположение о скрещенных магнитных полях для объяснения эффекта расщепления. Известно, что коэффициент аномальной дисперсии меняет знак в центре линии. Поэтому излучение, линейно поляризованное в нижней части атмосферы пятна, подвергается в верхней части действию, аналогичному действию пластинки $\frac{1}{4}$ волны. Причем знак возникающей круговой поляризации справа и слева от центра компоненты будет различный.

Уравнение (21) численно интегрировалось методом Рунге — Куна. На глубине с $\tau = 10$ принималось

$$I(\tau) = B(\tau).$$

Фиг. 3 показывает эффект расщепления π - и σ -компоненты в свете с противоположной круговой поляризацией. Отметим, что направление смещения σ -компоненты такое же, как π -компоненты. Между тем смещение должно было быть обратным. Видимо, здесь играет роль перекрытие коэффициентов преломления для различных компонент, а также изменение $\Delta\lambda_D$ с глубиной.

Отметим также, что если изменить относительное расположение полей в верхней и нижней части атмосферы пятна на обратное, то левую и правополяризованные составляющие линии поменяются местами на фиг. 3.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. K. Kai. Publ. Astron. Soc. Japan, 1968, 20, 154.
2. I. M. Veckers. Sol. Phys., 1969.
3. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 40, 000.
4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 148.
5. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, вып. 2, 208.
6. L. R. W. Heintze, H. Hubenet, C. De Jager. Bull. Astron. Netherl., 1964, 17, 442.

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

М. Дж. Гусейнов

По 55 фраунгоферовым линиям, образующимся на разных глубинах фотосферы ($\tau = 0,004 \div 0,184$), определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H яркого образования в общей полутени группы пятен, напоминающего солнечный факел. Поляризация спектрограмма этой яркой области получена 2.IX 1961 г. с помощью эшелльного спектрографа башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Все использованные для измерения магнитного расщепления линии поглощения, за исключением пяти линий, являются нормальными триплетами Зеемана.

Исследуется изменение напряженности магнитного поля H с глубиной. Поле имеет наибольшую напряженность $H = 1150$ гс на глубине $h = 240$ км. С уменьшением глубины поле ослабевает, достигая минимума $H = 725$ гс при $h = 110$ км (вертикальный градиент $\Delta H/\Delta h = +3,3$ гс/км), а потом напряженность поля растет с высотой ($\Delta H/\Delta h = -2,1$ гс/км). На уровне $h = 50$ км напряженность поля $H = 850$ гс. С приближением к границе фотосферы — хромосфера ($h = 0$) напряженность поля снова уменьшается до $H = 600$ гс ($\Delta H/\Delta h = +5,0$ гс/км).

THE VERTICAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN BRIGHT REGION OF SUNSPOT PENUMBRA. I, by M. J. Guseynov. — The absolute magnetic field strength H is derived from the study of 55 Fraunhofer lines originating at different photospheric depths ($\tau = 0,004 \div 0,184$). Magnetic field distribution is considered in the bright formation similar to solar faculae located in the common penumbra of the sunspot group. The polarization spectrogram of this region was obtained at 2 Sept. 1961 with the aid of the echellette spectrograph of the Solar tower telescope of the Crimean observatory. All spectral lines used for magnetic splitting measurements, except 5 lines, possess normal Zeeman splitting.

A change of magnetic field strength H with depth is considered. The field has maximum strength $H = 1150$ gs at the depth $h = 240$ km and then decreasing and reaching the minimum value $H = 725$ gs at $h = 110$ km (a vertical gradient $\Delta H/\Delta h = +3,3$ gs/km). Then the field grows up again ($\Delta H/\Delta h = -2,1$ gs/km). The field strength H is equal 850 gs at the level $h = 50$ km and it is decreasing down to the value $H = 600$ gs ($\Delta H/\Delta h = +5,0$ gs/km) near the photosphere — chromosphere boundary.

Ранее нами [1, 2] изучено распределение абсолютных значений напряженности магнитного поля с глубиной в ядрах солнечных пятен по измерениям зеемановского расщепления многочисленных линий поглощения, образующихся на разных глубинах в фотосфере. Здесь мы изучаем изменение абсолютного значения напряженности магнитного поля H по глубине в яркой области внутри общей полутени группы № 251 (нумерация по «Солнечным данным» [3]) на уровне фотосферы. Вторая часть работы будет посвящена распределению H по высоте на уровне хромосферы Солнца.

На фиг. 1 приведена фотография группы № 251, сделанная на телескопе АФР-3 Симеизского отделения Крымской астрофизической обсерватории, где стрелкой указана изученная область. Яркость этого образования, напоминающего солнечный факел, в области спектра $\lambda 5200 \text{ \AA}$ на 15% превышает интенсивность непрерывного спектра невозмущенной фотосферы на том же расстоянии от центра диска Солнца.

Мы измеряли магнитное расщепление линий поглощения в спектре этого яркого образования по поляризационной спектрограмме, полученной 2.IX 1961 г. с помощью эшелювого спектрографа [4] башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории [5]. Перед щелью спектрографа стояла поляризационная насадка [6]. Условия наблюдений описаны в [1].

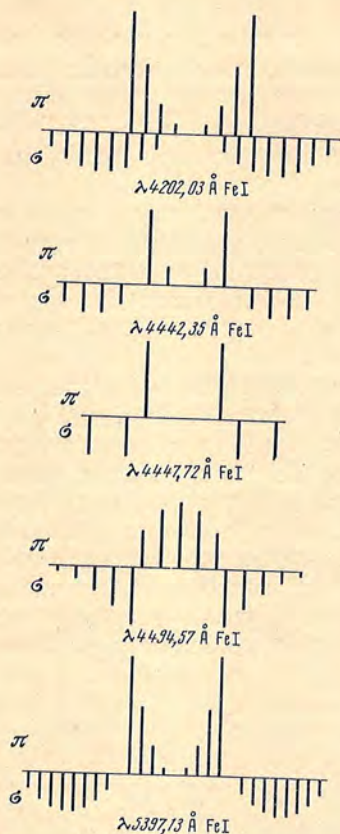
Абсолютные значения напряженности магнитного поля H определены по 55 линиям поглощения Fe I, Ti I и Ca I с известными средними глубинами образования в атмосфере Солнца, пять из которых не являются нормальными триплетами Зеемана. Эти пять линий поглощения с аномальным эффектом Зеемана мы использовали для измерения напряженности магнитного поля H вблизи границы фотосфера — хромосфера, так как для этого уровня мало триплетных линий поглощения с известными глубинами образования. В таблице приводятся некоторые данные для линий поглощения с аномальным эффектом Зеемана, а на фиг. 2 — картины их магнитного расщепления, рассчитанные нами; π -компоненты указаны

Фиг. 1. Фотография группы № 251 2.IX 1961 г. в белом свете



наверху, а σ -компоненты внизу, длина прямых соответствует относительной интенсивности подкомпонент. Схемы магнитного расщепления и интенсивности подкомпонент вычислены по способу, описанному в [7]. На фиг. — интенсивности компонент соответствуют случаю поперечного магнитного поля. При наблюдении вдоль направления поля (продольное поле) интенсивность π -компонент равна нулю, а интенсивность σ -компонент становится в два раза больше, чем при поперечном магнитном поле. Но относительная интенсивность подкомпонент внутри лево- и правокруговой поляриза-

Элемент, линия, λ , \AA	Мультиплет		$g_{\text{эфф}}$	$g_{\text{эфф}} \cdot \lambda^2 \cdot 10^{10}$, cm^2	Схема магнитного расщепления
	номер	обозначение			
Fe I					
5397,131	15	$a^5F_4 - z^5D_1^0$	1,425	41,4	$\frac{\pm(3)(6)(9)(12)18, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39}{20}$
4494,568	68	$a^5P_2 - x^5D_3^0$	1,467	21,6	$\frac{\pm(0)(2)(4)5, 7, 9, 11, 13}{6}$
4447,722	68	$a^5P_1 - x^5D_1^0$	2,000	39,6	$\frac{\pm(2)3, 5}{2}$
4442,349	68	$a^5P_2 - x^5D_2^0$	1,667	32,8	$\frac{\pm(2)(4)7, 9, 11, 13}{6}$
4202,031	42	$a^3F_4 - z^3G_1^0$	1,150	20,2	$\frac{\pm(4)(8)(12)(16)9, 13, 17, 21, 25, 29, 33, 37}{20}$



Фиг. 2. Картины магнитного расщепления используемых линий поглощения с аномальным эффектом Зеемана

ций останется такой же, как при наблюдении поперек поля.

В связи с использованием сильных линий поглощения с аномальным эффектом Зеемана все измерения были проведены по регистраграммам, записанным на микрофотометре МФ-4 примерно со стократным увеличением. Относительное смещение длинно- и коротковолновых σ -компонент (соответственно σ_r и σ_v) линий поглощения на двух соседних полосках поляризационной спектрограммы измерялось по 3—5 парам регистраграмм. Каждая пара регистраграмм получалась следующим образом. Для определения относительного смещения σ_r и σ_v необходимо иметь общий для обеих компонент репер. Таким репером могли служить теллурические линии. К сожалению, только в случае $\lambda 6302,5 \text{ \AA Fe I}$ мы можем воспользоваться теллурической линией, находящейся поблизости. Поэтому, хотя фотометрические разрезы σ_r и σ_v регистрировались раздельно, с целью выбора общего репера вторую запись в каждой паре мы начинали повторением начальной части первой записи, после чего переходили к записи спектра по соседней полоске. Переход от одной полоски к соседней осуществлялся с помощью перемещения ограничителей высоты щели фотометра, так как на МФ-4 нет точного движения нижней каретки поперек дисперсии. Ясно, что при таком способе записи необходимо с большой точностью выставлять щель фотометра параллельно фраунгоферовым линиям, в против-

ном случае может появиться значительное ложное смещение σ_r - и σ_v -компонент относительно друг друга, которое исказит результаты определения напряженности магнитного поля. Исследование показало, что при переходе от одной полоски к соседней упомянутое смещение находится в пределах $\pm (0,2 - 0,3) \text{ мм}$ на регистраграммах. Эта ошибка примерно вдвое больше ошибки измерения расстояния между двумя теллурическими линиями на регистраграммах: $\pm (0,1 - 0,2) \text{ мм}$.

Было изучено влияние доплеровских смещений линий поглощения на результаты измерений напряженности магнитного поля. Для этого по указанному способу по тем же соседним полоскам поляризационной спектрограммы, где измерялась напряженность магнитного поля, записывались немагнитные (фактор Ланде $g = 0$) линии поглощения нейтрального железа $\lambda 5123,7$, $\lambda 5434,5$, $\lambda 5576,1$ и $\lambda 5691,5 \text{ \AA}$. Кроме них, по обычной (без поляризационной насадки перед щелью спектрографа) эшелювой спектрограмме исследуемого яркого образования регистрировалось несколько линий поглощения с разными глубинами образования. Эти записи делались в местах спектра, приблизительно соответствующих изучаемым полоскам поляризационной спектрограммы. Измерение показало, что разница лучевых скоростей в исследуемых местах яркого образования незначительна: на регистраграммах смещение равно $\pm (0,1 - 0,3) \text{ мм}$. Поэтому влиянием лучевых скоростей на результаты определения напряженности магнитного поля можно пренебречь.

Таким образом, средняя ошибка определений напряженности магнитного поля H находится в пределах $\delta H = \pm 50 \div 100 \text{ гс}$ в зависимости

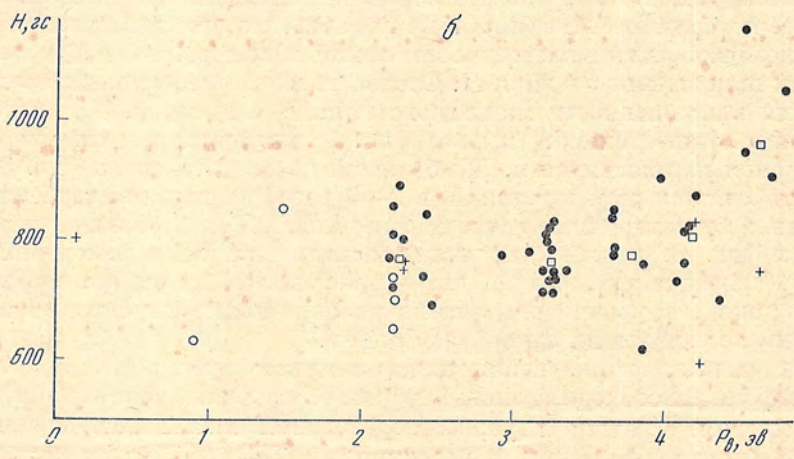
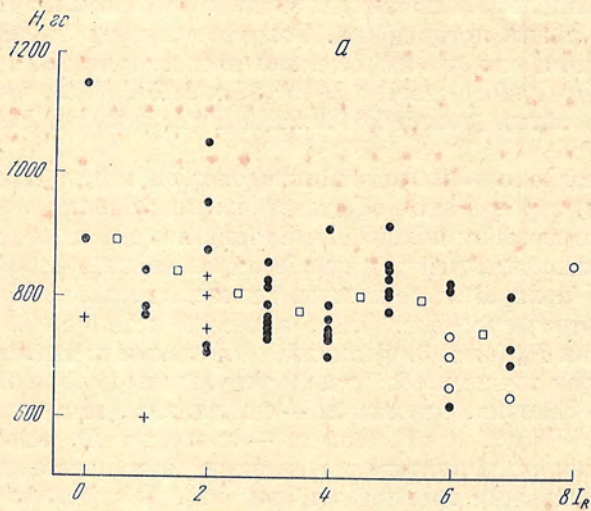
от линейной дисперсии на данной полоске эшельной спектрограммы и значений $g\lambda^2$ для измеряемой линии поглощения. Только для трех линий, использованных нами, средняя ошибка значительно превосходит 100 *гс*. Это линии поглощения нейтрального железа $\lambda 4494,57$ и $\lambda 202,04 \text{ \AA}$, для которых $\delta H = \pm 150 \text{ гс}$, а также линия $\lambda 6469,21 \text{ \AA}$ Fe I, для которой $\delta H = \pm 200 \text{ гс}$.

Нужно отметить, что еще одним из источников ошибок могла быть атмосферная дисперсия. Но, заранее зная об этом, материал наблюдений мы получали при достаточно высоком положении Солнца над горизонтом.

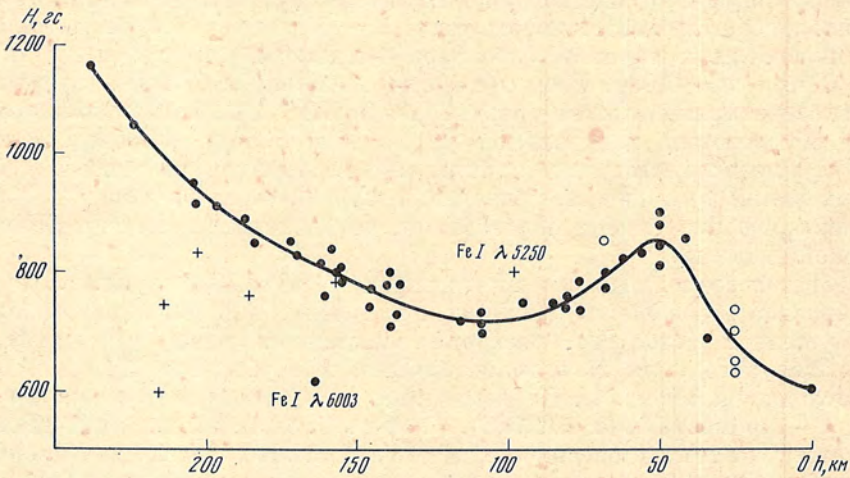
Мы построили графики зависимостей между абсолютными значениями напряженности магнитного поля H и роуландовскими интенсивностями I_R для невозмущенной фотосферы (фиг. 3, а), а также потенциалами возбуждения нижнего уровня P_v (фиг. 3, б) линий поглощения нейтрального железа. На этих фигурах точками обозначены результаты измерений по нормальным триплетам Зеемана, кружками — по линиям, имеющим аномальный зеемановский эффект, а крестиками — значения H , определенные по интеркомбинационным линиям поглощения (эти последние линии тоже являются нормальными триплетами Зеемана). Из рассмотрения фиг. 3, а следует, что в среднем слабые линии показывают несколько большее поле, чем сильные. А из фиг. 3, б можно заметить, что с увеличением потенциала возбуждения нижнего уровня линий поглощения с $P_v > 3 \text{ эв}$ повышается и напряженность поля H . Следовательно, имеется некоторый ход изменения напряженности магнитного поля H с высотой. Для того чтобы это было лучше видно, мы на фиг. 3 квадратиками отметили средние значения напряженности. Но большой разброс точек на фиг. 3, превышающий ошибки определения H в 2—3 раза, не позволяет убедительно судить о характере изменения H с глубиной. Такой большой разброс точек на фиг. 3, который нельзя объяснить ошибками измерений, по-видимому, связан с тем, что ни интенсивности линий, ни потенциал возбуждения нижнего уровня однозначно не определяют глубину образования линий поглощения в атмосфере Солнца.

Для более детального изучения изменения напряженности магнитного поля с глубиной необходимо знать глубины образования используемых линий поглощения. Средние глубины образования линий поглощения нейтрального железа и титана для невозмущенной фотосферы определены И. А. Аслановым и др. [8, 9]. Принимая значения средних оптических глубин используемых линий поглощения Fe I и Ti I в невозмущенной фотосфере, приведенные в [8, 9], мы определили их геометрические глубины эффективных образований h по Бильдербергской модели [10]. Но, если в Бильдербергской модели фотосферы $h = 0$ при $\tau = 1,0$, мы начало отсчета перенесли к границе фотосферы — хромосферы, т. е. приняли, что $h = 0$ при $\tau = 0,004$. Геометрические глубины всех используемых линий мы отсчитывали от этого уровня. Для $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$ Ca I мы используем глубину образования центральной части этой линии, определенную в [11]. Интересно отметить, что глубины образования центральных частей некоторых линий поглощения, приведенные в [11], очень близки к значениям геометрических глубин образования, определенным нами по Бильдербергской модели.

Пренебрегая возможным несовпадением геометрических глубин эффективных уровней образования выходящего излучения в ярком образовании и невозмущенной фотосфере, построим зависимость между напряженностью магнитного поля H и геометрическими глубинами образования линий поглощения h (фиг. 4). На оси абсцисс $h = 0$ соответствует границе фотосфера — хромосфера ($\tau = 0,004$). На фиг. 4 точки, кружки и крестики соответствуют тем же обозначениям на фиг. 3. Но здесь добавлены результаты измерений по трем линиям нейтрального титана и по линии $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$ Ca I. Все эти четыре линии поглощения являются нормальными триплетами Зеемана.



Фиг. 3. Зависимость между напряженностью магнитного поля H , роуландовской интенсивностью линий поглощения (а) и потенциалом возбуждения нижнего уровня линий поглощения (б)



Фиг. 4. Распределение напряженности магнитного поля H с глубиной в ярком образовании активной области

Из рассмотрения фиг. 5 следует, что магнитное поле исследуемого яркого образования имеет наибольшую напряженность $H = 1150$ гс на глубине $h = 240$ км. С уменьшением глубины поле ослабевает, достигая минимума $H = 725$ гс при $h = 110$ км (вертикальный градиент $\Delta H/\Delta h = + 3,3$ гс/км), а затем до глубины $h = 50$ км напряженность поля растет с высотой ($\Delta H/\Delta h = - 2,1$ гс/км). На уровне $h = 50$ км напряженность поля $H = 850$ гс. С приближением к границе фотосферы — хромосферы ($h = 0$) напряженность поля снова уменьшается до $H = 600$ гс ($\Delta H/\Delta h = + 5,0$ гс/км). Следовательно, в ярком образовании с глубиной изменяются как численные значения, так и знак вертикального градиента напряженности магнитного поля.

По непонятным причинам сильно отскочила напряженность магнитного поля H , определенная по линии $\lambda 6003 \text{ \AA}$ Fe I (для этой линии имеется экспериментальное значение фактора Ланде g , которое очень близко к теоретическому значению). От средней кривой $H(h)$ отскочили также измерения H по интеркомбинационным линиям. Возможно, это связано с тем, что для таких линий среднюю оптическую глубину образования нельзя определить так же, как для обычных линий поглощения. Уместно отметить, что для линии $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$ Fe I по [8] $\tau_{\text{ср}} = 0,020$, что по Бильдербергской модели дает $h = 98$ км ($h = 0$ при $\tau = 0,004$). А по определениям [11] для этой линии $h = 160$ км. При таком значении глубины образования результат измерения H по линии $\lambda 5250$ очень близко подходит к средней кривой $H(h)$ на фиг. 4.

Интересными фактами являются как существование сильного магнитного поля в ярком образовании, так и сверхтонкой структуры этого поля по высоте. Такая сверхтонкая структура сильного магнитного поля по высоте по сравнению с горизонтальной структурой нам не совсем ясна. Возможно, что различие связано с различным пространственным разрешением. Например, численные значения вертикальных градиентов напряженности магнитного поля, определенные нами здесь, хорошо согласуются с горизонтальными градиентами магнитного поля пор и мелких пятен, найденными в [12] с помощью материала наблюдений, полученного при хороших условиях с большим разрешением.

Удивляет очень маленький линейный размер вертикальной структуры магнитного поля около уровня $h = 50$ км. Возможно, это связано с различием физических условий в ярком образовании (фотосферном факеле) и невозмущенной фотосфере, где одни и те же линии поглощения могут образовываться на разных глубинах. Поэтому вопрос о возможности применения геометрических глубин образования линий поглощения в невозмущенной фотосфере при изучении изменения магнитного поля в факеле с высотой довольно спорный. Известно, что изменение температуры с высотой в факеле и невозмущенной фотосфере различно. Если принять модель факела, приведенную в [13], то видно, что на оптических глубинах $\tau \approx 0,01 \div 0,30$ температура факела на $100-300^\circ$ выше температуры невозмущенной фотосферы на той же оптической глубине, хотя газовое и электронное давления примерно равны фотосферным. Но Роджерсоном найдено [14], что в областях факелов слои, располагающиеся выше уровня $\tau = 0,30$, имеют температуру примерно на 900° более высокую, чем в невозмущенных местах. Такие различия температуры факела и невозмущенной фотосферы на одном и том же уровне, разумеется, приведут к разным глубинам образований одних и тех же линий поглощения. Поэтому не исключено, что появление горба на уровне $h = 50$ км на кривой распределения напряженности магнитного поля яркого образования с глубиной (фиг. 4) связано с применением фотосферных глубин образования линий поглощения для факела.

Выражаю глубокую благодарность академику А. Б. Северному за подробное обсуждение работы и ценные советы.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 253.
2. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 89.
3. Солнечные данные, 1961, 9, 33.
4. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 31.
6. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1956, 16, 3.
7. А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры, т. I. М., 1956, стр. 420, 467.
8. И. А. Асланов. Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца. Баку, Изд-во АН Азерб. ССР, 1965.
9. И. А. Асланов, Ю. Д. Давидов, И. Салманов. Сообщ. Шемахинской астрофиз. obs., вып. IV (Физика Солнца), 1965, 44.
10. O. G i n g e r i c h, C. d e J a g e r. Solar Phys., 1968, 3, 1, 5.
11. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
12. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 21
13. M. R e i c h e l. Zs. Astrophys., 1953, 33, 79.
14. J. V. R o g e r s o n. Astrophys. J., 1961, 134, 331.

СИСТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ
ВЕКТОРА \mathbf{H} МАГНИТОГРАФОМ КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

В. А. Котов

Рассмотрено влияние эффективной асимметрии спектральной линии $\lambda 5250$, возникающей в схеме регистрации H_{\perp} при сильных продольных полях, на точность измерений вектора \mathbf{H} крымским магнитографом. При $H_{\parallel} \lesssim 1000$ гс этот эффект несуществен, но для больших H_{\parallel} ошибки в определении компонент поля и азимута χ могут быть значительными. Аналогичные значения сдвига линии относительно щелей фотометра при сильных H_{\parallel} и ошибок составляющих \mathbf{H} характерны для магнитографа ИЗМИРАН. Однако реальные ошибки, по-видимому, значительно ниже, поскольку наблюдаемые фиктивные скорости в пятнах существенно меньше рассчитанных.

THE SYSTEMATIC ERRORS OF THE TOTAL VECTOR \mathbf{H} OF MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS BY CAO MAGNETOGRAPH, by V. A. Kotov.—The influence of some «effective» asymmetry (miscentering) of the spectral line $\lambda 5250$ on the accuracy of the total vector \mathbf{H} of magnetic field is considered for the measurements with the Crimean magnetograph. This asymmetry appears in the arrangement for H_{\perp} records if the longitudinal field is strong. It is shown that for the strength of the longitudinal field $H_{\parallel} \lesssim 1000$ G this effect is not significant, but for the larger values of H_{\parallel} -field the errors of H_{\parallel} , H_{\perp} components and azimuth χ can be appreciable. The same effects of the spectral line miscentering are typical for the IZMIRAN magnetograph. But there is some evidence, that the errors are overestimated as the observed fictitious Doppler velocity in sunspots is much smaller than that obtained from the present calculations.

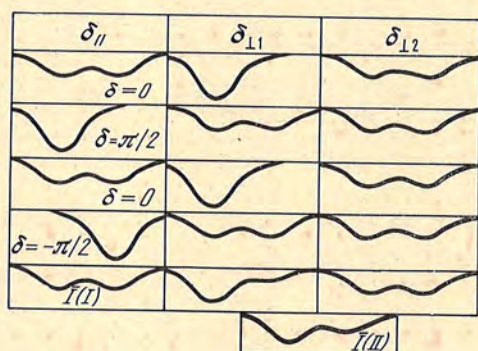
В настоящее время разработаны различные конструкции солнечных магнитографов [1], позволяющие регистрировать все три компоненты вектора \mathbf{H} . Однако эти измерения отягощены рядом систематических погрешностей, которые следует учитывать при интерпретации наблюдений. Влияние неточностей изготовления и юстировки элементов электрооптического модулятора (ЭОМ) на точность регистрации лучевой скорости и составляющих магнитного поля для некоторых типов ЭОМ подробно рассмотрено Г. В. Куклиным [2]. Он показал, что более сложные оптические схемы (например, магнитограф СиБИЗМИР [3]) требуют более высокого качества изготовления и юстировки элементов ЭОМ, особенно пластинок $\lambda/4$; варианты оптимального ЭОМ, видимо, вообще обладают неизбежными значительными ошибками при измерении поперечных полей. Вследствие простоты конструкции ЭОМ магнитографа КрАО в схеме одновременной регистрации компонент поля [4] соответствующие погрешности этого магнитографа значительно меньше, чем у магнитографа СиБИЗМИР. Так, например, по расчетам Г. В. Куклина систематические ошибки в измерении H_{\perp} , обусловленные неточностями элементов ЭОМ

КрАО, не превосходят 10% и в определении азимута H_{\perp} они порядка 1° , тогда как для магнитографа СибИЗМИР они могут составлять $> 100\%$ и $\sim 20^{\circ}$ соответственно, хотя после дополнительной юстировки ошибки могут быть в принципе уменьшены.

Вместе с тем авторы работ [1, 3, 5] неоднократно указывали, что в схемах регистрации поперечных полей, подобных магнитографу КрАО, имеется погрешность, связанная с искажением сигнала лучевой скорости продольной компонентой магнитного поля. Именно, в моменты времени, когда напряжение на кристалле АДР проходит через нуль, ЭОМ превращается в анализатор круговой поляризации, пропуская одну из циркулярно-поляризованных σ -компонент (при совмещенных осях пластинки $\lambda/4$ и АДР). Следствием этого могут быть существенные искажения сигналов от различных составляющих магнитного поля. Виир [6] недавно рассчитал влияние ложной доплеровской скорости на измерения поляризации при совмещенных осях пластинки $\lambda/4$ и АДР магнитографами ст. Локарно [7] и КрАО [4], однако им не было сделано детального анализа погрешностей в определении составляющих поля H_{\parallel} , H_{\perp} , угла наклона γ и азимута поперечного поля. Представляет интерес также оценка аналогичных погрешностей для нового варианта крымского магнитографа [8].

1. ОШИБКИ В ИЗМЕРЕНИИ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ

На крымском магнитографе имеются две возможности для измерения полного магнитного вектора: (I) поочередная, требующая трех последовательных сканирований участка солнечной поверхности [4], и (II) одновременная регистрация сигналов δ_{\parallel} , $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ [8]. На фиг. 1 схематически показано прохождение циркулярно-поляризованного излучения через ЭОМ при различных фазах δ напряжения на АДР, а также среднее по времени распределение прошедшего светового потока I для трех различных типов модуляции (δ_{\parallel} , $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$) в схеме работы (I); отдельно внизу показан средний поток в схеме (II). Видно, что при одновременной записи всех трех составляющих (II), а также при записи $\delta_{\perp 1}$ в режиме (I) средняя интенсивность распределена несимметрично относительно центра линии.



Фиг. 1. Условная схема прохождения циркулярно-поляризованного света через ЭОМ при различных фазах δ напряжения на АДР

Внизу показаны средние по времени профили интенсивности I в режимах I и II

Профиль магнитоактивной спектральной линии и распределение поляризации в ней вычислялись с использованием параметров Стокса по теории Унно [9]. Применение наиболее простой теории образования спектральной линии в магнитном поле [9] здесь вполне оправдано, поскольку, как показано Рачковским [10], сигналы магнитографа слабо зависят от принятой теории. Расчет проводился для линии $\lambda 5250$ в предположении, что коэффициент поглощения имеет доплеровский профиль с полушириной $\Delta\lambda_D = 0,0375 \text{ \AA}$, параметр η_0 принимался равным 9, $\beta_0 = 2$ (обозначения Унно).

Пусть для излучения, входящего в ЭОМ, параметрами Стокса являются величины I_0 , Q_0 , U_0 , V_0 , выраженные в координатной системе с осью X ,

параллельной проекции вектора \mathbf{H} на картинную плоскость (в этой системе $U_0 = 0$). С помощью матриц преобразования параметров Стокса, характеризующих различные элементы ЭОМ [2], легко получается выражение для интенсивности света, прошедшего ЭОМ в данном участке спектральной линии:

$$I = \frac{1}{2} \{ I_0 + [\sin 2\varphi \cos 2(\chi - \varphi) \cos \delta - \sin 2(\chi - \varphi) \sin \delta] Q_0 - \cos 2\varphi \cos \delta V_0 \}. \quad (1)$$

Здесь φ — угол, определяющий ориентацию необыкновенной оси пластинки $\lambda/4$ и отсчитываемый, как и азимут поперечного поля χ , от необыкновенной оси кристалла ADP против часовой стрелки; $\delta = \pi/2 \cdot \sin \Omega t$ — разность фаз, приобретаемая необыкновенной волной по сравнению с обыкновенной в кристалле ADP; Ω — частота модуляции.

Определим контур средней во времени интенсивности, прошедшей через ЭОМ в схеме для одновременной регистрации трех компонент поля. В первую половину периода колебаний составной пластинки $\lambda/4$ угол $\varphi = 0$, и выражение (1) принимает вид

$$I_1 = \frac{1}{2} [I_0 - Q_0 \sin 2\chi \sin \delta(t) - V_0 \cos \delta(t)]. \quad (2)$$

Во вторую половину периода, когда $\varphi = -45^\circ$, прошедшая интенсивность равна

$$I_2 = \frac{1}{2} [I_0 + Q_0 (\sin 2\chi \cos \delta(t) - \cos 2\chi \sin \delta(t))]. \quad (3)$$

Средняя за период колебаний составной пластинки $\lambda/4$ интенсивность, прошедшая через ЭОМ, равна

$$\bar{I} = \frac{1}{2} (\bar{I}_1 + \bar{I}_2) = \frac{1}{2} \left[I_0 + \frac{1}{2} J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) (Q_0 \sin 2\chi - V_0) \right]; \quad (4)$$

здесь $J_0(\pi/2)$ — функция Бесселя первого рода.

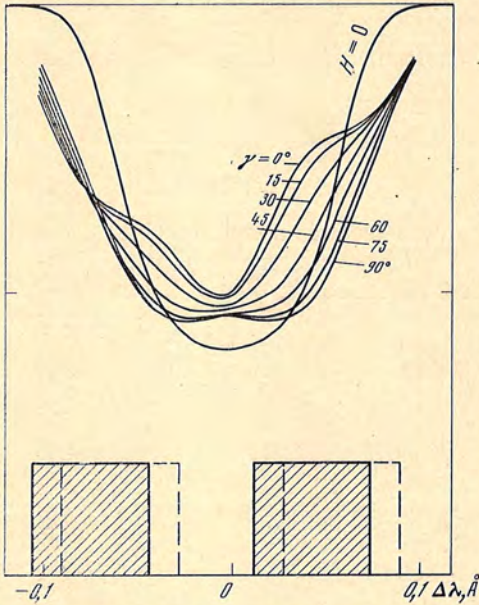
Из формулы (4) видно, что, поскольку параметр V_0 , определяющий интенсивность циркулярно-поляризованного света, является нечетной функцией $\Delta\lambda$, средняя прошедшая интенсивность $\bar{I}(\Delta\lambda)$ распределена несимметрично относительно центра линии. На фиг. 2 показано распределение величины $\bar{I}(\Delta\lambda)$, вычисленное для $\lambda 5250$ при $H = 1000$ гс, $\chi = 45^\circ$. Заштрихованные участки соответствуют смещенным относительно центра линии положениям щелей фотометра при угле наклона $\gamma = 0$, штриховыми линиями обозначено их симметричное расположение.

Величина сдвига линии, обусловленного асимметрией профиля $\bar{I}(\Delta\lambda)$, находится из уравнения баланса средних световых потоков, падающих на фотомножитель,

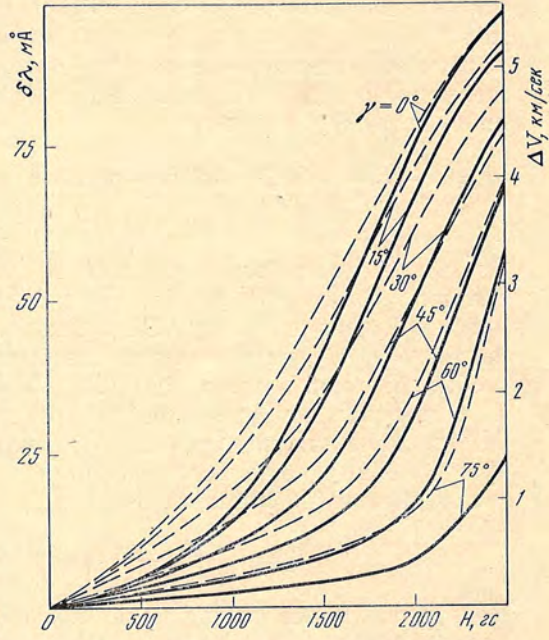
$$\int_{\Delta\lambda_1 + \delta\lambda}^{\Delta\lambda_2 + \delta\lambda} \bar{I}(\Delta\lambda) d\lambda = \int_{-\Delta\lambda_1 + \delta\lambda}^{-\Delta\lambda_2 + \delta\lambda} \bar{I}(\Delta\lambda) d\lambda; \quad (5)$$

здесь $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2$ — расстояния между центром фотометра и краями выходных щелей, $\delta\lambda$ — сдвиг линии. Это уравнение было решено на ЭВМ относительно $\delta\lambda$ при различных значениях напряженности поля H и угла наклона γ ; зависимость от азимута χ очень слаба, и при вычислениях полагалось $\chi = 0$. Результаты представлены на фиг. 3 в виде кривых, проведенных сплошной линией.

Рассмотрим теперь схему для раздельной регистрации сигналов δ_{\parallel} , $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$. При регистрации $\delta_{\perp 1}$ необыкновенные оси пластинки $\lambda/4$ и ADP совмещены ($\varphi = 0$), и выражение для прошедшей интенсивности



Фиг. 2. Вычисленный средний по времени профиль интенсивности, прошедшей через ЭОМ, для $\lambda 5250$ ($H = 1000$ гс)



Фиг. 3. Зависимость от H и γ смещения линии относительно центра фотометра вследствие асимметрии линии

имеет вид (2). Соответствующая постоянная составляющая интенсивности в данном участке линии

$$\bar{I}_1 = \frac{1}{2} \left[I_0 - J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) V_0 \right], \quad (6)$$

результаты вычислений сдвига $\delta\lambda$ (H , γ) приведены на фиг. 3 (штриховые кривые). Из рассмотрения этих графиков следует, что смещения линии в режиме записи $\delta_{\perp 1}$ по схеме (I) при $H \lesssim 1000$ гс и малых углах γ в 1,5—2 раза превосходят соответствующие сдвиги $\delta\lambda$ в режиме одновременной регистрации (II). Фиктивная лучевая скорость при сильном продольном поле $H_{\parallel} \gtrsim 1500$ гс может достигать весьма больших величин (3—5 км/сек), особенно при раздельной записи сигнала $\delta_{\perp 1}$. При $H \lesssim 1000$ гс в режиме (II) фиктивная лучевая скорость меньше 1 км/сек. Несколько меньший эффект характерен для старой схемы магнитографа ст. Локарно вследствие более широкой установки щелей фотометра ($\Delta\lambda_1 = 0$, $\Delta\lambda_2 = 240$ мÅ), однако и там при больших продольных полях сдвиг $\delta\lambda$ мог доходить до 80—100 мÅ (4—5 км/сек).

Для случая $\varphi = -45^\circ$, т. е. при записи $\delta_{\perp 2}$ (I), усредняя по времени уравнение (3), получаем

$$\bar{I}_2 = \frac{1}{2} \left[I_0 + J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) Q_0 \sin 2\chi \right], \quad (7)$$

и, поскольку I_0 , Q_0 — четные функции $\Delta\lambda$, профиль \bar{I}_2 ($\Delta\lambda$) симметричен, эффект расцентровки отсутствует.

2. ОШИБКИ В ИЗМЕРЕНИИ СОСТАВЛЯЮЩИХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В схеме для одновременной регистрации всех трех составляющих поля сигналы $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ выделяются при углах $\varphi = 0$ и $\varphi = -45^\circ$ на основной частоте Ω . Для амплитуд первой гармоники из уравнений (2), (3)

получаем соответственно

$$i_{\perp 1} = J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) Q_0 \sin 2\chi, \quad i_{\perp 2} = J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) Q_0 \cos 2\chi. \quad (8)$$

Выражения для сигналов поперечного поля $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ находятся из (8) путем интегрирования по ширине щелей фотометра с учетом несимметричного положения линии. Поскольку оба сигнала $\delta_{\perp 1,2}$ искажаются одинаковым образом, а угол χ определяется их отношением, то ошибки в измерении азимута поперечного поля в режиме (II) при $H_{\parallel} < 1500$ гс отсутствуют. При больших продольных полях сигналы $\delta_{\perp 1,2}$ могут обращаться в нуль и менять знак, что может вызвать большие ошибки не только в определении сигнала $\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$, но и азимута χ .

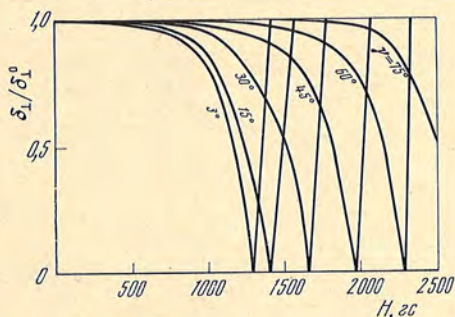
Зависимость отношения $\delta_{\perp}/\delta_{\perp}^0$ (δ_{\perp}^0 — неискаженный сигнал поперечного поля) от H и γ иллюстрируется фиг. 4, из которой видно, что погрешность δ_{\perp} может достигать очень больших величин при больших H_{\parallel} (сигнал δ_{\perp} может быть в несколько раз больше δ_{\perp}^0). Однако следует заметить, что при напряженности поля $H > 1500$ гс измерения вообще становятся неуправляемыми вследствие перехода сигналов в область насыщения. Для углов $\gamma \geq 45^\circ$ и $H \leq 1500$ гс ошибки δ_{\perp} не более 12%, для $H \leq 1000$ гс они меньше 18% при любых γ . Погрешности такой величины не превышают обычных ошибок, присущих измерениям на магнитографах, и не существенны при интерпретации наблюдений.

Для сигнала продольного поля, регистрируемого в режиме (II) на второй гармонике при $\varphi = 0$, амплитуда колебаний интенсивности на основании (2) равна

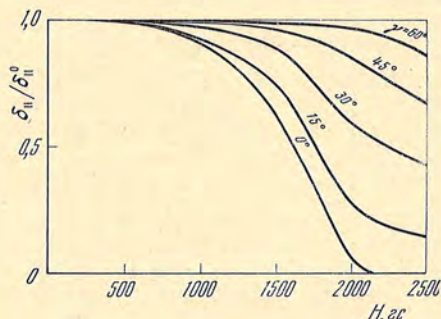
$$i_{\parallel} = J_2\left(\frac{\pi}{2}\right) V_0. \quad (9)$$

Соответствующие значения $\delta_{\parallel}/\delta_{\parallel}^0$ приведены на фиг. 5. Из сравнения этой фигуры с фиг. 4 видно, что относительные ошибки сигнала δ_{\parallel} в общем меньше ошибок сигнала поперечного поля и при $H \leq 1000$ гс они меньше 10%. При $H = 1500$ гс ошибки не превышают 10% для $\gamma \geq 30^\circ$, для углов $\gamma \approx 0$ они могут составлять 37%.

Найдем, как скажутся погрешности в измерении сигналов δ_{\parallel} , δ_{\perp} на точности определяемых согласно уравнениям $\delta_{\parallel} \sim f(H) \cos \gamma$, $\delta_{\perp} \sim \varphi(H) \cdot \sin^2 \gamma$ напряженностей H_{\parallel} , H_{\perp} (гс) и угла наклона γ . Из характера зависимости $\delta_{\parallel, \perp}$ от угла γ следует, что если для напряженности продольного поля абсолютная ошибка ΔH_{\parallel} (гс) монотонно растет с уменьшением γ , то для H_{\perp} рост ошибки ΔH_{\perp} (гс) за счет увеличения отношения $\delta_{\perp}^0/\delta_{\perp}$ ком-



Фиг. 4. Зависимость от H и γ отношения измеренного сигнала δ_{\perp} к неискаженному δ_{\perp}^0 при одновременной регистрации трех составляющих поля

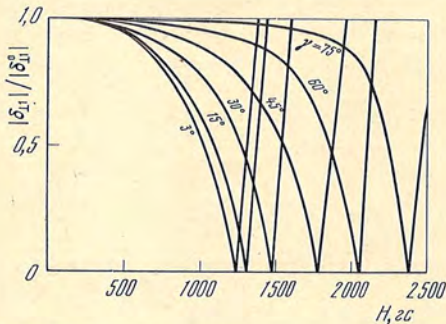


Фиг. 5. Зависимость отношения $\delta_{\parallel}/\delta_{\parallel}^0$ от H и γ при работе магнитографа в режиме II

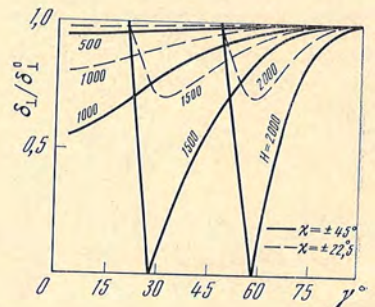
$H, \text{ гс}$	Погрешность	$\gamma = 3^\circ$	15°	20°	30°	45°	60°
500	ΔH_{\parallel}	-8	-5		-3	-1,5	0
	ΔH_{\perp}	0	-2		-2	-1	0
	ΔH	-8	-7		-4	-1	0
	$\Delta \gamma$	0	0		0	0	0
1000	ΔH_{\parallel}	-129	-103		-35	-18	-2
	ΔH_{\perp}	-10	-44		-20	-18	-4
	ΔH	-130	-110		-40	-25	-4
	$\Delta \gamma$	-3°	-1°		0	0	0
1500	ΔH_{\parallel}	-805	-627	-535	-368	-166	-52
	ΔH_{\perp}	-36	-165	-512	-312	-183	-92
	ΔH	-807	-648	-625	-472	-248	-107
	$\Delta \gamma$	$0;5$	$0;2$	$-19;$	$-4;8$	$-0;5$	0

пенсруется общим уменьшением сигнала δ_{\perp} при $\gamma \rightarrow 0$. В силу этого абсолютные погрешности в измерении напряженности поперечного поля в общем меньше соответствующих погрешностей H_{\parallel} (при $H \lesssim 1500 \text{ гс}$). Из табл. 1, где приведены погрешности ΔH_{\parallel} , ΔH_{\perp} , ΔH (гс) и $\Delta \gamma$, видно, что при $H \lesssim 1000 \text{ гс}$ погрешности $|\Delta H_{\parallel, \perp}|$ невелики: меньше 13 и 5% соответственно. При $H \approx 1500 \text{ гс}$ погрешности $\Delta H_{\parallel, \perp}$ невелики для углов $\gamma \gtrsim 45^\circ$, при $\gamma \approx 20^\circ$ погрешность $|\Delta H_{\perp}|$ может достигать 512 гс, поскольку сигнал δ_{\perp} при таких значениях H , γ обращается в нуль. Погрешность $|\Delta H_{\parallel}|$ растет с уменьшением γ и при $\gamma \approx 0^\circ$ она достигает 800 гс.

Перейдем к рассмотрению ошибок в показаниях магнитографов в схеме раздельной регистрации компонент поля (I). Для сигналов $\delta_{\perp 1,2}$ в этом случае справедливы формулы (8), зависимость отношения $|\delta_{\perp 1}/\delta_{\perp 1}^0|$ от H , γ показана на фиг. 6. При записи сигнала $\delta_{\perp 2}$ линия расположена симметрично по отношению к выходным щелям, поэтому $\delta_{\perp 2} = \delta_{\perp 1}^0$. Поскольку эффект асимметрии профиля $\bar{I}(\Delta\lambda)$ влияет на $\delta_{\perp 1}$, но не влияет на $\delta_{\perp 2}$, то ошибки сигнала поперечного поля $\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ и азимута χ в значительной степени зависят от χ . На фиг. 7 приведена зависимость $\delta_{\perp}/\delta_{\perp}^0$ от H , γ при значениях угла $\chi = \pm 22,5^\circ$; $\pm 45^\circ$ (для $\chi = 0$ $\delta_{\perp} = \delta_{\perp}^0$). Очевидно, что при любых других углах χ погрешности имеют те же значения, что и при $0 \leq |\chi| \leq 45^\circ$. Из рассмотрения фиг. 7



Фиг. 6. Влияние асимметрии линии на величину сигнала $\delta_{\perp 1}$ в режиме I



Фиг. 7. Влияние асимметрии линии на сигнал δ_{\perp} в режиме поочередной регистрации компонент поля

следует, что максимальные погрешности δ_{\perp} достигаются при $\chi = \pm 45^{\circ}$ (при этом $\delta_{\perp 2} = 0$); при малых углах γ и $H \gtrsim 1500$ гс сигнал δ_{\perp} может быть в несколько раз больше, чем δ_{\perp}^0 . Для напряженностей $H \lesssim 1400$ гс ошибки меньше 30% при $\gamma \gtrsim 45^{\circ}$ и любых χ , для $H \lesssim 1000$ гс и $\gamma \gtrsim 30^{\circ}$ они не превышают 20% для любых азимутов χ . При значениях $|\chi| < 22^{\circ},5$ систематическая погрешность δ_{\perp} для $H < 1500$ гс и любых γ не выше обычных, присущих магнитографу ошибок. Для углов χ , близких к нулю, ошибка пренебрежимо мала.

Одним из недостатков отдельного метода регистрации поперечного поля в режиме (I) по сравнению с режимом одновременной регистрации (II) является наличие погрешности в определении азимута χ вследствие рассматриваемого эффекта асимметрии профиля линии. Это следует из соотношения

$$\operatorname{tg} 2\chi = \delta_{\perp 1} / \delta_{\perp 2} = \operatorname{tg} 2\chi_0 \cdot \delta_{\perp 1} / \delta_{\perp 1}^0, \quad (10)$$

где $\delta_{\perp 1} / \delta_{\perp 1}^0 \neq 1$ для больших H_{\parallel} и $\chi \neq 0$; здесь χ и χ_0 — соответственно измеренное и истинное значения азимута. Максимальные погрешности $\Delta\chi$ и соответствующие им значения χ_0 приведены в табл. 2. Очевидно, что

Таблица 2

H , гс	Азимут и его погрешность	$\gamma = 3^{\circ}$	15°	30°	45°	60°	75°
500	χ_0	22:9	22:8	22:8	22:6	22:6	22:5
	$\Delta\chi$	-0:8	-0:7	-0:5	-0:3	-0:4	0:0
1000	χ_0	26:6	25:8	24:2	23:3	22:8	22:6
	$\Delta\chi$	-8:3	-6:5	-3:5	-1:6	-0:6	-0:1
1500	χ_0				26:4	23:5	22:6
	$\Delta\chi$				-7:9	-2:5	-0:3
2000	χ_0					34:6	23:5
	$\Delta\chi$					-24:2	-1:9

значениями $\Delta\chi$ при $0 \leq \chi_0 \leq 45^{\circ}$ исчерпываются все возможные значения $|\Delta\chi|$; для углов $\chi_0 = 0^{\circ}, 45^{\circ}$ $\Delta\chi = 0$. Наибольшие ошибки в определении азимута достигаются при углах $\chi_0 = 20 \div 30^{\circ}$ и малых γ . При $\gamma \gtrsim 30^{\circ}$, $H \lesssim 1000$ гс ошибки не превышают $3^{\circ},5$ (ошибки вследствие неточностей элементов ЭОМ составляют $1-3^{\circ}$, случайные ошибки могут быть $\sim 5^{\circ}$). При $H \approx 1500$ гс ошибки азимута невелики ($< 8^{\circ}$) для углов $\gamma \gtrsim 45^{\circ}$, однако при больших H_{\parallel} ошибки могут превышать 10° . При углах χ_0 , близких к 0 или 45° , ошибки $\Delta\chi$ малы для любых H , γ , поскольку сигнал $\delta_{\perp 1} \approx 0$,

3. ПОГРЕШНОСТИ МАГНИТОГРАФА ИЗМИРАН

Из всех существующих в настоящее время солнечных магнитографов, описание которых недавно дано Бекерсом [1], кроме старой схемы магнитографа ст. Локарно и крымского магнитографа, аналогичной систематической ошибкой обладает магнитограф ИЗМИРАН [11]. Его ЭОМ отличается от ЭОМ КАО тем, что положение пластины $\lambda/4$ остается неизменным и угол φ всегда равен 30° . Подставляя в уравнение (1) $\varphi = 30^{\circ}$, для постоянной составляющей интенсивности получаем выражение

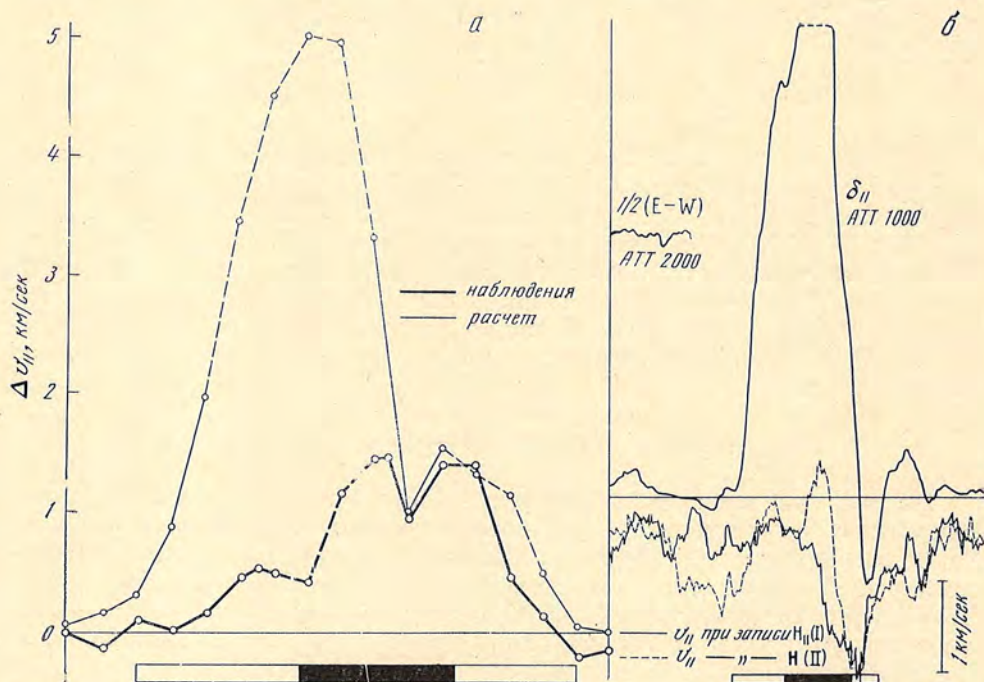
$$\bar{I} = \frac{1}{2} \left\{ I_0 + J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) [0,866 \cos 2(\chi - 30^{\circ}) Q_0 - 0,5 V_0] \right\}. \quad (11)$$

Из сопоставления (11) с аналогичными формулами магнитографа КАО (вариант (II)) следует, что при одинаковом расположении щелей фотометров относительные ошибки сигналов $\delta_{\parallel 1, 2}$ одинаковы для обоих магнитографов (отличие в коэффициентах при параметре Q_0 в (4) и (11) несущественно, поскольку сдвиг $\delta\lambda$ очень слабо зависит от угла χ). Азимут χ магнитографом ИЗМИРАН, так же как и в режиме (II) в КАО, измеряется при $H_{\parallel} < 1500$ гс без искажений.

