

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1960

Редакционная коллегия:

Член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор),
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,
доктор физ.-мат. наук *В. Б. Никонов*,
кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин*
(заместитель ответственного редактора),
кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин*
(ответственный секретарь)

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА, ПЛОТНОСТЬ И МАССА
ТУМАННОСТИ NGC 6523

В. И. Проник

По снимкам туманности, сделанным в лучах λ 3727 [O II], H_{β} , $N_1 + N_2$ [O III], $H_{\alpha} + [N II]$ и в лучах непрерывного спектра около λ 6000 Å, получены абсолютные яркости туманности в этих линиях и в непрерывном спектре. Яркости туманности в разных лучах сравниваются с относительными интенсивностями спектральных линий, определенными другими авторами спектрофотометрически. По методу, предложенному в [8], найдена электронная температура в разных точках туманности. Среднее значение электронной температуры $T_e \approx 8200^\circ$. Имеется небольшой ход температуры с удалением от центра туманности; в центральной области $T_e \approx 8500-8700^\circ$, на краях туманности $T_e \approx 7500^\circ$. Различие, по-видимому, реально. Оно может быть обусловлено различной интенсивностью линий [S III], охлаждающих туманность. Главной возбуждающей звездой туманности является звезда 9 Sgr = HD 164794 (O5), расположенная в центре зоны свечения [O III], и частично (юго-восточная часть туманности) звезда HD 165052 (O7), находящаяся, по-видимому, вне туманности, ближе к нам. Наблюдения интенсивности непрерывной эмиссии туманности в области λ 6000 Å дают величину $\left(\frac{I_{\text{cont}/\lambda}{I_{H_{\beta}}} = 5,5 \cdot 10^{-3}\right)$ в два раза большую, чем это следовало ожидать

по теории [5]. Линейная зависимость между интенсивностью непрерывной эмиссии и интенсивностью линии H_{β} говорит о том, что $I_{\text{cont}} \propto n^2$ и обусловлена атомными механизмами излучения, а не рассеянием пылью. По абсолютной интенсивности в линии H_{β} найдена плотность туманности в разных местах ее. Среднее значение по всей туманности $n_e \approx 30$. Масса туманности с учетом $He M \approx 2500 M_{\odot}$. Плотность туманности, найденная по величине радиуса зоны ионизации Стремгrena, хорошо согласуется со значением плотности, полученным по абсолютной интенсивности в линии H_{β} . Видимая граница туманности действительно представляет собой край зоны H II, образованной звездой 9 Sgr. Структура туманности NGC 6523 говорит в пользу гипотезы об образовании туманностей путем ионизации холодных масс межзвездного газа.

THE ELECTRON TEMPERATURE, DENSITY AND MASS OF NGC 6523, by W. I. Pronyk.— Photographs of the nebula NGC 6523 obtained in λ 3727 O II, H_{β} , $N_1 + N_2$ [O III], $H_{\alpha} + [N II]$ and in the continuous spectrum at λ 6000 Å were used for determining the absolute brightness of the nebula in these lines and the continuous spectrum. The brightness of the nebula in different wave-lengths was compared with the relative intensities of spectral lines obtained spectrophotometrically by other authors. The electron temperature in different points of the nebula was found by the method proposed in [8], the mean value being $T_e \approx 8200^\circ$. There is a small rate of change of the temperature with the distance from the center of the nebula. In the central region $T_e \approx 8500-8700^\circ$,

at the periphery $T_e \approx 7500^\circ$. This difference is apparently real. It may be due to the different intensity of [S III] lines, which cool the nebula. The main exciting star is 9 Sgr HD 164794 (O5) which is situated in the center of the [O III] emission zone, and partly (the south-east part of the nebula) the star HD 165052 (O7), which is apparently not in the nebula but closer to us. The intensity of continuous emission of the nebula in the region $\lambda 6000 \text{ \AA}$ is $\frac{I_{\text{cont}/1\text{ \AA}}}{I_{\text{H}\beta}} = 5,5 \cdot 10^{-3}$, which is two times larger than that which should

be expected from the theory [5]. The linear dependence between the intensity of continuous emission and the intensity of $\text{H}\beta$ shows that $I_{\text{cont}} \propto n^2$ and is due to atomic mechanisms of emission and not to scattering by dust. The density of different parts of the nebula was found from the absolute intensity in $\text{H}\beta$. The mean value for the whole nebula is $n_e \approx 30$. The mass of the nebula, taking into account He, is $\sim 2500 M_\odot$. The density of the nebula obtained from the radius of the Stromgren ionization zone is in good agreement with that derived from the absolute intensity in $\text{H}\beta$. The visual boundary of the nebula is in reality the border of the H II zone formed by the star 9 Sgr. The structure of NGC 6523 favours the hypothesis that nebulae are formed by the ionization of cold masses of interstellar gas.