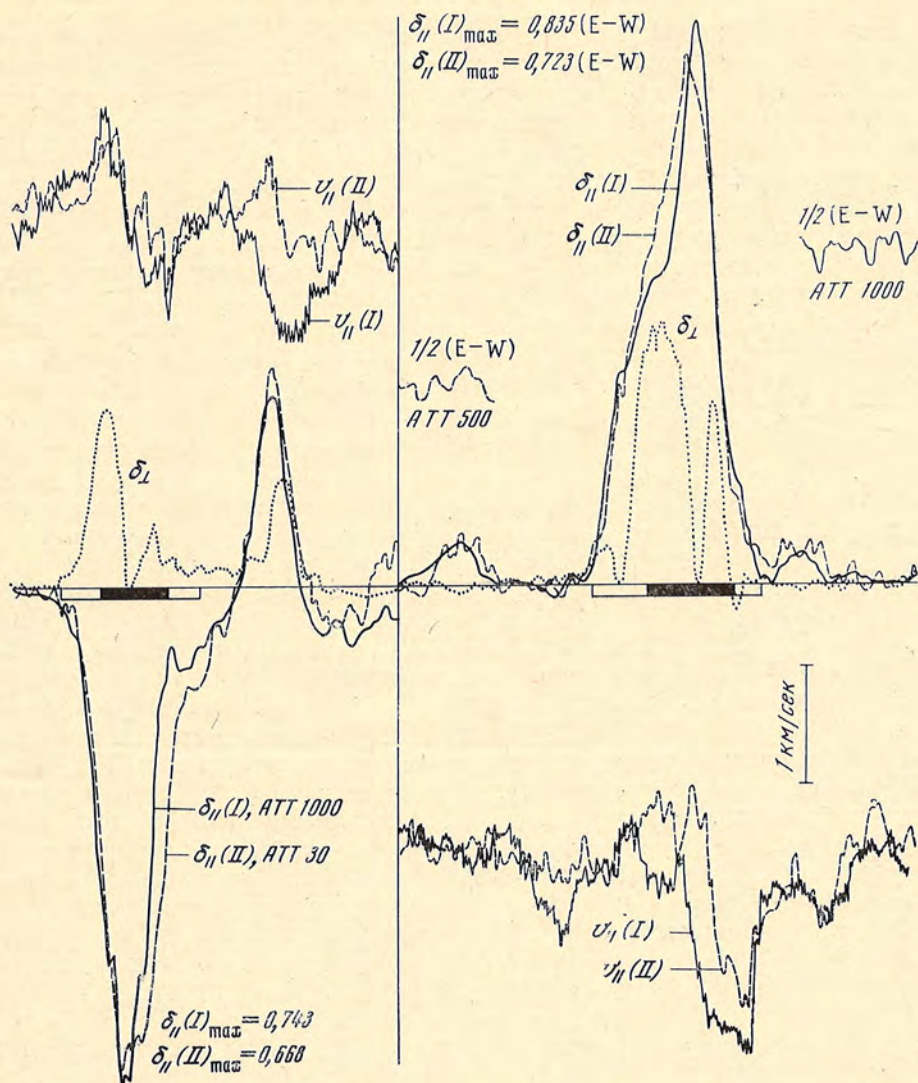
Расчет рассматриваемой здесь систематической погрешности относится к линии $\lambda 5250$, наиболее магнитоактивной среди линий, обычно используемых для измерений солнечных магнитных полей. Измерения же с помощью линий, обладающих меньшей чувствительностью к магнитному полю, естественно, меньше обременены этой погрешностью. Поэтому такие линии (например, $\lambda\lambda 4808; 6103$) весьма пригодны для измерений вектора \mathbf{H} в пятнах с помощью магнитографов крымского типа не только в силу того обстоятельства, что область насыщения сигналов для них отодвинута в сторону больших H , но также потому, что существенные систематические погрешности появляются для этих линий лишь при больших полях ($H > 2000 \div 3000$ гс).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя результаты, можно утверждать, что достоверность измерений полного магнитного вектора \mathbf{H} с помощью магнитографов, подобных крымскому варианту, не вызывает сомнений при напряженностях поля $H \lesssim 1000$ гс (для $\lambda 5250$). При больших H ошибки находятся в допустимых пределах, если угол наклона $\gamma > 45^\circ$. При $H > 1500$ гс и $\gamma < 45^\circ$ ошибки сигнала δ_{\perp} велики (δ_{\perp} может в несколько раз превосходить δ_{\perp}^0), однако при таких сильных полях фотоэлектрические измерения вообще обладают большой степенью неопределенности вследствие насыщения сигнала. В варианте (II) крымского магнитографа ошибки δ_{\perp} несколько меньше,



Фиг. 8. Фиктивная доплеровская скорость в пятне, обусловленная асимметрией профиля линии, при разновременной (а) и одновременной (б) регистрации компонент поля ($\lambda 5250$)



Фиг. 9. Пример записи в пятнах сигналов $\delta_{||}$, δ_{\perp} и лучевой скорости, полученных в обоих режимах работы магнитографа

чем в варианте (I); сигнал $\delta_{||}$ в варианте (II) существенно искажается лишь при больших напряженностях поля ($H \geq 1500$ гс) и малых углах наклона ($\gamma \leq 15^\circ$). Точная регистрация лучевой скорости в режиме (II) и при записи $\delta_{\perp 1}$ в режиме (I) невозможна: фиктивная лучевая скорость может доходить до 3—5 км/сек при сильных продольных полях.

Всякого рода расчеты сигналов магнитографа, подобные вычислению калибровочных зависимостей или оценке погрешностей, основаны на той или иной теории образования спектральных линий в магнитном поле, и их точность зависит от степени достоверности теории. Полученные здесь значения систематической погрешности, по-видимому, существенно завышены, поскольку, как показывают многочисленные наблюдения на крымском магнитографе, фиктивная лучевая скорость, обусловленная асимметрией профиля $\bar{I}(\Delta\lambda)$, значительно меньше расчетной. В качестве примера приведена фиг. 8, а, демонстрирующая сильное различие между фиктивными скоростями в пятне, рассчитанными теоретически и измеренными при записи сигнала $\delta_{\perp 1}$ (I). На фигуре штриховыми линиями обозначены

области насыщения сигналов ($H > 1600$ гс) и область зашкаливания компенсатора лучевой скорости вследствие ограничения угла поворота плоскопараллельной пластинки; внизу изображены контуры тени и полутени пятна. На фиг. 8, б показаны истинная и измеренная в схеме работы магнитографа (II) скорости в пятне. Несмотря на то, что в пятне продольное поле превосходило 1600 гс, фиктивная скорость не превышала 1,5 км/сек. На фиг. 9 приведены оригинальные записи в пятнах сигналов δ_{\parallel} и δ_{\perp} , полученные при одновременной регистрации трех составляющих поля (II) и δ_{\parallel} при измерении только H_{\parallel} (I), а также соответствующие записи лучевых скоростей. Различие между максимальными сигналами δ_{\parallel} (I) и δ_{\parallel} (II) не превышает 14%; и максимальная погрешность лучевой скорости $\Delta V_{\parallel} \lesssim 1$ км/сек, в то время как при измеренном продольном поле $H_{\parallel} > 1600$ гс расчетные величины должны быть $\gtrsim 40\%$ и $\gtrsim 2$ км/сек соответственно. Это говорит о менее существенном влиянии асимметрии профиля I ($\Delta\lambda$) на показания магнитографа, чем это следует из теоретических оценок.

Измерения поперечных полей магнитографами рассматриваемого типа до сих пор справедливо вызывали некоторое сомнение в правильности в силу эффекта асимметрии. В частности, влиянию этого эффекта некоторые исследователи приписывали часто регистрируемые магнитографами поперечные поля в ядрах некоторых пятен. Однако во многих работах по изучению структуры магнитного поля в солнечных пятнах, выполненных в последние годы как с помощью магнитографов, так и фотографически, показано, что в полутени пятен поле в основном поперечное с углом наклона к вертикали $\gamma > 50^\circ$. В тени пятен также часто наблюдаются сильные поперечные поля, и угол γ здесь часто превосходит 30° , лишь в очень небольшом участке тени, по-видимому, $\gamma < 30^\circ$ и поле почти чисто продольное. Эти факты вместе с выполненными здесь расчетами погрешностей дают основание считать достоверными измерения полного вектора \mathbf{H} крымским магнитографом (и другими магнитографами, обладающими аналогичной схемой) вплоть до напряженностей поля $H \approx \approx 1500$ гс; при больших полях измерения неуверенны из-за эффекта асимметрии линии, а также вследствие насыщения сигналов. Независимым подтверждением этому выводу может служить тот факт, что данные наблюдений по линии $\lambda 5250$ аналогичны результатам, полученным в пятнах по менее чувствительным линиям (например, $\lambda 4808$; 6103), для которых обсуждаемая здесь погрешность почти незначительна.

Автор весьма признателен академику А. Б. Северному и Н. С. Никулину за постановку задачи и полезное обсуждение, а также благодарит С. И. Гопасюка за ценные советы и Т. У. Буславскую за выполнение расчетов на ЭВМ.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. I. M. Veskers. Solar Phys., 1968, 5, 15.
2. Г. В. Куклин. В сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», 1966, вып. 1, стр. 95.
3. Д. А. Кузнецов, Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. В сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», 1966, вып. 1, стр. 80.
4. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1962, 28, 166.
5. V. E. Stepanov. Atti del Convegno sui Campi Magnetici Solari. Rome, 1966, 149.
6. E. Wiehr. Solar Phys., 1969, 9, 225.
7. G. Grüskner. Zs. Astrophys., 1968, 68, 48.
8. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1967, 36, 76.
9. W. Uno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
10. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1967, 36, 51.
11. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, 4, 17.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Э. А. Барановский

На эшелюном спектрографе получены 4 спектрограммы для двух пятен ($\lambda 5600$ — 6300 \AA ; линейная дисперсия 0.5 \AA/мм) и измерены эквивалентные ширины 44 линий Sc I, V I, Ti I, Cr I, Ca I, Na I, Fe I, Si I, Ni I, Sc II и Fe II, интенсивности крыльев шести линий Ca I и Fe I и интенсивность непрерывного спектра для ряда длин волн; результаты измерений сравниваются с соответствующими величинами для невозмущенной фотосферы. Определены температура T , электронное давление p_e и газовое давление P_g для ядра пятна. Оказалось невозможным получить полное соответствие наблюдаемых и вычисленных величин без гипотезы о дополнительном поглощении в непрерывном спектре.

Получено, что электронное давление в пятне в 20 раз, а газовое в 3 раза меньше по сравнению с невозмущенной фотосферой. Дополнительное поглощение сильно возрастает по направлению к самым внешним слоям. Пятно прозрачнее фотосферы в 4—5 раз.

DETERMINATION OF PHYSICAL PARAMETERS OF THE SUNSPOT, by E. A. Baranovsky.—On four echele grating spectra of two sunspots ($\lambda 5600$ — 6300 \AA ; linear dispersion 0.5 \AA/mm) the equivalent widths of 44 lines of Sc I, V I, Ti I, Cr I, Ca I, Na I, Fe I, Si I, Ni I, Sc II, Fe II, the intensity of the wings of 6 lines of Ca I and Fe I and the intensity of the continuous spectrum are measured and compared with the corresponding figures for the undisturbed photosphere. The temperature T the electron pressure p_e and the gas pressure P_g for sunspot umbra are derived from the examination of the measured values. It is found impossible to obtain satisfactory agreement between the observed and the calculated values without assumption that the additional absorption in the continuum exists.

The electron pressure obtained for the umbra is 20 times less and the gas pressure is 3 times less as compared with those for the undisturbed photosphere. The additional absorption is found to be rapidly increasing towards the outer layers. The umbra model, derived in this way, is 4—5 times more transparent, than the photosphere.

Задача построения модели солнечного пятна рассматривалась многими авторами. Результаты очень противоречивы. Не решен окончательно вопрос о давлении и прозрачности в пятне. Противоречивость разных моделей обусловлена, по-видимому, не только действительными различиями физических параметров в пятнах, но и тем обстоятельством, что обычно модели строятся по наблюдениям, полученным для разных пятен, иногда разными наблюдателями.

Нашей задачей было построение модели пятна по измерениям эквивалентных ширин линий нейтральных и ионизованных элементов, интенсивностей крыльев линий Ca I и Fe I и интенсивности непрерывного спектра для ряда длин волн.

Нами изучено четыре спектрограммы двух пятен. Размеры пятен (диаметр ядра) составляли 14 — $17''$. Спектрограммы получены на эшелю-

ном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории [1] летом 1968 г. Дисперсия — 0,54 Å/мм в красной области и 0,44 Å/мм в зеленой. Все измеренные величины усреднялись по четырем спектрограммам; таким образом, окончательные результаты нужно рассматривать как среднее для двух пятен.

Из наблюдений получены следующие величины (табл. 1—3): 1) отношение эквивалентных ширин линий пятен и фотосферы $w_{\text{п}}/w_{\text{ф}}$ для Sc I, V I, Ti I, Cr I, Ca I, Na I, Fe I, Si I, Ni I, Sc II, Fe II (44 линии); 2) отношение интенсивностей крыльев линий пятен и фотосферы $c_{\text{п}}/c_{\text{ф}}$ для Ca I, Fe I (6 линий); c определяется из соотношения

$$I_{\lambda} = I_0 - I_{\lambda} \frac{c}{\Delta\lambda^2}; \quad (1)$$

3) отношение интенсивностей в непрерывном спектре $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$ пятен и фотосферы для пяти значений длин волн.

Задача заключается в том, чтобы подобрать для модели пятна такие значения температуры $T(\tau)$ (τ — оптическая глубина), электронного $p_e(\tau)$ и газового давлений $P_g(\tau)$, для которых теоретические значения величин $w_{\text{п}}/w_{\text{ф}}$, $c_{\text{п}}/c_{\text{ф}}$ и $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$ совпадают с наблюдаемыми. При построении модели будет рассматриваться вопрос о дополнительном поглощении в непрерывном спектре $k_{\text{м}}(\tau)$. Влияние дополнительного поглощения на прозрачность модели уже изучалось автором в [2], где было получено, что допущение о дополнительном поглощении приводит к более прозрачным моделям.

Рассеянный свет учитывается методом Говарда [3] по формуле

$$\alpha = \frac{w_{\text{н}} - w_{\text{п}}}{w_{\text{ф}} - w_{\text{н}}}. \quad (2)$$

Здесь $\alpha = I_{\text{р}}/I_{\text{п}}$ — отношение интенсивностей непрерывного спектра соответственно рассеянного света и пятна, $w_{\text{ф}}$, $w_{\text{п}}$ — истинные значения эквивалентной ширины некоторой линии Fe II в фотосфере и пятне, $w_{\text{н}}$ — наблюдаемое значение эквивалентной ширины в пятне. Сначала мы берем предварительное значение рассеянного света, полагая $w_{\text{п}} = 0$. В дальнейших вычислениях величина рассеянного света подлежит уточнению.

Таблица 1

Величины $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$

$\lambda, \text{Å}$	Наблюденные		Вычисленные	
	без поправок	исправленные за рассеянный свет ($\alpha = 0,5$)	Модель I	Модель II
6250	0,17	0,11	0,12	0,12
6100	0,17	0,11	0,12	0,12
5960	0,15	0,10	0,11	0,11
5830	0,14	0,09	0,10	0,11
5690	0,14	0,09	0,09	0,10

Прежде всего мы определяем для нашей модели температуру $T(\tau)$ по величинам $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$ (табл. 1). Температуру задаем величиной $\Delta\Theta$ ($\Theta = 5040/T$), прибавляемой к соответствующим значениям Θ для фотосферы, т. е.

$$\Theta_{\text{п}}(\tau) = \Theta_{\text{ф}}(\tau) + \Delta\Theta. \quad (3)$$

Модель фотосферы взята из [4]. Интенсивность вычисляем по формуле

$$I = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\tau\mu} \mu d\tau, \quad (4)$$

где $B(\tau)$ — функция Планка, $\mu = \sec \vartheta$, ϑ — угол между нормалью и лучом зрения. Вычислив отношение I_{Π}/I_{Φ} для нескольких значений $\Delta\Theta$, мы выбираем такое Θ_{Π} , при котором теоретические значения I_{Π}/I_{Φ} равны наблюдаемым, исправленным за рассеянный свет (сначала мы берем какое-то предварительное значение рассеянного света, которое потом подлежит уточнению).

Теперь мы можем определить электронное давление $p_e(\tau)$ по линиям Fe I, Si I, Ni I и Sc II (табл. 2). Выражение для эквивалентной ширины слабой линии (без учета насыщения) имеет следующий вид:

$$w = c_1 \int_0^{\infty} \varphi(T, p_e) g(\tau, \mu) \mu d\tau, \quad (5)$$

для нейтральных элементов

$$\varphi(T, p_e) = \frac{e^{-\frac{\epsilon_{0,k}}{kT}}}{u_0 k_{\text{H}} (K_0 + p_e)}, \quad (6)$$

для ионизованных элементов

$$\varphi(T, p_e) = \frac{K_0 e^{-\frac{\epsilon_{1,k}}{kT}}}{u_1 k_{\text{H}} p_e (K_0 + p_e)}, \quad (7)$$

$$K_0 = \frac{u_1}{u_0} \frac{2(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (8)$$

c_1 — постоянная величина для данной линии, $g(\tau, \mu)$ — весовая функция для чистого поглощения, u_0, u_1 — суммы по состояниям нейтрального и ионизованного атома, $\epsilon_{0,k}, \epsilon_{1,k}, \chi_0$ — потенциалы возбуждения и ионизации, k — постоянная Больцмана, k_{H} — коэффициент поглощения отрицательных ионов водорода, отнесенный к одному атому нейтрального водорода и к единичному электронному давлению.

Для учета насыщения мы используем точную формулу для глубины линии

$$\Delta r_v = \int_0^{\infty} \eta_v(\tau) g(\tau, \mu) e^{-t_v \mu} \mu d\tau. \quad (9)$$

Здесь $\eta_v(\tau)$ — отношение коэффициентов селективного и непрерывного поглощения, t_v — оптическая глубина для селективного поглощения, насыщение учитывается множителем $e^{-t_v \mu}$. Выражение для глубины линии без учета насыщения имеет вид

$$\Delta r'_v = \int_0^{\infty} \eta_v(\tau) g(\tau, \mu) \mu d\tau. \quad (10)$$

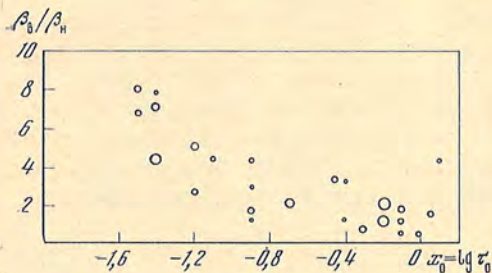
С помощью (9) и (10) мы находим зависимость

$$\Delta r_v = f(\Delta r'_v) \quad (11)$$

для каждой линии (или группы линий с одинаковым потенциалом возбуждения ϵ) и для каждой используемой модели. Затем с помощью зависимости (11) мы исправляем наблюдаемые контуры линий поглощения и дальше находим исправленные значения эквивалентных ширин. Таким образом, мы получаем то значение эквивалентной ширины w' , которое линия имела бы при отсутствии насыщения. Найденные так величины w' сравниваем с теоретическими, вычисленными по (5). При таком методе фактически учитывается влияние магнитного поля на эквивалентные ширины линий.

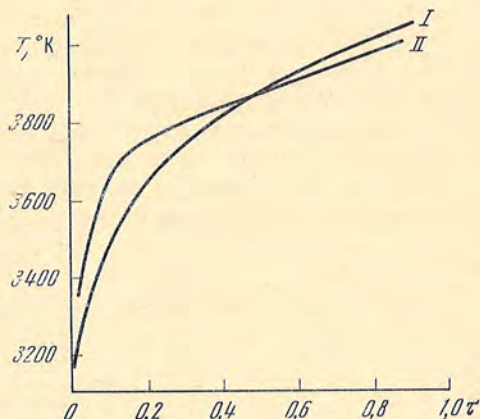
Отношение эквивалентных ширины линий в пятне и фотосфере

Элемент	λ , Å	ε	Наблюдения			Вычисления	
			без поправок	с поправками		модель I	модель II
				модель I	модель II		
Sc I	6239	0,0	5,25	8,26	8,55	224	140
	5672	1,45	5,40	12,3	18,7	61,5	42
V I	5727	1,08	3,29	9,75			
	5671	1,08	4,73	14,1	28,3	65,5	48
	5668	1,08	8,06	15,2	16,6		
	5704	1,05	3,26	9,25	17,8		
	5657	1,06	6,91	15,0	18,4		
	6081	1,05	10,1	25,0	34,4		
	6150	0,30	9,15	25,2	33,2	122	71
Ti I	5922	1,05	3,57	9,16	15,9	71,0	65
	5866	1,07	2,94	8,93	13,5		
	5680	2,47	3,96	8,10	9,30	16,4	15
Cr I	5788	3,32	2,16	7,96	7,25	8,95	8,15
	5783	3,32	2,09	2,92	3,14		
	5784	3,32	2,14	4,72	4,60		
	5702	3,45	1,64	2,55	2,66	8,50	7,75
Ca I	5868	2,93	2,31	4,25	5,35	12,3	9,2
Na I	6154	2,10	3,45	6,96	9,40	11,2	6,7
Fe I	5680	4,19	1,57	2,21	1,98	2,06	2,30
	5794	4,22	1,57	2,77	2,78		
	5705	4,30	1,47	3,50	3,59	1,95	2,15
	5752	4,55	0,92	1,14	1,14		
	5748	4,61	1,05	1,70	1,70	1,53	1,70
	5679	4,65	1,20	2,03	2,08		
	Si I	5666	4,92	0,74	0,63	0,67	
5793		4,92	0,79	0,82	0,96		
5701		4,93	0,38	0,06	0,06	0,46	0,50
5684		4,95	0,45	0,15	0,16		
5670		5,62	1,40	1,99	2,36	0,27	0,29
5748		5,62	0,46	0,21	0,22		
5754		5,62	0,81	0,80	0,90		
Ni I	6111	4,09	0,91	0,98	0,96	1,40	1,48
	5682	4,10	0,86	1,10	1,10		
	5670	4,26	0,75	0,76	0,73	1,30	1,40
Sc II	5667	1,50	1,29	1,53	1,33	1,70	2,28
	5669	1,50	0,72	0,61	0,52		
	5684	1,51	0,78	0,64	0,57		
	5658	1,51	1,26	1,30	1,61		
	6246	1,51	0,93	0,90	0,76		
Fe II	5991	3,15	0,39	0,07	0,07	0,09	0,09
	6084	3,20	0,43	0,12	0,12	0,08	0,09
	6149	3,89	0,41	0,10	0,10	0,04	0,05
	6238	3,89	0,35	0,04	0,03		



Фиг. 1. Соответствие вычисленных и наблюдаемых величин для линий с разными глубинами образования

Фиг. 2. Зависимость T от τ
I — модель I, II — модель II



Аналогичный метод применялся Вант Веер [5], но он использовал кривые роста для пятен, а не зависимость (11).

Обратимся к выражениям (5)—(8). Для Fe I, Si I и Ni I в условиях пятна оказывается $K_0 < p_e$, поэтому эквивалентные ширины линий этих элементов в большой мере зависят от p_e . Для Sc II величина $\Phi(T, p_e)$ также сильно зависит от p_e . Поскольку $T(\tau)$ мы уже определили, то сравнение теоретических и наблюдаемых значений w_{Π}/w_{Φ} для линий Fe I, Si I, Ni I и Sc II дает нам величину p_e . Градиент $p_e(\tau)$ берем предварительно из модели Мишара.

С полученными параметрами $T(\tau)$ и $p_e(\tau)$ вычисляем эквивалентные ширины для Fe II. Это дает нам w_{Π} , входящие в (2), так что теперь мы имеем возможность вычислить величину рассеянного света. Если вычисленное значение рассеянного света α не совпадает с тем, которое мы взяли предварительно, то вычисления всех величин нужно произвести заново с другим значением α .

Наконец, с окончательным значением α вычисляем эквивалентные ширины для Sc I, V I, Ti I, Cr I, Ca I, Na I. Сравним вычисленные и наблюдаемые значения w_{Π}/w_{Φ} этих элементов для модели I ($\Delta\theta = 0,44$, $p_e = 0,28p_{em}$, p_{em} — электронное давление по модели Мишара). Введем следующие обозначения: β_v и β_n — соответственно вычисленные и наблюдаемые значения величины $\beta = w_{\Pi}/w_{\Phi}$, $x = \lg \tau$, x_0 — значение x , при котором функция вклада для данной линии имеет максимум. Зависимость β_v/β_n от x_0 для модели I изображена на фиг. 1. Для линий данного элемента с одинаковым x_0 значения β_v/β_n усреднялись. Точки для $x_0 \geq -0,3$ соответствуют линиям Fe I, Si I, Ni I и S II, по которым мы определяем p_e . Мы видим, что наибольшее несоответствие величин β_v и β_n наблюдается для линий, образующихся в верхних слоях пятна. Для улучшения согласия теории с наблюдениями есть две возможности: 1) изменение градиента $T(\tau)$ и $p_e(\tau)$; 2) вычисление с дополнительным поглощением в непрерывном спектре $k_m(\tau)$. Рассмотрим эти возможности.

Эквивалентные ширины линий Sc I, V I, Ti I, Cr I, Ca I, Na I очень мало зависят от p_e , так как в (6) $K_0 > p_e$ для этих элементов. Таким образом, изменение градиента $p_e(\tau)$ ничего не даст. Что касается изменения градиента $T(\tau)$, то легко сообразить, что для требуемого изменения величин β_v/β_n нужно повысить температуру верхних слоев, т. е. градиент уменьшить. Было вычислено несколько моделей с более пологим ходом $T(\tau)$. Модель II (фиг. 2) улучшает согласие теории с наблюдениями, уменьшая величину β_v/β_n примерно в два раза. Электронное давление в модели II равно $0,22 p_{em}$. Дальнейшее уменьшение градиента $T(\tau)$ приводит к большому разбросу величин β_v/β_n для отдельных линий. Это происхо-

дит оттого, что сильные и слабые линии в разной степени реагируют на изменение хода $T(\tau)$. Таким образом, модели с более пологим ходом $T(\tau)$, чем в модели II, оказываются неприемлемыми. По той же причине не годятся модели без крутого спада температуры в самых верхних слоях.

С помощью гипотезы о дополнительном поглощении $k_M(\tau)$ очень легко получить соответствие теоретических и наблюдаемых величин w_{II}/w_{Φ} . Если $k_M(\tau)$ рассчитано на один атом нейтрального водорода, то суммарное непрерывное поглощение равно

$$k_H = p_e k_{H^-} + k_M, \quad (12)$$

и формула (6) принимает вид

$$\Phi(T, p_e) = \frac{p_e e^{-\frac{\epsilon_0, k}{kT}}}{u_0 (p_e k_{H^-} + k_M) (K_0 + p_e)}, \quad (13)$$

чтобы получить $\beta_V/\beta_H = 1$ для всех τ достаточно взять

$$\frac{p_e(\tau) k_{H^-}(\tau) + k_M(\tau)}{p_e(\tau) k_{H^-}(\tau)} = \frac{\beta_V}{\beta_H}(\tau). \quad (14)$$

Это дает нам

$$\frac{k_M(\tau)}{p_e(\tau) k_{H^-}(\tau)} = \frac{\beta_V}{\beta_H}(\tau) - 1. \quad (15)$$

Переходим к определению газового давления $P_g(\tau)$. Для этой цели были измерены величины c_{II}/c_{Φ} (см. (1)) для крыльев линий Ca I и Fe I (табл. 3). Теоретическое выражение для c имеет вид

$$c = c_2 \int_0^{\infty} \frac{\gamma_c e^{-\frac{\epsilon_0, k}{kT}}}{u_0 k_{H^-} (K_0 + p_e)} g(\tau, \mu) \mu d\tau, \quad (16)$$

где c_2 — некоторая постоянная, не зависящая от T и p_e , γ_c — постоянная затухания, которая равна $\gamma_c = C_H \Theta^{0,7} P_g$. Вычислив величины c_{II}/c_{Φ} для ряда значений P_g , мы выбираем такое значение газового давления

Таблица 3

Величины c_{II}/c_{Φ}

Элемент	$\lambda, \text{Å}$	ϵ	Наблюдения, исправленные за рассеянный свет ($\alpha = 0,5$)	Вычисления по модели I
Ca I	6122	1,90	48,2	24,8
	6162	1,90	48,5	24,8
	6166	2,52	14,7	14,7
Fe I	6169	2,52	17,8	14,7
	6246	3,60	2,26	5,81
	6024	4,55	2,87	3,02

P_g , для которого наблюдаемые и теоретические величины c_{II}/c_{Φ} согласуются наилучшим образом. Градиент давления мы берем из [2], где он определен автором по крыльям линий D_2 Na и $\lambda 5173$ Mg. Учет дополнительного поглощения $k_M = p_e k_{H^-} \left(\frac{\beta_V}{\beta_H} - 1 \right)$ на результатах определения P_g практически не сказывается. Величины c_{II}/c_{Φ} и окончательные значения $P_g(\tau)$ помещены в табл. 3 и 4.

Данные для модели I и фотосферы

$\tau_{5\text{жк}}$	T_{II}	$p_{e\text{II}}$	$P_{g\text{II}}$	$k_{\text{M}}/p_e k_{\text{H}}^{-}$	$\kappa = \frac{d\tau}{ds}$	$T_{\text{ф}}$	$P_{e\text{ф}}$	$P_{g\text{ф}}$	$\kappa_{\text{ф}} = \frac{d\tau}{ds}$
0,010	3190	0,026	$4,5 \cdot 10^3$			4370	0,96	$1,02 \cdot 10^4$	
0,025	3270	0,044	6,0			4560	1,55	1,66	
0,063	3400	0,088	8,0	3,5	$0,26 \cdot 10^{-8}$	4860	2,82	3,05	$0,99 \cdot 10^{-8}$
0,158	3600	0,176	$1,40 \cdot 10^4$	2,0	0,49	5250	5,37	5,25	2,37
0,40	3820	0,381	3,50	0,5	0,95	5725	13,8	9,33	7,20
1,00	4060	0,753	$1,20 \cdot 10^5$	0,0	2,93	6440	60,4	13,8	24,2
2,5	4420	2,04	3,50	0,0		7220	269,0	17,2	

С помощью величин $T(\tau)$, $P_g(\tau)$ и $p_e(\tau)$ определим прозрачность пятна — вычислим объемный коэффициент поглощения $\kappa(\tau)$ по формуле

$$\kappa = \frac{P_g k_{\text{H}} - P_e}{1,2 k T}, \quad (17)$$

или с учетом дополнительного поглощения

$$\kappa = \frac{P_g (k_{\text{H}} - P_e + k_{\text{M}})}{1,2 k T}. \quad (18)$$

Вычисления по формуле (18) дают для пятна прозрачность, в 4—5 раз большую, чем прозрачность фотосферы. Следует заметить, что прозрачность зависит от электронного давления, которое мы определили, в сущности, для глубин $x > -0,5$. Электронное давление для $x < -0,5$ зависит от принятого градиента $p_e(\tau)$. Для определения градиента $p_e(\tau)$ у нас нет надежных способов. Таким образом, вопрос о прозрачности пятна требует дальнейшего изучения.

Данные для модели I представлены в табл. 4.

Суммируем результаты нашего изучения: 1) температура модели для наших пятен (14—17") определяется выражением $\Theta_{\text{II}} = \Theta_{\text{ф}} + \Delta\Theta$ с $\Delta\Theta = 0,44$; 2) электронное давление p_e примерно в 20 раз, а газовое P_g в 3 раза меньше соответствующего давления в фотосфере; 3) пятно прозрачнее фотосферы в 4—5 раз; 4) для получения полного соответствия вычисленных и наблюдаемых величин $w_{\text{II}}/w_{\text{ф}}$ необходимо предположение о дополнительном поглощении в непрерывном спектре; 5) изменением градиента температуры можно несколько уменьшить величину требуемого дополнительного поглощения, но свести последнее к нулю не удастся.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42.
2. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42.
3. R. Howard. Astrophys. J., 1958, 127, 108.
4. H. Hubenet. Rech. Astr. Obs. Utrecht, 1960, 16.
5. F. Van't Veer. Ann. d'Astrophys., 1966, 29, 1.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ КОНТУРОВ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В УСАХ

А. Н. Коваль

Проведен анализ эмиссионных контуров водородных линий $H_\alpha - H_\beta$ в усах. Характерной особенностью рассматриваемых усов является отсутствие абсорбционного провала в центре линий H_β и H_α . Исследован механизм расширения эмиссии в усах. На участке контуров $\Delta\lambda \geq 1,5 \text{ \AA}$ хорошее согласие с наблюдениями показывает доплеровское расширение из-за макроскопических движений со скоростями порядка 200 км/сек.

В ядрах линий наблюдается избыток эмиссии. Избыточная эмиссия в ядре линии H_β , в свою очередь, хорошо представляется доплеровским контуром с $\Delta\lambda_D = 0,69 \text{ \AA}$. Таким образом, наблюдаемый контур линии H_β в усах можно хорошо представить наложением двух эмиссий с доплеровскими уширениями, соответствующими двум различным $\Delta\lambda_D$. Предполагается, что дополнительная эмиссия в центральных частях линий возникает в области хромосферы, окружающей «ядро» усов.

По дополнительной эмиссии в линии H_β были рассчитаны контуры дополнительной эмиссии в линиях $H_\alpha - H_\gamma$ и получены суммарные контуры. Определены населенности уровней атомов водорода в усах. Отмечаются низкие населенности третьего и четвертого уровней по сравнению с теоретическими, полученными в [5] и [6].

Определено количество атомов водорода во втором квантовом состоянии на луче зрения N_2 в поглощающем слое над усами. Оценена верхняя граница высоты залегания эмиссионного слоя $h \approx 1300 \text{ км}$ выше основания хромосферы.

QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE HYDROGEN LINES IN MOUSTACHES, by A. N. Koval.—The profiles of the hydrogen emission lines $H_\alpha - H_\beta$ in moustaches are considered. The characteristic feature of considered moustaches is the absence of absorption in the cores of H_β and H_α lines. It is shown that the Doppler broadening of emission is in good agreement with observations in the wings of moustaches: for $H_\beta - H_\alpha$ lines at $\Delta\lambda \geq 1,5 \text{ \AA}$ and for H_α line at $\Delta\lambda \geq 2 \text{ \AA}$. The corresponding velocities are about 200 km/sec. But in the core of the lines there is some additional emission which in the case of H_β line can also be described by Doppler distribution with the velocities about 60 km/sec.

Thus the observed H_β line emission can be considered as the overlapping of two Doppler broadened emissions with different $\Delta\lambda_D$. We assume that this additional emission can originate in the region of the chromosphere surrounding the «core» of the moustaches.

With the aid of the additional emission in H_β line the additional $H_\alpha - H_\gamma$ emission profiles are calculated and the total emission profiles free of absorption are obtained. Using these profiles the population of quantum levels is obtained. The population of the third and of the fourth levels found to be lower than that according to the theory [5, 6].

The number of hydrogen atoms N_2 along the line of sight above moustaches is calculated.

The height of the upper boundary of the emission layer in moustaches is estimated as 1300 km (above the base of the chromosphere).

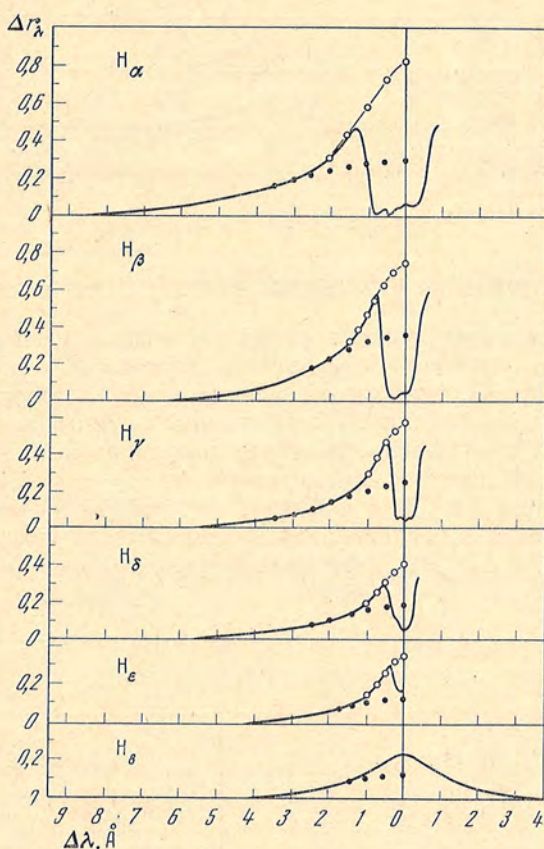
В 1957 г. А. Б. Северный в [1] указал, что бальмеровский декремент в усах невелик, но до настоящего времени отсутствуют количественные данные о населенностях уровней атомов водорода в усах. Представляет интерес произвести некоторый количественный анализ контуров усов.

ОПИСАНИЕ И ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛА

Для обработки были выбраны две спектрограммы усов, полученные 13.VIII 1968 г. на башенном солнечном телескопе с эшелле в $7^{\text{h}}22^{\text{m}}$ (пластинка № 3523) и в $7^{\text{h}}25^{\text{m}}$ (пластинка № 3525) московского времени. Усы возникли в развивающейся группе пятен у восточного края ($\rho \approx 0,97$). Большой темный выброс расположен на спектрограмме несколько в другом месте, чем эмиссионная полоска усов, и, по-видимому, не сильно искажает картину распределения эмиссии усов в линиях водорода. Усы в линиях водорода хорошо видны вплоть до H_9 .

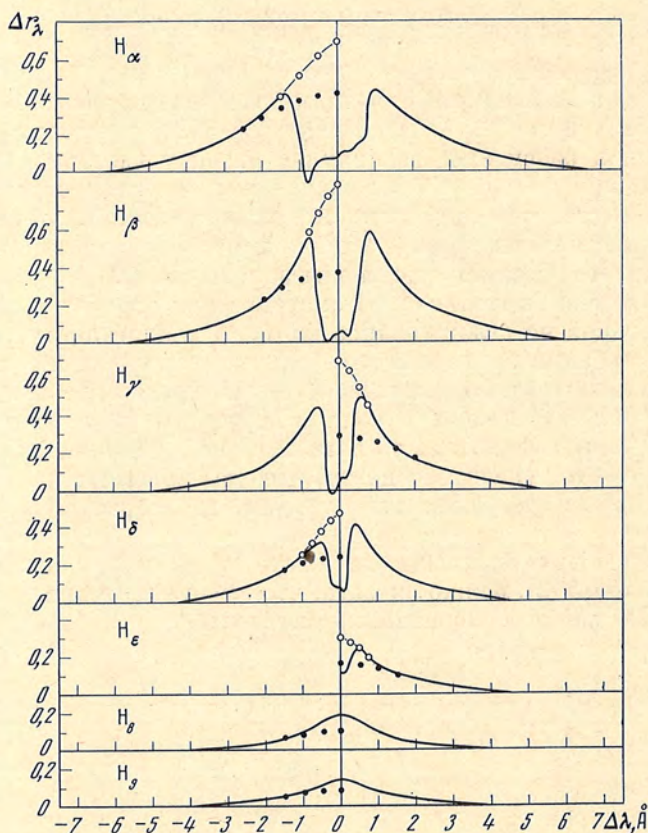
Была проведена тщательная фотометрическая обработка спектрограмм усов, при которой не сглаживались контуры в плотностях на фотограммах, а все колебания плотности переводились в интенсивности. Полученные контуры эмиссии усов в линиях $H_\alpha - H_9$ представлены на фиг. 1 и 2. Интересной особенностью полученных контуров усов является отсутствие абсорбционного провала в линиях H_8 и H_9 . Наличие этого провала в линиях $H_\alpha - H_7$ указывает на то, что усы залегают на значительной глубине в хромосфере, ниже того уровня, где образуются ядра линий $H_\alpha - H_7$.

Воспользовавшись данными де Ягера о высотах образований ядер водородных линий [2], можно сказать, что высота залегания эмиссионного слоя $h < 1500$ км от основания хромосферы.



Фиг. 1. Эмиссионные контуры водородных линий в усах (пластинка № 3523)

Сплошная линия — наблюдаемый контур; точки — доплеровский контур, наилучшим образом согласующийся с наблюдениями в крыле; кружки — суммарный контур, рассчитанный для данной линии, исходя из дополнительной эмиссии в линии H_8



Фиг. 2. Эмиссионные контуры водородных линий в усах (пластинка № 3525)
 Обозначения те же, что на фиг. 1

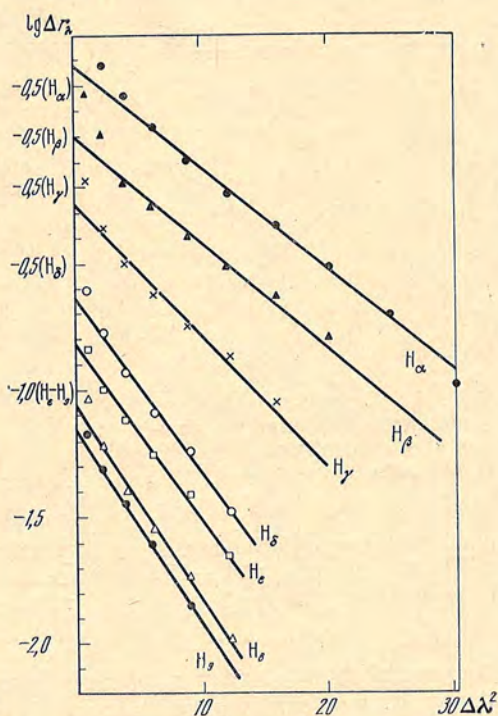
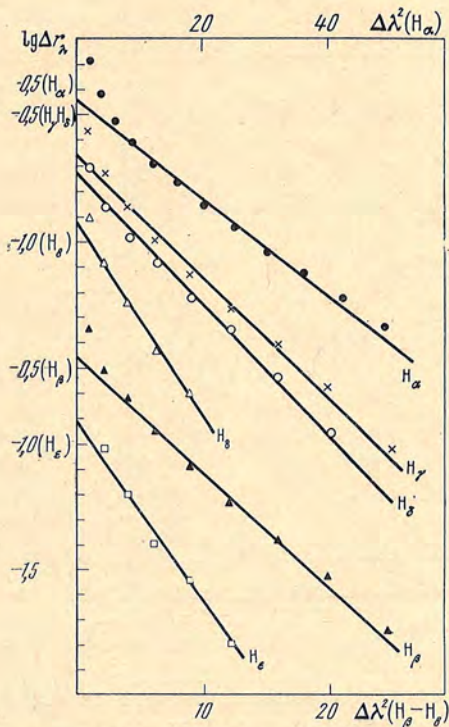
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РАСШИРЕНИЯ ЭМИССИИ

Во всех предыдущих исследованиях механизма расширения эмиссии усов хорошее согласие с наблюдениями показывает доплеровское распределение эмиссии [3, 4]. Поэтому прежде всего мы рассмотрим доплеровский механизм расширения. Построим наблюдаемые контуры в системе осей ($\lg I, \Delta\lambda^2$). Как известно, в случае доплеровского контура зависимость $\lg I$ от $\Delta\lambda^2$ представляет прямую $\lg I = c + 0,434 (\Delta\lambda)^2 / (\Delta\lambda_D)^2$.

Из рассмотрения фиг. 3 и 4 видно, что крылья всех балмеровских линий хорошо представляются прямыми линиями на участке $\Delta\lambda \geq 1,5 \text{ \AA}$ (линии $H_\beta - H_8$) и $\Delta\lambda \geq 2 \text{ \AA}$ для линии H_α .

Таблица 1

Линия	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^3$	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^3$
	Пластинка № 3523		Пластинка № 3525	
H_α	4,72	0,72	3,28	0,50
H_β	3,11	0,64	3,06	0,63
H_γ	3,00	0,69	2,89	0,66
H_δ	2,88	0,70	2,49	0,61
H_ϵ	2,45	0,64	2,48	0,63
H_8	2,39	0,62	2,36	0,61
H_9			2,38	0,62



Фиг. 3. Сравнение наблюдаемых контуров с зависимостью, определяемой эффектом Доплера (пластинка № 3523)

Фиг. 4. Сравнение наблюдаемых контуров с зависимостью, определяемой эффектом Доплера (пластинка № 3525)

При доплеровском расширении эмиссии отношение $\Delta\lambda_D/\lambda = \text{const}$ для всех линий. По угловым коэффициентам прямых, представляющих наблюдаемые контуры в логарифмических осях, были определены $\Delta\lambda_D$. Полученные значения $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_D/\lambda$ приведены в табл. 1.

Как видно из данных табл. 1, контуры всех водородных линий очень хорошо удовлетворяют критерию $\Delta\lambda_D/\lambda = \text{const} = 0,672 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta\lambda_D/\lambda = \text{const} = 0,609 \cdot 10^{-3}$ для спектрограмм № 3523 и № 3525 соответственно.

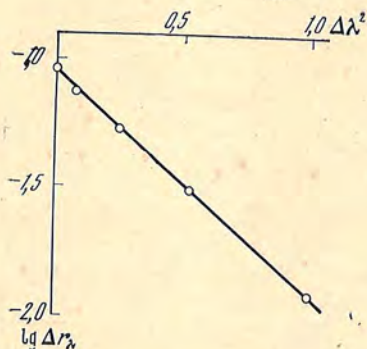
Поскольку наблюдения хорошо представляются доплеровскими контурами, другие механизмы расширения не рассматриваются.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ КОНТУРОВ

Рассмотрим эмиссию в центральных частях линий, на участке $\Delta\lambda \leq 1,5 \text{ \AA}$. Как видно на фиг. 3 и 4, наблюдаемые контуры на участке $\Delta\lambda < 1,5 \text{ \AA}$ отклоняются от прямых кверху. Самопоглощение должно было бы привести к обратному эффекту, т. е. отклонению наблюдаемого контура в центральной части линии книзу.

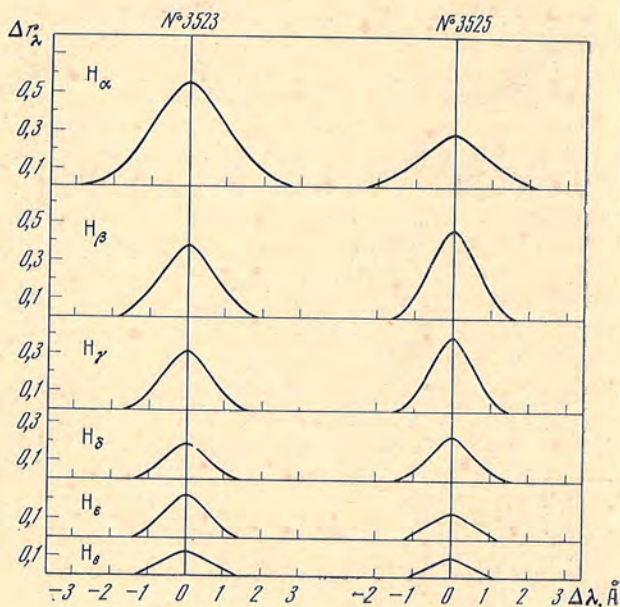
Уклонение наблюдаемого контура от прямой кверху при приближении к центру линии отмечалось уже ранее в [3]. Наличие абсорбционного провала в центральных частях контуров линий затрудняло изучение этого участка контура. Отсутствие абсорбционного провала в линии H_δ в исследуемых усах дает возможность рассмотреть дополнительную эмиссию в ядрах линий.

На фиг. 1 и 2 точками нанесены доплеровские контуры, проведенные при условии наилучшего согласия с наблюдениями для крыльев линий. Если построить для линии H_δ полный доплеровский контур, соответ-



Фиг. 5. Сравнение контура дополнительной эмиссии в линии H_8 (пластинка № 3525) с эффектом Доплера

Фиг. 6. Контурсы дополнительной эмиссии в линиях $H_\alpha - H_8$, полученные по контуру H_8



ствующий крылу, то в ядре линии выявляется дополнительная эмиссия, которая, в свою очередь, хорошо представляется доплеровским контуром с $\Delta\lambda_D = 0,69 \text{ \AA}$ (фиг. 5). Таким образом, наблюдаемый контур линии H_8 в усах можно хорошо представить наложением двух эмиссий с доплеровскими уширениями, соответствующими двум различным $\Delta\lambda_D$.

Исходя из формы контура дополнительной эмиссии в линии H_8 , построим контурсы дополнительной эмиссии для линий, в которых наблюдается центральный абсорбционный провал. Воспользуемся следующим методом. Для некоторых участков контуров линий $H_\alpha - H_\epsilon$, где еще нет абсорбционного провала, мы можем получить разность наблюдаемого и построенного по крылу доплеровского контура. Рассмотрим на этих участках контуров точки, соответствующие некоторой произвольно выбранной скорости v . Для различных бальмеровских линий $\Delta\lambda$, соответствующие этой скорости, связаны соотношением

$$\frac{\Delta\lambda_\alpha}{\lambda_\alpha} = \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} = \frac{\Delta\lambda_\gamma}{\lambda_\gamma} = \dots = \frac{|\Delta\lambda_8|}{\lambda_8}$$

Найдем отношение интенсивностей в этих точках

$$\frac{I_\alpha(\Delta\lambda_\alpha)}{I_8(\Delta\lambda_8)} = k_\alpha, \quad \frac{I_\beta(\Delta\lambda_\beta)}{I_8(\Delta\lambda_8)} = k_\beta, \dots, \quad \frac{I_\epsilon(\Delta\lambda_\epsilon)}{I_8(\Delta\lambda_8)} = k_\epsilon.$$

Коэффициенты $k_\alpha, k_\beta, k_\gamma, k_\delta, k_\epsilon$ будут постоянны для всего контура. Таким образом, по интенсивности дополнительной эмиссии в линии H_8 были построены контурсы дополнительной эмиссии в линиях $H_\alpha - H_\epsilon$. Контурсы дополнительной эмиссии в линиях $H_\alpha - H_8$ представлены на фиг. 6.

Прибавляя вычисленную дополнительную эмиссию в ядрах линий к доплеровским контурам усов, полученным по крыльям линий, получаем эмиссионные контурсы водородных линий в усах, которые бы мы наблюдали при отсутствии поглощения. Дополнительная эмиссия в ядре линии H_8 составляет 28% от всей эмиссии для пластинки № 3523 и 20% для пластинки № 3525.

Будем считать доплеровские контурсы, полученные по распределению эмиссии в крыльях линий, которые характеризуются макроскопическими

движениями со скоростями ~ 200 км/сек, контурами «истинных» усов, и будем считать, что дополнительная эмиссия в центре линии возникает в оболочке, окружающей усы, в возбужденной хромосфере. Контурь дополнительной эмиссии указывают на скорости ~ 60 км/сек.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ КОНТУРОВ

Количественный анализ контуров будем производить, исходя из следующих предположений:

- 1) эмиссия усов возникает в оптически тонком слое;
- 2) основным механизмом расширения линий являются макроскопические турбулентные скорости;
- 3) наличие центрального абсорбционного провала в эмиссии обусловлено поглощением в слое на луче зрения.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЕЙ АТОМОВ ВОДОРОДА В УСАХ

Населенности уровней атомов водорода, начиная с третьего, определены по измеренным эквивалентным ширинам линий по формуле

$$N_k = \frac{4\pi E_\lambda}{A_{k2} h \nu_{k2}},$$

где E_λ — энергия, излученная в линиях, а N_k — число атомов на данном уровне вдоль луча зрения над 1 см². Вычисления были проведены отдельно для «истинных усов» и суммарной эмиссии. Результаты вычислений для усов представлены в табл. 2, а для суммарной эмиссии — в табл. 3.

Допустим, что размеры усов по глубине примерно равны их размерам в картинной плоскости, и определим количество атомов n_k в 1 см³.

Как уже отмечалось ранее [1, 3], сужение эмиссионной полоски усов по мере удаления от центра линии является их характерной особенностью. В рассматриваемых в данной работе случаях размеры усов на спектрограммах перпендикулярно дисперсии около центра линии $2''$,5, а в средней части крыла $1''$,8. Примем для эмиссии «истинных усов» размеры $1''$,8, что соответствует 1250 км на поверхности Солнца, а для суммарной эмиссии размеры $2''$,5, что соответствует 1750 км. Приняв эти значения, получим величины n_k для усов и суммарной эмиссии, которые также приведены в табл. 2 и 3. В этих таблицах приведены также значения n_k/n_5 .

Для выяснения того, характерны ли полученные относительные населенности уровней атомов водорода для усов, были определены относительные населенности уровней атомов водорода N_k/N_5 для ряда усов, для которых ранее исследовался механизм расширения эмиссии и было найдено хорошее согласие наблюденных контуров с доплеровским распределением эмиссии.

Были рассмотрены крылья эмиссионных линий в усах. Для нескольких точек контура бралось отношение интенсивностей $I_\lambda/I_\lambda(H_\gamma)$ в точках, удовлетворяющих условию

$$\frac{\Delta\lambda_\alpha}{\lambda_\alpha} = \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} = \frac{\Delta\lambda_\gamma}{\lambda_\gamma} = \dots$$

Эти отношения

$$\frac{I_\alpha(\Delta\lambda_\alpha)}{I_\gamma(\Delta\lambda_\gamma)} = k_\alpha, \quad \frac{I_\beta(\Delta\lambda_\beta)}{I_\gamma(\Delta\lambda_\gamma)} = k_\beta \text{ и т. д.},$$

где $k_\alpha = \frac{N_3}{N_5} \frac{A_{32}}{A_{52}} \frac{\nu_{32}}{\nu_{52}}, \quad k_\beta = \frac{N_4}{N_5} \frac{A_{42}}{A_{52}} \frac{\nu_{42}}{\nu_{52}} \text{ и т. д.}$

Таблица 2

Линия	$E_{\lambda} \cdot 10^{-5}$	$N_K \cdot 10^{-12}$	$n_K \cdot 10^{-4}$	n_K/n_S	$E_{\lambda} \cdot 10^{-5}$	$N_K \cdot 10^{-12}$	$n_K \cdot 10^{-4}$	n_K/n_S
	Пластинка № 3523				Пластинка № 3525			
H $_{\alpha}$	45,4	0,428	0,342	0,156	39,8	0,374	0,299	0,124
H $_{\beta}$	45,4	1,66	1,33	0,610	41,4	1,52	1,22	0,492
H $_{\gamma}$	25,1	2,73	2,18	1,00	28,6	3,10	2,48	1,00
H $_{\delta}$	18,2	4,85	3,88	1,78	20,4	5,45	4,35	1,75
H $_{\epsilon}$	9,85	5,63	4,50	2,06	11,7	6,69	5,35	2,16
H $_{\zeta}$	6,75	7,54	6,03	2,77	6,42	7,15	5,72	2,31
H $_{\eta}$					5,17	10,31	8,28	3,34

Таблица 3

Линия	$E_{\lambda} \cdot 10^{-5}$	$N_K \cdot 10^{-12}$	$n_K \cdot 10^{-4}$	n_K/n_S	$E_{\lambda} \cdot 10^{-5}$	$N_K \cdot 10^{-12}$	$n_K \cdot 10^{-4}$	n_K/n_S
	Пластинка № 3523				Пластинка № 3525			
H $_{\alpha}$	65,2	0,613	0,350	0,161	49,5	0,466	0,267	0,108
H $_{\beta}$	57,7	2,41	1,20	0,555	56,7	2,07	1,18	0,476
H $_{\gamma}$	35,0	3,79	2,17	1,00	39,9	4,33	2,48	1,00
H $_{\delta}$	22,7	6,05	3,45	1,58	26,2	6,99	4,00	1,61
H $_{\epsilon}$	14,7	8,40	4,80	2,20	14,5	8,28	4,73	1,91
H $_{\zeta}$	9,3	10,3	5,90	2,72	8,1	9,00	5,15	2,08
H $_{\eta}$					6,0	12,0	6,85	2,76

Таблица 4

Дата	Номер пластинки	Время московское	Линия	$\Delta\lambda, \text{Å}$	N_K/N_S
29.VII 1959 г.	3346	8 ^h 00 ^m	H $_{\beta}$	2,22—3,7	0,266
			H $_{\gamma}$	1,97—3,3	1,00
			H $_{\delta}$	1,87—3,13	1,3
	3347	8 07	H $_{\alpha}$	3—5	0,345
			H $_{\beta}$	2,22—3,7	0,462
			H $_{\gamma}$	1,97—3,3	1,00
3348	8 08	H $_{\delta}$	1,87—3,13	2,12	
		H $_{\alpha}$	3—5	0,105	
		H $_{\beta}$	2,22—3,7	0,495	
3.IX 1960 г.	3551	7 47	H $_{\gamma}$	1,97—3,3	1,00
			H $_{\delta}$	1,87—3,13	1,15
			H $_{\alpha}$	3—5	0,068
			H $_{\beta}$	2,22—3,7	0,244
			H $_{\gamma}$	1,97—3,3	1,00
			H $_{\delta}$	1,87—3,13	1,31
20.VIII 1957 г.	2298		H $_{\alpha}$	3—5	0,115
			H $_{\beta}$	2,22—3,7	0,97
			H $_{\gamma}$	1,97—3,3	1,00

Величина I_λ равна $I_\lambda^c(\theta) \cdot r_\lambda$, где $I_\lambda^c(\theta)$ — абсолютная интенсивность солнечного излучения в области непрерывного спектра.

Находя по нескольким точкам контуров коэффициенты $k_\alpha, k_\beta, k_\delta$, берем среднее значение и определяем N_k/N_5 . Результаты вычислений приведены в табл. 4. В пятой графе указаны участки $\Delta\lambda$, в которых определялись коэффициенты k_λ .

Сравнение наблюдаемых соотношений населенностей уровней атомов водорода с таблицами В. М. Соболева [5] и С. Г. Мамедова [6], в которых приведены населенности уровней водородных атомов, полученные решением уравнений стационарности при различных значениях T_e, T_2 и n_1 , показывает, что наблюдаемые относительные населенности третьего и четвертого уровней значительно ниже теоретических.

Определение числа поглощающих атомов над усами на луче зрения

Как уже отмечалось, мы считаем, что наличие центрального абсорбционного провала в эмиссионных контурах усов обусловлено поглощением эмиссии слоем хромосферы, расположенной выше ядра усов, оптическая толщина которого не меньше единицы.

Исходя из формы контура линии H_δ , в которой отсутствует абсорбционный провал, нами были получены эмиссионные контуры водородных линий $H_\alpha - H_\epsilon$ в усах, которые мы наблюдали бы при отсутствии поглощения.

Сравнивая наблюдаемые центральные интенсивности линий I_H с вычисленными центральными интенсивностями I_0 , можно определить оптическую толщину поглощающего слоя τ_0

$$I_H = I_0 e^{-\tau_0}.$$

Полученные значения τ_0 дают возможность определить число атомов во втором квантовом состоянии N_2 в поглощающем слое над усами на луче зрения:

$$\tau_0 = k_0 N_2, \text{ где } k_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D} f_{ik}.$$

Величины $\Delta\lambda_D$ определены по контурам суммарной эмиссии по соотношению $\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{\ln 2}}$, где $\Delta\lambda$ — полуширина суммарного контура. Результаты вычислений N_2 представлены в табл. 5.

Среднее значение по двум пластинкам и всем линиям $N_2 = 7,13 \cdot 10^{14}$.

Приведем полученное нами значение N_2 к центру солнечного диска, для чего нужно учесть эффект проекции. Исследуемые усы были расположены на расстоянии $\rho \approx 0,97$ от центра солнечного диска. Приняв $\tau_0(\theta) = \tau_0(0) \sec \theta$, получим $N_2(0) = 1,74 \cdot 10^{14}$. Вычисленное значение

Таблица 5

Линия	τ_0	$N_2 \cdot 10^{-14}$	τ_0	$N_2 \cdot 10^{-14}$
	Пластинка № 3523		Пластинка № 3525	
H_α	2,63	0,395	2,49	0,385
H_β	2,69	2,69	3,24	3,06
H_γ	2,94	9,43	2,72	7,95
H_δ	1,90	12,8	2,06	14,8
H_ϵ	0,72	8,78	0,93	11,0

$N_2(0)$ дает возможность оценить высоту залегания верхней границы эмиссионного слоя.

Согласно исследованиям Р. Томаса [7], число атомов водорода в хромосфере во втором квантовом состоянии на луче зрения в тангенциальном направлении к диску Солнца на высоте 670 км от основания хромосферы $N_2(\text{хр}) = 2,4 \cdot 10^{16}$ и $N_2(\text{танг})$ в 60 раз больше, чем в столбе, направление которого совпадает с радиусом Солнца.

Примем распределение атомов по высоте в хромосфере

$$n(h) = n(0)e^{-\beta h}.$$

Напишем отношение полного числа атомов водорода во втором квантовом состоянии, располагающихся над 1 см² выше уровня образования усов h , $N_2(h, \infty)$, к полному числу атомов водорода во втором квантовом состоянии над 1 см² для высоты 670 км, $N_2(670, \infty)$.

$$\frac{N_2(h, \infty)}{N_2(670, \infty)} = e^{-\beta(h-670)},$$

которое позволяет определить высоту ($h - 670$ км). Значение $\beta = 1,3 \cdot 10^{-8}$ для водородных линий взято из [7]. Определенная таким способом высота верхней границы эмиссионного слоя $h = 1300$ км.

Аналогичную высоту получим, если воспользуемся данными Томаса или Мацусимы, приведенными в [7], о значениях N_2 на различных высотах в хромосфере: $h = 1150$ км по данным Томаса и $h = 1350$ км по данным Мацусимы.

Эти высоты верхней границы эмиссионного слоя мы получили, исходя из предположения, что населенность второго уровня водорода в хромосфере над усами такая же, как в невозмущенной хромосфере.

Автор искренне благодарен академику А. Б. Северному за ряд полезных замечаний при обсуждении данной работы.

Декабрь 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 129.
2. К. де Ягер. Стрoение и динамика атмосферы Солнца, ИЛ, 1962, стр. 69.
3. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 3.
4. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 62.
5. В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1961, № 167.
6. С. Г. Мамедов. Солнечные данные, 1962, № 5.
7. Р. Томас, Р. Атей. Физика солнечной хромосферы, гл. 9, М., «Мир», 1965.

О ХАРАКТЕРЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ВОЗБУЖДЕНИЯ ОТ ВСПЫШЕК

Н. Н. Степанян

Отмечается, что во многих вспышках мы имеем дело с двумя явлениями: «собственно вспышка», соответствующаяначальному максимуму на световой кривой, и распространение возбуждения от вспышки по хромосфере (пологая часть кривой). В качестве возможного механизма передачи возбуждения от вспышки рассмотрена сильная ударная волна, возникающая в области «собственно вспышки» в результате большого энерговыделения.

Рассчитано распространение ударных волн разной мощности в неоднородной хромосфере. Получены 1) зависимость характеристик вспышек от высоты возникновения, 2) характерная вытянутая форма вспышки на лимбе и некоторые другие свойства.

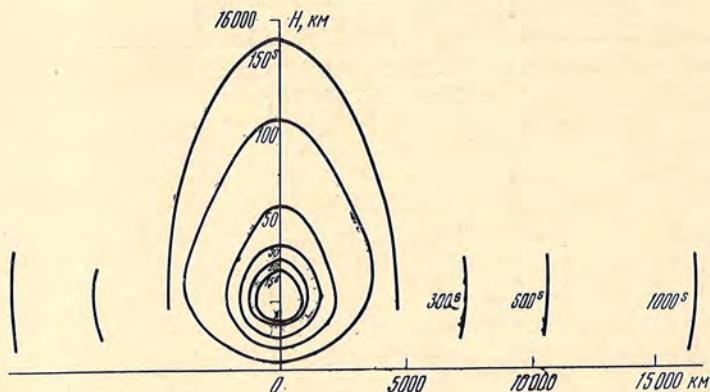
ON THE CHARACTER OF THE PROPAGATION OF THE EXCITATION FROM FLARES, by *N. N. Stepanyan*.— It is noted that in many flares we deal with two phenomena: a) the flare «itself», corresponding to the first maximum of the light curve, and b) the phenomena connected with the propagation of the excitation from the flare through the chromosphere (the decay part of the light curve). As a possible mechanism of the propagation of the excitation the strong shock wave is considered.

Such shock wave is supposed to appear in the region of «the flare itself» as a result of substantial energy release. The propagation of the shock waves of different strengths in the inhomogeneous chromosphere is considered. We found that the typical forms of limb flares and the dependence of flare characteristics on the height of the flare appearance and some other properties can be explained in this way.

На основе изучения спектров вспышек и их изменения со временем в [1, 2] был сделан вывод о том, что во многих вспышках мы имеем дело с двумя явлениями: 1) с «собственно вспышкой», соответствующейначальному максимуму на световой кривой, и 2) распространением возбуждения от вспышки по окружающей хромосфере (пологая часть световой кривой).

Ю. М. Слоним [3] из многолетних наблюдений нашла, что некоторые характеристики вспышек зависят от высоты начала вспышки. Сильные вспышки, начинающиеся в нижней хромосфере, показывают преимущественное движение вверх и имеют световую кривую со многими максимумами. Во вспышках, начинающихся на большой высоте ($H_0 > 25\,000$ км), наблюдается в основном движение вниз. Время их развития больше, световая кривая пологая, с малым числом максимумов.

Эти наблюдения говорят о том, что распространение возбуждения от «собственно вспышки» существенно зависит не только от первоначальной причины, вызвавшей вспышку, но и от того, на каких уровнях хромосферы происходит это распространение, так как физические условия сильно меняются с высотой. При рассмотрении механизма передачи возбуждения необходимо это учитывать.



Фиг. 1. Положения фронта ударной волны в разные моменты времени ($H_0 = 5000$ км, $\lg c = 6,25$)

Предположим, что механизмом передачи возбуждения от «собственно вспышки» по окружающей хромосфере является сильная ударная волна. Такая волна может возникнуть как вторичное явление при любом механизме образования вспышки в результате быстрого выделения значительной энергии.

Нами были рассчитаны некоторые характеристики сильной ударной волны, распространяющейся в неоднородной водородной плазме. Расчеты проводились на основе формулы

$$v = c(N \cdot S)^{-1/4},$$

полученной С. А. Капланом [4]. Здесь N — концентрация атомов в невозмущенной среде, S — расхождение волны ($S = r^2$ для сферической волны, $S = r$ для цилиндрической и $S = \text{const}$ для плоской волны), c — параметр, характеризующий мощность волны. Распространение волны рассматривалось в хромосфере и нижней короне, где бралось распределение плотности и температуры по модели Гуляева, Никольской и Никольского для активной области хромосферы [5] и по модели Ван де Холста для короны [6]. Расчеты проводились для нескольких начальных высот образования волны H_0 и нескольких значений параметра мощности волны c .

Получены следующие закономерности распространения фронта волны. Для начальных высот $H_0 \leq 5000$ км основное движение фронта волны — вверх. На фиг. 1 даны положения фронта волны в разные моменты времени для волны, начинающейся на высоте $H_0 = 5000$ км. Для этого случая свечение за фронтом волны, движущейся вниз, не будет наблюдаться уже через 100^s (скорость фронта уменьшится до местной скорости звука). Движение вверх наблюдается 150^s , а после этого длительное время (1000^s) существует только свечение за фронтом волны, распространяющейся в горизонтальной плоскости. Для волн большей мощности вытягивание фронта вверх и последующее расширение в стороны может длиться дольше (до 4000^s при принятых нами мощностях).

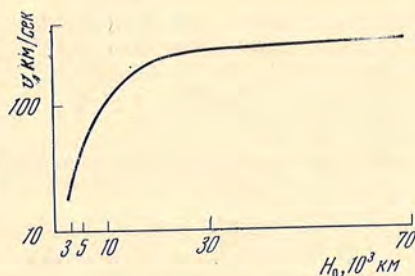
Для больших значений H_0 основное движение фронта волны — вниз. Кроме того, чем ниже возникает волна, тем быстрее теряет она скорость. Это иллюстрируется фиг. 2, где дана скорость волны одной и той же мощности на расстоянии 1000 км от центра в зависимости от начальной высоты возникновения волны H_0 .

Полученные закономерности могут соответствовать явлениям, наблюдаемым во вспышках. Мы уже говорили о результатах, полученных Ю. М. Слоним [3], — о преимущественном движении вверх у вспышек, локализованных в нижней хромосфере, и движении вниз для вспышек,

начинающихся выше 25 000 км. Кроме того, для многих вспышек на диске характерная последняя фаза развития — расширение.

Данная А. Б. Северным и Е. Ф. Шапошниковой [7] картина развития лимбовых вспышек в виде яркого холма, передний фронт которого быстро вытягивается, также согласуется качественно с картиной распространения ударной волны, представленной на фиг. 1. Но возникает вопрос: сможет ли распространяться такая волна при наличии хромосферных магнитных полей и будет ли свечение за фронтом волны подобно наблюдаемому во вспышках?

Фиг. 2. Скорость фронта волны на расстоянии 1000 км от центра в зависимости от высоты возникновения вспышки ($\lg c = 6$)



Что касается магнитных полей, то волна будет распространяться, если кинетическая энергия фронта больше магнитной энергии окружающей хромосферы ($\rho v^2/2 > H^2/8\pi$). Кинетическая энергия вспышки при $n_H = 10^{13}$ и $v = 200$ км/сек будет равна магнитной энергии при поле $H = 300$ э. По измерениям Северного и Бумбы [8], магнитные поля в хромосфере над активными областями в хромосфере могут достигать 200—300 э. В другой работе Северного [9] в хромосфере вблизи пятна зарегистрировано поле 60 э. По-видимому, реально могут быть случаи, когда кинетическая энергия вспышки больше магнитной энергии среды, и тогда волна будет распространяться. Но могут быть случаи с сильными полями, которые приведут к искажениям фронта и волна не сможет распространяться так, как описано выше. Возможно, что это и объясняет многообразие форм наблюдаемых вспышек, особенно в послемаксимальной фазе. Что касается свечения газа за фронтом волны, то в рамках рассматриваемого представления об ударной волне можно более или менее удовлетворительно объяснить свечение узкого переднего фронта (50—700 км) волны, что соответствует наружным частям вспышки. Это можно сделать на основе расчетов, выполненных в [10]. Но газ за фронтом волны будет быстро высвечиваться, и для объяснения длительного свечения всего объема, по которому уже прошел фронт волны, нужно привлекать другие механизмы¹. Резюмируем сказанное выше.

В [1, 2] автором развито представление о вспышке, как двух явлениях: «собственно вспышка» и распространение возбуждения от вспышки по хромосфере.

В настоящей заметке подчеркивается, что механизм передачи возбуждения должен давать картину развития вспышки, зависящую от физических параметров окружающей среды.

В качестве причины возбуждения от вспышки рассматривается сильная ударная волна, возникающая в области «собственно вспышки» в результате большого энерговыделения. Характер распространения фронта такой волны соответствует некоторым наблюдаемым во вспышках закономерностям: фаза расширения вспышек, зависимость преимущественного направления движения вспышек от высоты возникновения, наиболее часто встречающаяся форма лимбовых вспышек.

Распространение волны возможно, если кинетическая энергия вспышки больше магнитной энергии среды. Объяснение же длительного свече-

¹ На это обстоятельство мое внимание обратил Э. Е. Дубов.

ния газа в области, по которой прошел фронт волны, требует привлечения дополнительного механизма.

Приношу глубокую благодарность С. А. Каплану за помощь и полезное обсуждение и Е. П. Смирновой за проведенные вычисления на ЭВЦМ «Минск-1».

Декабрь 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 68.
2. Н. Н. Степанян. Астрон. ж., 1969, 46, 580.
3. Ю. М. Слоним. Астрон. ж., 1968, 45, 286.
4. С. А. Каплан. Астрон. ж., 1967, 44, 384.
5. Р. А. Гуляев, К. И. Никольская, Г. М. Никольский. Астрон. ж., 1963, 40, 433.
6. H. C. van de Hulst. Bull. Astron. Netherl., 1950, 11, 135.
7. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 64, 235.
8. A. Severny, V. Bumba. Observatory, 1958, 78, 33.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 281.
10. С. А. Каплан, Подстригач. Астрон. ж., 1965, 42, 552.
11. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 86.

НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНИЙ ГЕЛИЯ D_3 И $\lambda 10830 \text{ \AA}$
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Нгуен-Нган

Линии гелия D_3 и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в активных областях были изучены по спектрограммам, полученным на горизонтальном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Наблюдения инфракрасной линии $\lambda 10830 \text{ \AA}$ проводились с помощью электронно-оптического преобразователя во втором порядке решетки. Спектрограммы с линией D_3 получены на спектрографе с эшелле. По эквивалентным ширинам W_{D_3} и слабой компоненты W_{10829} определена температура возбуждения T_{ex} перехода $2^3S - 2^3P$ ($T_{\text{ex}} = 4500^\circ \text{ K}$). Доплеровские ширины $\Delta\lambda_D$, определенные по линиям $\lambda 10829$ и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в предположении о постоянной функции источника, хорошо совпадают. Низкая температура T_{ex} подтверждает вывод о том, что механизмом образования линии является рассеяние радиации фотосферы. Оптические толщ в центре линии $\lambda 10829 \text{ \AA}$, определенные по ее эквивалентной ширине и по отношению интенсивности двух компонент триплета ($\lambda 10829$ и 10830 \AA), различаются примерно вдвое. Это может быть объяснено наличием неоднородностей хромосферы, наблюдаемых в гелиевой линии. Показано, что скорость турбулентного движения в гелиевых областях мала ($v_t < 4 \text{ км/сек}$).

OBSERVATIONS OF THE HELIUM LINES D_3 AND $\lambda 10830 \text{ \AA}$ IN ACTIVE REGIONS, by *Nguen-Ngan*.—Helium lines D_3 and $\lambda 10830 \text{ \AA}$ are considered on the spectrograms obtained with Horizontal solar telescope of the Crimean astrophysical observatory. $\lambda 10830$ observations were made with image-converter in the second order of the grating, the spectrograms of D_3 -line were obtained with the echele spectrograph. The excitation temperature T_{ex} of the transition $2^3S - 2^3P$ is determined on the basis the equivalent widths of D_3 -line and of the weak component of $\lambda 10829 \text{ \AA}$. Doppler widths determined for $\lambda 10829$ and $\lambda 10830$ -lines are in good agreement with the assumption of the constant source-function. Low excitation temperature T_{ex} agrees with the conclusion that the mechanism of line formation is the scattering of the photospheric radiation. The optical thickness in the center of the line $\lambda 10829$ derived from the equivalent width of $\lambda 10829$ and from the ratio of the intensity of two triplet components ($\lambda 10829$ and $\lambda 10830$) differ by the factor two. It can be explained by the chromospheric inhomogeneities observed in Helium lines. It is shown that the turbulent velocity in Helium regions is small ($v_t < 4 \text{ km/sec}$).

Усиление линии ортогелия в активных областях Солнца представляет большой интерес для исследования физической природы хромосферы. В наших предыдущих сообщениях [1, 2] даны результаты фотоэлектрических наблюдений линии $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в невозмущенной и активной областях. Было показано, что усиление линии гелия есть результат того, что доля компоненты в активной области больше, чем в невозмущенной хромосфере. Этот результат был получен при предположении о постоянной функции источника с температурой возбуждения $T_{\text{ex}} = 4500^\circ \text{ K}$. Такое предположение следует из расчета элементарных процессов, определяющих населенности уровней ортогелия. В [2] также были даны результаты наблюдений линий D_3 и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в разных активных областях и в разное

время. Такое сопоставление линий D_3 и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ позволяет сделать некоторые качественные выводы. Для количественной оценки необходимо одновременно наблюдать эти линии в одном и том же месте активной области.

Фотоэлектрические наблюдения дают возможность исследовать некое усредненное образование в хромосфере. Наблюдения при большой высоте щели и достаточной длительности одной записи не позволяют изучать физическую природу отдельного образования. В фотоэлектрических записях профиль слабой компоненты $\lambda 10829 \text{ \AA}$ трудно определить. Тем не менее изучение профиля $\lambda 10829 \text{ \AA}$ дает некоторую дополнительную информацию, так как линия слабая и по ней определение оптической толщи точнее. Сопоставление трех линий, D_3 , $\lambda 10830$ и $\lambda 10829$, позволяет нам уточнить некоторые предположения, сделанные ранее при анализе главной компоненты линии $\lambda 10830 \text{ \AA}$.

Чтобы одновременно наблюдать эти линии в каждой активной области, работа проводилась фотографически.

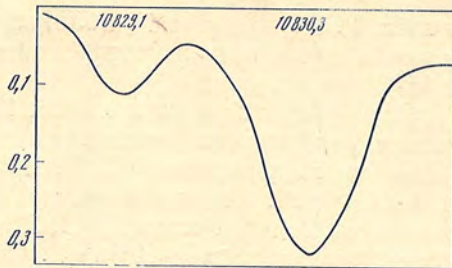
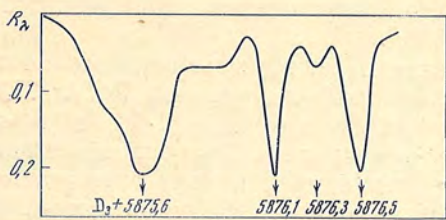
1. Наблюдения. Инфракрасная линия $\lambda 10830$ и линия D_3 ($\lambda 5876 \text{ \AA}$) находятся далеко друг от друга по спектру, и приемники для них должны быть разные. Поэтому для одновременного их наблюдения нужно специальное расположение решеток спектрографа. Летом 1968 г. на горизонтальном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР нам удалось получить большое количество спектрограмм с линиями D_3 и $\lambda 10830$ в активных областях. Описание телескопа дано в [3]. Наблюдения линии $\lambda 10830$ проводились с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Дисперсия во втором порядке на катоде ЭОП составляет $\sim 1 \text{ \AA/мм}$. С экрана ЭОП оптическая система переносит спектр на пленку камеры. Ширина щели $0,15 \text{ мм}$ при изображении Солнца 110 мм . Снимки получались при экспозиции $0,2 \text{ сек}$. Для фотографирования использовалась пленка КНЧС (чувствительность 600 ед. ГОСТ).

Спектрограммы с линией D_3 были получены на спектрографе с эшелле. Дисперсия в области $\lambda 5876$ составляет $0,5 \text{ \AA/мм}$. Спектры были сняты на пластинке Rot Rapid с экспозицией $0,5 \text{ сек}$. Выбранное для снимка место было зафиксировано в белом свете и в линии H_α . Спектры $\lambda 10830$ и D_3 снимались последовательно. Интервал времени между этими снимками, необходимый для вращения решетки и эшелле, был не больше 1 мин . За это время, по-видимому, область наблюдения не изменялась. Во всяком случае, яркость H_α не менялась очень долго.

Были обработаны спектры возмущенных мест, в которых не было вспышек и особых явлений (усов, выбросов и т. д.). Можно сказать, что наблюдались более спокойные места в активной области. Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре МФ-4 с шириной щели $0,40 \text{ мм}$ для D_3 и $0,7 \text{ мм}$ для $\lambda 10830$ при увеличении $20 \times$. Высота щели микрофотометра соответствует $5''$ на Солнце.

2. Результаты наблюдений. В этом сообщении содержатся результаты обработки материала, полученного 28.VIII, 15 и 18.IX 1968 г. Определение эквивалентной ширины линии D_3 проводилось таким же образом, как в [2]. Из-за блендирования с атмосферной линией $\lambda 5876,605 \text{ \AA}$ нам не удалось построить контур D_3 . Для иллюстрации на фиг. 1 и 2 показаны записи интенсивности участка спектра с линией D_3 и контур $\lambda 10830$ в одном и том же месте активной области. На этой фигуре хорошо разделены две компоненты триплета $\lambda 10830$.

В табл. 1 представлены результаты обработки пяти серий спектрограмм. Даты наблюдения и положения активных областей показаны в первом и втором столбцах. В следующих даны центральная глубина R_{10830} , полная полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ и эквивалентная ширина линии $\lambda 10830$. Эти же значения для слабой компоненты $\lambda 10829$ и W_{D_3} также содержатся в табл. 1. По этим данным можно определить температуру возбуждения T_{ex} , доплеровскую ширину $\Delta\lambda_D$ и оптическую толщину τ_{10829} в центре линии $\lambda 10829$.



Фиг. 1. Контур линии D₃ в активной области

Фиг. 2. Контур линии λ10830 Å в активной области

Для определения T_{ex} перехода $2^3S - 2^3P$ использованы эквивалентные ширины линии D₃ и слабой компоненты λ10829. Из-за заметной оптической толщи в линии λ10830 определение T_{ex} по W_{10830} дает низкую точность. Для слабых линий, таких, как D₃ и λ10829, предположение о постоянстве функции источника S , по-видимому, справедливо для хромосферы.

Выражение для эквивалентной ширины этих линий имеет вид

$$W_{\lambda} = \sqrt{\pi} \tau_{\lambda} \Delta \lambda_D \left(1 - \frac{S}{I_0(\theta)} \right). \quad (1)$$

Эти линии образуются в результате рассеяния радиации из фотосферы и для них $S = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} I_0(\theta) \sin \theta d\theta$. Значения интенсивности излучения $I_0(\theta)$, выходящего из фотосферного факела под углом θ , даны в работах [4, 5].

Для определения T_{ex} используется формула

$$\frac{W_{D_3}}{W_{10829}} = \frac{\left[\tau_{D_3} \lambda \left(1 - \frac{S}{I_0(\theta)} \right) \right]_{D_3}}{\left[\tau_{10829} \lambda \left(1 - \frac{S}{I_0(\theta)} \right) \right]_{10829}}. \quad (2)$$

Подставляя полученные из наблюдений W_{D_3} , W_{10829} и значения $S/I_0(\theta)$ в (2), получаем τ_{D_3}/τ_{10829} , которое выражается через T_{ex} :

$$\frac{\tau_{D_3}}{\tau_{10829}} = 9 \frac{(\lambda f)_{D_3}}{(\lambda f)_{10829}} \frac{n_{2^3P}}{n_{2^3S}} = 15,3 [e^{kT_{\text{ex}}} - 1]^{-1}, \quad (3)$$

где $h\nu = 1,14 \text{ эв}$ — энергия возбуждения перехода $2^3S - 2^3P$, $f_{D_3} = 0,626$, $f_{10830} = 0,600$. Вычисленные значения T_{ex} представлены

Таблица 1

Дата, 1968 г.	sin θ	λ10830			λ10829			D ₃
		R ₁₀₈₃₀	Δλ _{1/2} , Å	W ₁₀₈₃₀ , м.Å	R ₁₀₈₂₉	Δλ _{1/2} , Å	W ₁₀₈₂₉ , м.Å	W _{D₃} , м.Å
28.VIII	0,89	0,32	0,94	350	0,15	0,51	77,5	30
	0,89	0,29	0,84	244	0,09	0,657	52	30
15.IX	0,94	0,31	0,82	264	0,12	0,55	64	28
18.IX	0,65	0,30	0,94	290	0,08	0,75	55	30
	0,65	0,34	0,75	250	0,12	0,55	62	35

в табл. 2. Полученная T_{ex} близка к величине $T_{ex} = 4500^\circ \text{K}$, предложенной нами при интерпретации фотоэлектрических наблюдений D_3 и $\lambda 10830$ в [2].

Определенная из наблюдений T_{ex} показывает хорошее согласие с теоретическим расчетом отношения населенностей на уровнях 2^3S и 2^3P . Согласно вычислениям [6, 7], $T_{ex} = 4600^\circ \text{K}$ при $T_e = 2 \cdot 10^4$ и $n_e \leq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Нужно отметить, что вычисленная T_{ex} слабо зависит от кинетической температуры T_e и растет с увеличением электронной плотности при $n_e > 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Слабая зависимость T_{ex} от кинетической температуры среды T_e объясняется тем, что энергия возбуждения данного перехода небольшая: $h\nu = 1,14 \text{ эв}$. При $n_e \leq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ T_{ex} практически не зависит от физических параметров среды, так как возбуждение перехода $2^3S - 2^3P$ обусловлено излучением фотосферы.

Определения $\Delta\lambda_D$ по полной полуширине слабой линии $\lambda 10829$ проводились по известной формуле

$$\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_{1/2}/1,665. \quad (4)$$

Результаты вычисления $\Delta\lambda_D$ по (4) представлены в табл. 2 (третий столбец). Доплеровская ширина $\Delta\lambda_D$ может быть определена по профилю линии $\lambda 10830$. Она будет дана ниже после вычисления оптической толщи τ_{10830} в центре линии.

Зная $\Delta\lambda_D$, по наблюдаемой эквивалентной ширине линии $\lambda 10829$ можно определить τ_{10829} . Подставляя численное значение $S/I_0(\theta)$ и $\Delta\lambda_D$ в формулу (1), вычисляются τ_{10829} , которые даны в четвертом столбце табл. 2.

Таблица 2

$\sin \theta$	T_{ex}	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$ ($\lambda 10829$)	τ_{10829}	τ'_{10829}	$T_e, ^\circ\text{K}$	$\Delta\lambda'_D, \text{ \AA}$ ($\lambda 10830$)
0,89	4230	0,34	0,29	0,50	$2,1 \cdot 10^4$	0,34
0,89	4700	0,32	0,20	0,34	$2,1 \cdot 10^4$	0,34
0,94	4520	0,33	0,28	0,48	$1,9 \cdot 10^4$	0,32
0,65	4600	0,45	0,14	0,28	$2,9 \cdot 10^4$	0,40
0,65	4650	0,33	0,18	0,40	$1,9 \cdot 10^4$	0,31

До сих пор мы использовали только результаты обработки слабой компоненты $\lambda 10829$ для определения τ_{10829} и $\Delta\lambda_D$. Есть еще одна возможность определить эти величины — по отношению интенсивностей двух компонент и по профилю главной компоненты $\lambda 10830$. Результаты вычисления τ'_{10829} по наблюдаемому отношению глубин двух компонент D [2] даны в пятом столбце табл. 2:

$$D = \frac{R_{10830}}{R_{10829}} = \frac{1 - e^{-8\tau'_{10829}}}{1 - e^{-\tau_{10829}}}. \quad (5)$$

Из табл. 2 видно, что значения τ_{10829} и τ'_{10829} различны. Это расхождение можно объяснить, предполагая, что линия поглощения $\lambda 10830$ образуется не по всей хромосфере, а в некоторых неоднородностях. Тогда в левую часть выражения (1) войдет некоторый множитель, зависящий от гелиевой компоненты в хромосфере. Такое объяснение было предложено в [2]. Следует отметить, что при меньших значениях D ошибки в определении τ'_{10829} больше.

Кажется интересным сравнить $\Delta\lambda_D$, полученные по линии $\lambda 10829$, с $\Delta\lambda'_D$, определенной по линии $\lambda 10830$. Для этого запишем выражение

глубины линии M0830 [2]:

$$R_{\lambda} = a(1 - e^{-\tau_{\lambda}}) \left(1 - \frac{S}{I_0(\theta)}\right), \quad (6)$$

где a — доля горячей компоненты и

$$\tau_{\lambda} = \tau'_{10829} \left[5e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} + 3e^{-\left(\frac{\Delta\lambda+0,091}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \right].$$

Зная τ'_{10829} и полную полуширину $\Delta\lambda_{1/2}$, вычисляется значение $\Delta\lambda_D$, которое представлено в табл. 2 (третий столбец). Видно, что полученные разными способами доплеровские ширины хорошо согласуются между собой. Это показывает, что наше определение τ_{10829} по интенсивности линии M0829 и по отношению D верно. Случай наибольшей $\Delta\lambda_D$, по-видимому, относится к более активной области. Такие случаи наблюдали и фотоэлектрическим путем [2].

В заключение нужно отметить, что в [8] предложенное из некоторых теоретических соображений значение T_{ex} было завышено. Наше определение T_{ex} из наблюдений показывает, что уровни ортогелия в активных областях Солнца возбуждаются излучением фотосферы, а электронный удар играет малую роль. Таким образом, только предположение о наличии неоднородности дает, по-видимому, объяснение расхождениям в определении τ_{10829} по отношению D и по интенсивности одной из двух компонент.

Из доплеровских ширин в активных областях получена малая скорость движения газа. Полагая, что скорость турбулентного движения равна нулю, получаем максимальное значение кинетической температуры T_e из $\Delta\lambda_D$. Вычисления T_e даны в табл. 2. Видимо, для объяснения свечения гелиевых линий температура ниже вычисленной быть не может. Иными словами, турбулентная скорость газа в активной области действительно мала. Из расчета населенностей ортогелия следует, что кинетическая температура не меньше чем $18\,000^\circ\text{K}$, тогда по $\Delta\lambda_D$ получается наибольшая турбулентная скорость, которая не превышает 4 км/сек . Полная скорость газа (тепловая и турбулентная) составляет всего лишь 9 км/сек .

В заключение автор выражает глубокую благодарность директору Крымской астрофизической обсерватории АН СССР академику А. Б. Северному за предоставление ему возможности получить материалы для данной работы. Автор также благодарит Н. Н. Степанян за помощь в наблюдениях и С. Б. Пикельнера за внимание к работе.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. Н. Нган. Астрон. ж. (в печати).
2. Н. Нган. Астрон. ж. (в печати).
3. Н. Н. Степанян, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 194.
4. Г. Ф. Ситник, В. Д. Кузьминых. Сообщ. ГАИШ, 1967, № 147.
5. В. Д. Кузьминых. Астрон. ж., 1962, 39, 965.
6. Р. А. Гуляев. Солнечная активность, 1968, № 3.
7. В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1968, 184, 10.
8. O. Namba. Bull. Astron. Netherl., 1963, 17, 93.

О ГЕОМЕТРИИ ЛОКАЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА СОЛНЦЕ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЯ 22 СЕНТЯБРЯ 1968 ГОДА

Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Излагаются результаты изучения геометрии локальных источников, полученные при наблюдении частного солнечного затмения 22.IX 1968 г. на волне 3,15 см. Наблюдения проводились в Симеизском отделении Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22-м радиотелескопе. Наряду с полной интенсивностью (поляризованной плюс неполяризованной) проводились измерения поляризованного по кругу радиоизлучения.

Отмечается тесная связь радиоисточников с группами пятен и локальными магнитными полями на уровне фотосферы. Угловые размеры источников поляризованного излучения близки к размерам теней пятен. Обнаружена тонкая структура источников поляризованного излучения, на общем фоне распределения интенсивности излучения можно заметить отдельные детали размерами около 5".

Определены высоты локальных источников и радиолимба над фотосферой. Значения высот верхней границы источников оказались равными $(26 \pm 4) \cdot 10^3$ км в поляризованном излучении и $42 \cdot 10^3$ км — в полной интенсивности. Наиболее интенсивная часть источника в полном излучении совпадает с областью поляризованного излучения.

ON THE GEOMETRY OF THE LOCAL SOURCES ON THE SUN FROM OBSERVATIONS OF THE ECLIPSE ON SEPTEMBER 22, 1968, by N. N. Eruchev, L. I. Tsvetkov. — The results regarding the position of the local sources from observations of the partial solar eclipse of September 22 1968 are given. The observations were made with the aid of 22-meter radio telescope of the Crimean observatory at the wavelength 3.15 cm. The measurements of circular polarized and of non-polarized (the total intensity) radio-emission were made.

Close connection of the radio sources with the sunspot groups and the local magnetic fields at the photospheric level are found. The angular size of the local sources of the polarized emission are about the same as those of the umbra of sunspots. The fine structure (about 5") of the sources of polarized emission is observed.

The heights of the local sources as well as of the radio limb above the photosphere are determined. The upper boundary of the sources is found to be at the heights $(26 \pm 4) \cdot 10^3$ km for the polarized emission and $42 \cdot 10^3$ km for the total intensity. The position of the most intense part of the source in the total emission is coinciding with the region of polarized emission.

Локальные радиоизлучающие центры на Солнце занимают важное место в общем комплексе солнечной активности. Поэтому их изучение представляет интерес не только с радиоастрономической точки зрения, но и астрофизической.

Одним из основных требований при наблюдениях радиоизлучения Солнца является обеспечение высокой разрешающей способности. Наиболее эффективными в этом отношении до последнего времени остаются наблюдения во время солнечных затмений. Они позволяют не только локализовать отдельные источники, но и получать распределение интенсивности радиоизлучения по источнику с разрешением в несколько угло-

вых секунд, что пока еще не достигается при обычных наблюдениях, даже на самых лучших радиотелескопах.

Здесь излагаются результаты изучения геометрии локальных источников, полученные нами при наблюдении частного солнечного затмения 22.IX 1968 г. на волне 3,15 см. Наблюдения проводились в Симеизском отделении Крымской астрофизической обсерватории АН СССР ($\lambda = 2^{\text{h}}16^{\text{m}}$, $\varphi = 44^{\circ}23'$) на 22-м радиотелескопе [1]. Ширина диаграммы направленности антенны на волне 3,15 см по обеим координатам равнялась примерно 6'. Краткое описание аппаратуры приведено в [2].

Наряду с полной интенсивностью (поляризованной плюс неполяризованной) отдельно проводились измерения поляризованного по кругу радиоизлучения.

1. ОПТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Обстоятельства солнечного затмения в оптическом диапазоне были вычислены Н. С. Черных. Оно продолжалось с $10^{\text{h}}00^{\text{m}}22^{\text{s}},3 UT$ (момент I контакта) до $12^{\text{h}}24^{\text{m}}02^{\text{s}},7 UT$ (момент IV контакта). В максимальной фазе затмения ($11^{\text{h}}13^{\text{m}}54^{\text{s}}$) Луна закрывала 0,62 диаметра солнечного диска. Время здесь и в дальнейшем везде мировое. К сожалению, оптическим наблюдениям в Крыму погода не благоприятствовала. Удалось получить только снимок пятен (в белом свете) в $6^{\text{h}}30^{\text{m}}$, т. е. за 3,5 часа до начала затмения, а 23.IX — записи продольных магнитных полей на уровне фотосферы с помощью магнитографа [3]. Карта магнитных полей представлена в наше распоряжение А. Б. Северным.

В день затмения на диске Солнца имелись шесть групп пятен: № 376, 379, 381, 382, 384 и 385 [4]. Наибольший интерес для наблюдений представляли две группы (№ 376 и 381), которым и было уделено основное внимание. Группы № 382 и 384 состояли из отдельных пор, располагались они восточнее группы № 381. Группа № 379 нами не наблюдалась, а группа № 385 не закрывалась Луной вообще. Кроме моментов закрытий и открытий источников, связанных с группами пятен, проводились записи радиоизлучения во время I и IV контактов. Здесь же заметим, что вблизи IV контакта также имелись активные области, о которых более подробно будет сказано ниже. Наблюдения проводились в следующей последовательности: I контакт, закрытие группы № 376, закрытие группы № 381, открытие группы № 376, открытие группы № 381 и IV контакт. Система управления радиотелескопа позволяла быстро производить переустановку антенны с одной точки диска Солнца на другую.

Запись радиоизлучения производилась на самописцах ЭПП—09 со скоростью протяжки бумаги 40 мм/мин. Кроме этого, велась дублирующая запись со скоростью протяжки бумаги 20 мм/мин.

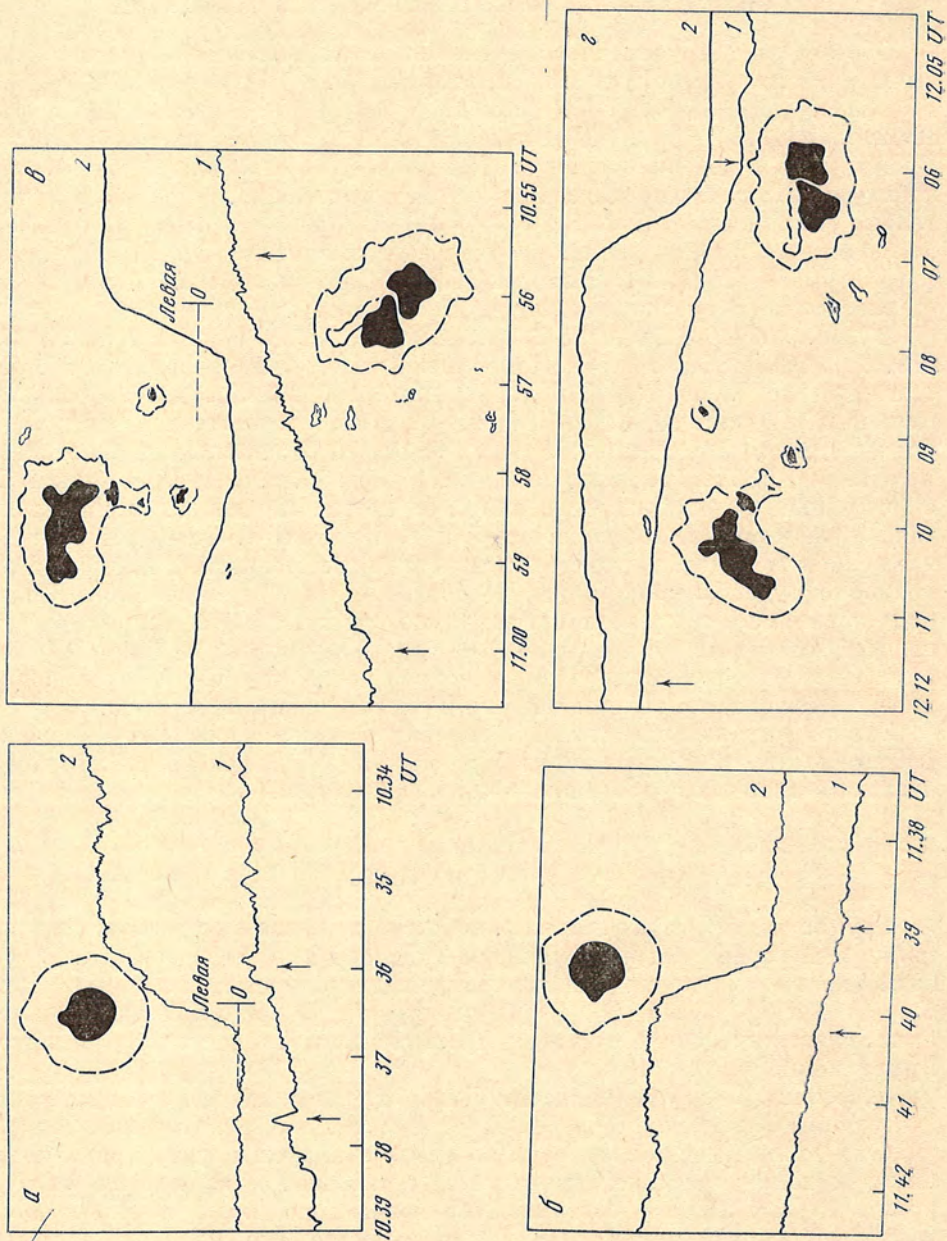
2. ГРУППА № 376

Группа № 376 состояла из компактного пятна-лидера с магнитным полем S-полярности и нескольких мелких пор в хвостовой части. В день затмения группа проходила центральный меридиан ($N 17^{\circ},5$, $S_d = 320$, $S_p = 163$ и $S_{pn} = 151$ [4]). В радиоизлучении от всего локального источника, связанного с этой группой, преобладала поляризованная по левому кругу компонента.

Закрытие. Скорость движения Луны относительно Солнца при закрытии группы была равна $v_{\text{л}} = 0,392 \text{ "/сек}$ в сек. На фиг. 1, а представлены участки записей радиоизлучения во время закрытия группы (радиоисточника) и дана зарисовка головного пятна. Здесь и на других фигурах время по оси абсцисс соответствует положению края лунного диска в каждый данный момент. На фиг. 1, а видно, что] по мере] закрытия

Фиг. 1. Записи радионизлучения Солнца на волне 3,45 см во время закрытия диском Луны группы пятен № 376 [4] (а) во время открытия Лунной группы № 376 (б), во время закрытия группы № 381 (в), во время открытия группы № 381 (г).

1 — для полной интенсивности, 2 — для поляризованного излучения. Зарисовка пятна дана в масштабе, соответствующем времени закрытия его лунным диском. Штриховая — нулевая линия



области интенсивность левополяризованного излучения быстро падает до нуля, затем, перейдя через нуль, запись снова возвращается к нулевому уровню. Смена знака поляризации, хотя и выявилась она незначительно, указывает на присутствие в хвостовой части области слабого источника правополяризованного излучения.

Полная интенсивность радиоизлучения во время закрытия этой группы также заметно падает, однако определить уверенно начало и конец закрытия источника в этом случае затруднительно из-за флуктуаций на записи, причина которых не выяснена. Начало более быстрого уменьшения полной интенсивности можно отнести ко времени $10^{\text{h}}35^{\text{m}}58^{\text{s}} \pm 13^{\text{s}}$, которое практически совпадает с началом спада левополяризованного излучения. Конец закрытия источника полной интенсивности ($10^{\text{h}}37^{\text{m}}41^{\text{s}} \pm 19^{\text{s}}$) также близко совпадает по времени с закрытием поляризованного, если принять во внимание наличие источника правополяризованного излучения. На фиг. 1, а эти моменты времени отмечены стрелками. Зная скорость движения Луны относительно Солнца, легко определить угловые размеры источников. Полный размер источника поляризованного по левому кругу радиоизлучения ($10^{\text{h}}35^{\text{m}}45^{\text{s}} - 10^{\text{h}}37^{\text{m}}00^{\text{s}}$) равен $30''$, такой же размер имеет и пятно вместе с полутенями. Размер источника правополяризованного излучения ($10^{\text{h}}37^{\text{m}}00^{\text{s}} - 10^{\text{h}}37^{\text{m}}50^{\text{s}} \pm 28^{\text{s}}$) определяется приблизительно $20'' \pm 11''$. Рассмотрение фиг. 1 показывает, что область наиболее интенсивного поляризованного излучения (по скорости изменения интенсивности) в плоскости диска совпадает с центральной частью тени пятна; выделяется элемент (ядро) в источнике размером менее $5''$. На краях тени пятна интенсивность поляризованного излучения изменяется относительно медленнее. Некоторая часть поляризованного излучения наблюдается и над полутенями пятна. Следует особо подчеркнуть тонкоструктурный характер источника поляризованного излучения.

Открытие ($v_p = 0,401''/\text{сек}$ в сек). Записи радиоизлучения и зарисовка головного пятна приведены на фиг. 1, б. Сразу заметим, что в этом случае постепенное увеличение интенсивности левополяризованного излучения наблюдается начиная примерно с $11^{\text{h}}32^{\text{m}}$, т. е. за 7 мин до открытия активной области. На фиг. 1, б дана только часть из этого участка записи (с $11^{\text{h}}37^{\text{m}}$). Открытие пятна сопровождалось быстрым ростом поляризованного по левому кругу излучения ($11^{\text{h}}39^{\text{m}}12^{\text{s}} - 11^{\text{h}}40^{\text{m}}09^{\text{s}}$). Полный размер источника, связанного с этим пятном, равен $23''$. Радиоисточник в полном излучении проявился в интервале $11^{\text{h}}39^{\text{m}}00^{\text{s}} - 11^{\text{h}}40^{\text{m}}12^{\text{s}}$ и имеет размеры $29''$ (его границы на записи указаны стрелками). Оказалось, что область генерации полной интенсивности по размеру больше источника в поляризованном излучении. Скорее всего это связано с тем, что полученное значение размера источника в поляризованном излучении несколько занижено. Дело в том, что как уже отмечалось выше, повышение излучения имело место до начала открытия группы, поэтому западный край источника на записи заметно проявился несколько позже. Из фиг. 1, б следует, что основная часть поляризованного излучения ($11^{\text{h}}39^{\text{m}}12^{\text{s}} - 11^{\text{h}}39^{\text{m}}44^{\text{s}}$), как и при закрытии области, тесно связана с тенью пятна. Максимальное излучение в источнике соответствует центральной части пятна, правда оно смещено от нее к северо-востоку примерно на $3''$.