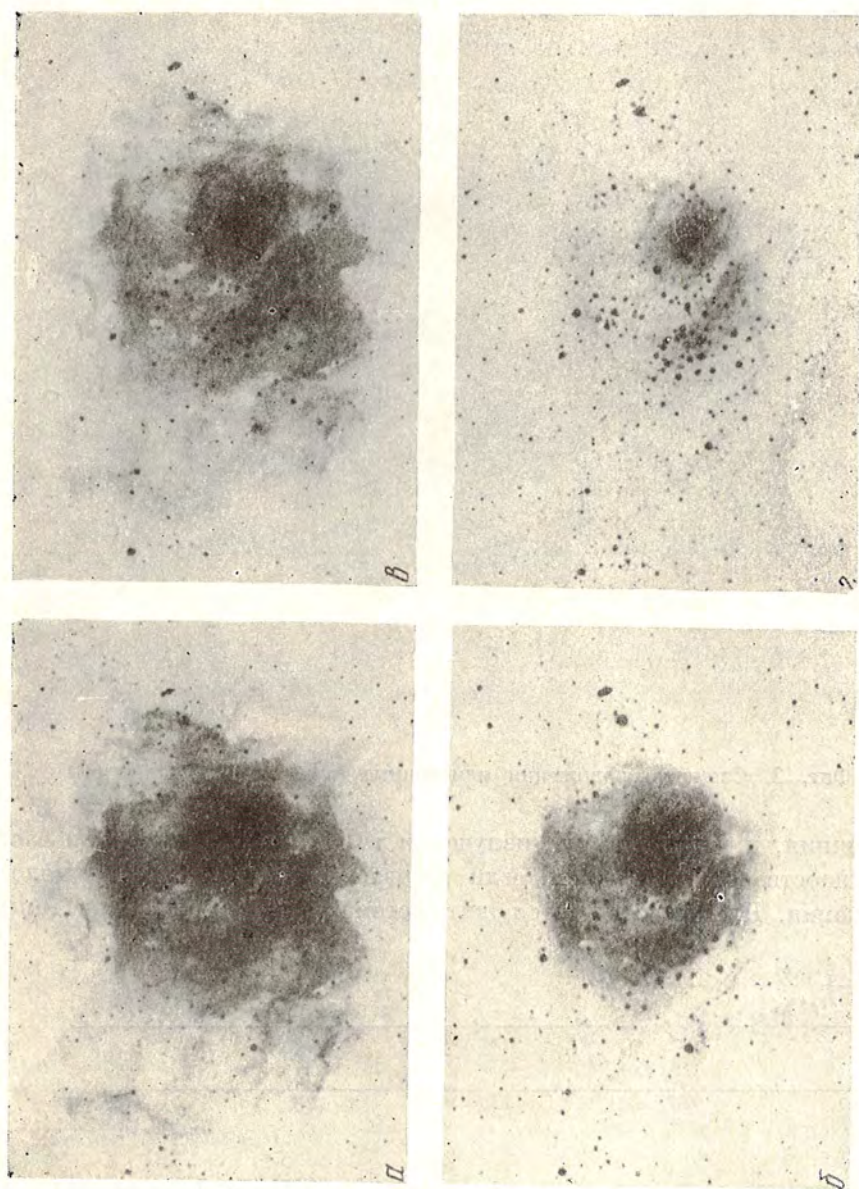
§ 1. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Летом 1957 г. на светосильной 640-мм камере ($F : 1,4$) было сделано около 30 снимков туманности NGC 6523 с пятью стеклянными фильтрами, выделяющими линии $\lambda 3727$ [O II], $\text{H}\beta$, $\lambda 5007$ [O III], $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ и непрерывный спектр около $\lambda 6000 \text{ \AA}$. Характеристики фильтров, а также методика наблюдений описаны в [1]. В качестве звезд привязки были выбраны семь звезд скопления NGC 6531 спектральных классов B0 — B0,5, находящихся от туманности на расстоянии не более 2° . Видимые звездные величины и цвета их взяты из каталога Моргана, Кода и Уитфорта [2]. Поскольку поглощение для них в среднем такое же, как и для звезд скопления NGC 6530 [3], находящегося в центре туманности и, по-видимому, связанного с ней, то редукции за дифференциальное поглощение туманности и звезд привязки не вводилось. Фотографии туманности измерялись на микрофотометре МФ-2, а также на регистрирующем микрофотометре МФ-4 с приставкой, дающей запись непосредственно в интенсивностях [4]. Фон неба измерялся всегда в одном и том же месте пластинки, рядом с туманностью, где совершенно отсутствуют слабые звезды и нет следов светлой диффузной материи даже на фотографиях в линии $\text{H}\alpha$ с максимальной экспозицией.