Укажем еще на одно обстоятельство. На фиг. 1, а, б на записях поляризованного излучения зарегистрированы одинакового характера спад и подъем интенсивности: при закрытии группы в интервале $10^{\text{h}}33^{\text{m}}50^{\text{s}} - 10^{\text{h}}34^{\text{m}}25^{\text{s}}$, открытия — $11^{\text{h}}41^{\text{m}}20^{\text{s}} - 11^{\text{h}}42^{\text{m}}12^{\text{s}}$. Связаны ли эти аномалии с каким-либо источником на диске, говорить трудно, так как отождествить их с оптическими образованиями не удалось. Если предположить, что они обязаны локальному источнику, то он должен располагаться в северо-восточном направлении от основной группы и иметь биполярную структуру с равными интенсивностями областей обеих полярностей.

Эта группа имела явную биполярную структуру. Головная часть группы состояла, в свою очередь, из двух отдельных пятен с магнитным полем S-поляриности, хвостовая часть — из одиночного пятна с полем N-поляриности. Кроме основных пятен, имелось много мелких образований. В день затмения она находилась на восточной половине диска ($E \sim 40^\circ$, $N17^\circ$, $S_d = 940$, $S_p = 619$ и $S_{pn} = 299$ [4]). В радиоизлучении от всего источника в целом преобладала поляризация по левому кругу.

Закрытие ($v_d = 0,395$ "/сек в сек). Записи радиоизлучения и зарисовки пятен приведены на фиг. 1, в. На фигуре видно, что в этом случае отчетливо зарегистрирована смена знака поляризации. Это непосредственно свидетельствует о наличии двух отдельных источников поляризованного излучения: по левому кругу ($10^h55^m46^s - 10^h58^m06^s$) и правому кругу ($10^h58^m06^s - 11^h00^m00^s$). Общий размер области, охватывающей оба источника, составляет около $100''$, что практически совпадает с размером источника по полной интенсивности (границы указаны стрелками). На записи поляризованного излучения (фиг. 1, в) можно выделить ряд участков, отличающихся друг от друга скоростью изменения интенсивности. Это указывает на то, что и в данном случае сами источники обладают определенной структурой. Первый участок ($10^h55^m46^s - 10^h56^m06^s$) характеризуется относительно медленным уменьшением интенсивности и соответствует элементу на краю источника размером $8''$. Второй ($10^h56^m06^s - 10^h56^m44^s$) — быстрое изменение интенсивности излучения, сопровождавшееся сменой знака поляризации — связан с закрытием наиболее интенсивной части источника размером $15''$. Третий участок ($10^h56^m44^s - 10^h56^m06^s,32$) характеризуется плавным изменением интенсивности. На основании фиг. 1, в можно заключить, что первые два участка в совокупности соответствуют закрытию тени головных пятен, полный размер которых составляет $22''$. Однако радиоисточник в целом смещен от пятен в юго-восточном направлении примерно на $4''$. Третий участок обусловлен, по-видимому, несколькими малоинтенсивными источниками, располагающимися между головной и хвостовой частями группы.

Источник правополяризованного излучения ($10^h58^m06^s - 11^h00^m00^s$) также обладает тонкой структурой, его полный размер около $45''$. Он начал закрываться по времени одновременно с началом закрытия тени хвостового пятна. И в этом случае наиболее интенсивное излучение связано с тенью пятна, хотя общий размер радиоисточника несколько протяженнее ее.

Открытие ($v_d = 0,405$ "/сек в сек). Записи радиоизлучения с зарисовками пятен даны на фиг. 1, г. При открытии группы для источника излучения левой поляризации характерны следующие особенности. Во-первых, на краях его интенсивность излучения изменяется плавно. Во-вторых, на общем ходе распределения интенсивности видны детали, характеризующие тонкую структуру источника. Радиоисточник ($12^h05^m55^s - 12^h07^m15^s$), связанный с пятнами-лидерами, локализован в области размером $32''$, причем выделяется центральная ее часть (ядро) размером около $4''$. Радиоисточник аналогично пятнам состоит как бы из ядра с полутенями (подложкой). Общий размер источника превышает размер тени пятен на $8''$ и настолько же меньше размера всего пятна.

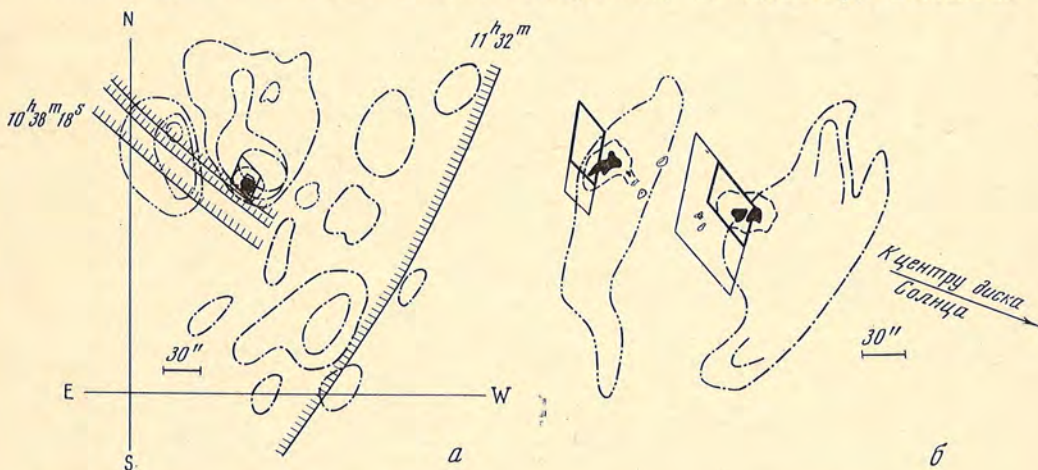
Что касается источника правополяризованного излучения ($12^h10^m30^s - 12^h11^m12^s$), то он по размеру ($17''$) меньше как всего пятна (на $17''$), так и его тени (на $5''$). Заметим, что некоторые изменения уровня излучения имеют место и в интервале $12^h07^m15^s - 12^h10^m30^s$: сначала повышение (до $12^h08^m00^s$), а затем понижение интенсивности. Эти изменения, скорее всего, следует отнести за счет открытия мелких источников в области между пятнами (основными источниками). Начало открытия источника в поляризованном излучении по времени точно совпадает с началом его открытия в полной интенсивности, близки они и по размерам.

Сравнение записей поляризованного излучения с зарисовками пятен показывает, что источники радиоизлучения при открытии группы заметно смещены от пятен к краю диска. Получается, что западный край источника левополяризованного излучения смещен от западного края полутени пятна на $14''$, на такую же величину смещен край наиболее интенсивной части источника от тени пятна. Смещение края источника от края тени пятна составляет $6''$. Далее, смещение восточного края источника от края полутени пятна равно $6''$, а от тени пятна — $14''$. Источник правополяризованного радиоизлучения проявился менее четко, поэтому для него мы производим соответствующие оценки смещения, не выделяя отдельных деталей. Западный край источника смещен от западного края тени пятна на $16''$, а восточные края источника и пятна смещены друг относительно друга на $11''$.

4. О ЛОКАЛИЗАЦИИ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Вопрос о локализации радиоисточников относительно солнечных пятен рассмотрен в основном выше. На фиг. 2, а, б для наглядности мы приводим полные контуры радиоисточников поляризованного радиоизлучения (четыреугольниками и краями лунного диска), зарисовки пятен (тени — сплошной заливкой, полутени — штриховой линией) и данные о продольных магнитных полях (S-полярности — штрих-пунктиром, N-полярности — штрих с двумя точками). Координаты пятен определены по 13 независимым зарисовкам (из фотогелиограммы) с достаточно большой точностью. Точность локализации на диске Солнца холмов магнитного поля существенно меньше.

На фиг. 2, а нанесены данные для группы № 376. Из рассмотрения этой фигуры видно, что источнику поляризованного по левому кругу радиоизлучения соответствует холм магнитного поля S-полярности; он практически точно совпадает с пятном. Слабый источник правополяризованного излучения проявился только при закрытии группы, поэтому локализовать его точно мы не можем. На фиг. 2, а он отмечен краями лунного диска и хорошо отождествляется с магнитным холмом N-полярности, причем наиболее заметное излучение, по-видимому, относится



Фиг. 2. Локализация на диске Солнца источников поляризованного радиоизлучения головного пятна и холмов магнитного поля для группы № 376 (а), для группы, № 381 (б)

Четырехугольником обозначен контур локального источника, сплошной заливкой — тени пятна, штриховой линией — его полутень, штрих-пунктиром — холмы магнитного поля S-полярности, штрих-пунктиром с двумя точками — холмы N-полярности. Жирными четырехугольниками выделены наиболее интенсивные участки локальных источников

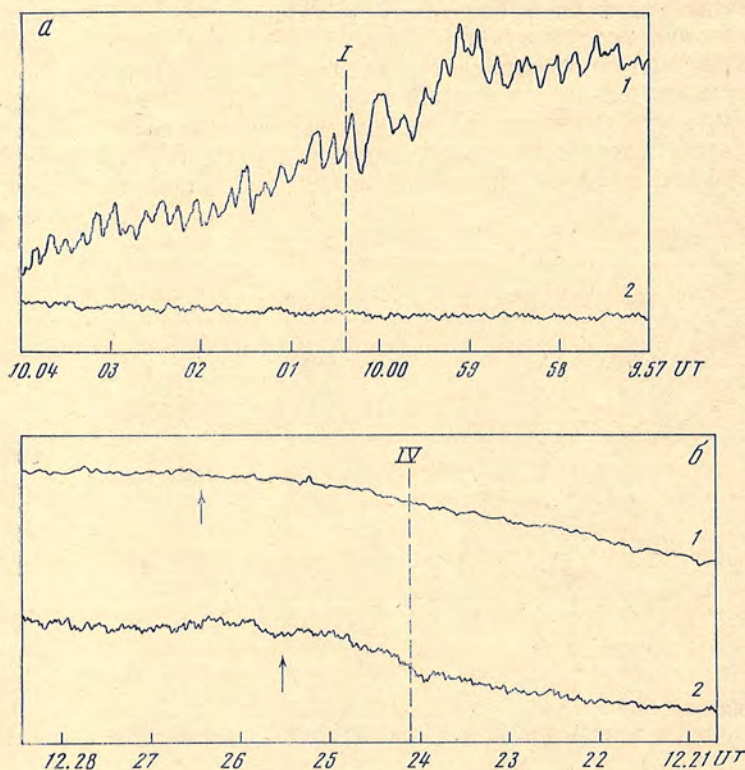
к центральной части холма поля. На фиг. 2, *a* нанесено положение лунного края (западного) для момента времени 11^h32^m, соответствующего началу повышения левополяризованного излучения до открытия активной области. На основании фиг. 2, *a* мы склонны предполагать, что указанное повышение поляризованного излучения связано с открытием холмов магнитного поля S-полярности, располагающихся юго-западнее основной группы.

На фиг. 2, *б* приведены данные для группы № 381. Для этой группы магнитные поля измерялись с несколько большим интервалом между разрезами, нежели для предыдущей, поэтому они менее детальны. Фиг. 2, *б* показывает тесную связь радиоисточников с пятнами и магнитным полем: холму S-полярности соответствует излучение левой поляризации, N-полярности — правой поляризации. Как уже отмечалось, для группы № 381 характерно заметное смещение источников радиоизлучения от пятен к краю диска.

5. КОНТАКТЫ I и IV. ИСТОЧНИКИ НА ЛИМБЕ

Записи радиоизлучения для интервалов, охватывающих моменты I и IV контактов, представлены на фиг. 3, *a*, *б* соответственно, где обозначения те же, что и на фиг. 1. Штриховые линии — моменты оптических контактов.

Во время первого контакта, к сожалению, запись полной интенсивности содержит флуктуации, которые затрудняют точное определение момента радиоконтакта. На основании фиг. 3, *a* можно считать, что он наступил между 9^h59^m00^s и 9^h59^m15^s, т. е. за 75 ± 7 сек до оптического контакта.



Фиг. 3. Записи радиоизлучения во время первого контакта (*a*) и во время четвертого контакта (*б*)

1 — для полной интенсивности; 2 — поляризованного излучения. Штриховая линия — момент оптического контакта

такта. Скорость движения Луны вблизи первого контакта составляла $v_{\text{л}} = 0,387$ "/сек в сек. В поляризованном излучении, как и следовало ожидать, радиокontakt не проявился. Наоборот, начиная с момента оптического контакта замечается как бы незначительный рост (появление) левополяризованного излучения. Возможно, он связан с закрытием каких-то источников противоположной полярности, но и не исключено, что это просто перемещение нуля за счет пропадания паразитного сигнала.

Оптические обстоятельства на восточном крае диска в районе IV контакта существенно отличались от западного. Почти у самого лимба, но, по-видимому, на видимой стороне диска находилась группа № 387 и за лимбом — группа № 390 [4]. Точное местоположение указанных групп нами не устанавливалось. О наличии радиоисточников у восточного лимба непосредственно свидетельствует и повышение поляризованного излучения по мере открытия восточного края диска. Головное (наибольшее) пятно группы № 387 и группа № 390, состоящая из одиночного пятна, обладали магнитным полем S-полярности, что находится в соответствии со знаком поляризации радиоизлучения.

На записи полной интенсивности восстановление постоянного уровня излучения (радиокontakt) наступило в $12^{\text{h}}26^{\text{m}}26^{\text{s}}$ (на фиг. 3, б отмечен стрелкой), т. е. через 143 сек после оптического контакта. По мере открытия источника скорость роста полной интенсивности изменялась, в особенности в моменты $12^{\text{h}}24^{\text{m}}50^{\text{s}}$ и $12^{\text{h}}25^{\text{m}}33^{\text{s}}$.

Согласно фиг. 3, б уровень поляризованного излучения восстановился полностью в $12^{\text{h}}25^{\text{m}}48^{\text{s}}$. Но является ли это время моментом радиоконтакта, утверждать трудно из-за вариаций, которые имели место начиная с $12^{\text{h}}25^{\text{m}}18^{\text{s}}$. Поэтому за время радиоконтакта в поляризованном излучении следует принять $12^{\text{h}}25^{\text{m}}33^{\text{s}} \pm 15^{\text{s}}$, т. е. он наступил в среднем через 90 ± 15 сек после оптического контакта. Скорость движения Луны в момент IV контакта равнялась $v_{\text{л}} = 0,408$ "/сек в сек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение полученных во время затмения 22.IX 1968 г. материалов позволяет сделать следующее заключение.

Отмечается тесная связь локальных источников радиоизлучения на волне 3,15 см с группами пятен и магнитными полями на уровне фотосферы. Для обеих наблюдаемых групп пятен зарегистрирована смена знака поляризации, что свидетельствует о биполярной структуре источников поляризованного излучения. Более мощное поляризованное излучение связано с головными пятнами групп. Подтверждается представление о преобладании необыкновенной волны в излучении. Замечено слабое поляризованное излучение при открытии Луной холмов магнитного поля, где пятна отсутствовали.

Угловые размеры источников поляризованного излучения близки к размерам теней соответствующих им пятен; для рассматриваемых нами случаев они находятся в пределах $17''$ — $45''$. Сколько-нибудь заметного различия в размерах источников по полной интенсивности и в поляризованном излучении не обнаружено. Источники поляризованного излучения обладают тонкой структурой. На общем фоне распределения интенсивности излучения можно заметить отдельные детали размерами около $5''$. В частности, для источников поляризованного излучения замечено наличие как бы ядра (наиболее интенсивной части) размером в несколько угловых секунд, которое связано с центральной частью пятна. На краях источников интенсивность излучения изменяется относительно плавно.

Для центральной группы пятен № 376 получено, что источник левополяризованного излучения в плоскости диска практически точно совпа-

дает с пятном. Для группы пятен № 381, удаленной от центрального меридиана, имеет место смещение источников относительно пятен к краю диска. Это дает основание предполагать, что источники радиоизлучения как в полном, так и в поляризованном излучении располагаются на некоторой высоте над фотосферой. Если предположить (на основании группы № 376), что источники поляризованного излучения локализованы точно над пятнами, то мы можем определить их высоты. Однако здесь возникают трудности в определении самих величин смещения. Дело в том, что для точных оценок необходимо знать тонкую структуру пятен и отождествить отдельные его детали с элементами в источнике. Особенно это важно, когда пятна имеют сложную форму. Такими данными мы пока не располагаем, поэтому попытаемся оценить значения высот источников поляризованного излучения для группы № 381 приближенно. На основании фиг. 1, *г* было получено, что источник левополяризованного излучения по размеру превышает размеры теней головных пятен на 8". Поэтому мы можем предположить, что радиоисточник связан не только с тенью пятен, но и примыкающими к ней участками полутени размерами 4". Тогда для смещения источника в целом относительно пятен получаем значение, равное 10". Для источника правополяризованного излучения величина смещения его от хвостового пятна составляет около 13". Заметим, что при открытии источника движение лунного края происходило практически по радиусу солнечного диска, поэтому при определении величин смещений никаких поправок не вводим. К моменту затмения головная и хвостовая части группы были удалены от центра диска на 34 и 42° соответственно. Отсюда для высот источников поляризованного излучения имеем: для лидера — $13 \cdot 10^3$ км и хвостового источника — $14 \cdot 10^3$ км над фотосферой.

Особый интерес представляет рассмотрение IV контакта, вблизи которого находились активные области. Открытие источников на восточном краю диска зарегистрировано как в полной интенсивности, так и в поляризованном излучении.

Восстановление постоянного уровня полной интенсивности (радиоконтакт) наступило через 143 сек после оптического контакта. Следовательно, верхняя граница локального источника простирается над фотосферой до расстояний $42 \cdot 10^3$ км. Вместе с этим на основании записи фиг. 3, *б* можно заметить, что наиболее интенсивное излучение исходит из области, располагающейся ниже $26 \cdot 10^3$ км, которая, как увидим ниже, совпадает с областью поляризованного излучения.

В поляризованном излучении радиоконтакт наступил 90 ± 15 сек спустя после оптического контакта, т. е. несколько раньше, чем в полной интенсивности. Отсюда для протяженности источника в поляризованном излучении над фотосферой получаем значение $(26 \pm 4) \cdot 10^3$ км. Из этих данных следует, что слабое неполяризованное излучение от локальных источников, по-видимому, может наблюдаться на более высоких уровнях, чем поляризованное. Обращает на себя внимание спад, а затем снова повышение уровня поляризованного излучения вблизи IV радиоконтакта. О реальности этого эффекта судить трудно, но не исключено, что он явился следствием частичного вклада излучения противоположной полярности. Уверенно на это можно ответить после детального анализа оптической ситуации на лимбе, которого здесь мы не делали.

Значения высот поляризованного излучения, полученные для двух источников, существенно отличаются друг от друга. Это различие может быть связано с тем, что для источника на краю диска определяется высота верхней границы области излучения, а для источников на диске Солнца они соответствуют средним значениям. Однако следует учесть и то, что для группы № 381 высоты источников определены относительно грубо, и есть основания полагать, что они несколько занижены. Во всяком случае, полученные здесь данные позволяют утверждать, что источники

поляризованного излучения над пятнами могут простираться до 10^4 км и выше.

Высота радиолимба над фотосферой на волне 3,15 см в месте I контакта равна $(21 \pm 2) \cdot 10^3$ км.

Наблюдения затмения Солнца 22.IX 1968 г. позволили не только подтвердить ряд ранних результатов [2, 5, 6], но и получить некоторые дополнительные сведения о локальных радиоисточниках на Солнце. Здесь наибольший интерес, на наш взгляд, представляют обнаружение тонкой структуры источников поляризованного излучения, связи их с магнитными полями на уровне фотосферы и высотах источников. Они свидетельствуют о тесной связи фотосферных и хромосферных локальных магнитных полей. Для объяснения поляризованной компоненты радиоизлучения локальных источников магнитнотормозным излучением тепловых электронов, как это принимается в настоящее время, необходимо предполагать, что сильные магнитные поля поднимаются над пятнами до расстояний 10^4 км и выше, сохраняя при этом в основном фотосферную конфигурацию. Если считать, что напряженность магнитных полей с высотой убывает, то, по-видимому, она падает быстрее над хвостовым пятном, нежели лидером. Все эти вопросы требуют более детального рассмотрения.

Приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному за предоставление в наше распоряжение карт магнитного поля и советы при обсуждении работы. Выражаем также благодарность И. Г. Моисееву за ценные обсуждения при подготовке наблюдений. При анализе материалов мы пользовались данными о ходе оптического затмения, предоставленными нам Г. Б. Гельфрейхом и Н. С. Черных. Большую помощь при наблюдениях оказал нам М. В. Тинин и при подготовке рисунков П. В. Матвеев. Всем им мы выражаем свою благодарность.

10 декабря 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 141.
2. Н. Н. Ерюшев, М. В. Тинин, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 43.
3. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
4. Солнечные данные, 1968, № 9.
5. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 5, № 164, 81.
6. В. Н. Иксанова. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 5, № 164, 62.

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С УПРАВЛЯЮЩИМ ЗЕРКАЛОМ

А. Ф. Лагутин

Рассмотрена оптическая система, у которой поперечные перемещения изображения в поле зрения зависят от перемещений только одного оптического элемента — управляющего зеркала. Проведено сравнение этой системы с системой, имеющей обычное расположение оптических элементов. Приведен ряд примеров применения рассматриваемой системы; в частности, описана установка, применявшаяся для наблюдений Солнца с самолета.

THE OPTICAL SYSTEM WITH STEERING MIRROR, by A. F. Lagutin.— The optical system is considered in which the transversal shifts of the image in the field of view are due to the displacements of only one mirror (the mirror is called steering mirror). This system is compared with one having usual arrangement of the optical elements. Some examples of the use of the system are made; in particular, the system that was used for the observation of the Sun from an airplane is described.

В настоящей статье рассматривается оптическая система, одна из особенностей которой позволяет значительно упростить решение некоторых задач оптического приборостроения. Система эта используется почти исключительно в приборах и устройствах, составляющих весьма обширную группу визирных оптических приборов.

Визирными могут считаться все оптические приборы и устройства, имеющие визирную ось (визиры, гиды, прицелы, теодолиты, дальномеры, измерительные микроскопы, отсчетные микроскопы с окулярной сеткой, астрономические телескопы с малой диафрагмой в фокусе и многие другие). Все они в той или иной степени нуждаются в сохранении положения этой оси или в измерении ее перемещения. При перемещении визирной оси относительно объекта изображение последнего перемещается в поле зрения оптического прибора. Поперечные перемещения изображения относительно визирной сетки могут зависеть от многих элементов оптической системы, но наименьшее число таких элементов в обычных системах — два, это объектив и визирная сетка (или иной элемент с фиксированной точкой в поле зрения прибора). В этом случае положение визирной оси относительно объекта определяется двумя точками: узловой точкой объектива (эквивалентной или задней — в зависимости от расстояния до объекта [1]) и визирным центром сетки, помещаемой в плоскости изображения, например: задняя узловая точка объектива и середина разделяющего ребра призмы у фотогида, эквивалентная узловая точка объектива и центр перекрестия у отсчетного микроскопа. В момент точной наводки оптического устройства на объект визирная ось должна проходить через три точки: визируемую точку объекта, узловую точку объектива и центр сетки. Поперечное смещение любой из этих трех точек вызывает поперечный сдвиг изображения визируемой точки объекта с центра сетки.

Если обе точки, обычно определяющие положение оси, свести в одну путем совмещения визирного центра сетки с узловой точкой объектива и жесткого укрепления сетки на объективе, а изображение, построенное объективом, перенести с помощью зеркала в плоскость сетки, т. е. в соответствующую узловую плоскость этого же объектива, то второй точкой, определяющей теперь положение визирной оси, будет центр кривизны зеркала. Но радиус кривизны сферического зеркала может быть выбран так, чтобы центр кривизны лежал в плоскости объекта. Теперь совмещение изображения визируемой точки объекта с центром сетки в поле зрения прибора будет свидетельствовать о том, что центр кривизны зеркала совместился с визируемой точкой объекта. В результате в момент точной наводки ось должна проходить через две пары совмещенных точек: центр кривизны зеркала, совмещенный с визируемой точкой объекта, и центр сетки, совмещенный с узловой точкой объектива.

Таким образом, достаточным условием точной наводки в этом случае является прохождение визирной оси не через три точки, как обычно, а через две; поскольку же прямая может проходить через две точки при любом их расположении в пространстве, никакие перемещения одной пары совмещенных точек относительно другой пары не могут нарушить точной наводки. Изображение визируемой точки объекта может сдвинуться с центра сетки только при нарушении совмещения точек в парах; у первой пары это может произойти только при перемещении зеркала относительно объекта, так как центр кривизны зеркала связан лишь с самим зеркалом; у второй пары это исключено, так как сетка жестко укреплена на объективе. Следовательно, никакие перемещения объектива с сеткой не могут вызвать поперечного смещения изображения относительно сетки.

Таким образом, зеркало является *единственным* элементом оптической системы, управляющим поперечными перемещениями изображения относительно сетки.

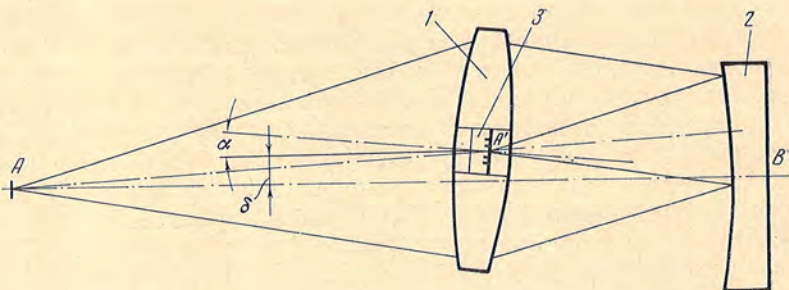
Поскольку визирная ось проходит через центр кривизны зеркала, она всегда является нормалью к зеркалу; с другой стороны, точка и ее изображение в зеркале всегда лежат на одной нормали к зеркалу. Следовательно, при идеальном совпадении центра сетки и узловой точки объектива визирная ось в таких системах может быть определена также как прямая, проходящая через центр сетки и его изображение в зеркале.

Если оптическая система предназначена для наведения на бесконечно удаленный объект, зеркало, управляющее перемещениями изображения, должно быть плоским, а центр сетки должен быть совмещен с задней узловой точкой объектива. Этот частный случай рассматриваемой оптической системы может быть назван «ветвью биаксиального коллиматора со средним зеркалом» [2] (биаксиальный коллиматор применяется в некоторых оптических дальномерах); встречаются и названия, хорошо отражающие основную особенность подобных систем с плоским зеркалом, но еще более громоздкие [3]; это вынуждает применять в значительной степени условное, но более короткое название «система с управляющим зеркалом» (иногда даже «система с зеркалом»), имея в виду не только систему с плоским зеркалом, но и общий случай — систему со сферическим зеркалом.

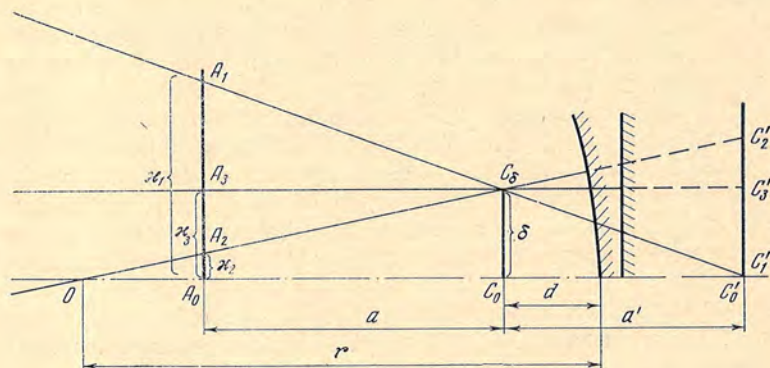
На фиг. 1 изображена схема визирной части оптической системы с управляющим зеркалом (ход лучей после смещения и перекоса объектива, управляющее зеркало неподвижно).

Для повышения точности визирования приходится увеличивать фокусное расстояние объектива оптической системы.

У систем с обычным расположением объектива и сетки при этом возрастает вероятность появления случайных, не поддающихся контролю



Фиг. 1. Схема визирной части оптической системы с управляющим зеркалом
 1 — объектив; 2 — управляющее зеркало; 3 — визирная сетка. А — визируемая точка объекта и центр кривизны зеркала; А' — узловая точка объектива, визирный центр сетки и изображение визируемой точки объекта; АВ — первоначальное положение оптической оси объектива; α , δ — перемещения объектива, не вызывающие поперечных смещений изображения



Фиг. 2. К исследованию погрешностей визирования

поперечных смещений объектива или сетки, приводящих к появлению погрешностей визирования. Увеличение расстояния между объективом и сеткой усложняет жесткую фиксацию этих двух элементов относительно измерительного устройства или объекта, ориентировка которого в пространстве осуществляется я с помощью прикрепленного к нему визирного устройства. Приходится применять очень жесткие и тяжелые детали приборов, сложные и малонадежные компенсационные устройства, специальные дорогостоящие материалы, специальную обработку деталей, термостатирование и т. п.

В случае визирного устройства с управляющим зеркалом увеличение расстояния — по ходу света — между объективом и построенным им в плоскости сетки изображением не требует существенного изменения жесткости, веса, сложности, стоимости механической части. На точность измерения или наведения влияет жесткость скрепления с измерительным устройством или наводимым объектом только одной небольшой оптической детали — управляющего зеркала (диаметр зеркала приблизительно вдвое меньше диаметра объектива), поэтому в случае системы с управляющим зеркалом особо стабильной должна быть лишь очень малая часть всей конструкции прибора. Технология весьма ответственного соединения сетки с объективом может быть различной; в некоторых случаях сетка может быть нанесена прямо на стекле объектива.

Точность визирного устройства обычно характеризуется величиной угловой погрешности визирования (угол между идеальным направлением на объект и визирной осью, отклонившейся от этого направления вследствие неконтролируемого смещения объектива, сетки и т. п.), поскольку линейная ошибка визирования в плоскости объекта (расстоя-

ние между заданной точкой объекта и точкой пересечения отклонившейся оси с плоскостью объекта) непостоянна по величине и обычно возрастает пропорционально величине расстояния до объекта. Но в большинстве случаев важно свести к минимуму именно линейную ошибку визирования в плоскости объекта; всевозможные меры, принимаемые для уменьшения угловой ошибки, в сущности, почти всегда имеют своей целью уменьшение линейных погрешностей визирования в плоскости объекта.

Для сравнения погрешностей визирования обычных оптических систем с погрешностями систем со сферическим или плоским управляющими зеркалами можно воспользоваться фиг. 2 (объект находится не в бесконечности и не в центре кривизны сферического зеркала). Положение визирной оси определяется точками C и C' (с соответствующими индексами). Точка C — узловая точка объектива. В обычной системе точка C' — визирный центр сетки, в системах с управляющими зеркалами точка C' — изображение центра сетки в сферическом или плоском зеркале.

Первоначальное положение оси $C_0C'_0$. При поперечном смещении объектива на величину δ точка C также сместится на величину δ и займет положение C_δ ; точка C' в случае обычной системы останется на прежнем месте, в C'_1 ; в случае систем с управляющими зеркалами она займет положение C'_2 при сферическом зеркале с центром кривизны в точке O и положение C'_3 при плоском зеркале.

Таким образом, смещение объектива на одну и ту же величину δ вызвало в разных системах разные смещения визирной оси. В результате след оси на плоскости объекта A сместился на разные величины κ_1, κ_2 и κ_3 , заняв соответственно положения A_1 в случае обычной системы, A_2 в случае сферического зеркала и A_3 в случае плоского зеркала. Если расстояние от объектива до объекта равно a , от объектива до изображения a' , от объектива до сферического зеркала d и радиус кривизны сферического зеркала r , то из фиг. 2 можно найти

$$\kappa_1 = \delta \left(1 + \frac{a}{a'} \right), \quad \kappa_2 = \delta \left(1 - \frac{a}{r-d} \right), \quad \kappa_3 = \delta.$$

Величины κ представляют собой линейные погрешности визирования в плоскости объекта.

Очевидно, что плоское зеркало является частным случаем сферического при бесконечно большом радиусе кривизны; устремляя к бесконечности величину радиуса в выражении для κ_2 , можно получить

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \kappa_2 = \delta = \kappa_3.$$

Очевидно также, что всегда можно выбрать такую величину радиуса кривизны зеркала, чтобы получить вблизи центра кривизны некоторую область, в пределах которой удовлетворяется условие

$$|\kappa_2| \leq |\kappa_3|.$$

(Анализируя выражения, связывающие рассматриваемые величины с фокусным расстоянием объектива f' , можно убедиться, что эта область простирается от центра кривизны в одну сторону до объектива, в противоположную — на расстояние $(r - f'/2)$, т. е. область эта весьма обширна.) Поэтому для сравнения достаточно рассмотреть погрешности обычной системы и системы с плоским зеркалом.

Величину угловой ошибки визирования ψ дает отношение линейной ошибки к расстоянию до объекта:

$$\psi_1 = \frac{\kappa_1}{a} = \frac{\delta}{a} + \frac{\delta}{a'},$$

$$\psi_3 = \frac{\kappa_3}{a} = \frac{\delta}{a}.$$

В случае бесконечно удаленного объекта величина a' равна фокусному расстоянию объектива f' ; исследуя выражения для погрешностей визирования, можно установить, что

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \kappa_1 = \infty, \quad \lim_{a \rightarrow \infty} \psi_1 = \frac{\delta}{f'}, \quad \lim_{a \rightarrow \infty} \kappa_3 = \delta, \quad \lim_{a \rightarrow \infty} \psi_3 = 0,$$

т. е. в случае обычной системы при увеличении расстояния до объекта линейная погрешность визирования может стать сколь угодно большой, а угловая в пределе равна отношению величины поперечного смещения объектива к его фокусному расстоянию; в случае системы с плоским зеркалом линейная погрешность не зависит от расстояния и всегда равна величине поперечного смещения объектива, угловая же с увеличением расстояния до объекта стремится к нулю.

С другой стороны, отношение погрешностей дает

$$\frac{\psi_3}{\psi_1} = \frac{\kappa_3}{\kappa_1} = \frac{a'}{a + a'},$$

т. е. ошибки визирования системы с плоским зеркалом меньше ошибок обычной системы во столько раз, во сколько расстояние от объектива до изображения меньше расстояния от объекта до изображения.

Из этих отношений видно, что ошибки систем с плоским зеркалом будут равны ошибкам обычных систем только при $a = 0$, т. е. за пределами области применения визирных устройств. Таким образом, во всех случаях от $a = 0$ до $a = \infty$ системы с плоским управляющим зеркалом сохраняют свое преимущество перед обычными; при малых расстояниях до объекта это преимущество сравнительно невелико; при средних и особенно при больших дистанциях оно становится чрезвычайно большим. Та же точность, которая обычно достигается применением сложных и зачастую чувствительных к внешним воздействиям устройств, легко должна быть достигнута, как это видно из отношений погрешностей, при использовании простых, не очень точных и не очень жестких механических деталей в случае системы с плоским зеркалом.

Например, при фокусном расстоянии объектива 0,5 м и расстоянии до объекта 20 м для обеспечения точности визирования $\kappa \leq 0,1$ мм ($\psi \leq 1''$) обычное визирное устройство должно обеспечивать стабильность положения объектива и сетки в поперечном направлении не хуже 2,5 мкм; у системы с плоским управляющим зеркалом точность фиксирования объектива с сеткой может быть уменьшена в $\frac{a + a'}{a'} \approx \frac{20 + 0,5}{0,5} = 41$ раз, т. е. могут быть допущены поперечные смещения объектива в 0,1 мм.

В визирной части оптической системы с управляющим зеркалом плоскость сетки и изображения находится в объективе или вблизи него; для переноса совмещенного с сеткой изображения в следующую часть оптической системы, к глазу или иному светочувствительному приемнику, надо за сеткой — по ходу света — расположить соответствующие оптические элементы.

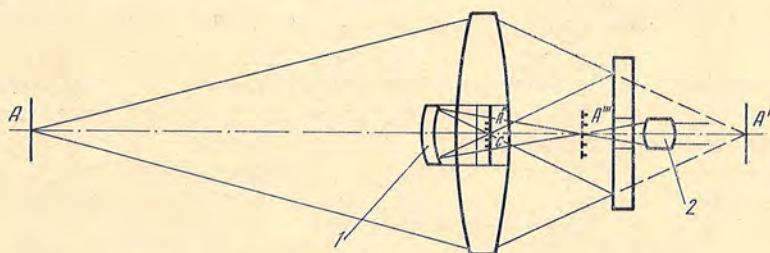
В некоторых случаях за сеткой могут быть помещены соосные с визирной частью зеркально-линзовые или зеркальные системы малого диаметра, как, например, в фокусируемой визирной трубе, схема которой показана на фиг. 3. Изображение объекта, совмещенное с сеткой, переносится перебрасывающим зеркалом к управляющему зеркалу. Отсюда через отверстие в последнем свет попадает в окуляр, в поле зрения которого получается прямое изображение объекта. При перефокусировке положения управляющего зеркала неизменно, объектив и все остальные элементы системы перемещаются в продольном направлении.

Параметры перебрасывающего зеркала могут быть изменены так, чтобы сетка оказалась в его фокальной плоскости; тогда в фокусирующем

движении будут участвовать жестко скрепленные между собой объектив, сетка и перебрасывающее зеркало, а окулярная часть, обратившаяся в обычную зрительную трубку, может быть закреплена неподвижно.

Встречаются фокусируемые визирные трубы, у которых окуляр расположен сбоку под прямым (или иным) углом к оптической оси объектива; в этом случае свет в окулярную часть направляется небольшим наклонным зеркалом или призмой, помещаемыми за сеткой. Существуют конструкции, у которых объектив с укрепленной на нем визирной маркой может перемещаться микрометрическими винтами параллельно плоскости управляющего зеркала в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, что позволяет измерять по двум координатам отклонения точки объекта от заданной прямой [3].

(При одном и том же поперечном смещении объекта его изображение в поле зрения системы с плоским зеркалом смещается на такую же величину, как и в случае обычной системы. Но расстояние от объектива



Фиг. 3. Схема фокусируемой визирной трубы

1 — перебрасывающее зеркало; 2 — окуляр

до объекта значительно больше, чем расстояние от объектива до изображения. Поэтому для компенсации сдвига изображения объектив или сетка обычной системы должны быть смещены в поперечном направлении на гораздо менее ощутимую величину, чем в системе с плоским зеркалом, где такое компенсирующее смещение объектива с сеткой равно смещению объекта. Таким образом, здесь определение величины и направления поперечного перемещения точки в пространстве сводится к определению величины и направления поперечного перемещения объектива, которое потребовалось для восстановления той же картины в поле зрения визирного устройства, какая была до смещения точки.)

В рассмотренных случаях объект не находится в центре кривизны управляющего зеркала; вследствие этого поперечный сдвиг изображения вызывается любым поперечным смещением объектива с сеткой — измерительным, контролируемым или случайным, вызванным деформацией корпуса прибора, неровностями направляющих и т. п. Не поддающиеся учету перемещения объектива дают погрешности визирования. Поэтому при очень широком диапазоне расстояний до объекта повышаются требования, предъявляемые к механическим элементам визирного устройства, в основном к направляющим фокусирующего движения (прямолинейность, перпендикулярность зеркалу, отсутствие люфтов, чистота обработки и т. п.).

Если объект находится в бесконечности, т. е. в центре кривизны плоского управляющего зеркала, то поперечные смещения изображения относительно сетки, вызываемые поперечными смещениями объектива с сеткой, равны нулю. Это дает возможность построить визирный инструмент, который должен иметь малые погрешности визирования при больших расстояниях до объекта.

Часто возникает необходимость определения величины угла, составленного направлениями на два удаленных объекта. Как и в предназначенных для этого оптических инструментах с обычным расположением объектива и сетки, в угломерных устройствах с управляющим зеркалом определение величины угла может производиться несколькими методами; принципиально возможны следующие.

Если измеряемый угол невелик, его величина может быть определена путем измерения расстояния между изображениями объектов, полученными в задней узловой плоскости объектива. В этом случае в довольно широких пределах не существенно положение управляющего зеркала, важно лишь, чтобы это положение оставалось неизменным во время измерения. Это условие выполнить нетрудно: зеркало может быть установлено отдельно от окулярной части, измерительного устройства и объектива и таким образом изолировано от остальной части системы. Поперечные смещения объектива вместе с измерительным устройством во время измерения не опасны.

Величину угла между направлениями на два удаленных объекта можно также определить, измеряя угол, на который надо отклонить управляющее зеркало для того, чтобы изображение первого объекта, сместившись в поле зрения прибора, заняло место, где до этого находилось изображение второго объекта.

Если угловое расстояние между удаленными объектами велико, оно определяется измерением угла поворота всей визирной системы при переводе ее с одного объекта на другой.

В двух последних случаях управляющее зеркало должно быть жестко связано с поворотной частью измерительного устройства. Поперечные смещения объектива с сеткой во время измерения допустимы.

Иногда встречается потребность в измерении углов, которые составляют направления на удаленные объекты с горизонтальной плоскостью или с вертикалью. Недостатком большинства измерительных оптических приборов, предназначенных для этого, является необходимость во время измерений следить за неизменностью положения неподвижной части прибора относительно вертикали. Этот контроль осуществляется с помощью точных уровней. При работе с такими инструментами приходится заботиться о возможно более жестком неподвижном основании для установки прибора, соблюдать осторожность при приближении глаза к окуляру, при изменении направления визирования и других операциях стараться не задеть ничем за прибор или его штатив, так как даже небольшой толчок может сместить прибор настолько, что потребуются подправлять его установку по уровням, а это в конечном счете приводит к появлению дополнительных погрешностей измерения. С целью облегчения наблюдения за уровнем в конструкции угломерных инструментов иногда включаются дополнительные оптические устройства, с помощью которых изображения концов пузырька уровня вводятся в поле зрения окуляра визирной трубы; существуют приборы, у которых в качестве самоустанавливающейся визирной марки используется изображение пузырька уровня [4]. Обычно все это значительно усложняет оптическую часть прибора, увеличивает вероятность его разъюстировки, повышает стоимость его изготовления. С другой стороны, инструменты эти по-прежнему требуют возобновления установки по уровню после каждого нарушения ее; исключение составляет конструкция с самоустанавливающейся маркой — пузырьком, но здесь встречаются значительные затруднения на пути повышения точности прибора.

Можно сделать инструмент нечувствительным к наклонам его относительно вертикали и осуществить привязку измеряемых вертикальных углов к вертикали автоматически, без участия в этом оператора, если воспользоваться свойством плоского управляющего зеркала фиксировать направление визирной оси в пространстве независимо от переме-

ний объектива с сеткой. Осуществить это можно следующим образом.

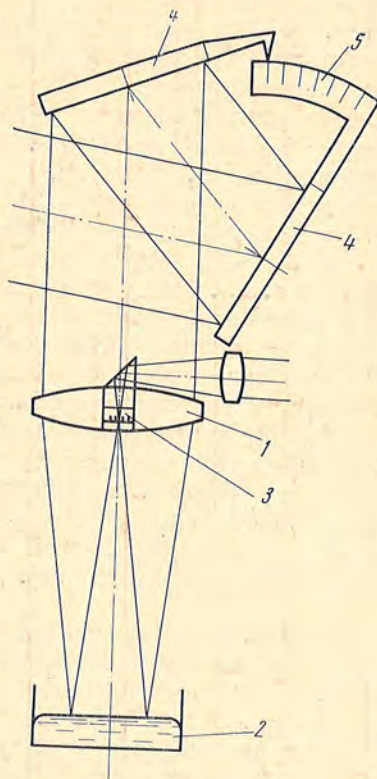
Визирная труба прибора, построенная по принципу оптической системы с управляющим зеркалом, располагается вертикально, объективом вверх, а управляющим зеркалом здесь служит свободная поверхность ртути в достаточно широком сосуде; поскольку эта поверхность сама устанавливается горизонтально, параллельный пучок световых лучей, входящий в трубу и сходящийся после объектива в задней узловой точке последнего, всегда вертикален. Перед объективом трубы помещаются два плоских зеркала, служащих для отклонения визирной оси прибора под требуемым углом к вертикали. Зеркала эти располагаются так, чтобы ребро двугранного угла, образованного их отражающими плоскостями, было перпендикулярно оси трубы. Одно из этих зеркал скрепляется с трубой, второе имеет возможность наклоняться около оси, параллельной ребру двугранного угла. Зеркала снабжаются измерительным устройством для определения величины угла между их отражающими плоскостями. В результате однократного отражения от каждого из этих двух зеркал свет от объекта направляется вниз, в объектив трубы. После совмещения изображения визируемой точки объекта с центром сетки, независимо от установки инструмента по уровню, искомый угол между направлением на удаленный объект и вертикалью должен быть равен удвоенному углу между отклоняющими зеркалами.

Очевидно, что в этом случае даже значительные наклоны всего инструмента в плоскости измеряемых углов не могут существенно повлиять на точность измерений. Для предупреждения появления погрешностей измерения, вызываемых грубыми наклонами всего прибора в направлениях, перпендикулярных плоскости измерения, инструмент можно снабдить грубым уровнем, например автоколлимационным: над центральной, нерабочей частью самоустанавливающегося ртутного зеркала укрепляется объектив малого диаметра таким образом, чтобы на краях основного поля зрения вместе с помещенной там вспомогательной маркой простейшего вида было видно и ее автоколлимационное изображение, полученное от поверхности ртути.

На фиг. 4 изображена схема инструмента для измерения вертикальных углов.

В некоторых случаях самоустанавливающееся жидкостное зеркало может быть заменено обычным твердым зеркалом, подвешенным таким образом, чтобы оно под действием силы тяжести устанавливалось горизонтально. Но применение жидкостного зеркала гарантирует вертикальность нормали к зеркалу, так как в этом случае само наличие неискаженного и неподвижного изображения объекта в поле зрения свидетельствует о том, что поверхность зеркала горизонтальна.

Иногда требуется разместить ряд точек на одной вертикали. Для этой цели может быть использована та же система, что и в предыдущем инстру-



Фиг. 4. Схема инструмента для измерения вертикальных углов

1 — объектив; 2 — управляющее ртутное зеркало; 3 — визирная сетка; 4 — отклоняющие зеркала; 5 — отсчетное устройство

менте, но без отклоняющих зеркал перед объективом. В этом случае объект может находиться на любой высоте над объективом, поскольку здесь легко осуществима фокусировка путем вертикального перемещения самоустанавливающегося управляющего зеркала при неизменном положении объектива с сеткой. Качество направляющих фокусирующего движения здесь, очевидно, не играет никакой роли; жидкостным зеркалом можно фокусировать вообще без фокусирующих направляющих, изменяя тем или иным способом высоту уровня жидкости в сосуде (деформируя сосуд, погружая в жидкость твердое тело, используя сообщающиеся сосуды и т. п.). Величина и направление отклонения точки объекта от заданной вертикали могут быть определены поперечными перемещениями объектива с сеткой, как было описано выше.

Такое же расположение оптических элементов имеет астрономическая зенитная труба с ртутным зеркалом [5]; применение здесь оптической системы с управляющим зеркалом дало возможность получить весьма высокую точность работы инструмента.

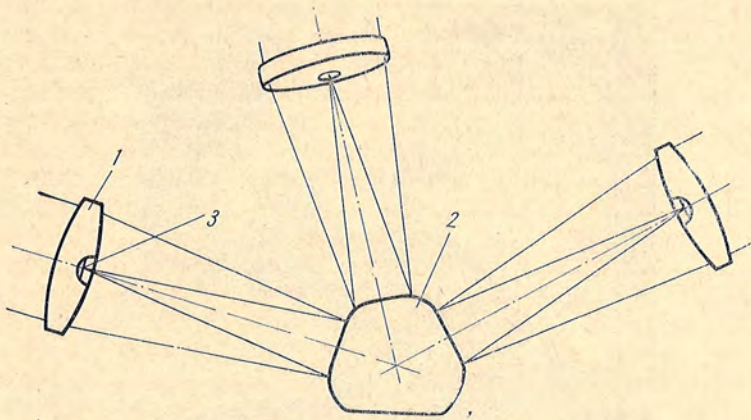
Таким образом, у подобных устройств направление визирной оси определяется направлением силы тяжести, поскольку она управляет зеркалом, а последнее, в свою очередь, управляет осью (в данном случае удерживает ее неподвижно).

Исключительное свойство плоского управляющего зеркала однозначно определять направление визирной оси может быть использовано в устройствах, предназначенных для наведения какого-либо объекта на удаленную точку. Для обеспечения неизменности направления визирной оси относительно того объекта, который наводится с помощью укрепленного на нем визира, достаточно связать жестко с этим объектом плоское управляющее зеркало.

Например, если управляющее зеркало оптической системы, служащей гидом астрономического телескопа, достаточно жестко связано с телескопом, то никакие гнущия тубуса гида не в состоянии отклонить его визирную ось относительно телескопа.

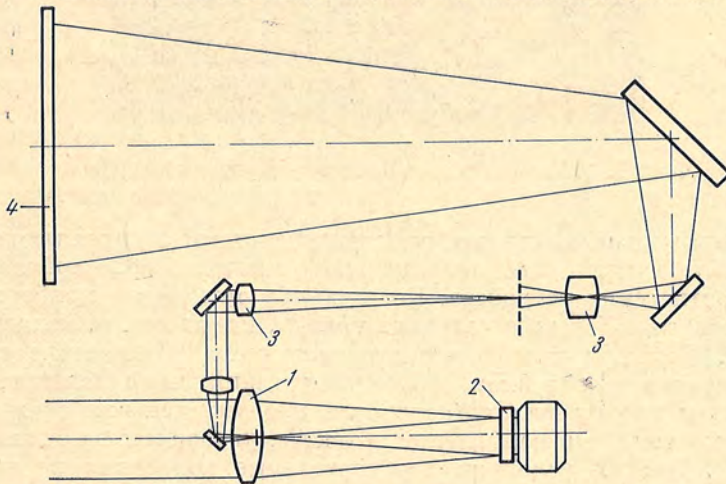
Такая нерастраиваемость, нечувствительность к деюстирующим воздействиям, характерная для большей части визирных устройств с управляющим зеркалом, дает основание рассчитывать на высокую надежность подобных устройств. Последняя весьма необходима в конструкции многоосного фотогида — одной из важнейших частей системы астроориентации.

Многоосный фотогид предназначен в основном для ориентирования искусственного космического объекта (например, орбитальной астрономической обсерватории) относительно небесных светил. Для этой цели используются несколько заранее намеченных достаточно ярких звезд. На эти опорные звезды при гидировании должны быть направлены визирные оси соответствующих одиночных фотогидов, из которых состоит многоосный фотогид. Достижению высокой точности гидирования препятствует недостаточная стабильность углов между осями фотогидов, составляющих многоосный фотогид. Положение визирной оси каждого одиночного фотогида обычно зависит от положения минимум двух его элементов: объектива и зеркальной разделительной пирамиды (или иного заменяющего ее элемента, анализирующего положение изображения в фотогиде); у многоосного фотогида число элементов, смещения которых могут вызывать отклонения визирных осей, обычно равно удвоенному числу одиночных гидов, составляющих многоосный. Достаточно жесткая фиксация каждого из этих элементов относительно остальных представляет собой сложную задачу, поскольку расстояния между этими элементами сравнительно большие (порядка фокусных расстояний объективов). В результате механического, теплового и т. п. воздействий эти расстояния могут изменяться и, следовательно, могут изменяться величины углов между осями составляющих гидов.



Фиг. 5. Оптическая схема многоосного фотогонида

1 — объектив; 2 — блок зеркал; 3 — анализатор положения изображения



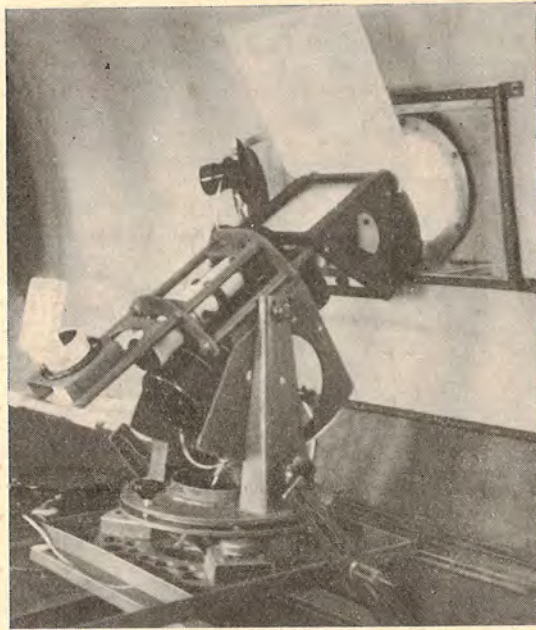
Фиг. 6. Упрощенная схема телескопа для наблюдений с самолета

1 — объектив; 2 — управляющее зеркало с гиросtabilизацией; 3 — дополнительная оптическая система; 4 — экран

Если оптическую часть каждого одиночного фотогонида построить по принципу оптической системы с управляющим зеркалом, появляется возможность жестко зафиксировать визирные оси одиночных гидов под требуемыми углами путем объединения всех управляющих зеркал в один жесткий блок. Поскольку для каждого одиночного гида объект (звезда) находится в бесконечности, вершина разделительной зеркальной пирамиды (или визирный центр иного анализатора положения изображения в фотогониде) совмещается с задней узловой точкой объектива.

Блок управляющих зеркал может быть выполнен в виде монолита — жесткого многогранника, зеркальные грани которого составляют между собой углы, соответствующие углам между направлениями на опорные звезды. Выдерживать высокую угловую точность при шлифовке граней на куске ситалла или иного зеркального материала трудно; в этом случае тонкая установка визирных осей под требуемыми углами может быть осуществлена за счет малых поперечных перемещений анализаторов относительно объективов.

На фиг. 5 схематически изображена оптическая часть многоосного фотогонида, построенная по принципу оптических систем с управляющим зеркалом.



Фиг. 7. Установка для наблюдения Солнца с самолета

Примером несколько иного применения системы с управляющим зеркалом может служить стабилизация изображения в поле зрения колеблющихся оптических устройств. Встречаются оптические приборы, которым приходится работать в условиях тряски, качки и т. п. механических колебаний. Большой частью это телескопические оптические системы, предназначенные в основном для эксплуатации на самолетах, судах, сухопутном и прочих видах транспорта и служащие для сравнительно грубых измерений или наблюдений объектов, удаленных на значительные расстояния. В этих условиях поступательные колебания не являются большой помехой, но вращательные колебания, особенно около осей, перпендикулярных оптической оси объектива, подчас делают невозможным применение оптического прибора из-за поперечных перемещений изображения в поле зрения. Скорость этих перемещений возрастает вместе с ростом увеличения прибора. Для устранения этого мелькания изображения приходится тем или иным способом стабилизировать все оптическое устройство или значительную часть его, что обычно сопряжено с рядом технических трудностей.

В оптическом приборе, построенном по принципу системы с управляющим зеркалом, для стабилизации изображения достаточно стабилизировать одно лишь управляющее зеркало. Это можно сделать с помощью гироскопического устройства, в некоторых случаях — с помощью системы фотогидирования. Изображение строится в плоскости диафрагмы поля, которая помещается в задней узловой плоскости объектива. Далее с помощью зеркал, призм и других оптических элементов изображение переносится назад, вбок или вперед — в зависимости от приемника (глаз, фотокамера, фотоэлектрический приемник), условий эксплуатации прибора (в руках, на штативе) и т. п.

В Крымской астрофизической обсерватории была создана установка для проведения астрономических наблюдений с борта самолета. Основной частью установки является оптическая система с управляющим зеркалом. После этой сравнительно короткофокусной системы помещена дополнительная оптическая система, в результате эквивалентное фокусное расстояние телескопа составляет 22,5 м. Установка предназначена для

наблюдений Солнца; значительное фокусное расстояние позволяет получать на экране или фотопленке изображение Солнца более 200 мм диаметром. Гироскопическая стабилизация управляющего зеркала дает здесь возможность автоматически компенсировать сдвиги изображения, вызываемые значительными (несколько градусов) отклонениями телескопа от среднего положения. При наблюдениях с летящего самолета это позволяло в течение длительного времени иметь неподвижное изображение Солнца несмотря на неизбежные и непрерывные раскачивания самолета в воздухе.

На фиг. 6 изображена упрощенная схема телескопа, на фиг. 7 — общий вид установки.

Рассмотренные здесь примеры, разумеется, не исчерпывают всех возможных случаев использования оптических систем с управляющим зеркалом. Как видно из последнего примера, высокоточные визирные приборы и устройства — не единственная область применения этих систем. Очевидно, описанные системы целесообразно применять вообще в тех случаях, когда может быть использовано основное преимущество этих систем — наличие в них только одного управляющего изображением элемента, что позволяет перемещать изображение или удерживать его на месте, перемещая или фиксируя неподвижно этот единственный элемент — управляющее зеркало.

Декабрь 1969 г.

Литература

1. Г. В. Погарев. Юстировка оптических приборов. Л., «Машиностроение», 1968.
2. С. А. Сухопаров. Сборка и юстировка морских оптических дальномеров. М., Оборонгиз, 1961.
3. K. Hildebrand. Über ein Fluchtfernrohr, dessen Zielachse im wesentlichen durch die Lage einer feststehenden Fläche gegeben ist. «Optik». Stuttgart, 1961, В. 18.
4. С. В. Елисеев. Геодезическое инструментоведение. М., Изд-во геодез. и картограф. лит-ры, 1952.
5. Д. Койпер, Б. Миддлхёрст. Телескопы. ИЛ, 1963.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОЛУЧЕНИЯ СОСТАВНЫХ СНИМКОВ

А. К. Дабахов

Описана конструкция прибора для получения составных снимков. Используется метод блинкования для точного совмещения изображений. Один снимок является контрольным, и с ним поочередно совмещаются все следующие снимки. Приведены примеры составных снимков планеты Марс и звездного поля.

A METHOD TO OBTAIN COMPOSITE PHOTOGRAPHS, by A. K. Dabakhov.— The design of a special device to obtain composite photographs is described. One of the photographs is used as a reference one. To control the precise coincidence of images blink effect is applied. Examples of composite photographs of Mars and a stellar field are given.

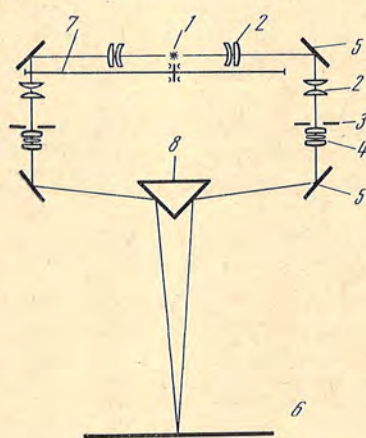
Одной из задач современной астрофизики является фотографическая регистрация предельно слабых источников света. На качестве таких фотографий сказываются неоднородности применяемого фотоматериала. Изображения на снимках ухудшаются также из-за флуктуаций светового потока, вызванных различными причинами. Если фотографирование производится с экрана электронно-оптического преобразователя или с помощью телевизионной системы, то на качестве получаемых снимков отрицательно сказываются дополнительные шумы, которые вносятся флуктуациями тока фотокатодов ЭОП и коммутирующего пучка передающей телевизионной трубки.

Качество таких фотографий можно значительно улучшить, если изготовить составные снимки из отдельных однотипных фотографий путем

точного совмещения изображений и экспонирования на одной пластинке.

При таком сложении почернение от шумов на составном снимке растет пропорционально N , а почернение от полезного сигнала увеличивается пропорционально \sqrt{N} , где N — число совмещаемых снимков. Таким образом, уже при составлении одного снимка из десяти выигрыш в преобладании полезного сигнала над шумами составит около 3!

Для изготовления составных снимков использовался двойной спектропроектор типа ДСП-1 с вмонтированным обтюратором для поочередного проектирования изображения каждого снимка. Оптическая схема прибора ДСП-1, приведенная на фиг. 1, состоит из осветительной и проек-



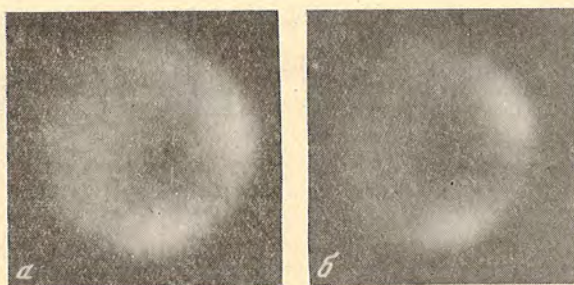
Фиг. 1. Оптическая схема прибора ДСП-1

ционной систем. Световой поток от осветителя 1 разделяется на две части, проходит через два конденсора 2 и далее через проекционную часть прибора, которая содержит кассеты с негативами 3, два объектива 4, плоские зеркала 5 и призму-зеркало 8. На экране прибора 6 получают увеличенные падающие изображения. Обтюратор 7 поочередно перекрывает световой поток, проходящий через негативы.

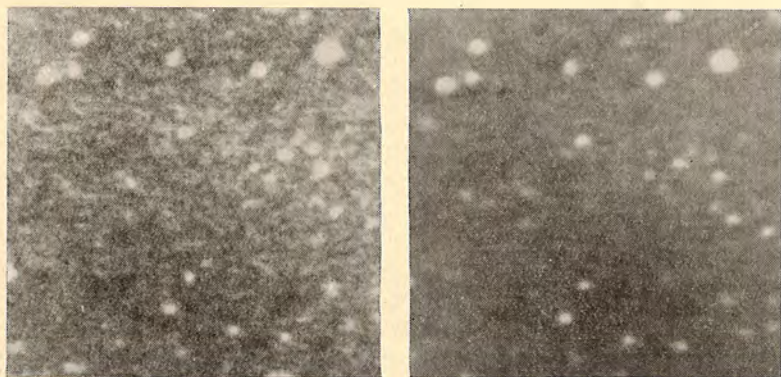
В конструкцию аппарата был внесен ряд изменений:

- 1) изготовлены две специальные кассеты для совмещаемых снимков;
- 2) осуществлена возможность поворота каждого снимка и тонкое вращение одной из кассет;
- 3) увеличена амплитуда тонкого продольного движения одного из объективов;
- 4) предусмотрена фиксация положения одной кассеты.

Для получения составного снимка в кассеты аппарата закладываются два однотипных снимка. Смещением кассет со снимками добиваются вначале грубого совмещения изображений. Затем, вращая обтюратор поочередно перекрывают то одно, то другое изображение. При блинковании с помощью тонких регулировок выявляются и устраняются малейшие различия в положении изображений совмещаемых снимков. Экспонирование производится на фотографическую пластинку, положение которой фиксируется. После экспозиции один из снимков заменяется и вновь его изображение совмещается с изображением контрольного снимка, оставшегося в кассете. Экспонируемая фотопластинка на время совмещения закрывается. Таким образом на одной фотопластинке можно получить составной снимок из любого количества однотипных фотографий.



Фиг. 2. Фотографии планеты Марс в зеленом фильтре
Слева одиночный снимок, справа — составной снимок



Фиг. 3. Фотографии звезд в области пульсара CP 1919
Слева одиночный снимок, справа — составной снимок. На составном снимке видны звезды 19^m

Существенным отличием предлагаемого метода получения составных снимков от описанных в [1—3] является применение блинкования, что позволяет выявить и устранить даже незначительные отличия в положении изображений совмещаемых снимков.

С помощью описанного метода были сделаны составные снимки планеты Марс и звездного поля области пульсара CP 1919.

Каждый составной снимок составлен из 10 отдельных фотографий, полученных на телевизионной установке Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Фотографии планеты Марс в фильтре ЗС-2 получены 21.VI 1969 г. с экспозицией 1 сек. На фиг. 2 изображены снимки планеты Марс — одиночный (слева) и составной (справа). Сравнивая одиночный снимок Марса с составным, можно отметить, что составной снимок отличается от одиночного уменьшением зернистой структуры и более четким изображением лимба планеты.

На фиг. 3 представлены снимки звездного поля области пульсара CP 1919 — одиночный (слева) и составной (справа). Из сравнения одиночного снимка звездного поля с составным видно: а) уменьшение зернистой структуры, б) усреднение фона, в) выявление более слабых звезд на составном снимке.

Такой метод получения составных снимков можно применить при обработке ряда однотипных снимков самого разнообразного характера.

В заключение выражаю свою глубокую благодарность А. Н. Абраменко и В. В. Прокофьевой за ценные указания.

Ноябрь 1969 г.

Литература

1. W. Bronkalla. Sterne, 1968, Н. 9/10.
2. Методы астрономии. Под редакцией В. А. Хилтнера. М., «Мир», 1967.
3. В. В. Прокофьева, С. И. Услибер. Астрон. цирк., 1969, № 510.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОЯРКОСТИ НА СОЛНЦЕ
НА ВОЛНАХ 2, 4, 6 и 8 ммВ. А. Ефанов, А. Г. Кисляков¹, Ю. В. Лебский¹,
И. Г. Моисеев, А. И. Наумов¹

Приведены радиоизображения Солнца на волнах 2, 4, 6 и 8 мм за периоды с 1 по 8.X 1967 г. и с 7 по 24.V 1968 г. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Диаграммы направленности антенны составляли 1',2; 1',0; 1',3 и 1',6 на волнах 2, 4, 6 и 8 мм соответственно. Рассмотрена зависимость величин яркостных температур, плотности потоков излучения и угловых размеров источников от изменения длины волны. Получено, что плотность потока излучения локальных источников в рассматриваемом диапазоне резко падает с увеличением длины волны, т. е. спектр излучения отличается от плоского.

THE DISTRIBUTION OF RADIO EMISSION OVER THE DISK OF THE SUN AT THE WAVELENGTHS 2, 4, 6 AND 8 mm, by V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, G. V. Lebskiy, I. G. Moiseev and A. J. Naumov.— Solar radio images (radio-isophotes) at the wavelengths 2, 4, 6 and 8 mm are presented. They were obtained as the result of the observations made with the aid of 22 meter radiotelescope of Crimean Astrophysical Observatory. The resolutions were 1',2; 1'; 1',3 and 1',6 at the wavelengths 2, 4, 6 and 8 mm respectively.

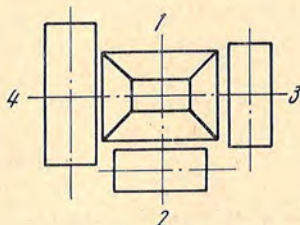
The wavelength dependence of the brightness temperature of the flux density and of the angular sizes of observed features on the disk have been considered. It is found that the flux density of radio emission from the local sources rapidly decreases with the wavelength so that the spectrum of radio-emission is not flat.

Важными характеристиками источников S-компоненты солнечного радиоизлучения являются интенсивность и спектр их излучения, размеры и положение их на диске Солнца, а также изменение этих параметров со временем. Для получения таких сведений необходимы одновременные наблюдения в широком диапазоне волн с высоким угловым разрешением за весь период прохождения источников по диску Солнца.

Такие наблюдения в миллиметровом диапазоне волн почти отсутствуют. Длительные с хорошим разрешением наблюдения проводились в основном на волне 8 мм [1—3]. В [1, 2] было показано, что источники на волне 8 мм состоят из двух частей — малых угловых размеров (1—2') над пятнами и более протяженных (4—5') — над флоккулами, превышающие температуры источников над уровнем «спокойного» Солнца достигает 6000° К, источники имеют тепловое происхождение и являются оптически тонкими. В [3] было отмечено, что имеются также источники оптически толстые, причем излучение некоторых источников частично поляризовано по кругу. Там же было указано на существование над волокнами областей

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском государственном университете.

с пониженной яркостью на волне 8 мм. Два источника S-компоненты наблюдались на волнах 8 и 4 мм [4] и один — на волнах 3,2 и 8,4 мм [5], где также отмечено, что источники имеют тепловую природу излучения и оптически тонкие на этих волнах. В [6] получено, что температура источников (превышение над уровнем спокойного Солнца), связанных с флоккулами на волне 4 мм, несколько выше, чем на волне 8 мм. Наблюдения



Фиг. 1. Схема расположения облучателей в фокальной плоскости РТ-22 в период наблюдений

1, 2, 3, 4 — облучатели на волнах 2, 4, 6 и 8 мм соответственно

источников одновременно на волнах 8 и 2 мм показали наличие интенсивных источников S-компоненты также и на волне 2 мм, причем исследуемые источники оказались оптически толстыми [7]. В [8] обнаружена тесная связь источников S-компоненты на волне 8 мм с локальными магнитными полями на Солнце, причем выявлены области с локальными магнитными полями и наличием над ними источников радиоизлучения на волне 8 мм, без каких-либо отличий этих областей от невозмущенного Солнца в оптическом спектре.

Для более полного исследования распределения радиояркости по диску Солнца в миллиметровом диапазоне волн были проведены в октябре 1967 г. и мае 1968 г. наблюдения на волнах 2, 4, 6 и 8 мм на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [9]. Для наблюдений применялись супергетеродинные приемники модуляционного типа. Данные о чувствительностях, полосах приема радиометров, а также угловых разрешениях радиотелескопа представлены в табл. 1.

В качестве облучателей рефлектора использовались открытые концы волноводов на всех волнах, за исключением $\lambda = 2$ мм, где был применен рупорный облучатель с облучением $1/2$ зеркала. Такое облучение облегчало юстировку антенны, а также обеспечивало стабильность электрической оси радиотелескопа в пространстве при тепловых и механических деформациях антенны [12]. Схема расположения облучателей в фокальной плоскости РТ-22 в период наблюдений (май 1968 г.) изображена на фиг. 1.

Таблица 1

λ , мм	σ^2 , °К, $\tau = 1^{\circ}$	$2\Delta f$, МГц	$\theta_{0,5}$, мин дуги	Примечания
2	2,0	1000	1,2	НИРФИ [10]
4	8,0	12	1,0	КАО
6	1,0	1000	1,3	НИРФИ [10]
8	2,0	30	1,6	КАО [11]

Ось диаграммы направленности на волне 2 мм была совмещена с геометрической осью радиотелескопа, а диаграммы направленности на волнах 4, 6 и 8 мм были смещены в пространстве относительно этой оси на $2-3^{\circ}$.

Наблюдения заключались в сканировании Солнца радиотелескопом по прямому восхождению (α) со скоростью 1 с/сек дискретно через $1'$ по склонению (δ). Регистрация осуществлялась на самописцах типа

ЭПП-09 со скоростью протяжки ленты 4800 мм/час. На все самописцы радиометров автоматически синхронно подавались угловые метки со шкал пульта управления радиотелескопом каждые 5' по δ и 10^s по α . Временные метки подавались каждые 20 мин. Для контроля работы системы управления радиотелескопом в период наблюдений при каждом скане автоматически печатались данные о звездном времени, прямом восхождении, склонении, азимуте и угле места радиотелескопа.

Сканирование, как правило, производилось по одной и той же трассе в прямом и обратном направлениях, что было необходимо для учета влияния инерционности интегрирующих цепей радиометров (регистрация осуществлялась при $\tau = 1 \div 2^s$ на всех волнах), а также для контроля повторяемости сканов и выявления влияния аномального поглощения (тучи и т. п.). На сканирование всего диска Солнца затрачивалось $2 \div 2,5$ часа. Кроме этого, для более точного определения положения и яркости локальных источников проводилось также сканирование через их максимум интенсивности как по α , так и по δ на каждой волне в отдельности.

По полученным таким образом записям построены карты распределения радиояркости по диску Солнца — его радиоизображения. Изотермы на картах нанесены в относительных единицах. За единицу принят уровень спокойного Солнца. Необходимо отметить, что определение этого уровня является важным моментом при построении радиоизображений. Ошибка в его нахождении прямо влияет на точность определения интенсивности излучения и угловых размеров источников S -компоненты. Ошибка в выборе уровня невозмущенного Солнца составляет 2—3% на всех волнах.

При построении карт эффект диаграммного сглаживания не учитывался. Ошибка в локализации источников S -компоненты составляют 30—40%. Эта ошибка в основном определяется точностью системы управления радиотелескопом и точностью нахождения центра Солнца на картах при определении позиционного угла.

На картах радиоизображения Солнца на $\lambda = 2$ мм и $\lambda = 6$ мм заметна некоторая эллиптичность, которая обусловлена тем, что при их построении не учитывался эффект расширения сканов по прямому восхождению на величину $\cos \delta$. Карты $\lambda = 4$ мм и $\lambda = 8$ мм исправлены за этот эффект.

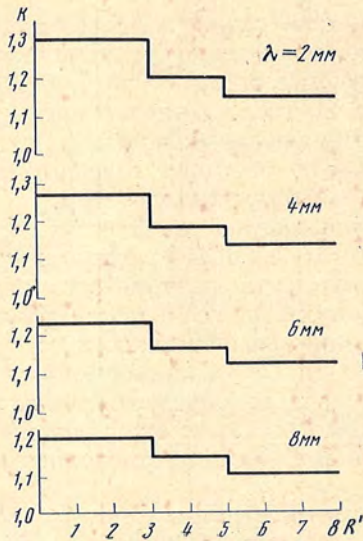
Далее приведены полученные нами радиоизображения Солнца на волнах 2 и 8 мм за период 1—8.X 1967 г. и на волнах 2, 4, 6 и 8 мм за период с 1 по 24.V 1968 г. Все карты первого периода наблюдений приведены ко времени 9^h00^mUT, второго периода — 6^h00^mUT и иллюстрируются в конце статьи (фиг. 6—78).

Такие изображения, как нам кажется, будут полезны для выяснения ряда вопросов в изучении миллиметрового диапазона солнечного радиозлучения, в частности спектра излучения локальных источников, помогающего судить о механизме их излучения. По радиоизображениям Солнца за период с 21 по 24.V 1968 г. нами определены $\Delta T_{\text{ист}}$ (превышение яркостной температуры источника над уровнем невозмущенного Солнца) для шести источников, каждый из которых наблюдался в течение этих дней. Координаты источников согласно картам распределения радиояркости за 21.V приведены в табл. 2.

$\Delta T_{\text{я.ист}}$ (в °K) находилась согласно выражению

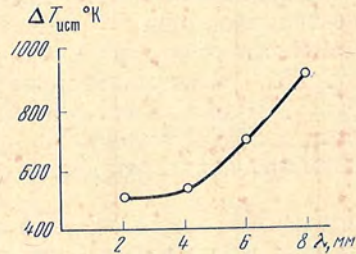
$$\Delta T_{\text{я.ист}} = \left(\frac{T_{\text{а.ист}}}{T_{\text{а.}\odot}} - 1 \right) T_{\odot} K,$$

где $T_{\text{а.ист}}/T_{\text{а.}\odot}$ — отношение антенных температур от источника и от спокойного Солнца, взятых из карт распределения радиояркости, а K — коэффициент, учитывающий рассеяние антенны вне ее главного лепестка и диска Солнца. Значения K приведены на фиг. 2, на которой по оси абс-



Фиг. 2. Зависимость коэффициента K от угловых размеров источников и длины волны

Фиг. 3. Зависимость $\Delta T_{\text{ист}}$ от λ

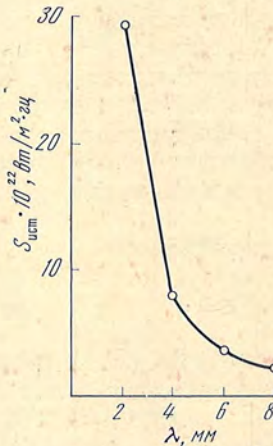


По оси абсцисс отложены угловые размеры источников, а по оси ординат — коэффициент K для каждой длины волны в отдельности. При вычислении $\Delta T_{\text{я.ист}}$ яркостная температура T_{\odot} невозмущенного Солнца принималась равной 6000°K [13], 7000°K [14], 6300°K [15, 16] и 8000°K [17] на волнах 2, 4, 6 и 8 мм соответственно.

Определенные таким образом $\Delta T_{\text{ист}}$ представлены на фиг. 3. Из графика можно видеть, что $\Delta T_{\text{ист}}$ на волнах 2 и 4 мм почти постоянна (с точностью до ошибок наблюдений), а далее начинает повышаться по мере удлинения волны. Повышение яркостной температуры источников с увеличением длины волны свидетельствует, по-видимому, о том, что эффективный уровень излучения повышается с увеличением длины волны и переходит в более горячие слои источников S -компоненты. Исходя из яркостной температуры, были также вычислены плотности потоков излучения $\Delta S_{\text{ист}}$ источников согласно выражению

$$\Delta S_{\text{ист}} = \frac{2k \Delta T_{\text{ист}}}{\lambda^2} \Omega.$$

Угловые размеры Ω источников определялись по уровню их половинной яркости. Вычисленные таким образом плотности потоков излучения источников, усредненные по всем источникам, приведены на фиг. 4. Из



Фиг. 4. Зависимость $S_{\text{ист}}$ от λ

Фиг. 5. Зависимость средних угловых размеров источников от λ

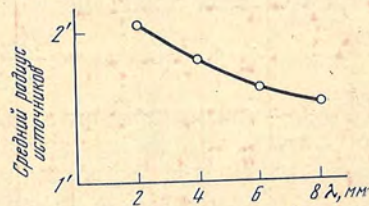


Таблица 2

Номер источника	λ , мкм			
	2	4	6	8
Координаты источников				
1	28N 35E	26N 33E	28N 35E	27N 34E
2	11N 22W	10N 17W	13N 18W	10N 16W
3	34S 04E	30S 03E	37S 02E	32S 00
4	18S 25E	17S 22E	17S 28E	15S 23E
5	32S 40W	30S 36W	32S 44W	28S 37W
6	—	—	—	18N 65E

графика заметно, что спектр излучения источников S -компоненты в миллиметровом диапазоне волн сильно отличается от плоского, что не противоречит представлению о тепловом механизме излучения оптически толстых источников.

Усредненные по исследуемым источникам их угловые размеры представлены на фиг. 5, из которой можно заметить, что размеры источников в среднем уменьшаются с увеличением длины волны, что, по-видимому, говорит о том, что с удлинением волны увеличивается роль второй компоненты источника малых размеров, связанной с пятнами.

Интересно также отметить, что на радиоизображениях Солнца часто на всех волнах прослеживаются области пониженной яркости, которые, как установлено в [3, 8], связаны с волокнами. Из этого следует, что волокна обладают заметной оптической толщиной даже на волне 2 мм и имеют температуру ниже температуры невозмущенного Солнца на этой волне, т. е. $< 6000^\circ \text{K}$.

В заключение авторы приносят благодарность В. Н. Воронову, Н. Н. Серову и В. И. Петровичу за помощь в подготовке аппаратуры и проведении наблюдений, а также П. В. Матвееву и И. И. Маловой за помощь в подготовке к печати карт радиоизлучения Солнца.

Декабрь 1969 г.

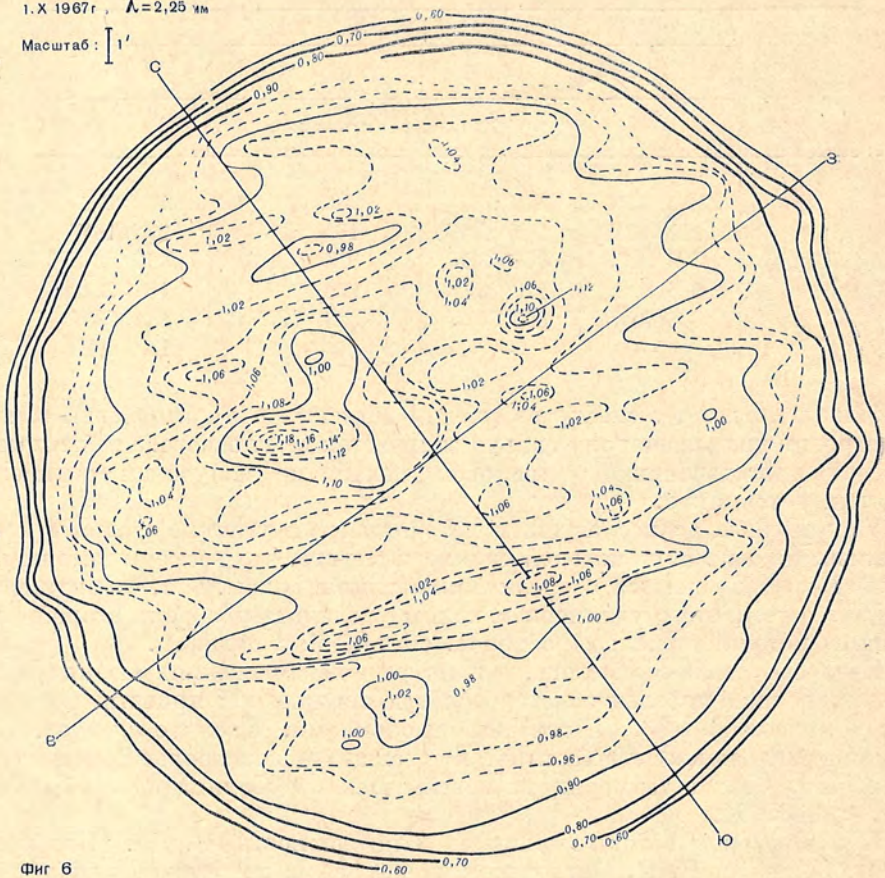
Литература

1. А. Е. Саломонович. Астрон. ж., 1962, 39, 260.
2. А. Е. Саломонович. Труды ФИАН, 1962, 17, 42.
3. У. В. Хангильдин. Астрон. ж., 1964, 41, 302.
4. А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович. Астрон. ж., 1963, 40, 229.
5. А. Tsuchiya, К. Takahashi. Solar Phys., 1968, 3, 346.
6. И. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов. Солнечные данные, 1967, № 10, 81.
7. V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov. Solar Phys., 1969, 8, 331.
8. V. A. Efanov, I. G. Moiseev, A. B. Severny. Symp. Solar Astr. Budapest, 1968.
9. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 141.
10. А. Г. Кисляков, Ю. В. Лебский, А. И. Наумов. Изв. вузов. Радиофизика, 1968, 11, 12.
11. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 149.
12. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов. Астрон. ж., 1969, 46, 147.
13. А. И. Наумов, А. Г. Кисляков, В. Н. Воронов. Доклад на Симпозиуме по физике планет. Киев, 1968.
14. А. Г. Кисляков, Э. П. Кукина. Изв. вузов. Радиофизика, 1968, 9, 9, 1431.
15. А. Г. Кисляков. Изв. вузов. Радиофизика, 1961, 4, 760.
16. F. I. Shimobukuro, I. M. Stasey. Astrophys. J., 1968, 152, 777.
17. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 43.

Фиг. 6—78. Радиоизображения Солнца

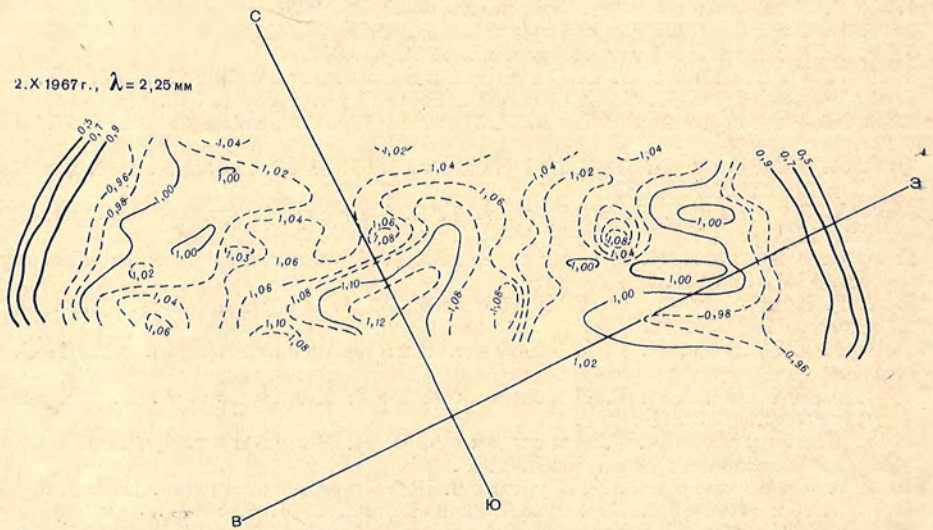
1. X 1967 г., $\lambda = 2,25$ мм

Масштаб: $\left[\begin{array}{l} 1' \\ \end{array} \right]$

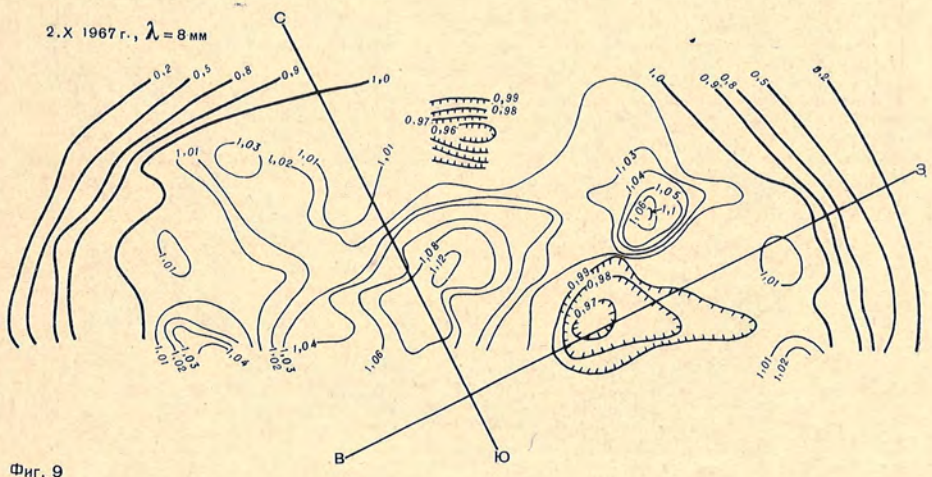
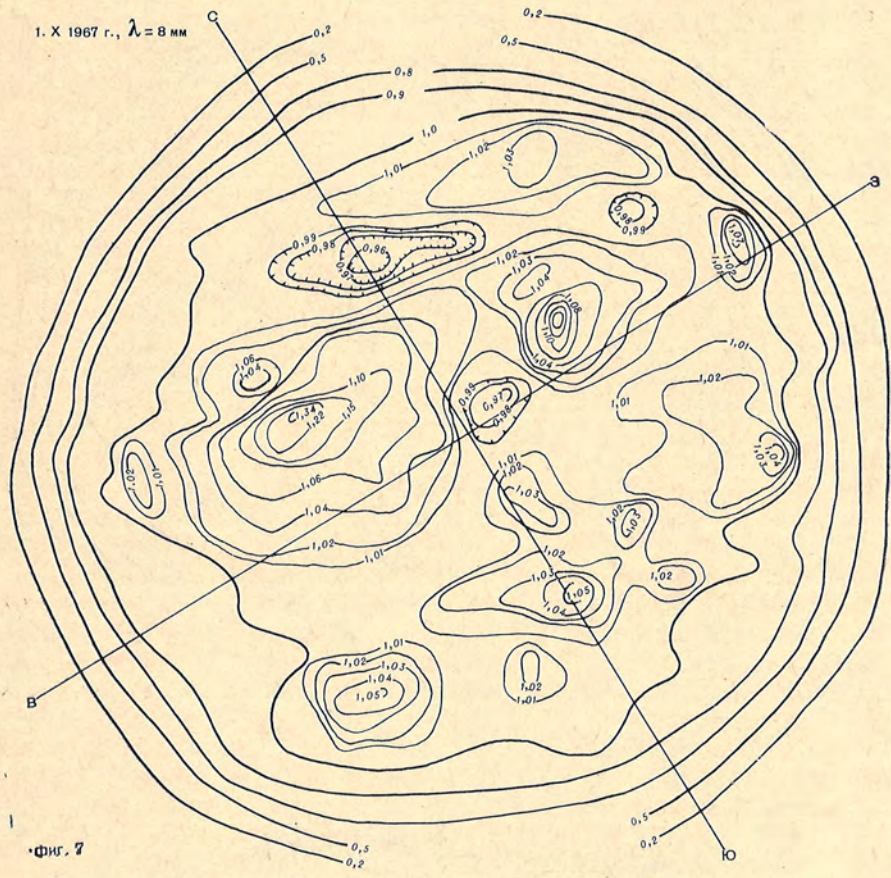


Фиг. 6

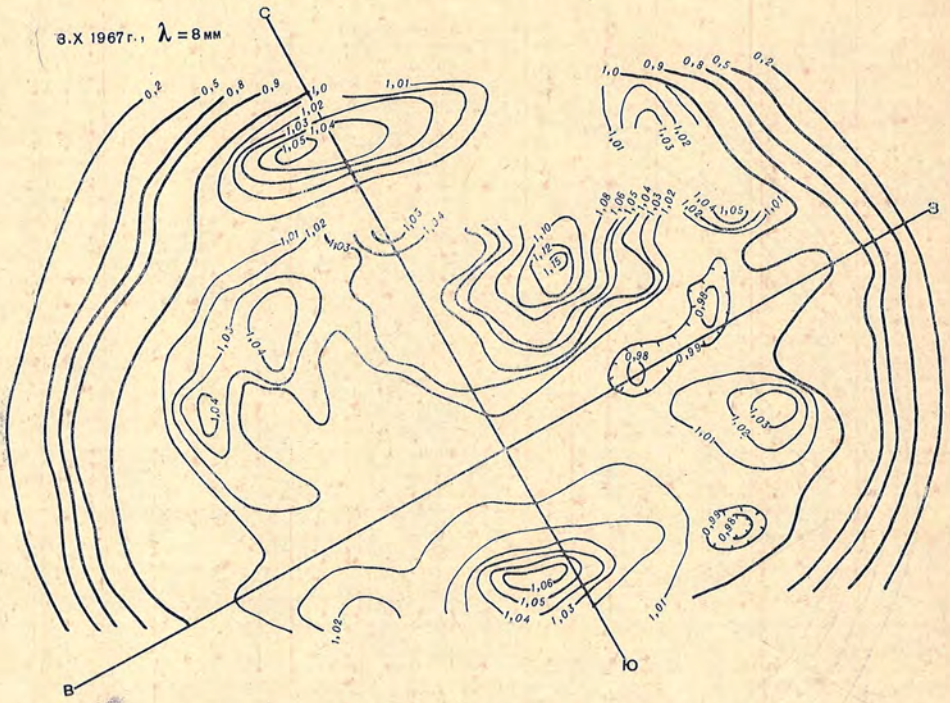
2. X 1967 г., $\lambda = 2,25$ мм



Фиг. 8

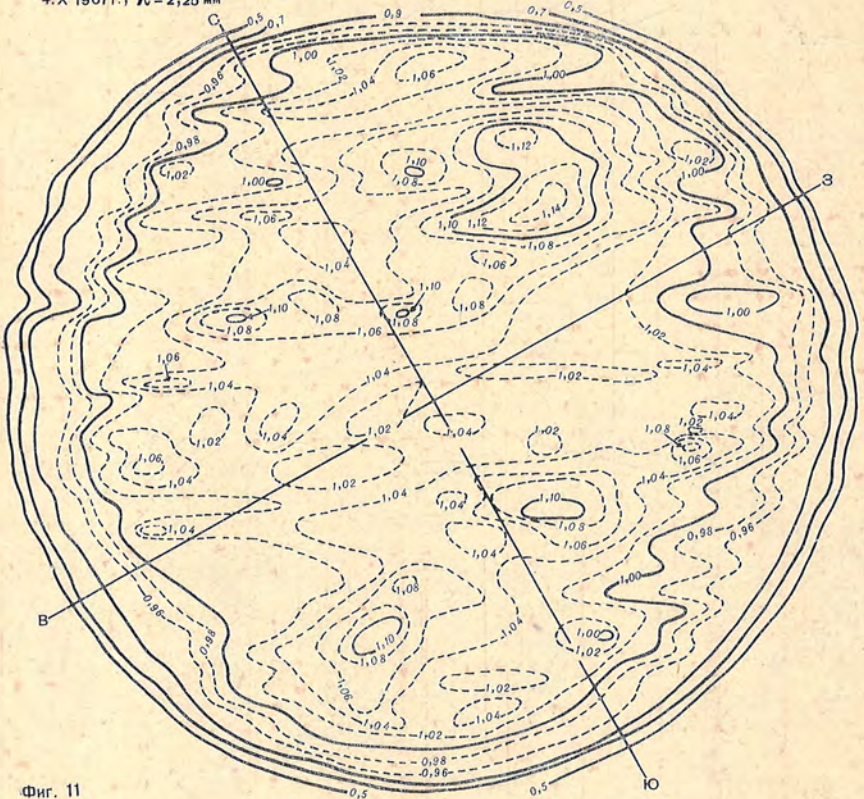


3.X 1967 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



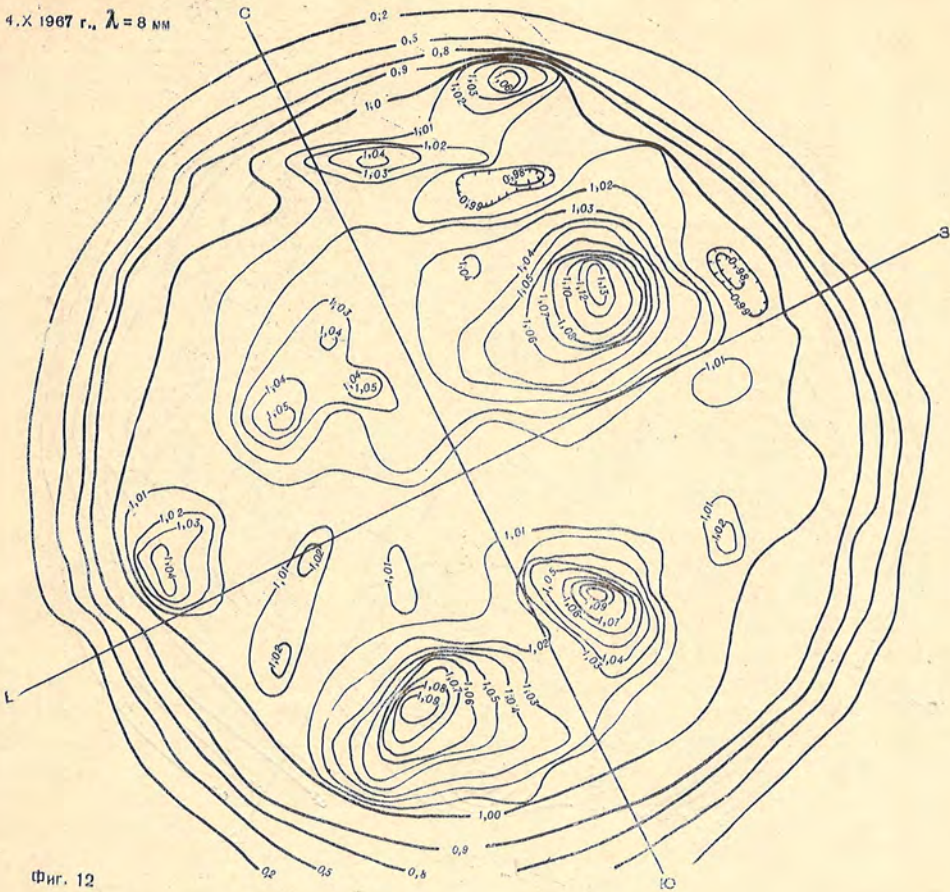
Фиг. 10

4.X 1967 г., $\lambda = 2,25 \text{ мм}$



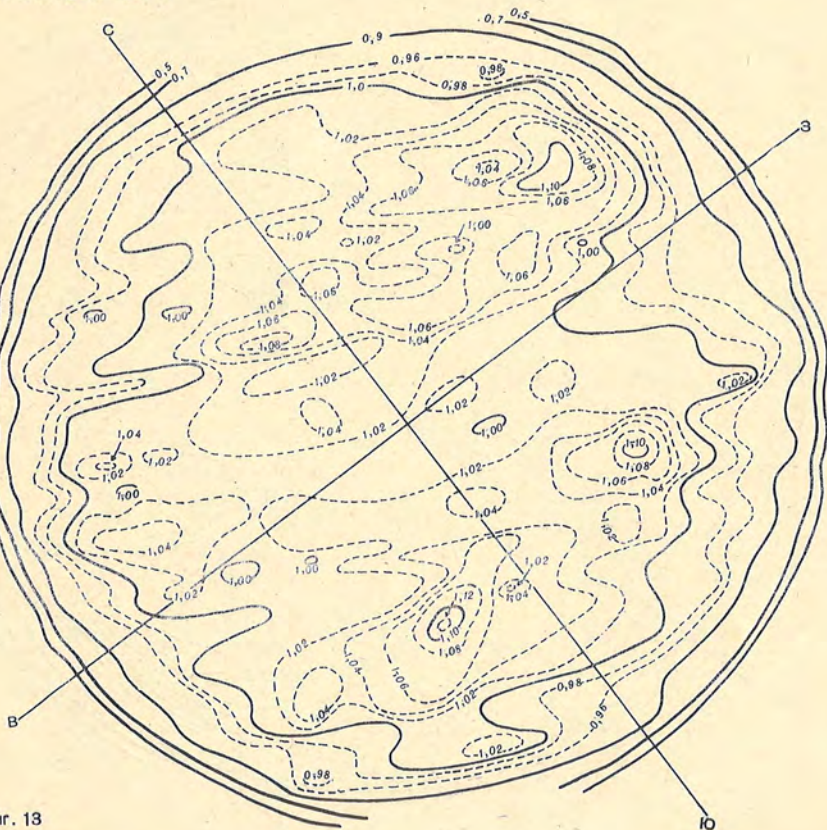
Фиг. 11

4. X 1967 г., $\lambda = 8$ мм



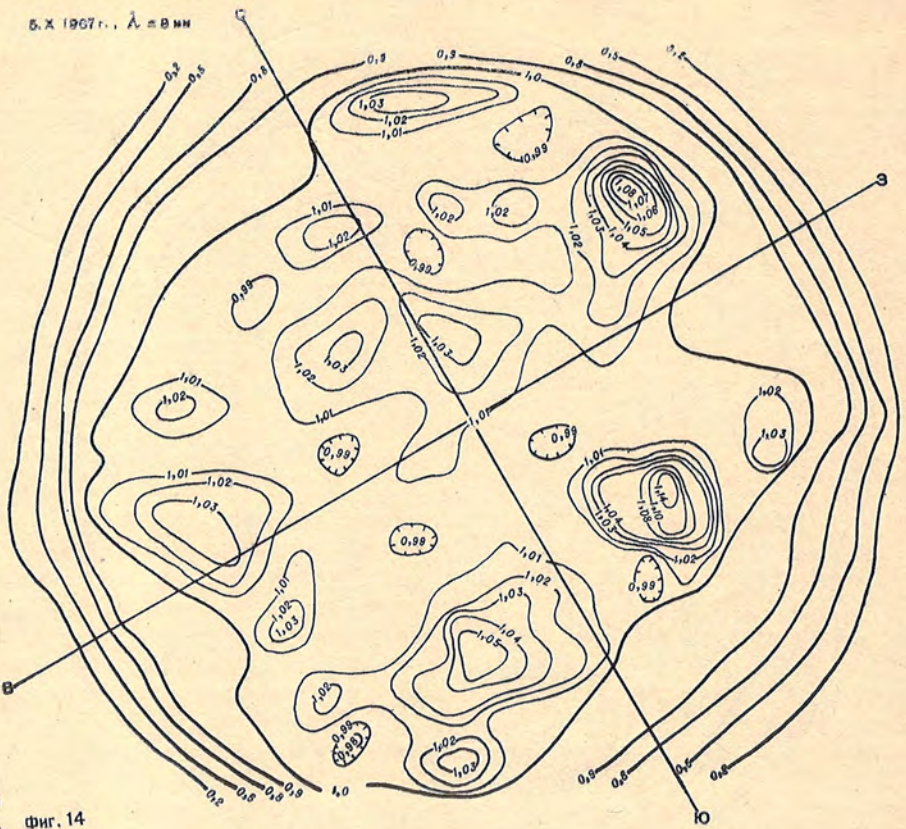
Фиг. 12

6. X 1967 г., $\lambda = 2,25$ мм



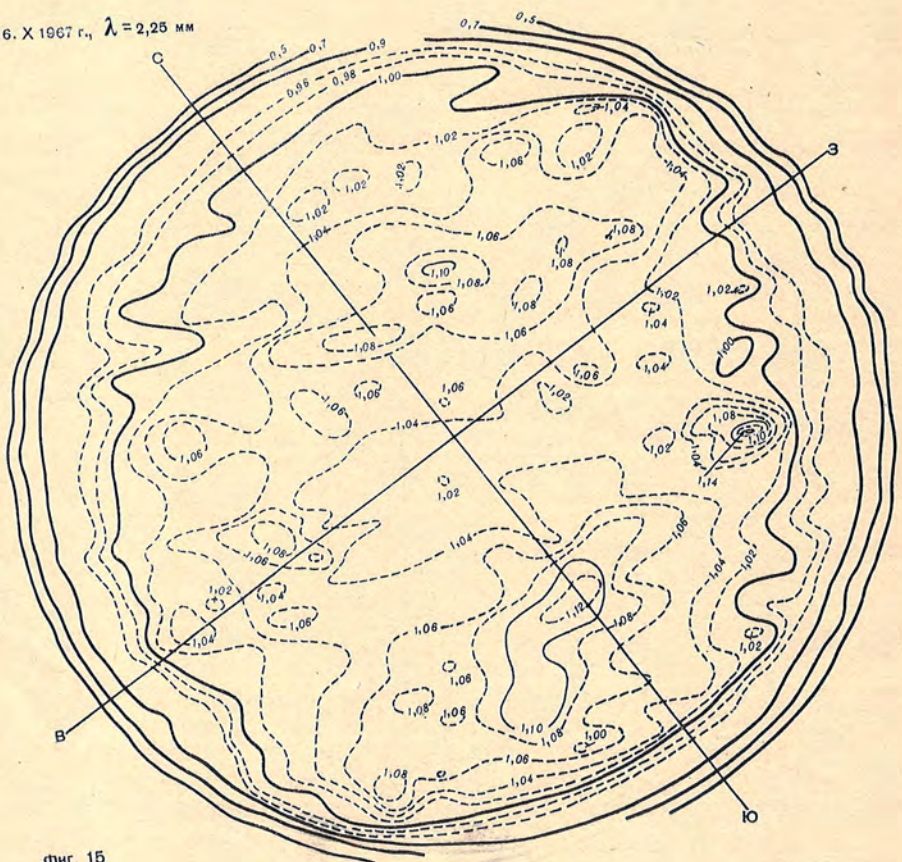
Фиг. 13

Б.Х 1967 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$

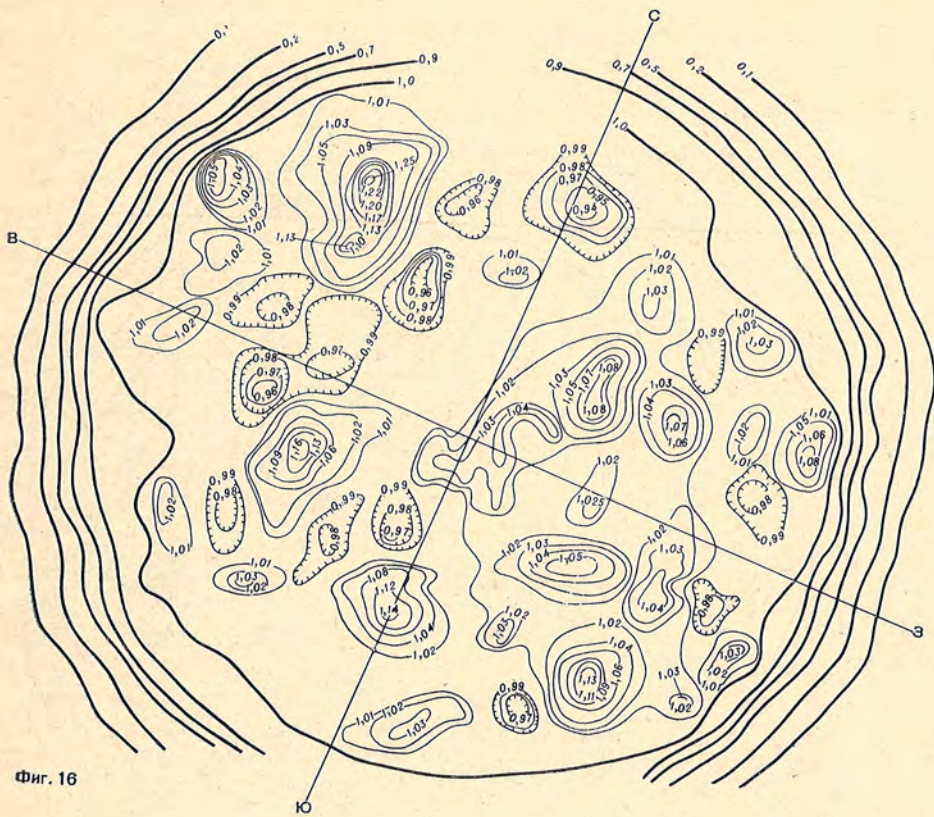


Фиг. 14

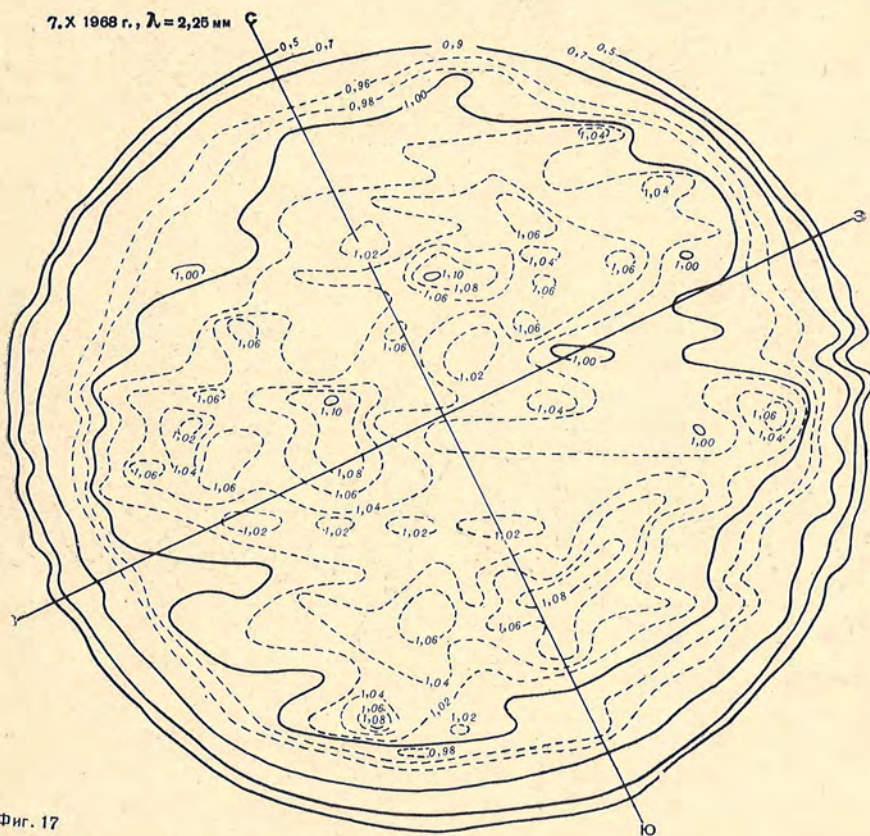
Б.Х 1967 г., $\lambda = 2,25 \text{ мм}$