На фиг. 1 приведены фотографии туманности в лучах $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$, [O III], [O II] и в непрерывном излучении. Схема расположения измеренных точек на туманности показана на фиг. 2.

Обработка измерений велась тем же способом, что и в [1]. Характеристическая кривая калибровалась в абсолютных единицах по внефокальным изображениям звезд привязки с известным абсолютным распределением энергии в их спектре.

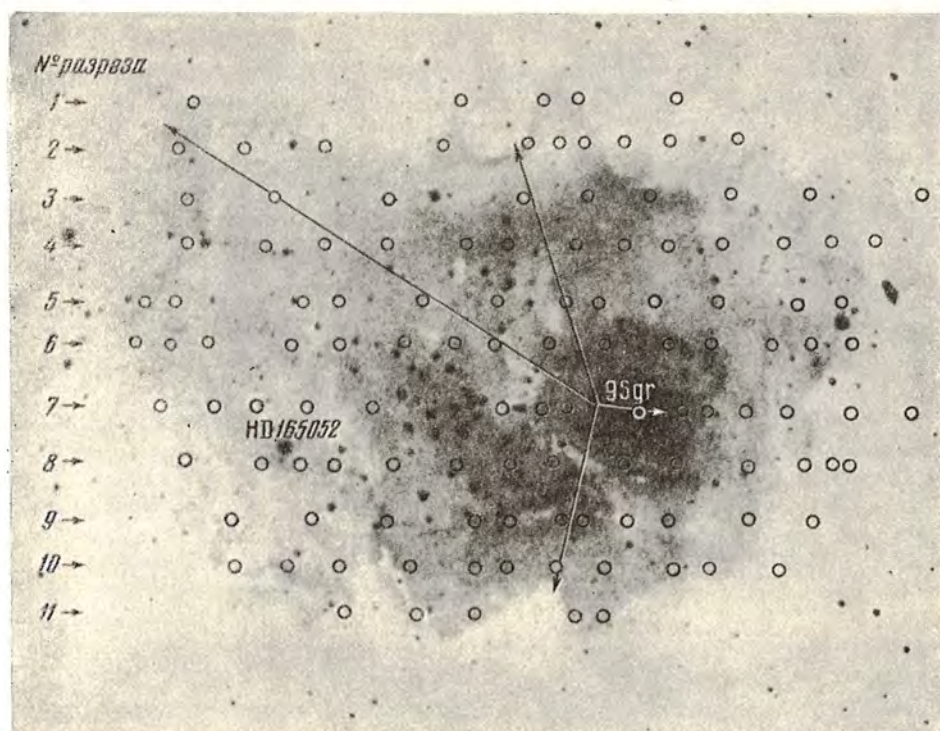
Такая характеристическая кривая сразу дает абсолютную яркость туманности в данном фильтре, выраженную в $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$.



Фиг. 1. Фотографии туманности NGC 6523 в лучах:

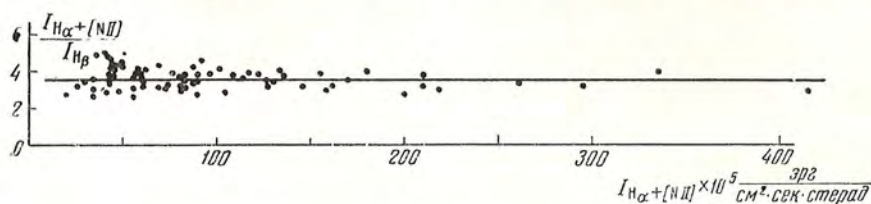
а — H_{α} + [N II], б — N_2 [O III], в — λ 3727 [O II], г — непрерывного излучения около λ 6000 Å

Полученная таким образом и усредненная по нескольким пластинкам абсолютная интенсивность туманности в каждом фильтре представляет собой сумму интенсивностей линии, на которую центрирована полоса