Фиг. 15

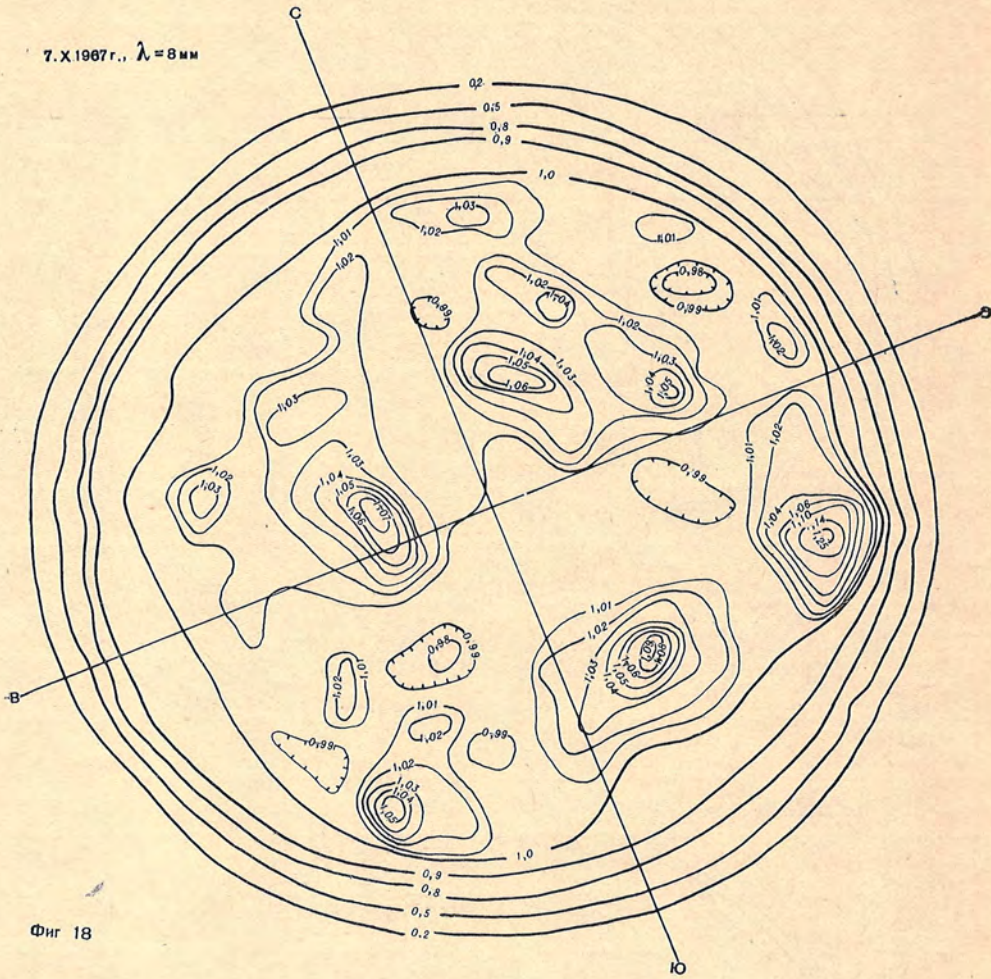


Фиг. 16



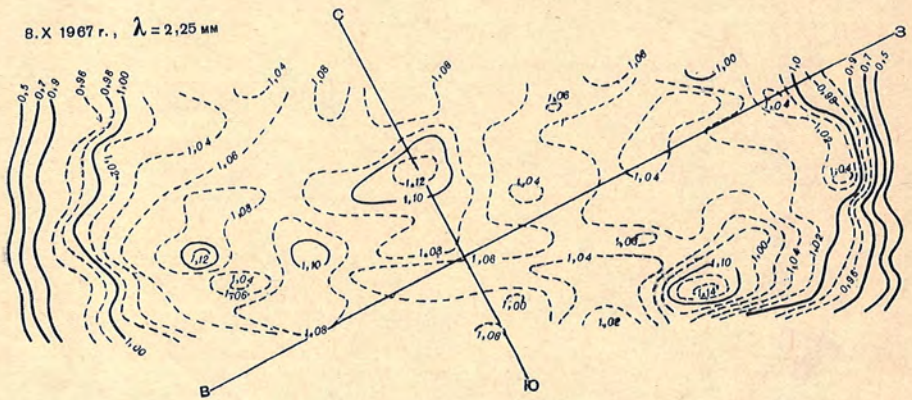
Фиг. 17

7.X.1987 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг 18

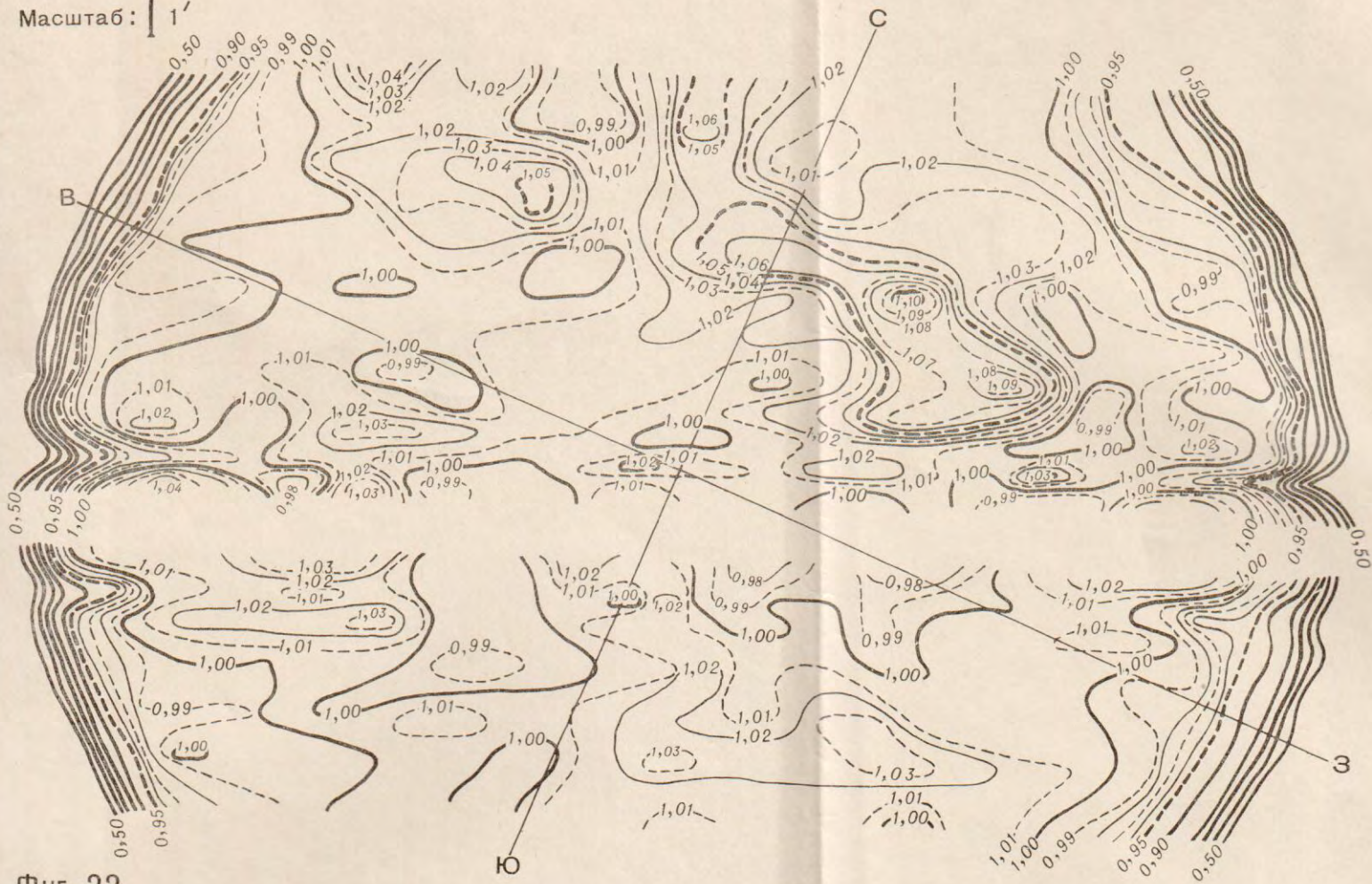
8.X.1987 г., $\lambda = 2,25 \text{ мм}$



Фиг 19

7.V 1968 г., $\lambda = 6$ мм

Масштаб: $1'$



Фиг. 22

13.V 1968 г., $\lambda = 6$ мм

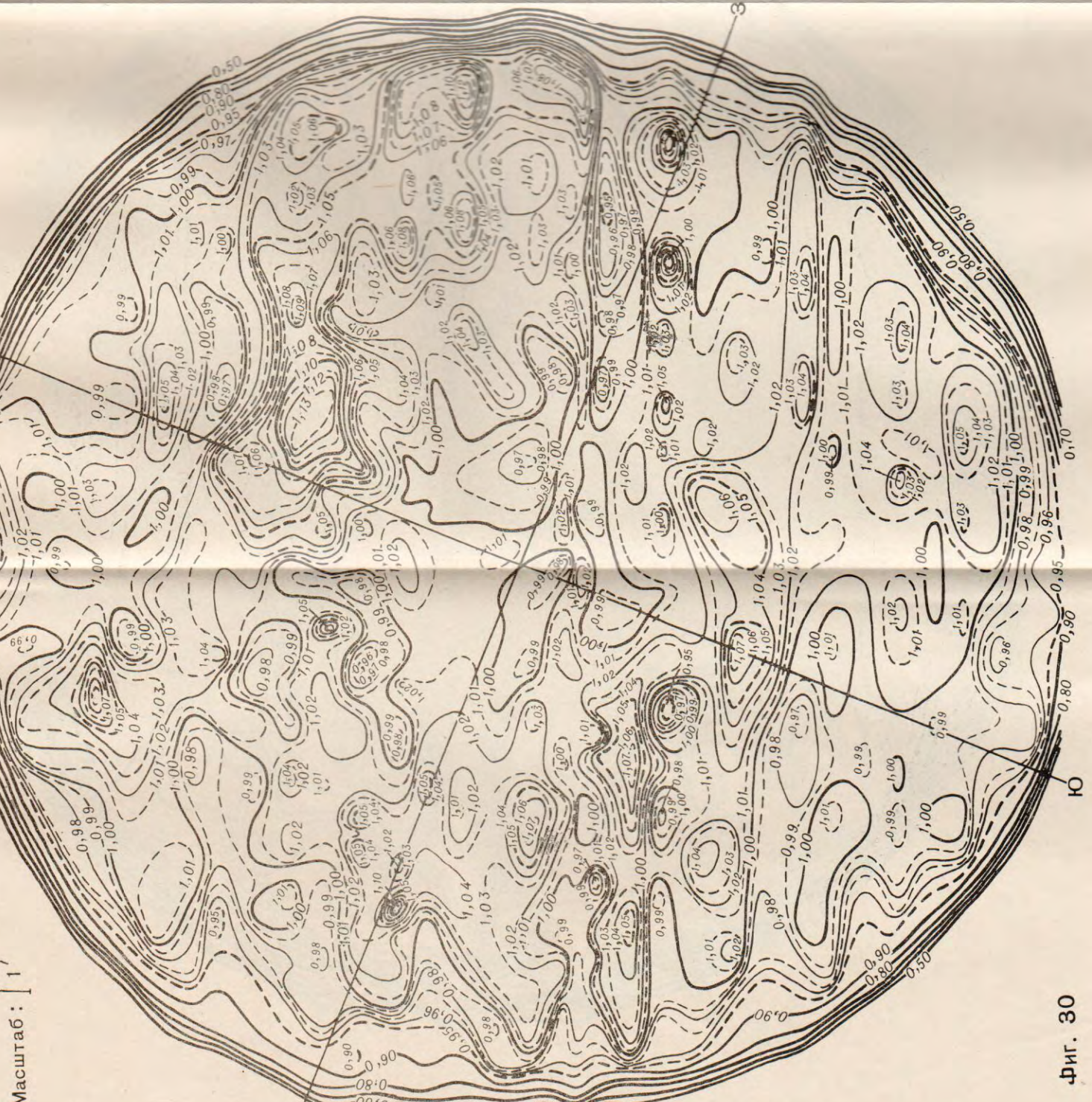
Масштаб: 1'



Фиг. 41

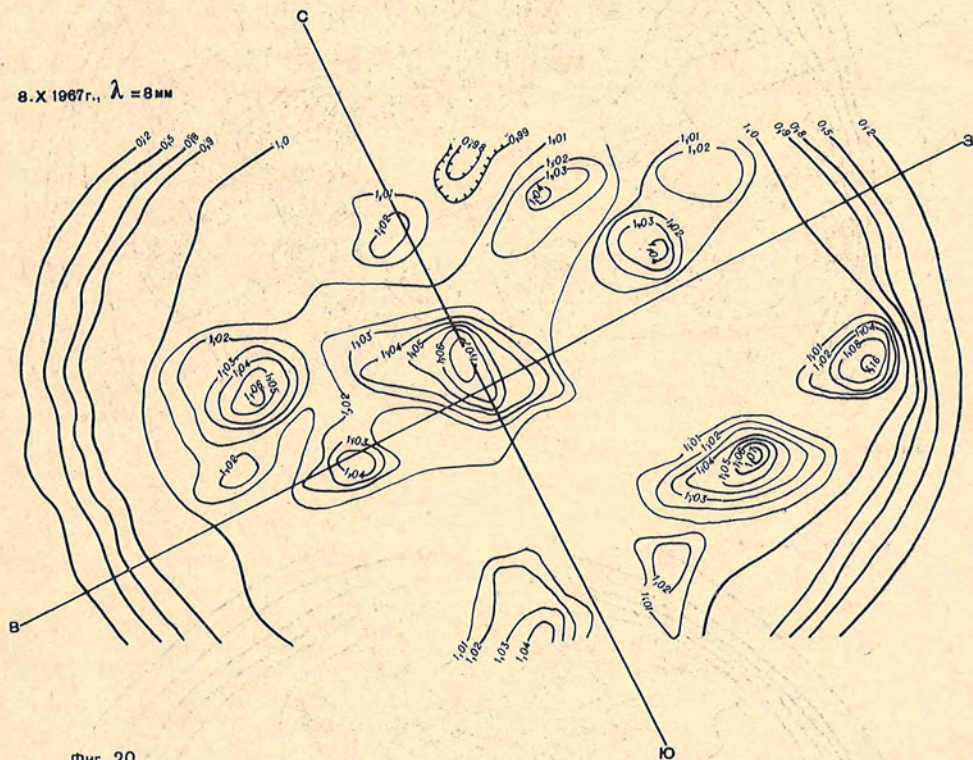
10.V 1968 г., $\lambda = 6$ мм

Масштаб: 1'



Фиг. 30

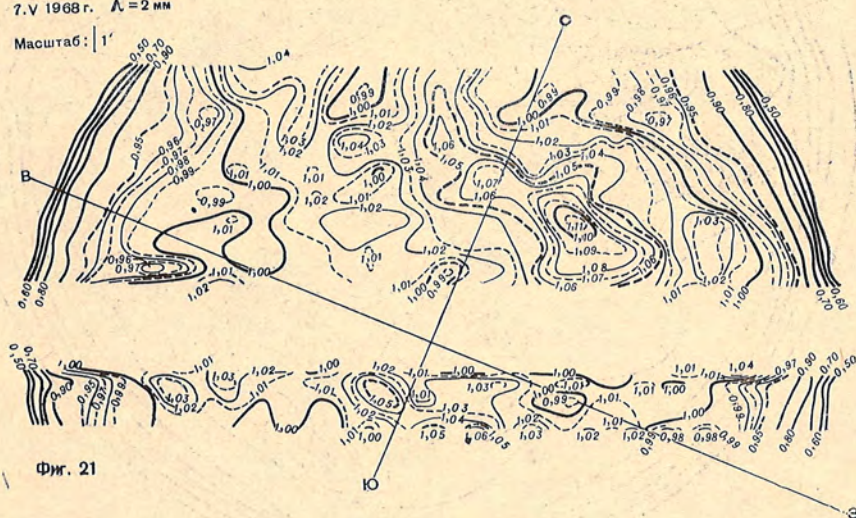
8.X 1967 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 20

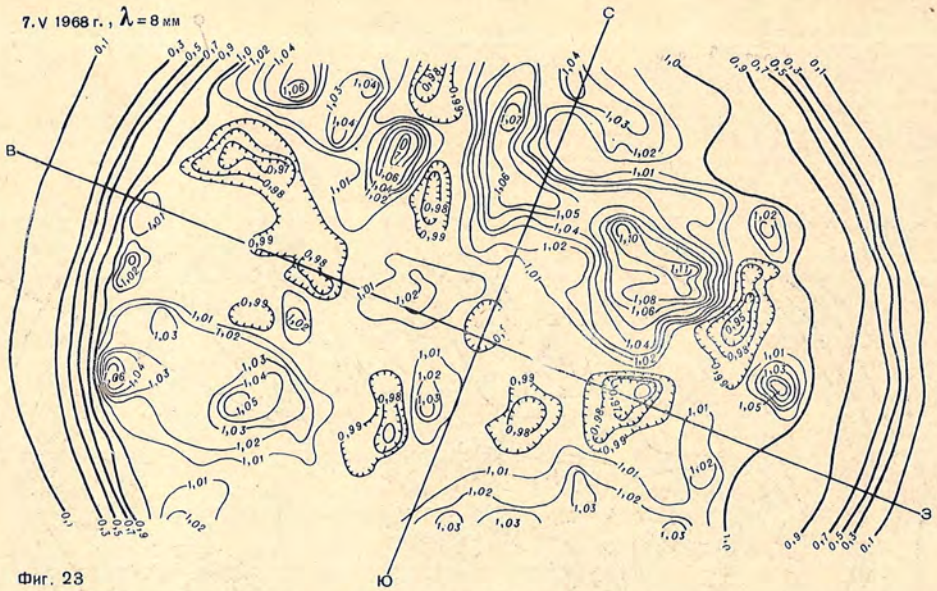
7.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 21

7.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 23

8.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



Фиг 25

Примечание: фиг. 22, 24, 26, 30, 41, 49, 57, 65, 69 даны на вклейках

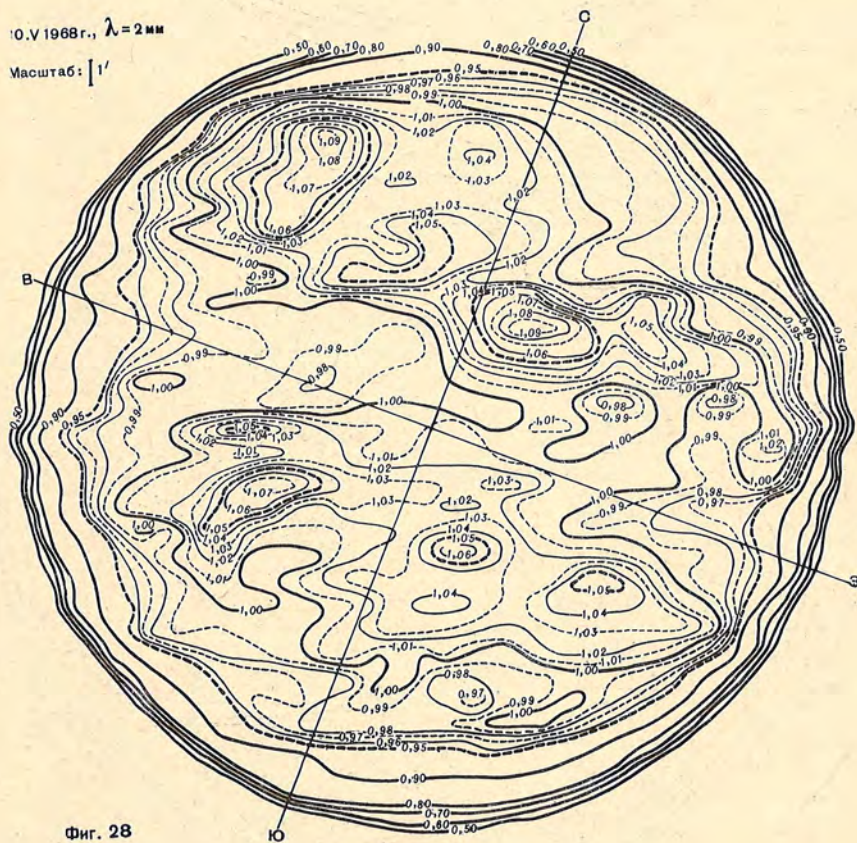
8.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 27

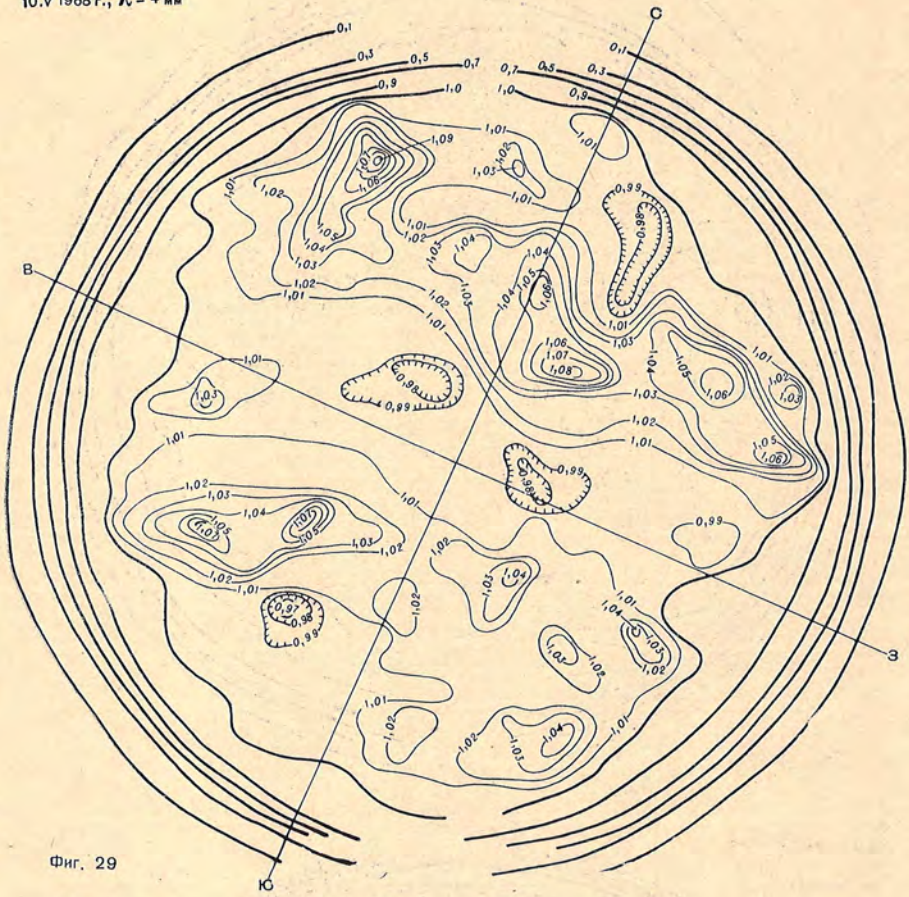
10.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



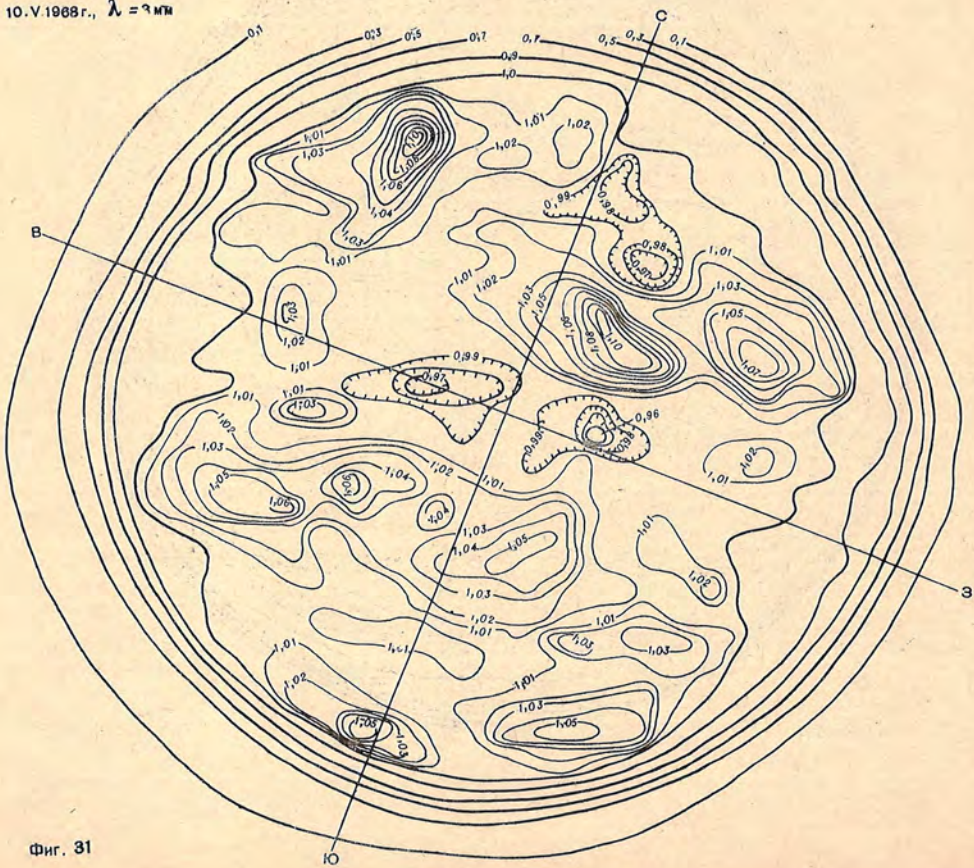
Фиг. 28

10.V.1988 г., $\lambda = 4$ мм



Фиг. 29

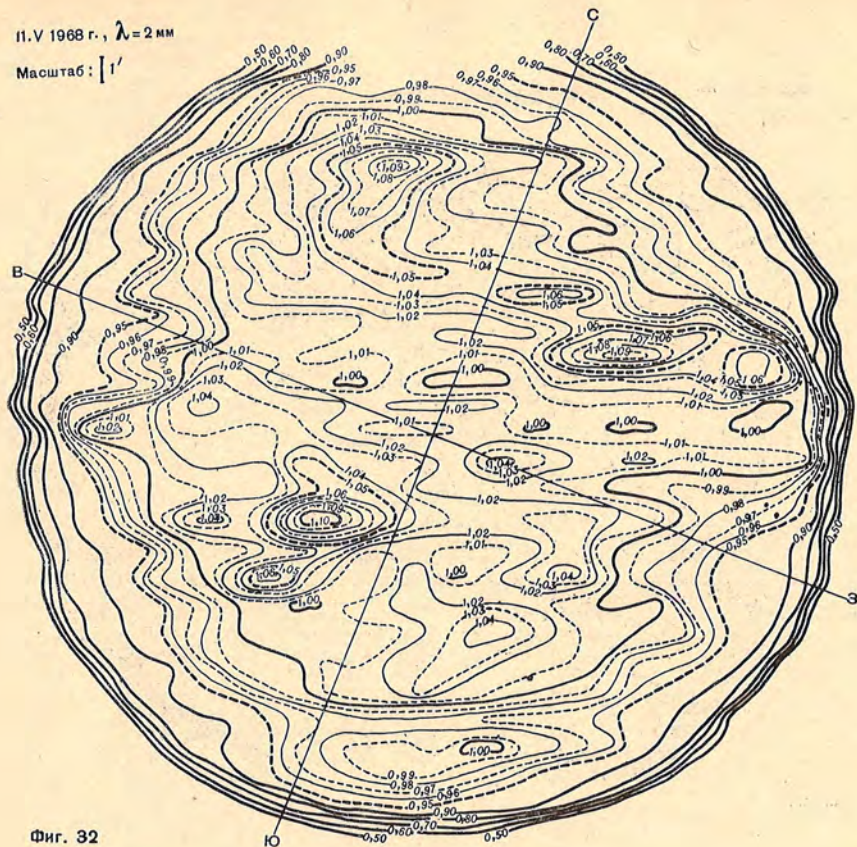
10.V.1988 г., $\lambda = 3$ мм



Фиг. 31

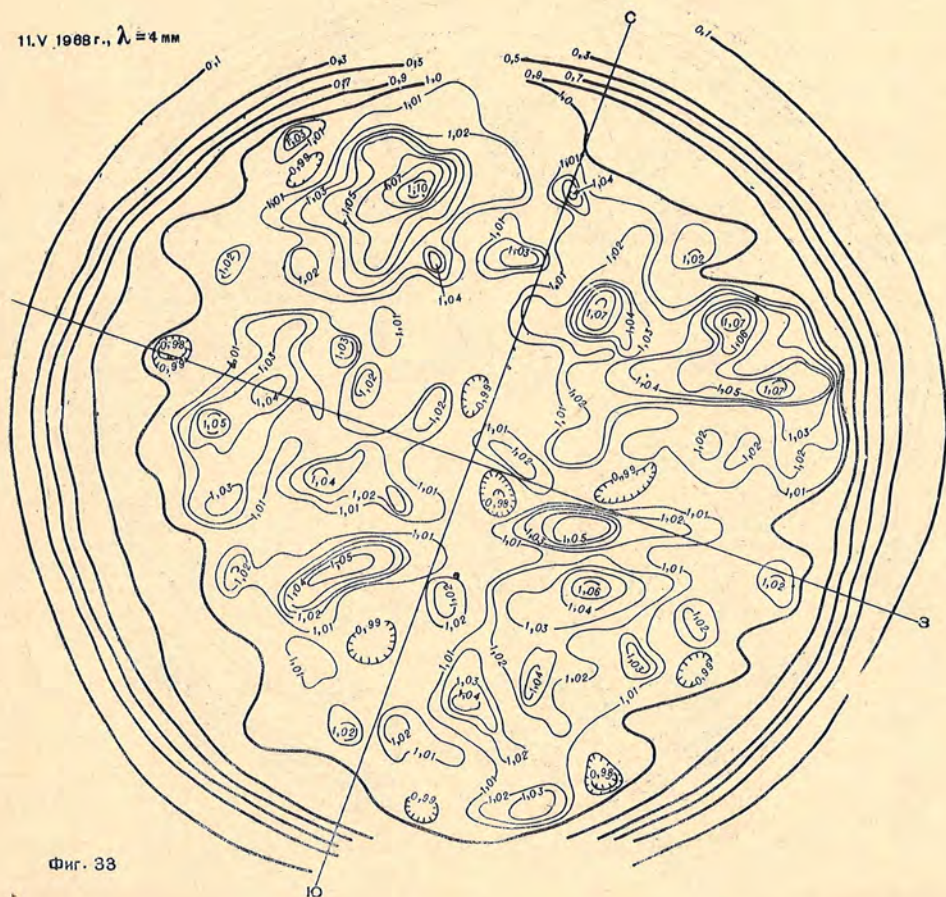
11.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: [1']



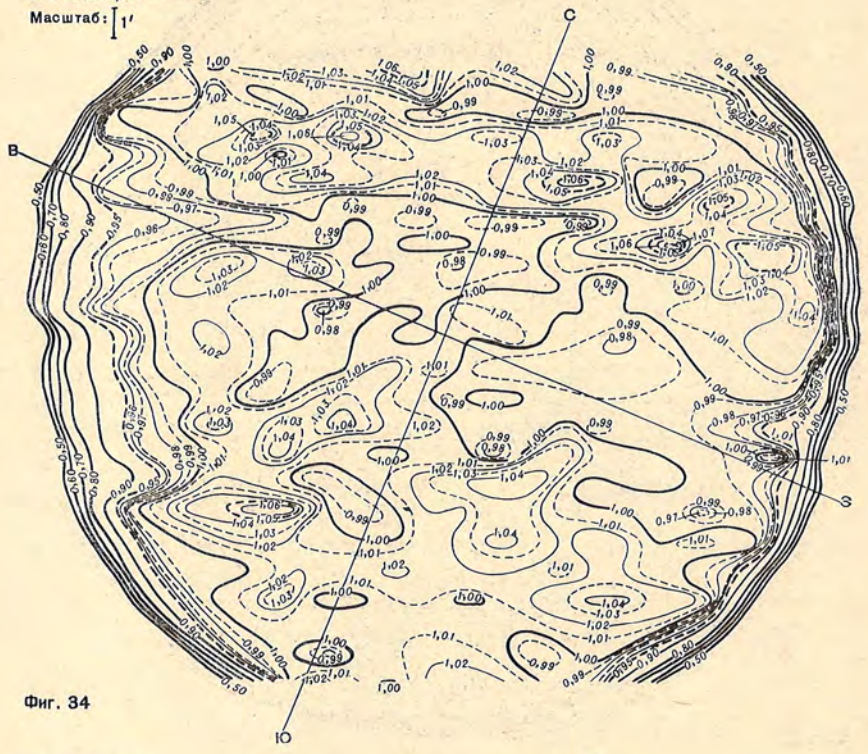
Фиг. 32

11.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



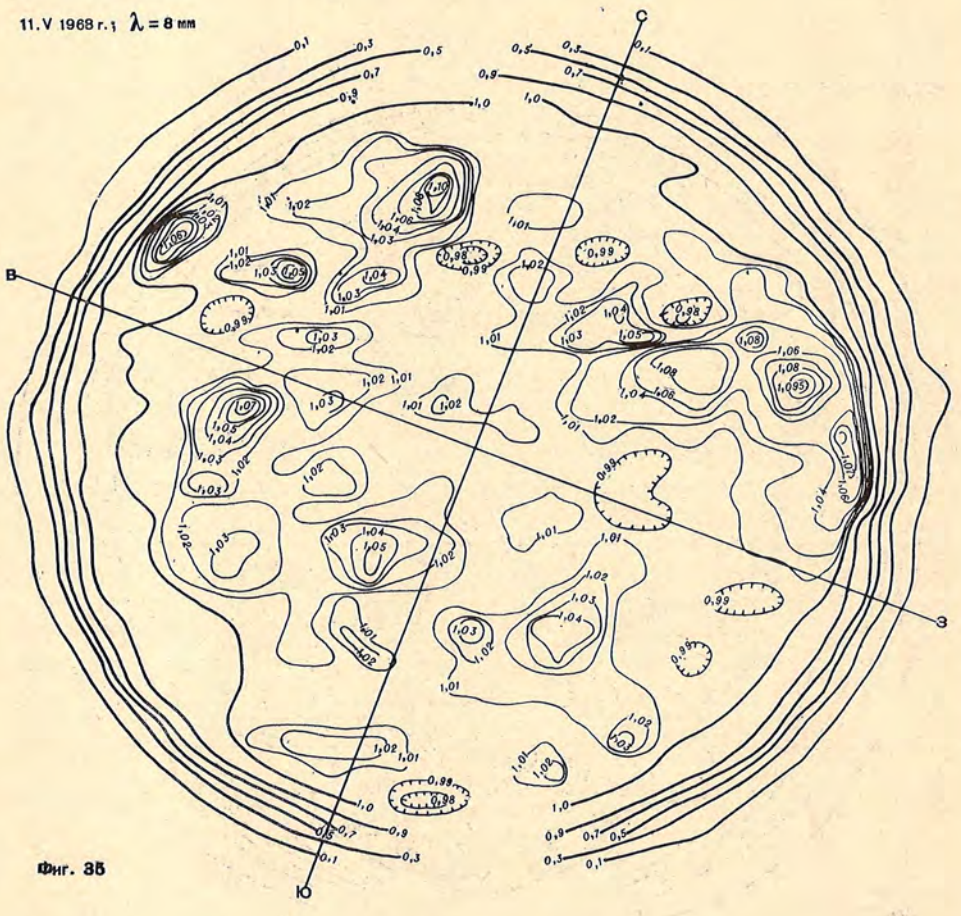
Фиг. 33

11.V 1968 г. $\lambda = 6 \text{ мм}$
 Масштаб: 1'



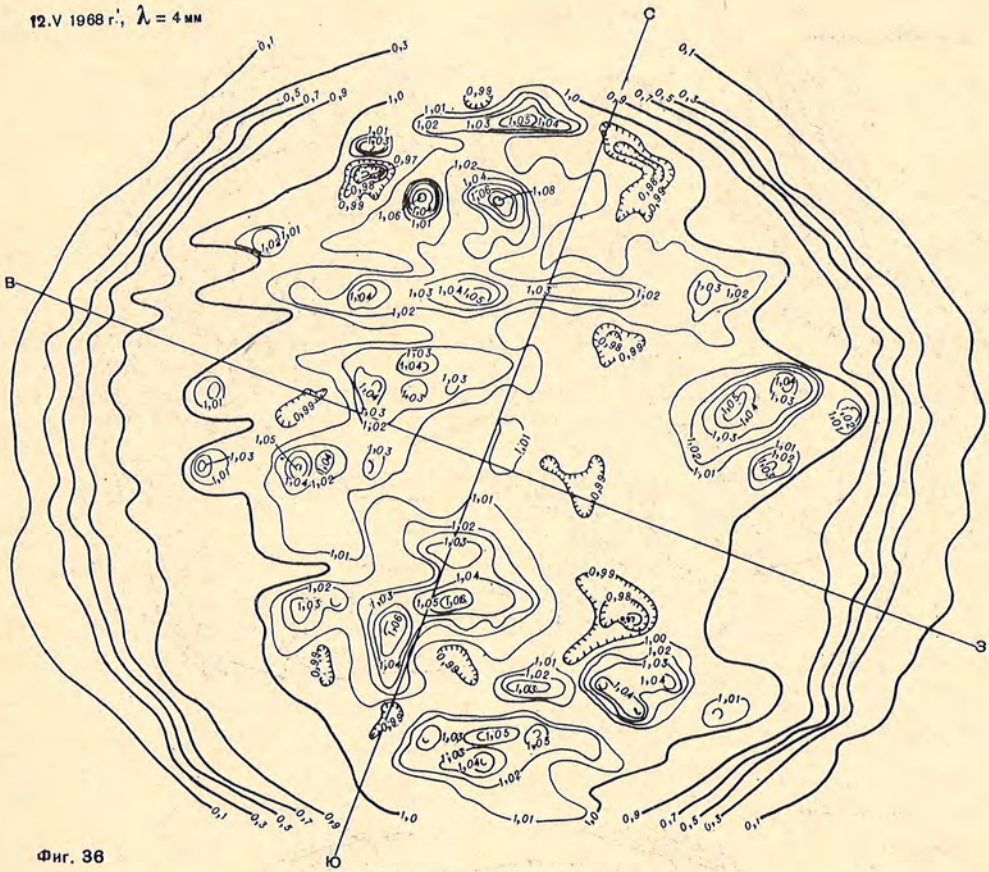
Фиг. 34

11.V 1968 г. $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 35

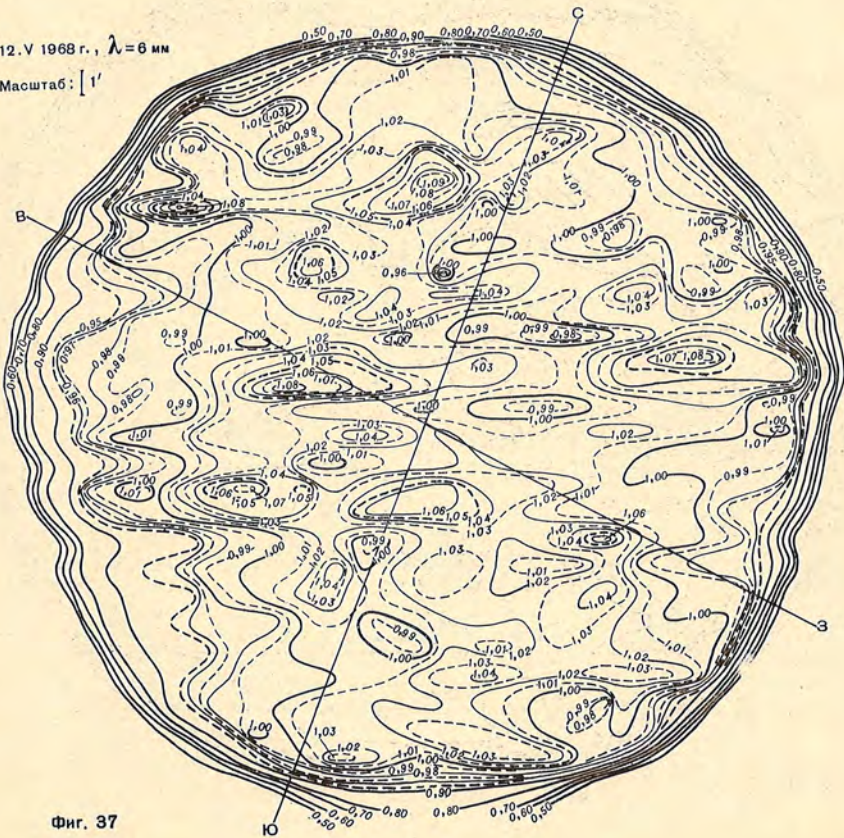
12.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



Фиг. 36

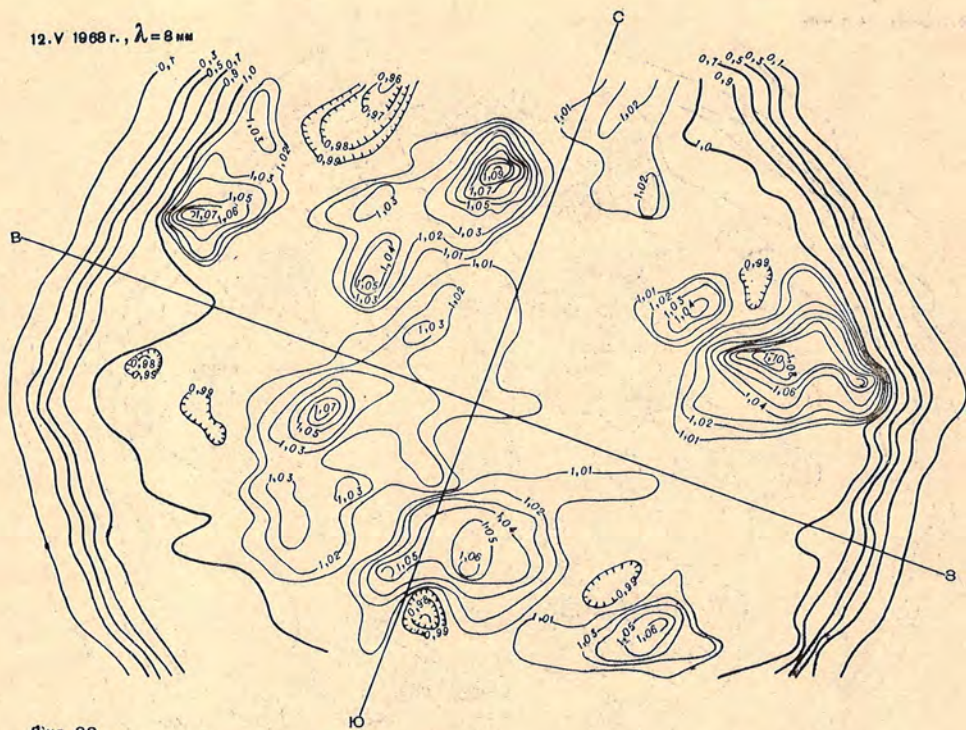
12.V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 37

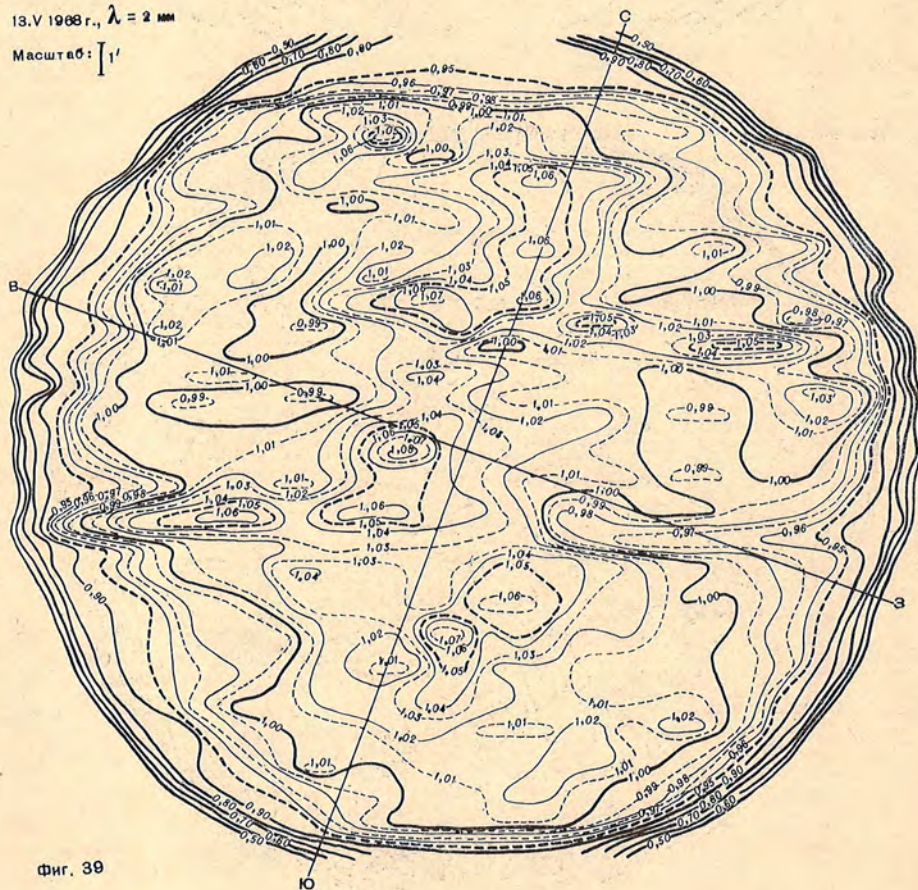
12.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 38

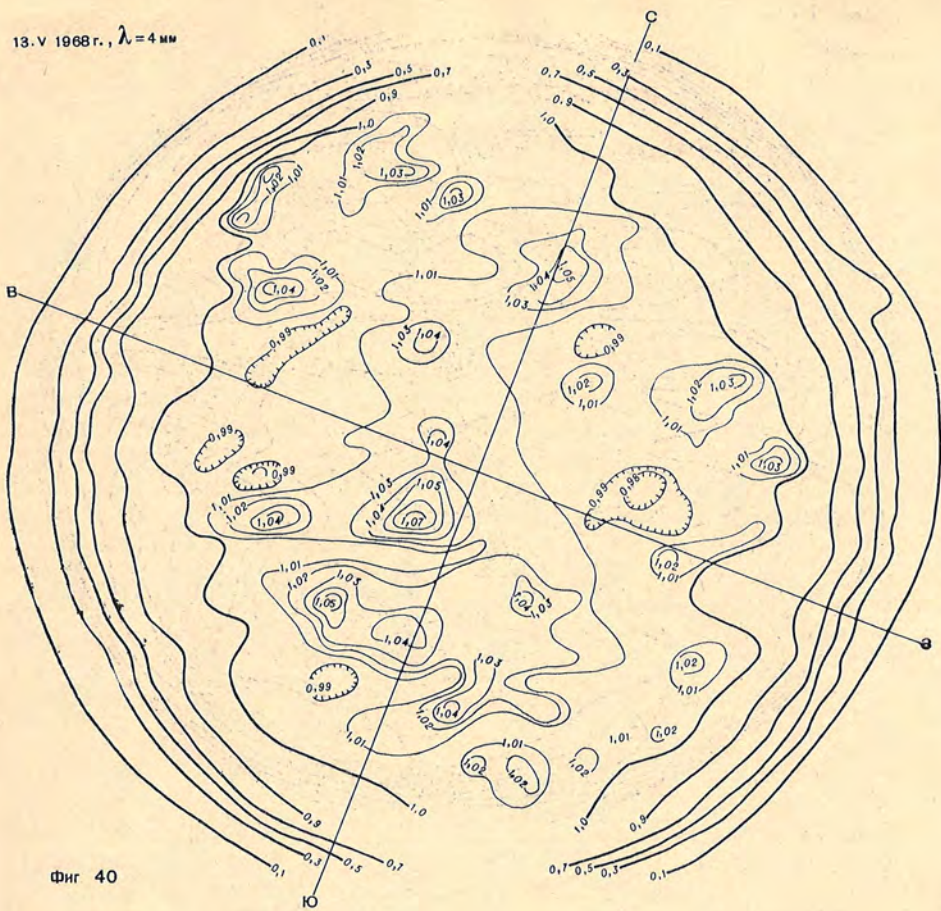
13.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: $1'$



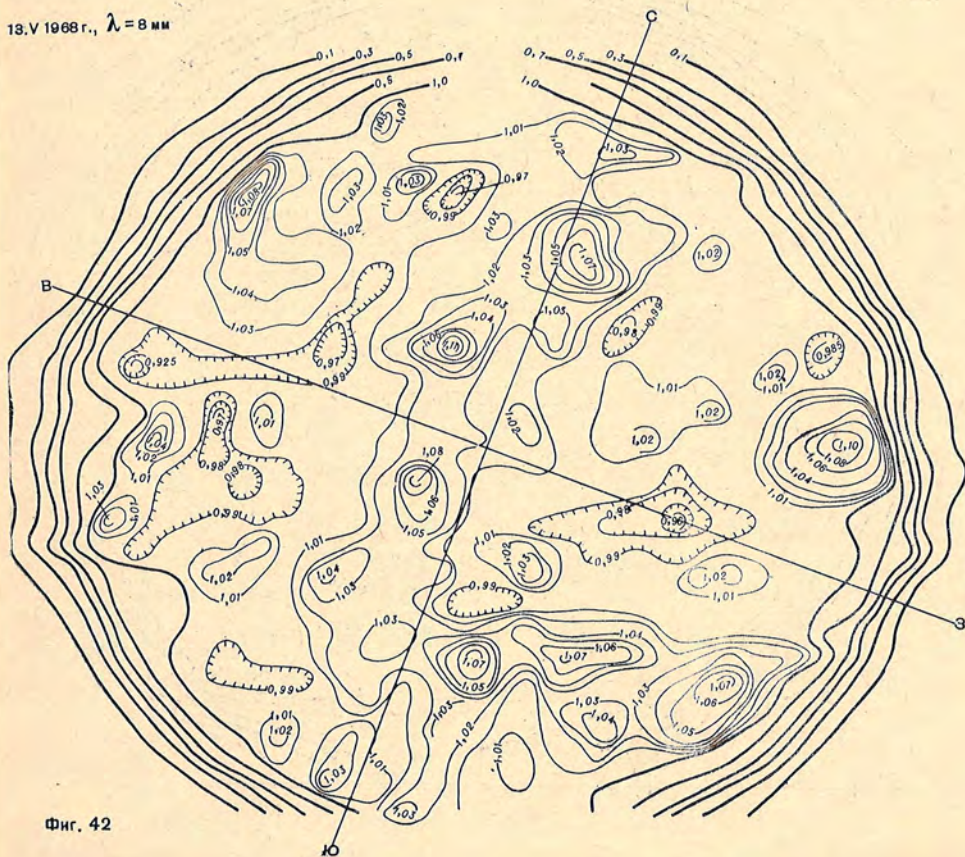
Фиг. 39

13.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



Фиг. 40

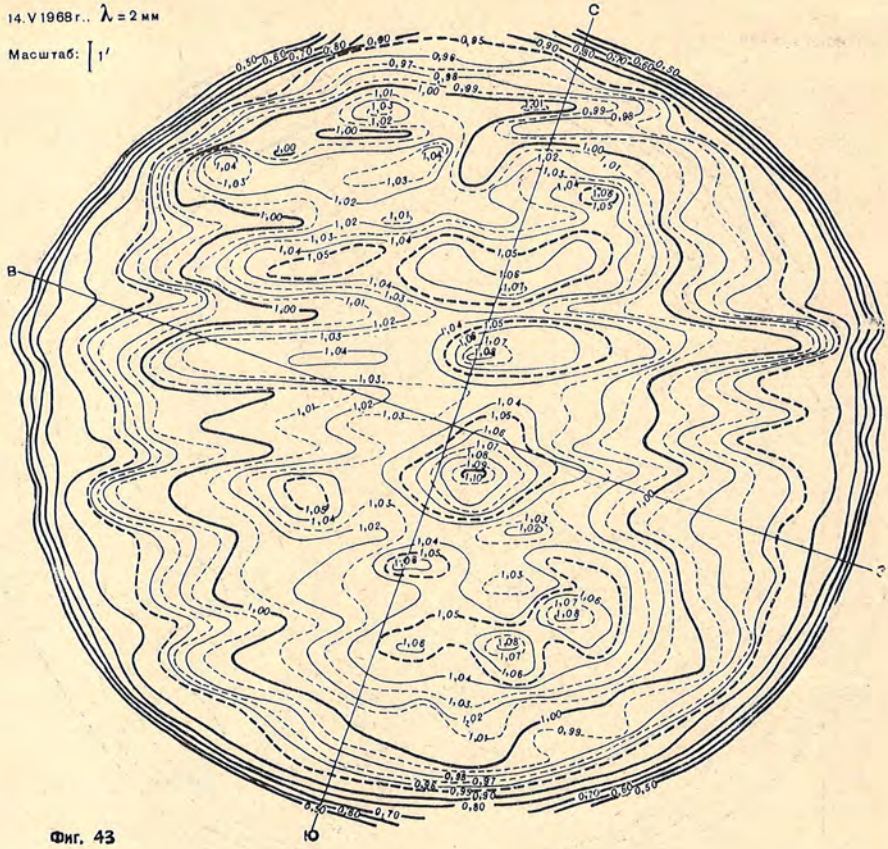
13.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 42

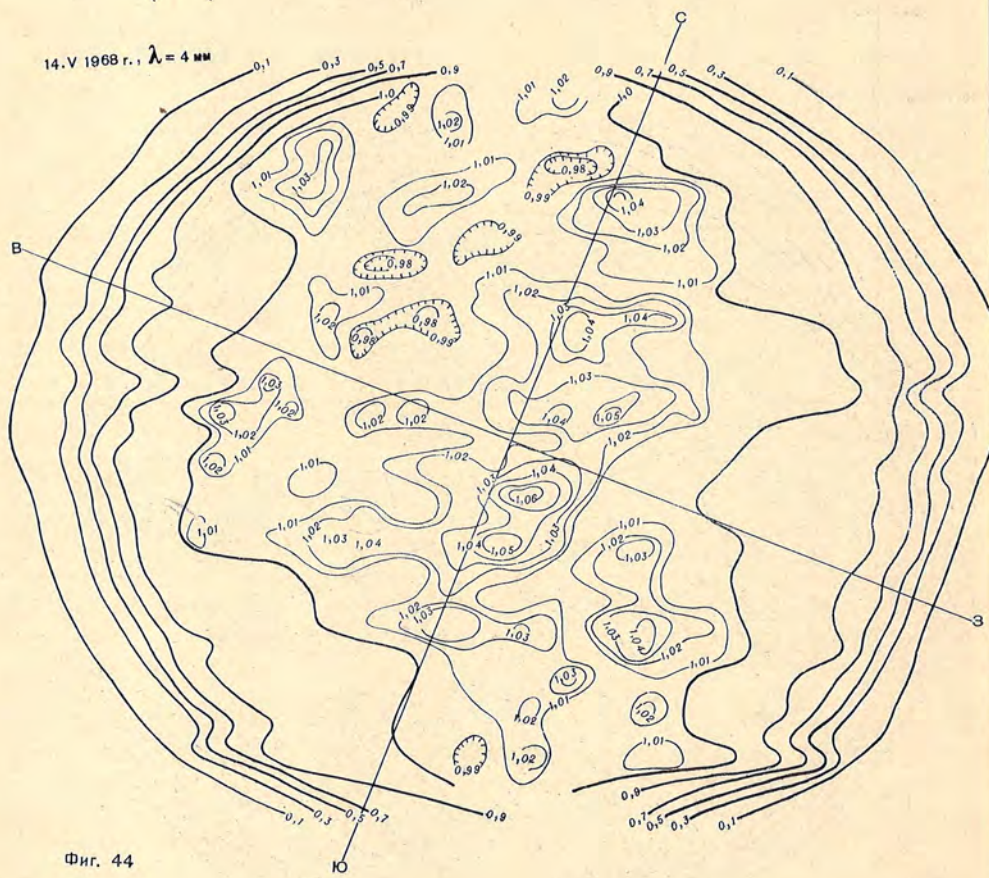
14.V.1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: $1'$



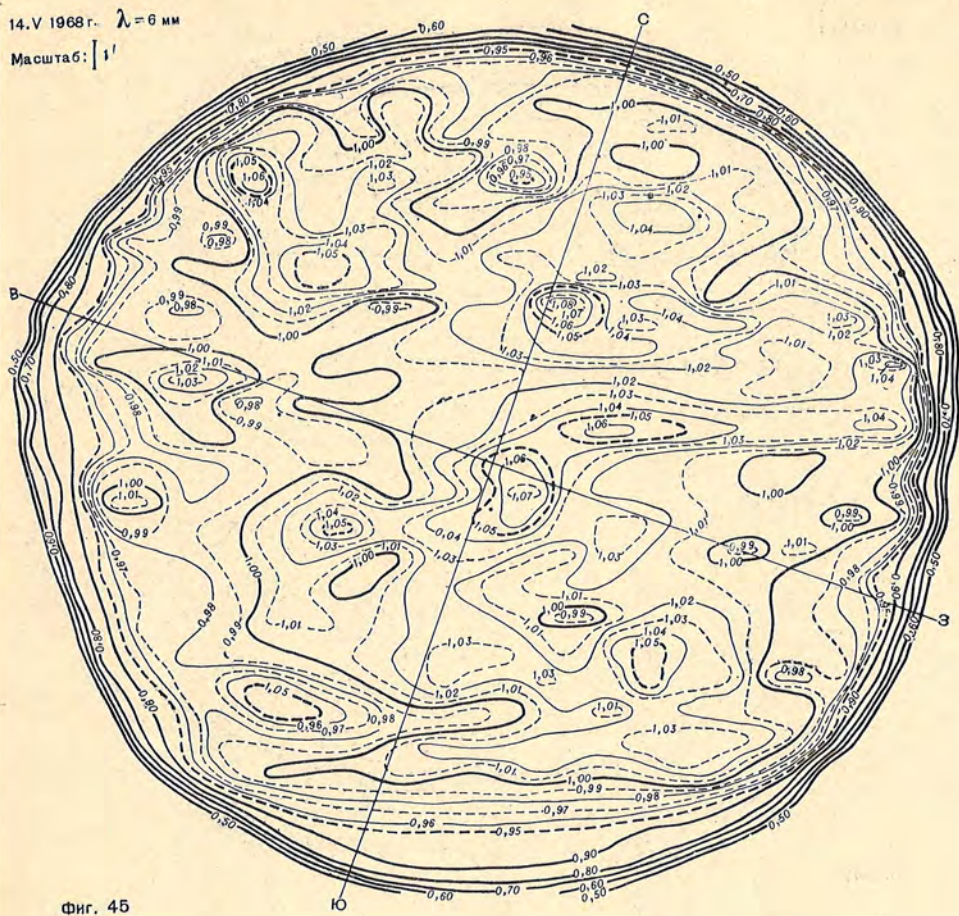
Фиг. 43

14.V.1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



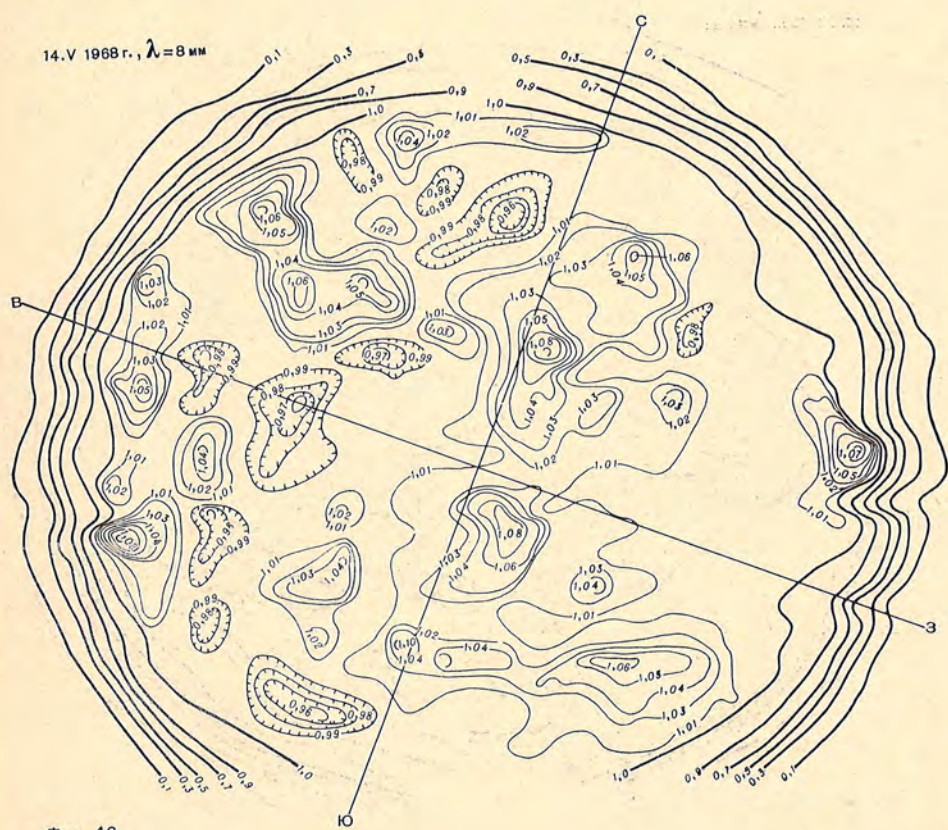
Фиг. 44

14.V 1968 г. $\lambda = 6$ мм
Масштаб: 1:1



Фиг. 45

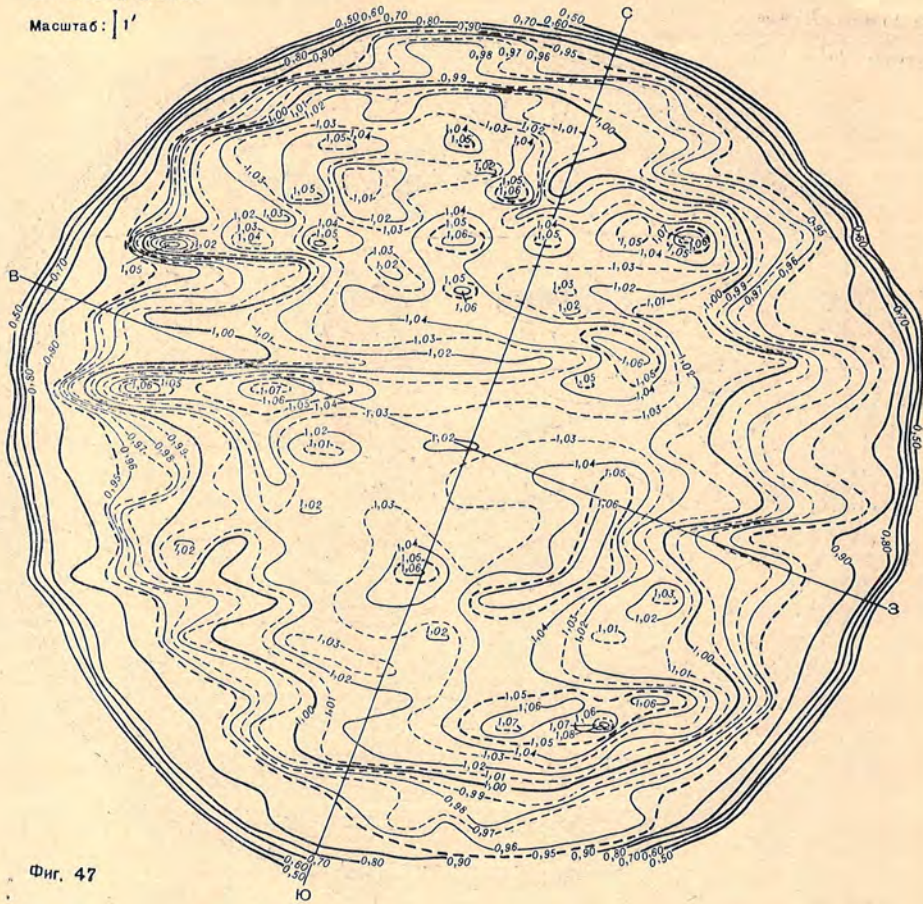
14.V 1968 г. $\lambda = 8$ мм



Фиг. 46

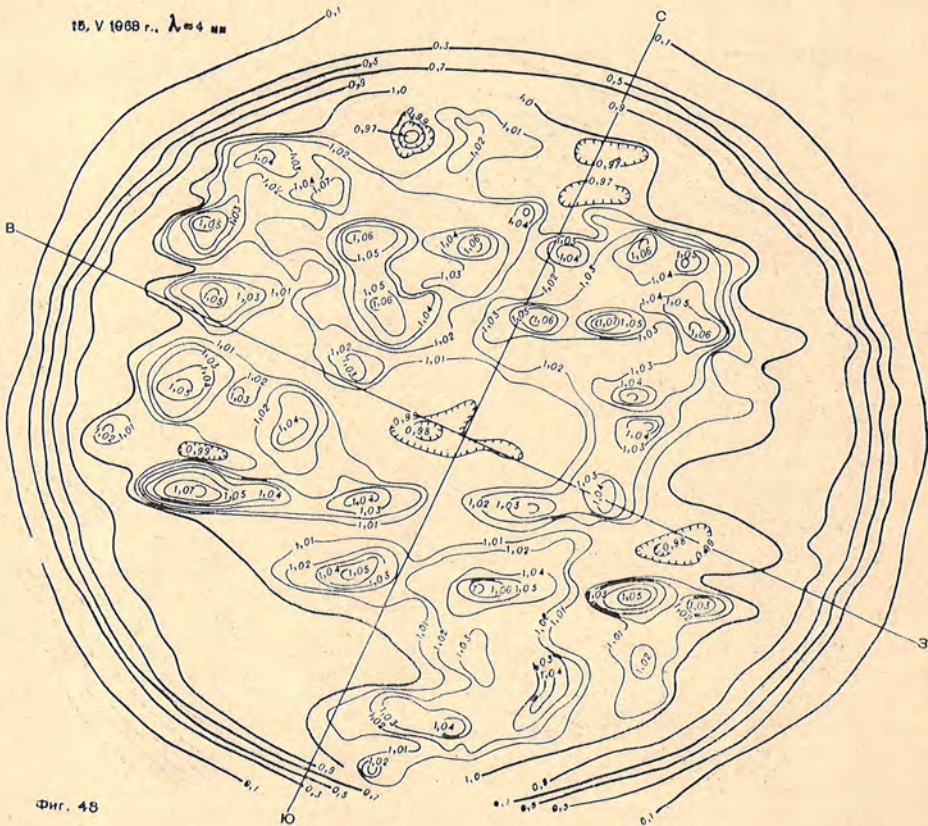
15.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мкм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 47

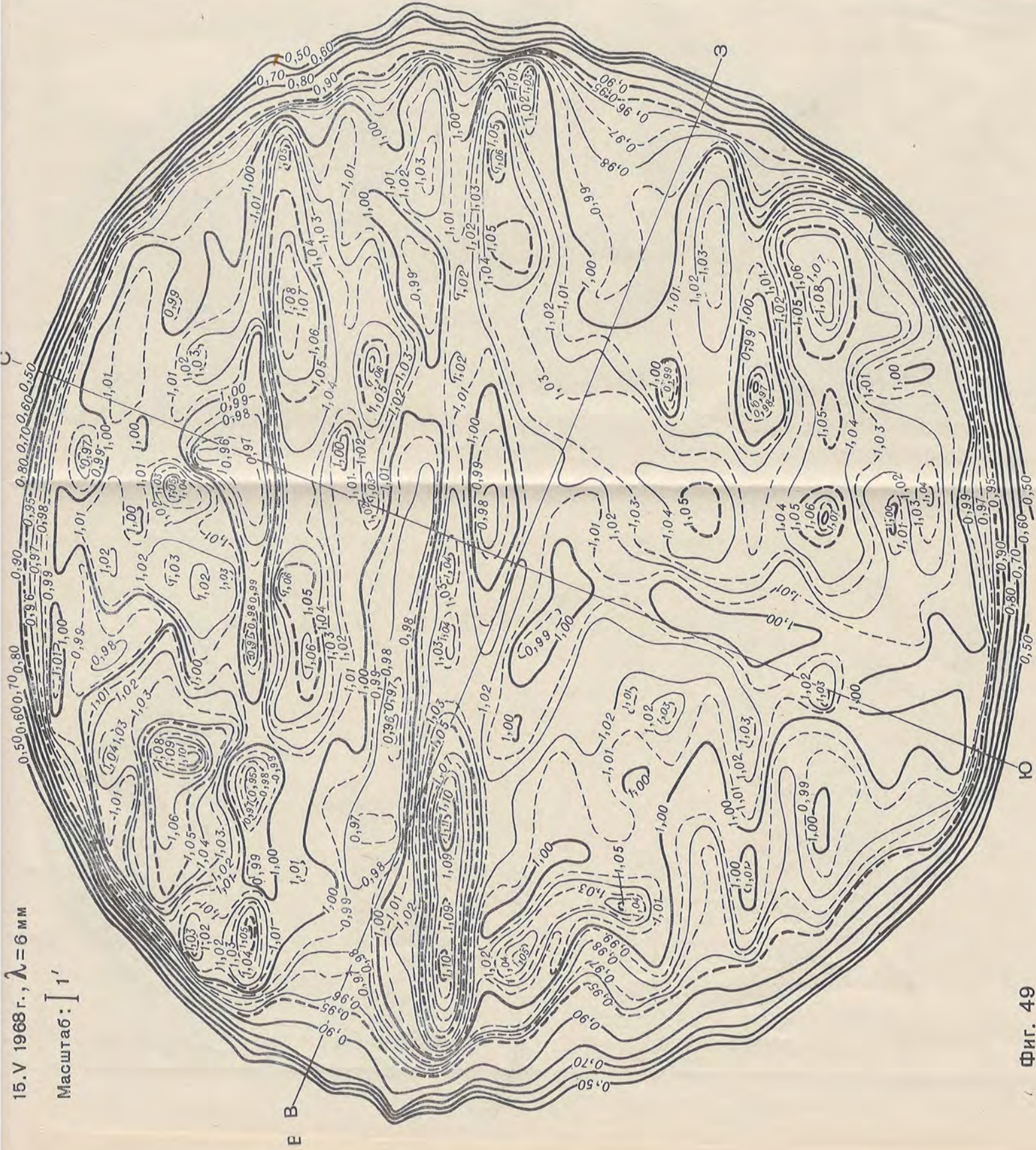
15.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мкм}$



Фиг. 48

15.V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

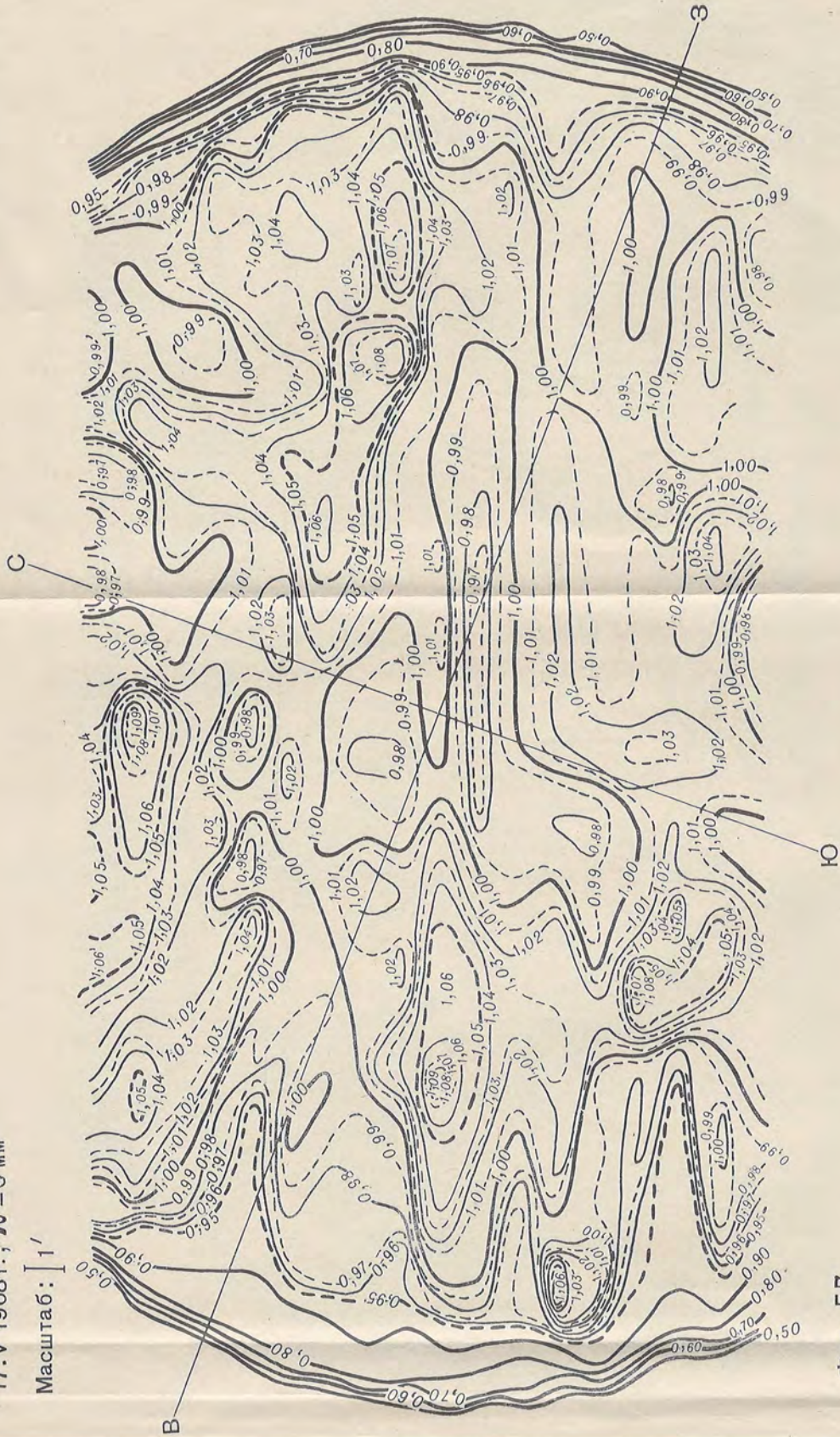
Масштаб: 1'



Фиг. 49

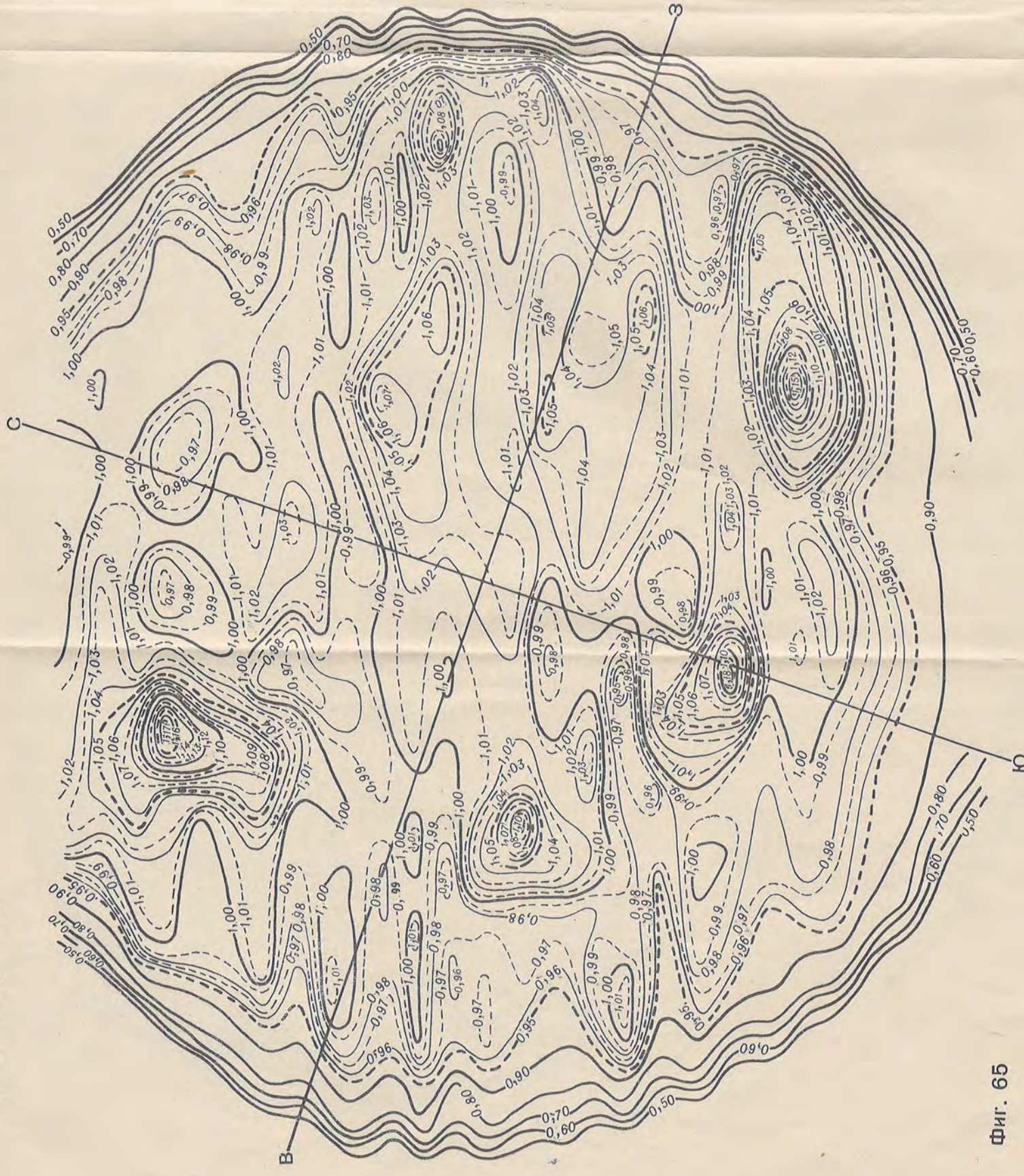
17. V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

Масштаб: 1:1



Фиг. 57

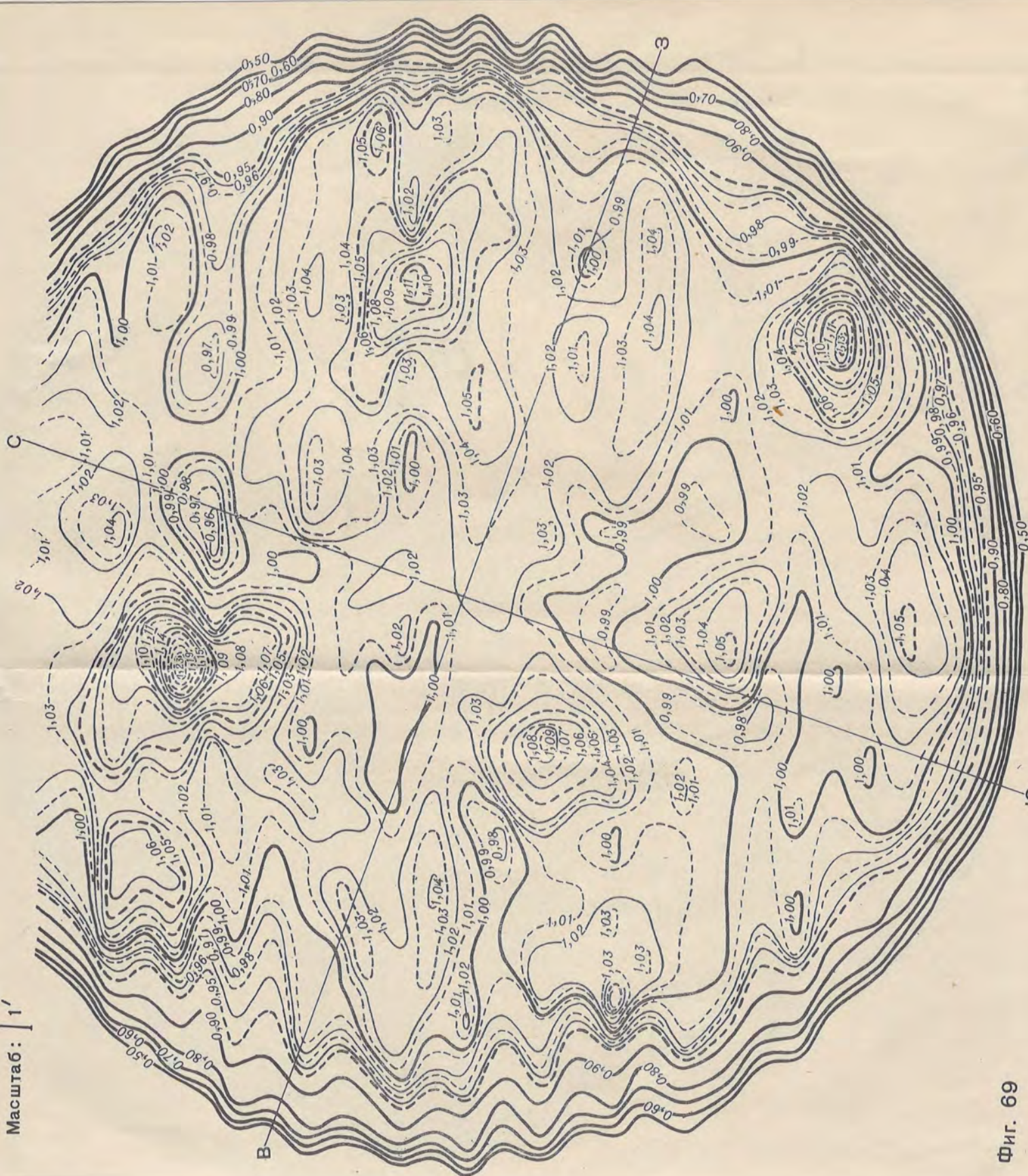
21.V 1968 г., $\lambda = 6$ мм



Фиг. 65

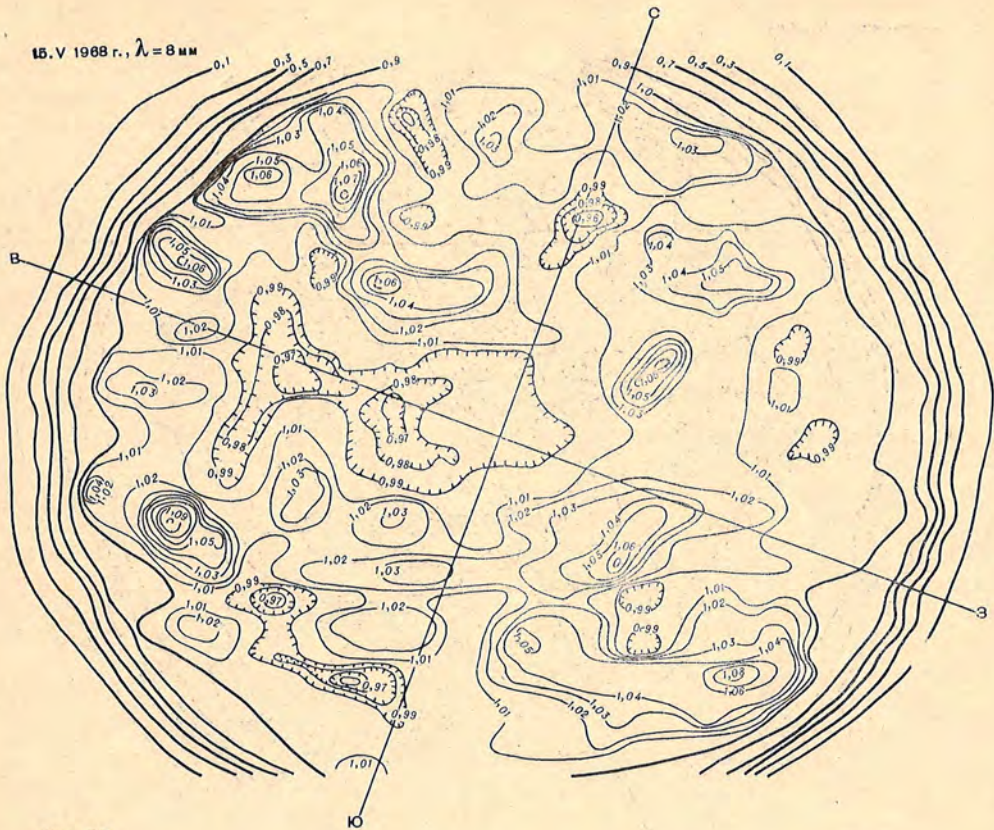
24. V 1968 г., Л = 6 мм

Масштаб: 1'



Фиг. 69

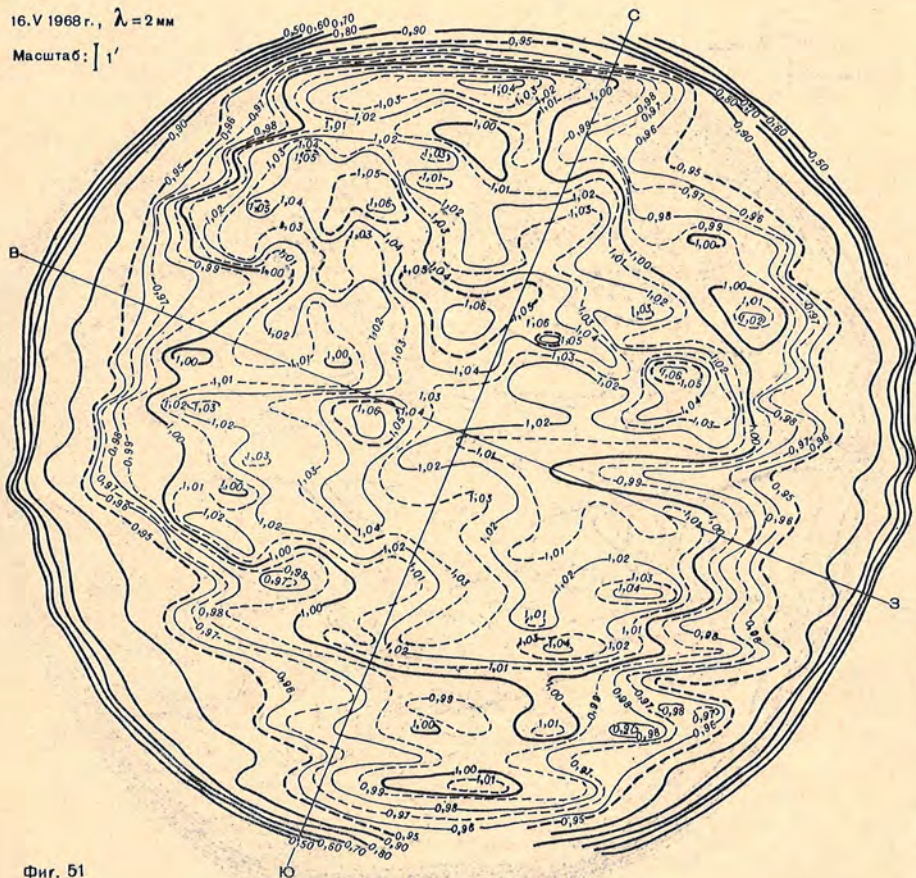
15.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 50

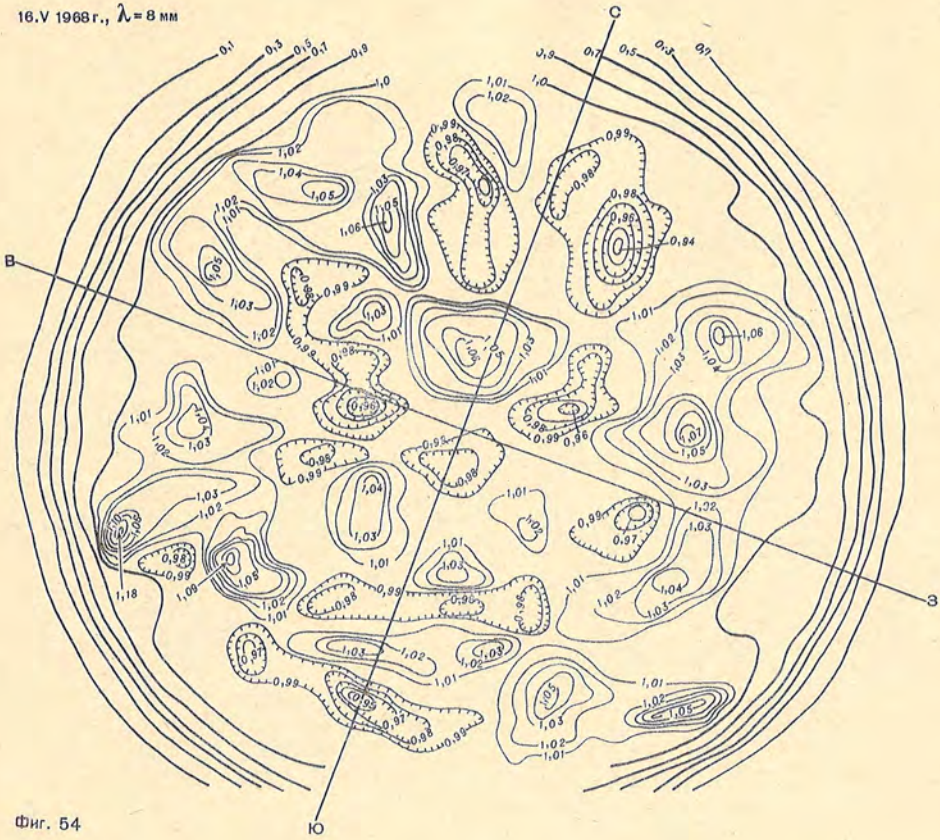
16.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: $\left| 1' \right.$



Фиг. 51

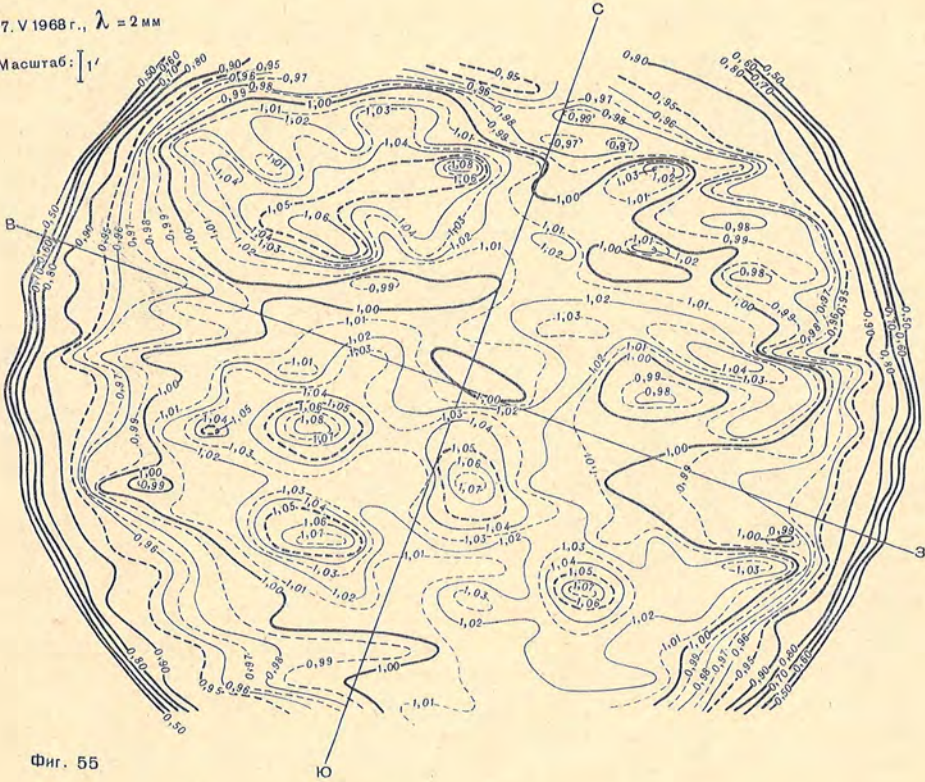
16.V 1968 г., $\lambda = 8$ мм



Фиг. 54

17.V 1968 г., $\lambda = 2$ мм

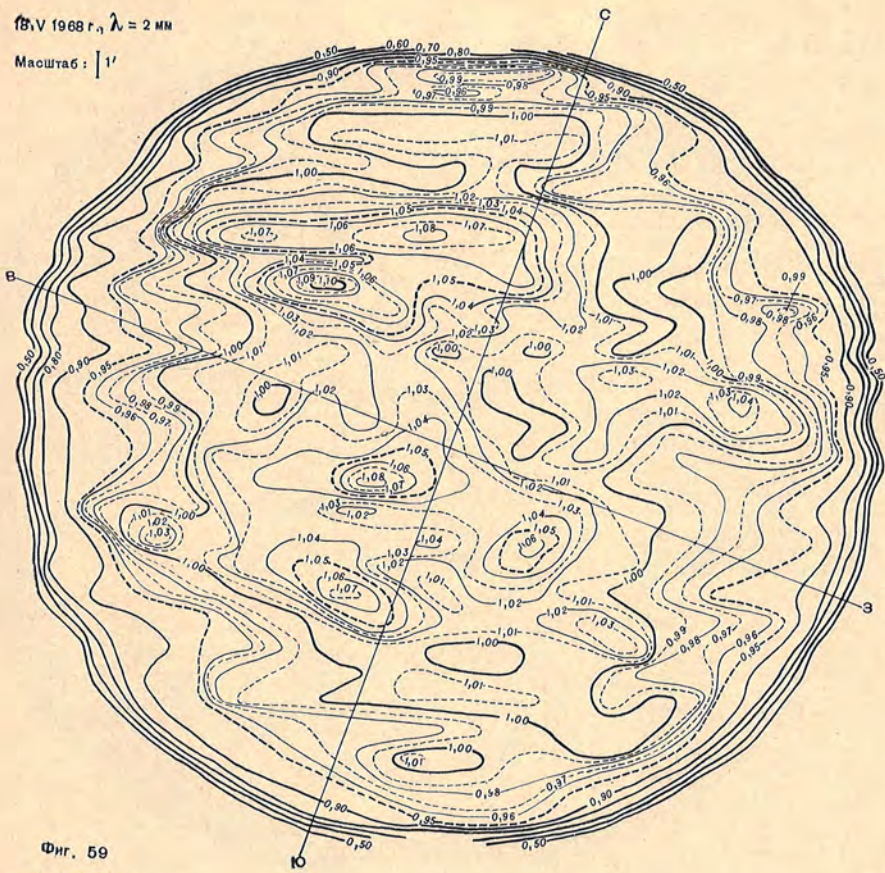
Масштаб: 1'



Фиг. 55

18.V 1968 г., $\lambda = 2$ мм

Масштаб: 1'



Фиг. 59

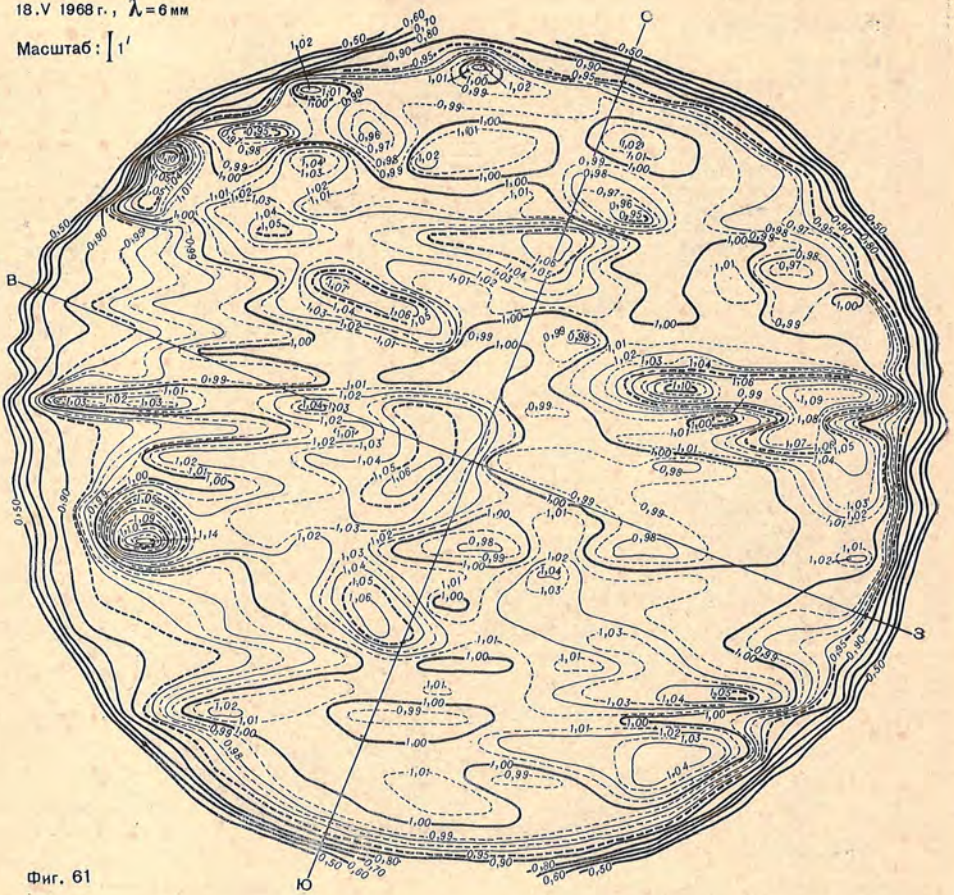
18.V 1968 г., $\lambda = 4$ мм



Фиг. 60

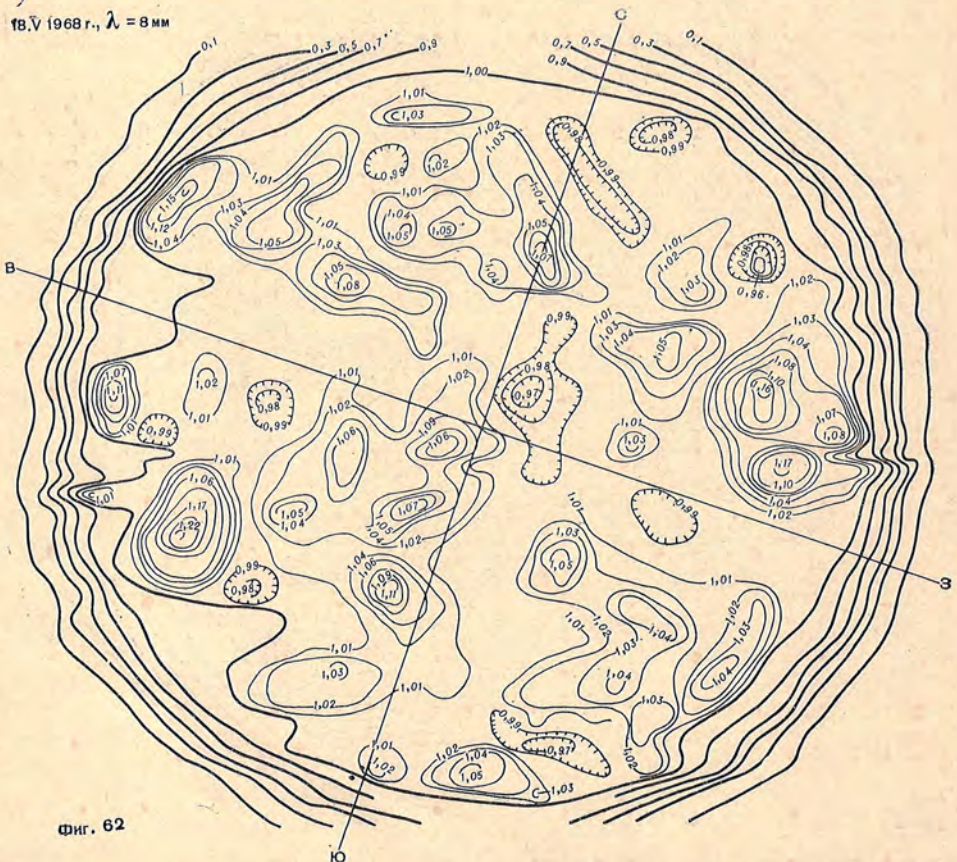
18.V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

Масштаб: $1'$



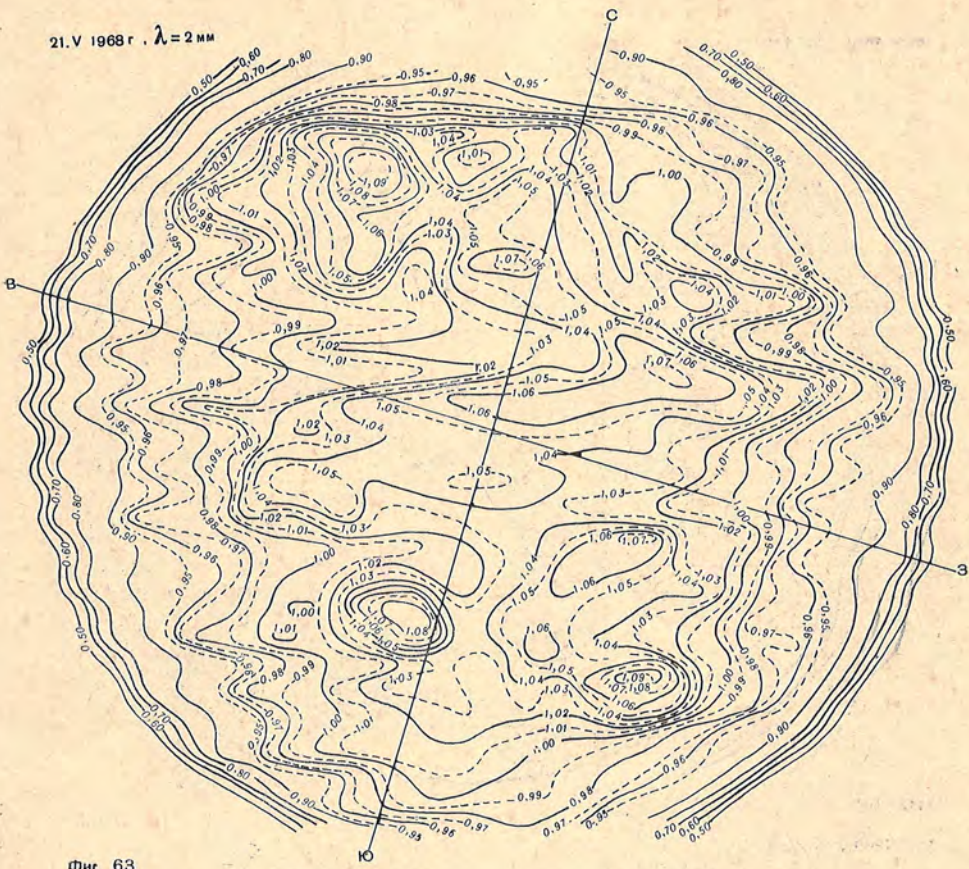
Фиг. 61

18.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



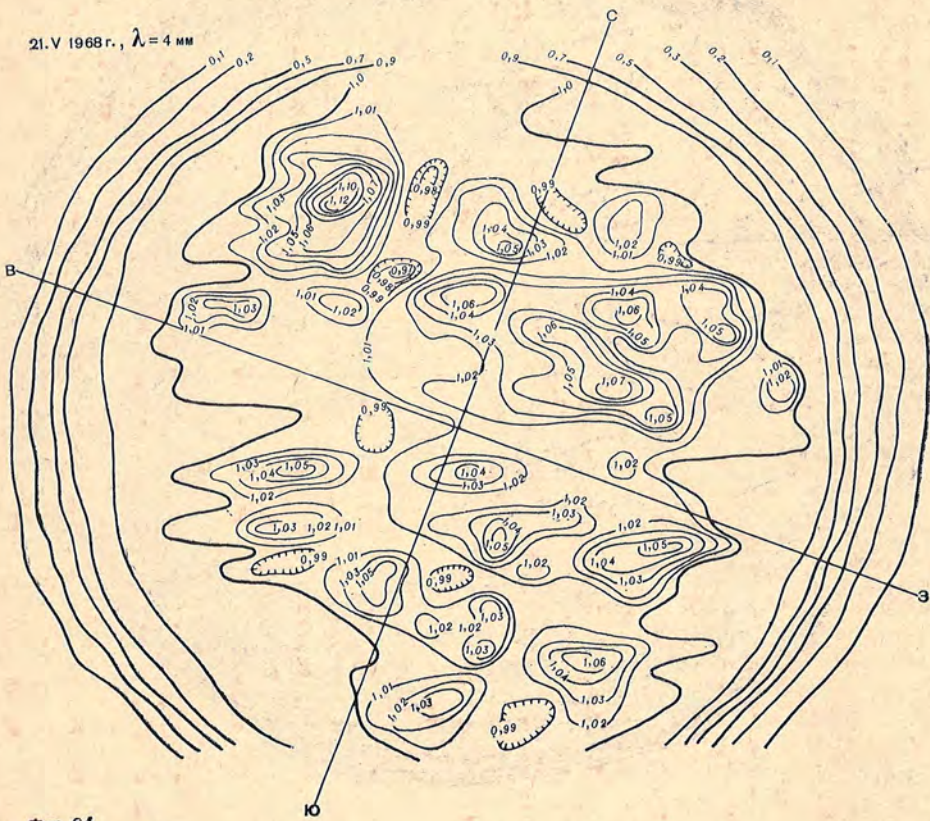
Фиг. 62

21.V 1968 г. $\lambda = 2$ мм



Фиг. 63

21.V 1968 г. $\lambda = 4$ мм



Фиг. 64

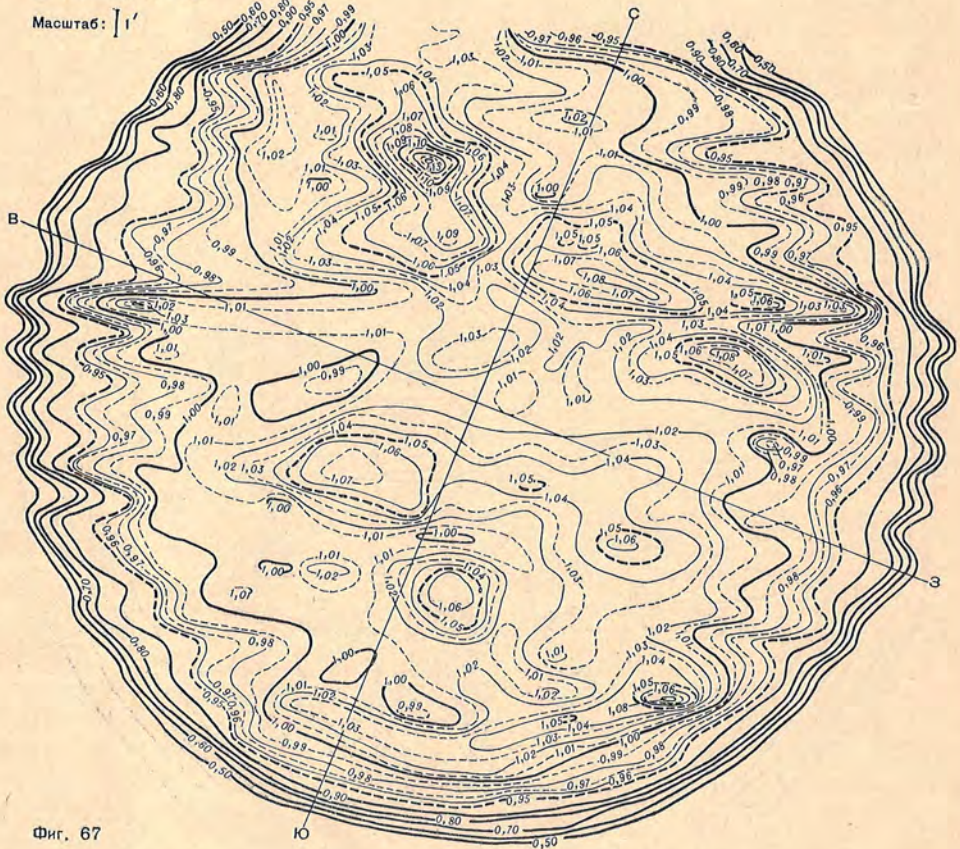
21.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 66

22.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

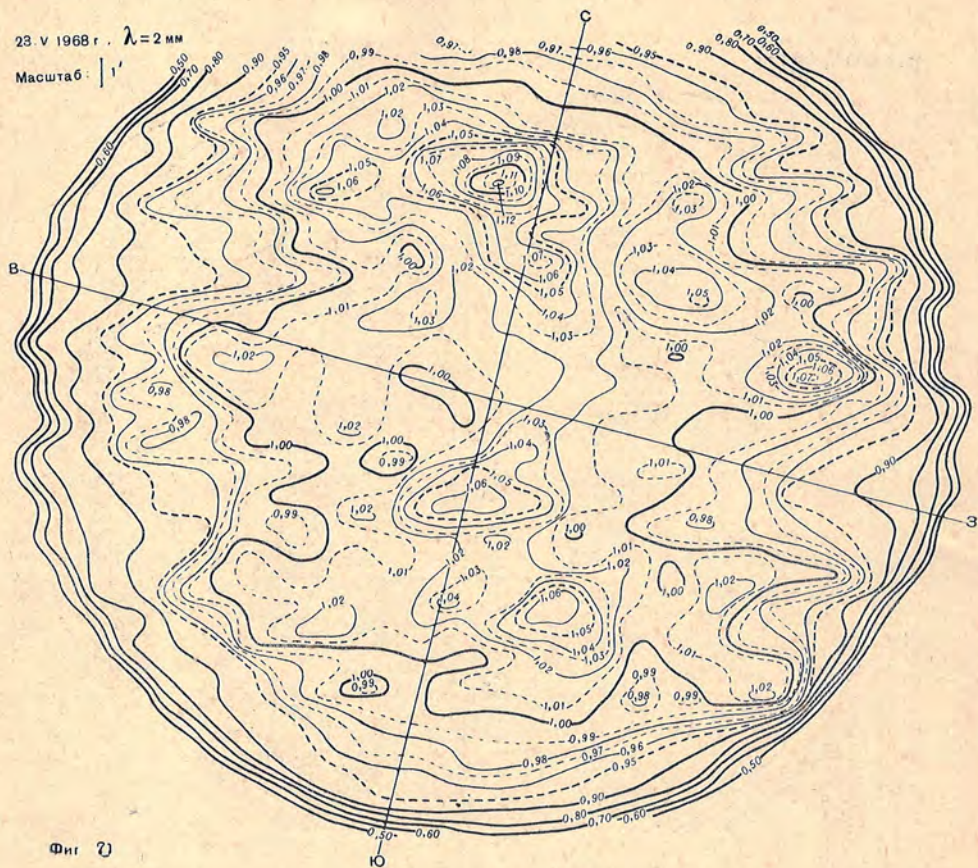
Масштаб: 1/1



Фиг. 67

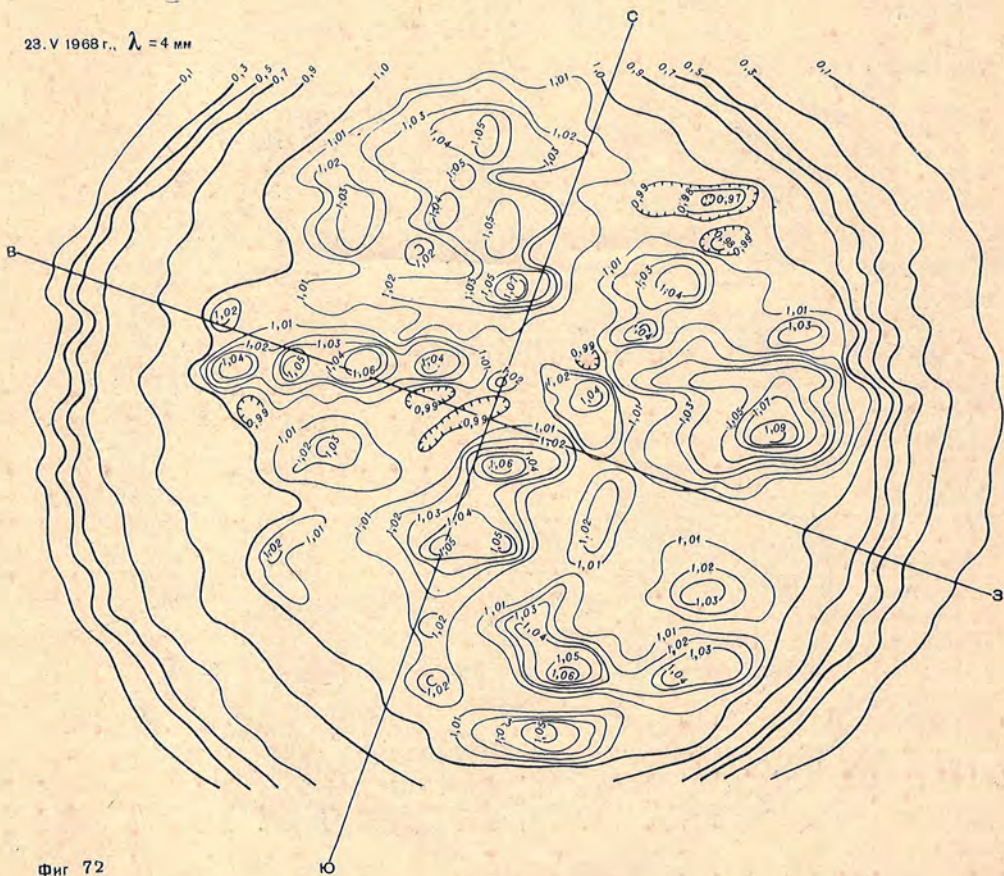
23.V.1968 г. $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 71

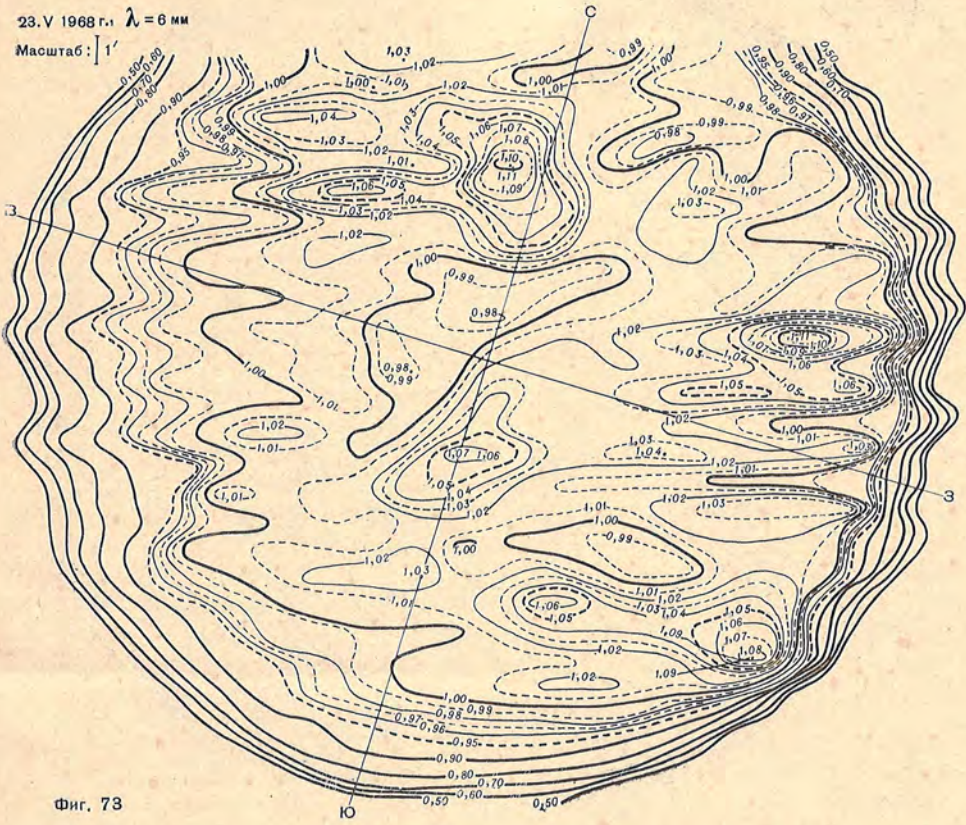
23.V.1968 г. $\lambda = 4 \text{ мм}$



Фиг. 72

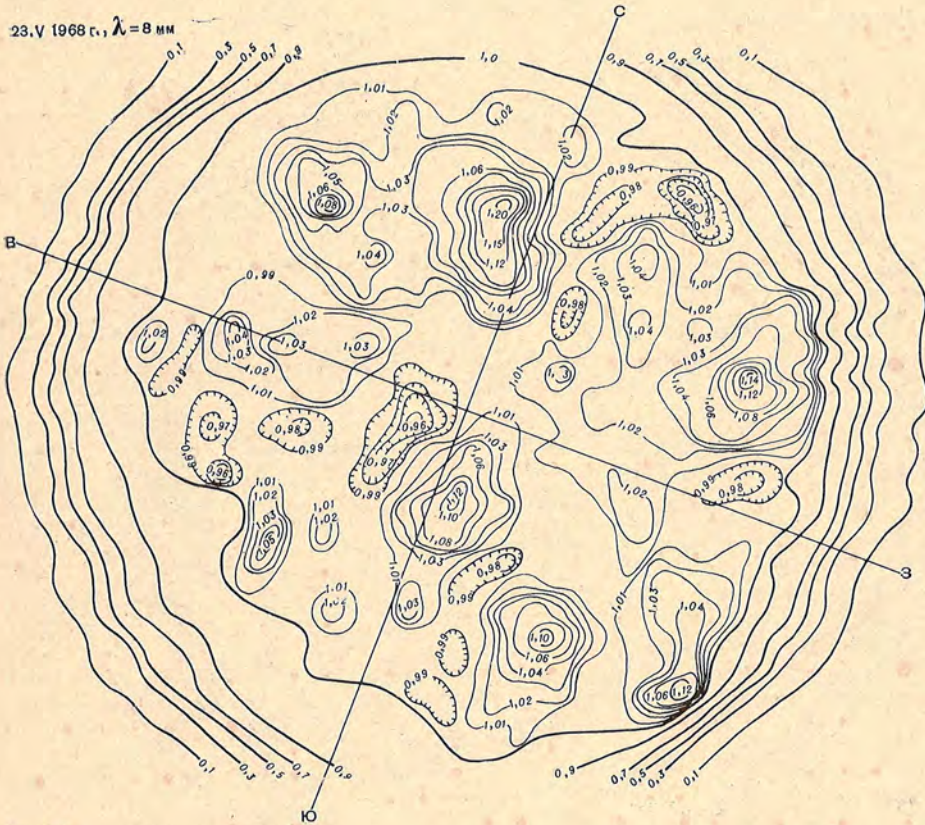
23.V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

Масштаб: $1'$



Фиг. 73

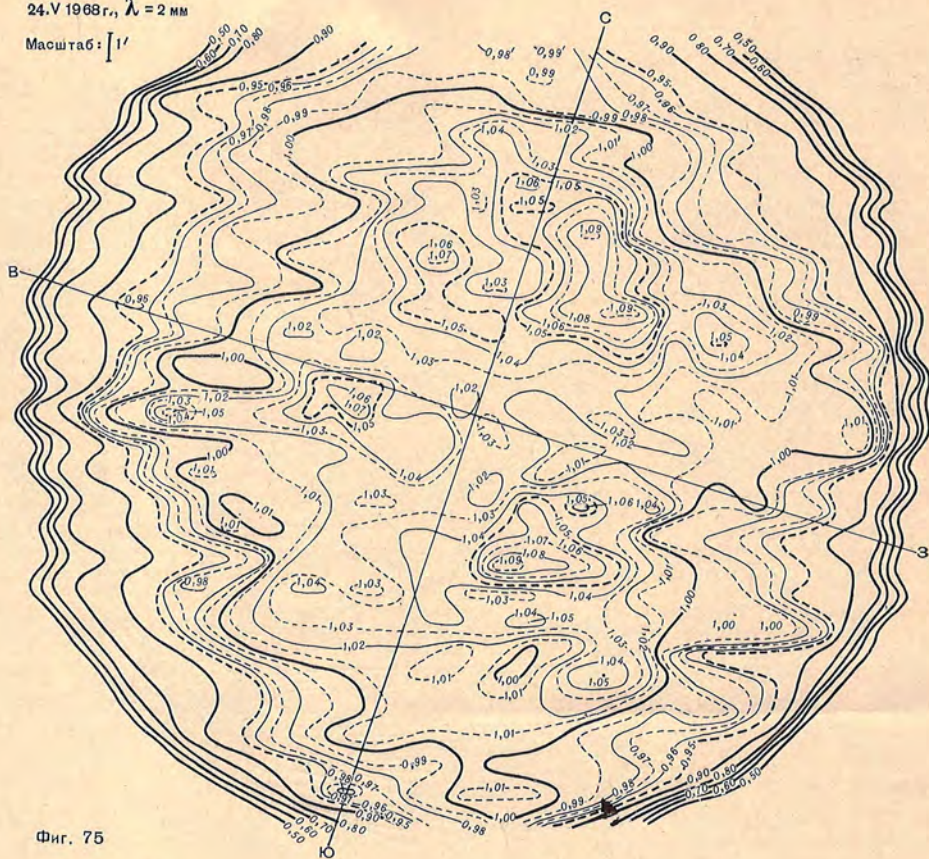
23.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 74

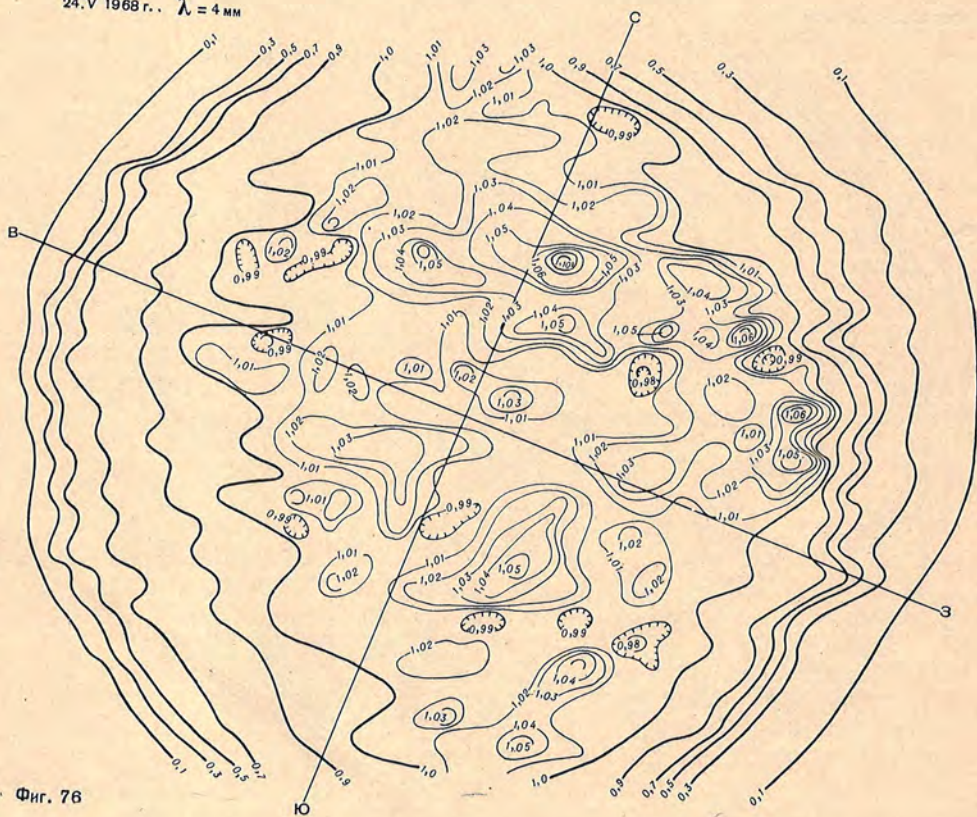
24.V 1968 г., $\lambda = 2 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 75

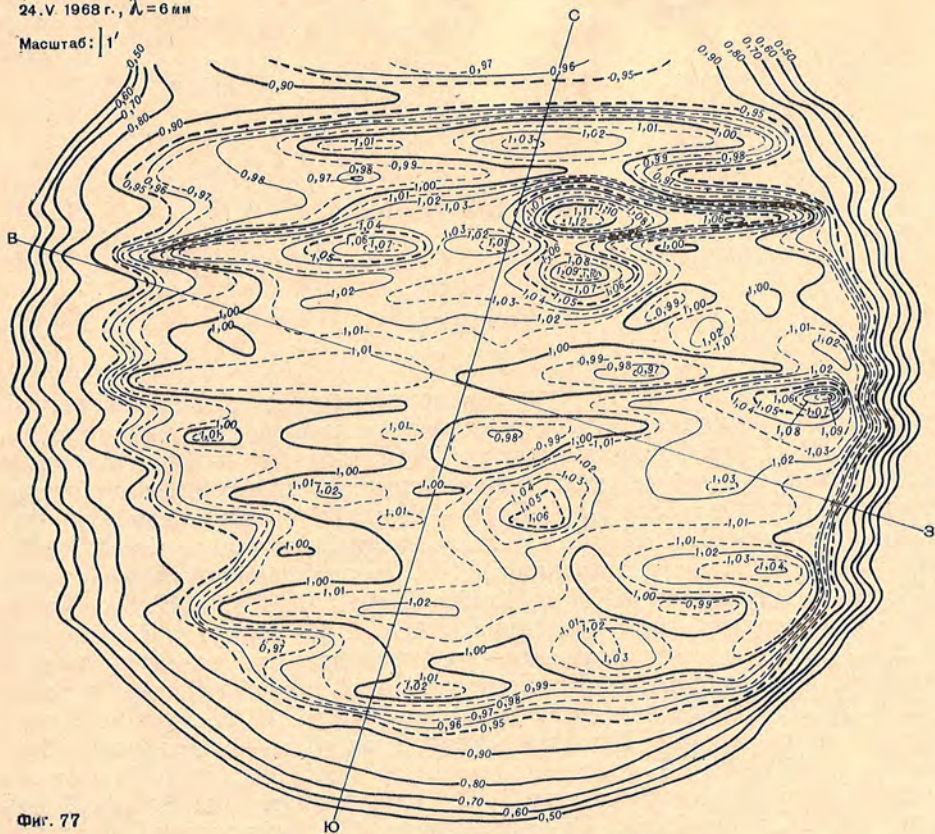
24.V 1968 г., $\lambda = 4 \text{ мм}$



Фиг. 76

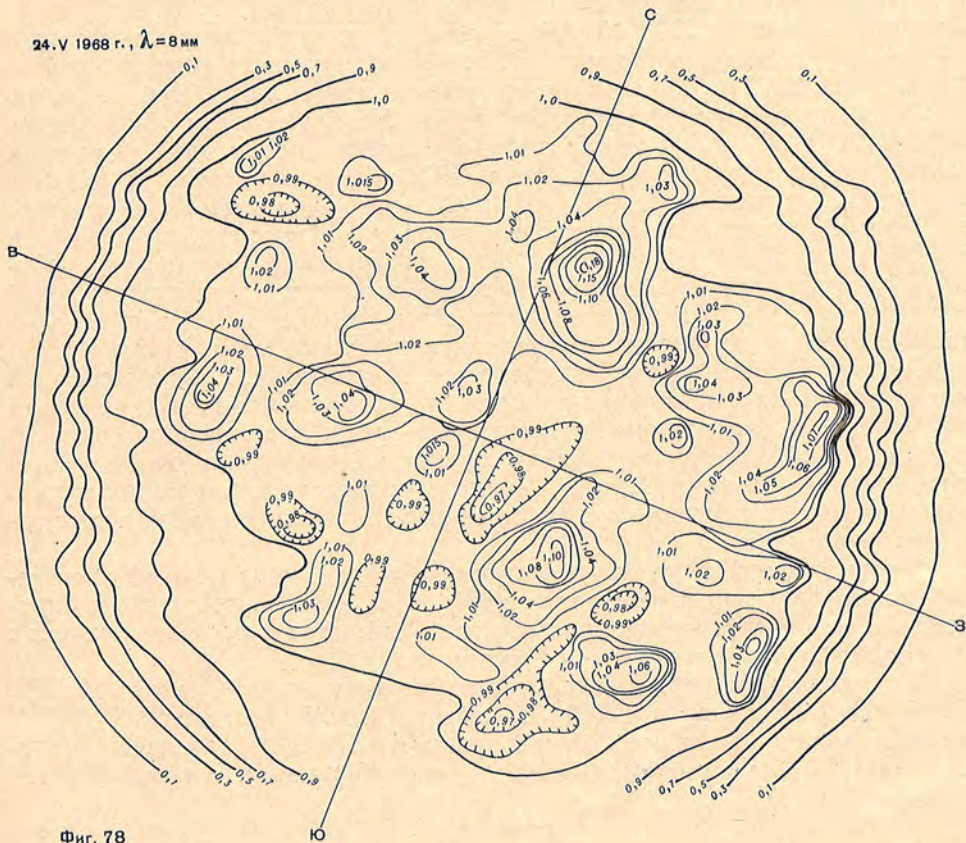
24.V 1968 г., $\lambda = 6 \text{ мм}$

Масштаб: 1'



Фиг. 77

24.V 1968 г., $\lambda = 8 \text{ мм}$



Фиг. 78

ХРОНИКА

В течение 1969 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и симпозиумах как в Советском Союзе, так и за рубежом. В январе — феврале в связи с совместной работой по интерферометрическим измерениям диаметров радиосточников на базе Грин-Бэнк — Крым в научной командировке в США находился И. Г. Моисеев. А. Б. Северный в марте по приглашению выезжал в ПНР для чтения лекций. П. П. Добронравин принимал участие в работе XII пленума КОСПАР (май, Прага, ЧССР), а Н. А. Димов и А. Б. Северный — в Симпозиуме МАС № 36 по ультрафиолетовым спектрам звезд и сопутствующим им наземным наблюдениям (июнь, Лунтерен, Нидерланды). В. Б. Никонов в июле выезжал в командировку в Чили. И. И. Проник участвовала в Симпозиуме МАС № 38 по проблеме спиральной структуры Галактики (конец августа — начало сентября, Базель, Швейцария). В работе коллоквиума МАС № 5 по наблюдениям двойных звезд принимала участие Т. С. Галкина (сентябрь, Ницца, Франция). А. Б. Северный, как Вице-Президент МАС, выезжал на заседания Исполкома МАС (конец сентября, Фраскати, Италия). П. П. Добронравин участвовал в XX Конгрессе Международной Астрономической Федерации (октябрь, Аргентина). Л. С. Галкин принимал участие в работе Симпозиума МАС № 40 по планетным атмосферам (октябрь, Марфа, США).

Ряд сотрудников участвовали в VI Международном симпозиуме МАС — МСТПМ, в Международном совещании проблемной комиссии «Научные исследования с помощью ИСЗ» (ноябрь, Научный, Крым), в работе пленума Астросовета АН СССР и его комиссий в Ленинграде, в Пленуме комиссии по переменным звездам в Кишиневе, в Совещании по химическому составу небесных тел комиссии по физике звезд и туманностей Астросовета в Пскове, в Совещании рабочих групп и комиссий Астросовета АН СССР по фотометрическим системам и стандартам, магнитным звездам, внутреннему строению и эволюции звезд, двойным звездам, нестационарным звездам, лабораторным приборам, в 3-й Всесоюзной конференции по электронно-лучевым и фотоэлектрическим приборам во Львове, в Симпозиуме по электронно-оптическим преобразователям в Москве, в Летней школе по физике планет в Тернополе, в Школе по солнечно-земной физике в Сочи, в Семинаре по физике космических лучей, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом, проведения совместных работ, получения материалов наблюдений ученые зарубежных стран, сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений страны.

В обсерваторию приезжали следующие ученые: И. Тремко (ЧССР), П. Нотни, В. Бронкалла (ГДР), Э. Тифрея (СРР), Б. Кшеминский (ПНР), Д. Крюикшэнк, Келлерман, Пэйн, Ливингстон (США), Логнмейер (Великобритания), Белорицкий, Буайе, Симон (Франция), Стенфло, Оман (Швеция).

С 8 по 19 сентября в санатории «Парус» (Мисхор, Крым) состоялся VI Международный симпозиум МАС — МСТПМ по космической газодинамике. КАО АН СССР была проделана большая работа по организации и проведению симпозиума. На симпозиуме обсуждались газодинамические проблемы взаимодействия звезд и межзвездной среды. Было сделано 10 обзорных докладов, по которым развернулись оживленная дискуссия. Во время симпозиума состоялось несколько неофициальных дискуссий (по физике Солнца, Галактике и т. п.). Участники симпозиума осмотрели Крымскую астрофизическую обсерваторию (отдел радиоастрономии в Кацивели и обсерваторию в Научном).

В работе симпозиума принимали участие советские и иностранные ученые (около 150 чел.), в том числе: Чада (ВНР); Хелмис, Циммерман, Радлер (ГДР); Буггиш, Люст, Мейер, Мецгер (ФРГ); Потташ, Ван Леер, Ван Верден, Ван де Холст (Нидерланды); Рэй (Канада); Милс (Австралия); Дайсон, Голсуорси, Гоух, Местел (Великобритания); Вельяшев, Пачеко, Цан (Франция); Бузман, Бюрк, Вейман, Вершур, Вивер, Виллис, Вольтер, Гебби, Гринберг, Дэвис, Колгейт, Ламли, Лебовиц, Линдс, Менон, Паркер, Силк, Стеккер, Томас, Тоомре, Фильд, Хабинг, Шпигель (США).

Следует отметить большую работу д-ра Р. Томас — члена Международного оргкомитета симпозиума и секретарей симпозиума — Лоу и Гебби по организации записи всех заседаний симпозиума.

В Международном совещании проблемной комиссии «Научные исследования с помощью искусственных спутников Земли», проводимого в рамках многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран, участвовали ученые Болгарской Народной Республики (К. Крыстев, Н. Гергиев, Пахельски, М. Ралчевски), Венгерской Народной Республики (И. Алмар, И. Иштван, А. Хорват, Н. Мартон), Германской Демократической Республики (И. Меркел, К. Марк, Э. Пенцель, Я. Латка, Л. Станге), Монгольской Народной Республики (С. Сандоман), Польской Народной Республики (М. Ецуц, В. Добачевски, Э. Станивски, Б. Шмилов), Социалистической Республики Румыния (А. Динеску) и Чехословацкой Социалистической Республики (П. Лола, Ф. Говарка, П. Навара).

В 1969 г. Ю. Ф. Юровский защитил диссертацию на ученую степень кандидата физико-математических наук.

В этом году вышел из печати 39 том «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР» (объемом 47,95 п. л.).

Сданы в печать 43-й и настоящий, 44-й том «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР».

Спектроколориметрические наблюдения вспышек EV Lac. Чугайнов П. Ф., Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 3.

Получены абсолютные измерения непрерывного излучения трех вспышек EV Lac. Использованный прибор — фотоэлектрический спектроколориметр — давал возможность регистрировать одновременно яркость звезды в трех следующих спектральных интервалах: $\lambda\lambda 3350-3650$, $4155-4280$ и $5120-5320$ Å. Найдено, что величина эмиссионного бальмеровского скачка умеренная на восходящих и нисходящих ветвях вспышек ($\lg f_{3650-}/f_{3650+} \approx 0,4$) и малая вблизи максимумов ($\lg f_{3650-}/f_{3650+} = 0,15$). Распределение энергии в спектрах вспышек отличается как от рекомбинационного свечения (свободно-свободные + свободно-связанные переходы) водорода, так и от излучения абсолютно черного тела.

Библ. 12 назв., табл. 2, илл. 4.

Бальмеровский декремент в спектре вспышек звезд типа UV Cet. Гершберг Р. Е., Каплан С. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 11.

Приводятся результаты спектрофотометрического изучения вспышки EV Lac 12.VII 1966 г. — относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Сравнительно пологий бальмеровский декремент этой вспышки оказался существенно отличным от декремента другой вспышки той же звезды — 11.XII 1965 г., когда наблюдались инверсные отношения интенсивностей водородных линий. Для предварительной интерпретации наблюдаемого разнообразия бальмеровских декрементов в спектрах вспыхивающих звезд рассмотрена модель стационарной излучающей среды с градиентом скорости и с большой оптической толщиной в линиях первых серий. В рамках этой модели изменением одного параметра, который является функцией температуры и меры эмиссии излучающего слоя, можно получить как нормальные, так и инверсные отношения интенсивностей бальмеровских линий. Более полная теория бальмеровского декремента для оптически толстых сред с градиентом скоростей позволяет интерпретировать как относительные интенсивности бальмеровских линий, так и эквивалентные ширины линии H β , наблюдавшиеся во вспышке EV Lac 12.VII 1966 г.

Библ. 14 назв., табл. 3, илл. 2.

Аномальное содержание лития в атмосфере звезды 105 Her. Боярчук М. Е. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 18.

Пять спектрограмм звезды K4 II 105 Her, охватывающих область $\lambda\lambda 6870-5800$ Å, с дисперсией 12 Å/мм были получены на спектрографе Куде 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории в 1968—1969 гг. Измерены эквивалентные ширины 580 линий поглощения.

Методом кривой роста определены турбулентная скорость $v_t = (2,6 \pm 0,4)$ км/сек, температура возбуждения $\Theta_v = \frac{5040}{T_v} = 1,48 \pm 0,02$, электронное давление $\lg p_e = -2,03 \pm 0,15$, коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом водорода $\lg \kappa = -26,28$.

Показано, что содержание лития в атмосфере 105 Her в шесть раз больше, чем в атмосфере Солнца, и в двести раз больше чем в среднем для атмосфер звезд K4. Относительное содержание остальных элементов не отличается от солнечного.

Библ. 20 назв., табл. 5, илл. 5.

Синхротронный спектр крабовидной туманности за лаймановским пределом. Голова-тый В. В., Проник В. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 33.

Методом, аналогичным методу Занстра, определены спектральный индекс и величина потока энергии в спектре Крабовидной туманности за лаймановским пределом. Полученный спектр хорошо «спивается» с оптическим спектром, исправленным за межзвездное поглощение $A_v = 1^m$, 6. Сильные различие спектральных индексов в области $\lambda\lambda 912-90$ Å ($\alpha = 0,6$) и в рентгеновском диапазоне при $\lambda \leq 12$ Å ($\alpha = 1,4$) говорит о наличии излома в спектре туманности в районе частоты 10^{17} гц. Оцениваются возможные ошибки в определении величины потока и спектрального индекса.

Библ. 15 назв., табл. 2, илл. 5.

Размеры, абсолютные величины и цветовые характеристики деталей спиральной структуры галактик NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194. Проник И. И., Чувасев К. К. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 40.

На основании фотометрической обработки снимков трех спиральных галактик типа Sc: NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194, — полученных в 6—9 стеклянных и интерференционных фильтрах на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории с применением ЭОП, выполненной ранее [1—3], определены размеры, абсолютные величины и цветовые характеристики $K_r = I(\lambda 3600)/I(\lambda 4350)$ и $K_b = I(\lambda 4350)/I(\lambda 5550)$ для нескольких десятков деталей в спиральных ветвях каждой из галактик. Показано, что размеры и абсолютные величины большинства измеренных деталей в NGC 5194 такие же, как у самых больших и ярких скоплений или ассоциаций в нашей Галактике. Наиболее яркие детали в NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194 являются более крупными комплексами звезд. Многие детали рассмотренных галактик представляют собой группировки звезд как ранних, так и поздних спектральных классов.

Библ. 11 назв., табл. 3.

Поле скоростей на разных глубинах в невозмущенной атмосфере Солнца. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 45.

Изучалось поле скоростей на различных глубинах в невозмущенной атмосфере Солнца. Записи лучевых скоростей проводились на двойном магнитографе Крымской астрофизической

обсерватории одновременно по двум спектральным линиям. Для измерения лучевых скоростей использовались следующие линии: H_{α} , K_{α} , $Ca II$, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ $Mg I$, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ $Ca I$, D , $Na I$, $\lambda 4554 \text{ \AA}$ $Ba II$, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ $Ca I$, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ $Fe I$. Найдено, что средняя по площади скорость, измеренная по указанным линиям в невозмущенной атмосфере, растет с высотой в атмосфере Солнца.

Издается хорошая корреляция между скоростями, измеренными по линиям, которые образуются на близких уровнях. По мере увеличения расстояния между уровнями, на которых возникают спектральные линии, корреляция между скоростями убывает и отсутствует между лучевыми скоростями, измеренными по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и H_{α} . Средние по площади скорости (поток, деленный на площадь), измеренные по одним и тем же линиям в слабых активных областях и невозмущенной атмосфере Солнца, примерно одинаковы.

Библ. 10 назв., табл. 3, илл. 3.

УДК 523.74

О крупномасштабном поле скоростей в фотосфере Солнца. Г о п а с ю к С. И., К а л м а н Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 52.

По данным фотоэлектрических измерений проводилось изучение поля скоростей по всему диску Солнца. Измерения скоростей были выполнены на двойном магнитографе в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ $Fe I$ и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ $Ca I$ с разрешением $9''$ и $27''$.

Показано, что скорости в атмосфере Солнца по направлению и величине распределены изотропно. Средний размер элементов равен $27\ 000 \text{ км}$, а средняя из максимальных скорость в них — 320 м/сек . Размер элемента увеличивается с ростом максимальной скорости в нем; и области малых масштабов пропорционально максимальной скорости, а в области больших — пропорционально корню квадратному из скорости. Сложная связь между размерами элементов и максимальными скоростями в них не дает возможности построить единую автоматическую картину движений в атмосфере Солнца. Возможно, в атмосфере Солнца существует два типа движений — один в области малых масштабов, а второй — в области больших.

Библ. 26 назв., табл. 1, илл. 6.

УДК 523.035.338.337

К вопросам теории переноса излучения в неоднородном магнитном поле. Р а ч к о в с к и й Д. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 64.

Сравниваются уравнения переноса излучения в магнитном поле, полученные Каем, Беккерсом и автором. Показано, что уравнения Кая неверны. В уравнениях, выведенных Беккерсом, необходимо увеличить в два раза коэффициент аномальной дисперсии.

В предположении, что магнитное поле трансверсальное и испытывает скачок в 45° в зоне образования линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ $Fe I$, численно интегрируются уравнения переноса излучения, выведенные автором. Показано, что в этом случае должно наблюдаться смещение центра π - и σ -компонент при наблюдении в свете с круговой поляризацией.

Библ. 6 назв., табл. 1, илл. 3.

УДК 523.745.

Вертикальное распределение напряженности магнитного поля яркой области в полутени пятна. Г у с е й н о в М. Дж. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 70.

По 55 фраунгоферовым линиям, образующимся на разных глубинах фотосферы ($\tau = 0,004 \div 0,184$), определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H яркого образования в общей полутени группы пятен, напоминающего солнечный факел. Поляризационная спектрограмма этой яркой области получена 2.IX 1961 г. с помощью эшелюного спектрографа башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Все использованные для измерения магнитного расщепления линии поглощения, за исключением пяти линий, являются нормальными триплетами Зеемана.

Исследуется изменение напряженности магнитного поля H с глубиной. Поле имеет наибольшую напряженность $H = 1150 \text{ гс}$ на глубине $h = 240 \text{ км}$. С уменьшением глубины поле ослабевает, достигая минимума $H = 725 \text{ гс}$ при $h = 110 \text{ км}$ (вертикальный градиент $\Delta H/\Delta h = + 3,3 \text{ гс/км}$), а потом напряженность поля растет с высотой ($\Delta H/\Delta h = - 2,1 \text{ гс/км}$). На уровне $h = 50 \text{ км}$ напряженность поля $H = 850 \text{ гс}$. С приближением к границе фотосферы — хромосфера ($h = 0$) поле снова уменьшается до $H = 600 \text{ гс}$ ($\Delta H/\Delta h = + 5,0 \text{ гс/км}$).

Библ. 14 назв., табл. 1, илл. 4.

УДК 523.746

Систематическая погрешность измерений вектора H магнитографом Крымской астрофизической обсерватории. К о т о в В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 77.

Рассмотрена систематическая погрешность измерений полного магнитного вектора магнитографом КраО, связанная с «эффективной» асимметрией профиля линии. Эта асимметрия возникает в схеме регистрации поперечного поля при сильных H_{\parallel} . Согласно расчетам, при $H_{\parallel} \leq 1000 \text{ гс}$ эффект почти не влияет на точность измерений составляющих поля, но для больших H_{\parallel} ошибки в определении H_{\parallel} , H_{\perp} и азимута χ могут быть значительными. Аналогичные значения ошибок характерны для магнитографа ИЗМИРАН. Вместе с тем наблюдения показывают, что реальные погрешности существенно ниже, поскольку наблюдаемые фиктивные скорости в пятнах значительно меньше расчетных.

Библ. 11 назв., табл. 2, илл. 9.

УДК 523.746

Определение физических параметров солнечного пятна. Б а р а н о в с к и й Э. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 87.

На эшелюном спектрографе получены четыре спектрограммы для двух пятен ($\lambda 5600 - 6300 \text{ \AA}$; линейная дисперсия $0,5 \text{ \AA/мм}$) и измерены эквивалентные ширины 44 линий $Sc I$, $V I$, $Ti I$, $Cr I$, $Ca I$, $Na I$, $Fe I$, $Si I$, $Ni I$, $Sc II$, $Fe II$, интенсивности крыльев шести линий $Ca I$ и $Fe I$ и интенсивность непрерывного спектра для ряда длин волн; результаты измерений сравниваются с соответствующими величинами для невозмущенной фотосферы. Определены температура T , электронное давление p_e и газовое давление P_g для ядра пятна.

Оказалось невозможным получить полное соответствие наблюдаемых и вычисленных величин без гипотезы о дополнительном поглощении в непрерывном спектре.

Получено, что электронное давление в пятне в 20 раз, а газовое в три раза меньше по сравнению с невозмущенной фотосферой. Дополнительное поглощение сильно возрастает по направлению к самым внешним слоям. Пятно прозрачнее фотосферы в 4—5 раз.

Библ. 5 назв., табл. 4, илл. 2.

УДК 523.747

Количественный анализ контуров линий водорода в усах. К о в а л ь А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 94.

Проведен анализ эмиссионных контуров водородных линий H_α — H_δ в усах. Характерной особенностью рассматриваемых усов является отсутствие абсорбционного провала в центре линий H_α и H_δ .

Исследован механизм расширения эмиссии в усах. На участке контуров $\Delta\lambda \geq 1,5 \text{ \AA}$ хорошо согласие с наблюдениями показывает доплеровское расширение из-за макроскопических движений со скоростями порядка 200 км/сек.

В ядрах линий наблюдается избыток эмиссии. Избыточная эмиссия в ядре линии H_α , в свою очередь, хорошо представляется доплеровским контуром с $\Delta\lambda_D = 0,69 \text{ \AA}$. Таким образом, наблюдаемый контур линии H_α в усах можно хорошо представить наложением двух эмиссий с доплеровскими уширениями, соответствующими двум различным $\Delta\lambda_D$. Предполагается, что дополнительная эмиссия в центральных частях линий возникает в области хромосферы, окружающей «ядро» усов.

По дополнительной эмиссии в линии H_α были рассчитаны контуры дополнительной эмиссии в линиях H_α — H_ϵ и получены суммарные контуры.

Определены населенности уровней атомов водорода в усах. Отмечаются низкие населенности третьего и четвертого уровней по сравнению с теоретическими, полученными В. М. Соболевым и С. Г. Мамедовым путем решения уравнений стационарности.

Определено количество атомов водорода во втором квантовом состоянии на луче зрения N_2 в поглощающем слое над усом.

Оценена верхняя граница высоты залегания эмиссионного слоя: $h \approx 1300 \text{ км}$ выше основания хромосферы.

Библ. 7 назв., табл. 5, илл. 6.

УДК 523.75

О характере распространения возбуждения от вспышек. С т е п а н я н Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 103.

Отмечается, что во многих вспышках мы имеем дело с двумя явлениями: с «собственно вспышкой», соответствующей начальному максимуму на световой кривой, и распространением возбуждения от вспышки по хромосфере (пологая часть кривой). В качестве возможного механизма передачи возбуждения от вспышки рассмотрена сильная ударная волна, возникающая в области «собственно вспышки» в результате большого энерговыделения.

Рассчитано распространение ударных волн разной мощности в неоднородной хромосфере. Получены 1) зависимость характеристик вспышек от высоты возникновения, 2) характерная вытянутая форма вспышки на лимбе и некоторые другие свойства.

Библ. 11 назв., илл. 2.

УДК 523.75

Наблюдения линий гелия D_2 и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в активных областях. Н г у е н - Н г а н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 107.

Приводятся результаты спектрофотометрического исследования линий гелия D_2 и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ в активных областях хромосферы. По эквивалентным ширинам W_{D_2} и слабой компоненты W_{10829} получена температура возбуждения $T_{ex} = 4500^\circ \text{ К}$ перехода $2^3 S - 2^3 P$. Низкая температура T_{ex} подтверждает вывод о том, что механизм образования линий является рассеяние радиации фотосферы. Оптические толщи в центре линии $\lambda 10829 \text{ \AA}$, определенные по ее эквивалентной ширине и по отношению интенсивности двух компонент триплета (10829 и 10830 \AA), различаются примерно вдвое. Это может быть объяснено наличием неоднородностей хромосферы, наблюдаемых в гелиевой линии. Показано, что скорость турбулентного движения в гелиевых областях мала ($v_t < 4 \text{ км/сек}$).

Библ. 8 назв., табл. 2, илл. 2.

УДК 523.164.32

О геометрии локальных радионисточников на Солнце по наблюдениям затмения 22 сентября 1968 года. Е р ю ш е в Н. Н., Ц в е т к о в Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 112.

Приведены результаты изучения геометрии локальных источников, полученные при наблюдении частного солнечного затмения 22.IX 1968 г. на высоте 3,15 см. Наблюдения проводились в Симеизском отделении Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22-м радиотелескопе. Наряду с полной интенсивностью (поляризованной плюс неполяризованной) проводились измерения поляризованного по кругу радиоизлучения.

Отмечается тесная связь радионисточников с группами пятен и локальными магнитными полями на уровне фотосферы. Угловые размеры источников поляризованного излучения близки к размерам теней пятен. Обнаружена тонкая структура источников поляризованного излучения; на общем фоне распределения интенсивности излучения наблюдаются отдельные детали размерами около $5''$. Наиболее интенсивная часть источника связана с центральной областью пятна. Сколько-нибудь заметного различия в размерах источников в полной интенсивности и в поляризованном излучении не обнаружено.

Получено, что вблизи центрального меридиана источник поляризованного радиоизлучения локализован практически точно над пятном. Для группы пятен, удаленной от центрального меридиана, источники поляризованного излучения смещены относительно пятен к краю диска. Высота источников над фотосферой в этом случае равна $(13 \pm 4) \cdot 10^3 \text{ км}$. Для источника на краю диска (в районе IV контакта) определены высоты верхней границы, которые составили $26 \cdot 10^3 \text{ км}$ в поляризованном излучении и $42 \cdot 10^3 \text{ км}$ над фотосферой — в полной интенсивности. Наиболее интенсивная часть источника в полном излучении совпадает с областью поляризованного излучения. Высота радиолимба над фотосферой равна $21 \cdot 10^3 \text{ км}$.

Библ. 6 назв., илл. 3.

УДК 522.5:535.8

Оптическая система с управляющим зеркалом. Л а у т и н А. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 122.

Рассмотрена оптическая система, у которой благодаря несколько необычному расположению оптических элементов поперечные перемещения изображения в поле зрения зависят от перемещений только одного элемента системы — управляющего зеркала; эта особенность системы позволяет применять ее в оптических приборах и устройствах с целью достижения высокой точности, нерасстраиваемости, стабилизации изображения в поле зрения. Проведено элементарное исследование погрешностей, которое показывает, в каких случаях рассматриваемая система имеет наибольшие преимущества перед системой обычной, построенной по простейшей схеме. Приведен ряд примеров применения системы с плоским управляющим зеркалом в некоторых измерительных оптических инструментах, в оптических приборах наведения и в оптических устройствах, работающих в условиях механических колебаний. Описана установка, созданная в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и применявшаяся для наблюдений Солнца с самолета.

Библ. 5 назв., илл. 7.

УДК 522.617

Об одном методе получения составных снимков. Д а б а х о в А. К. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 134.

Описана конструкция прибора для получения составных снимков. Используется метод блингования для точного совмещения изображений. Один снимок является контрольным, и с ним поочередно совмещаются все следующие снимки. Приведены примеры составных снимков планеты Марс и звездного поля.

Библ. 3 назв., илл. 3.

УДК 523.164.32

Распределение радиояркости на Солнце на волнах 2, 4, 6 и 8 мм. Е ф а н о в В. А., К и с л я к о в А. Г., Л е б с к и й Ю. В., М о и с е е в И. Г., Н а у м о в А. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 44, 137.

Приведены радиоизображения Солнца на волнах 2, 4, 6 и 8 мм за периоды с 1 по 8.X 1967 г. и с 7 по 24.V 1968 г. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Диаграммы направленности антенны составляли 1',2; 1',0; 1',3 и 1',6 на волнах 2, 4, 6 и 8 мм соответственно. Подробно описана методика наблюдений и получения карт радиоизображения Солнца. Рассмотрена зависимость величин яркостных температур, плотности потока излучения и размеров источников от изменения длины волны. Получено, что плотность излучения локальных источников в рассматриваемом диапазоне резко падает с увеличением длины волны, т. е. спектр излучения отличается от плоского.

Библ. 17 назв. табл. 2, илл. 5, карт радиоизображений Солнца 72.