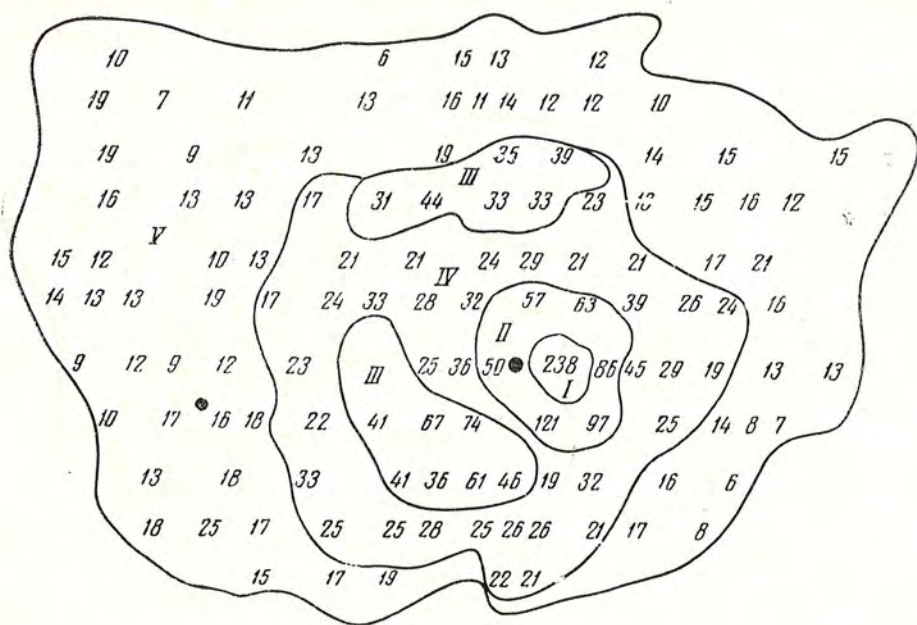
Фиг. 2. Схема расположения измеренных точек на туманности

пропускания, и непрерывного излучения туманности, а иногда и части интенсивности соседней линии, если таковая частично попадает в полосу пропускания. Для разделения служит система уравнений [1], записанных

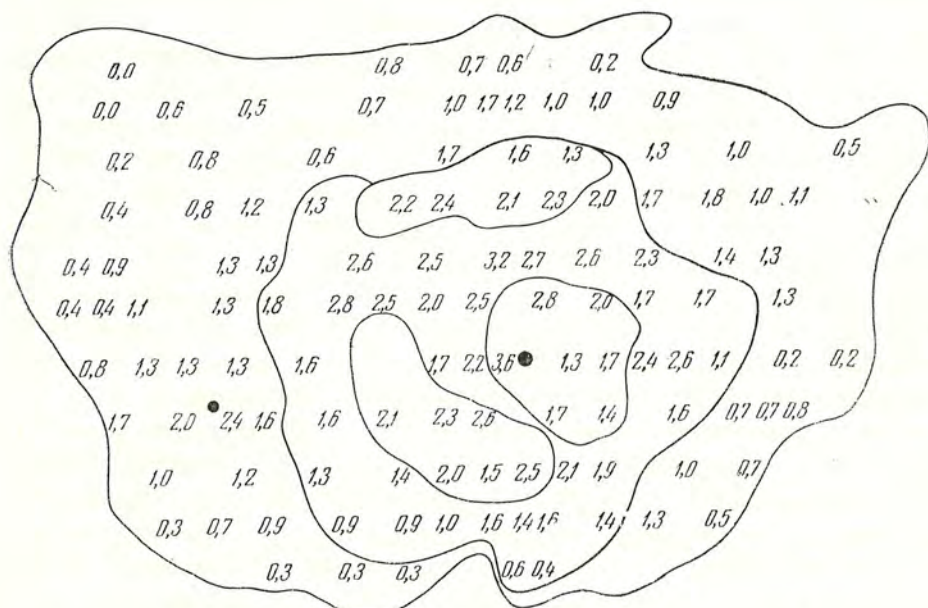


Фиг. 3. К определению среднего значения отношения $I_{H\alpha + [NII]} / I_{H\beta}$

соответственно для каждого фильтра. Решая совместно эту систему, находим $I_{H\alpha + [NII]}$, $I_{H\beta}$, $I_{N_1 + N_2}$, I_{3727} и I_{cont} . Спектральное распределение непрерывного излучения туманности, которое при этом должно быть заранее известным, взято из [5] (рекомбинационный континуум He II не учитывался, поскольку ионов дважды ионизированного гелия He III в диффузных туманностях заведомо нет).

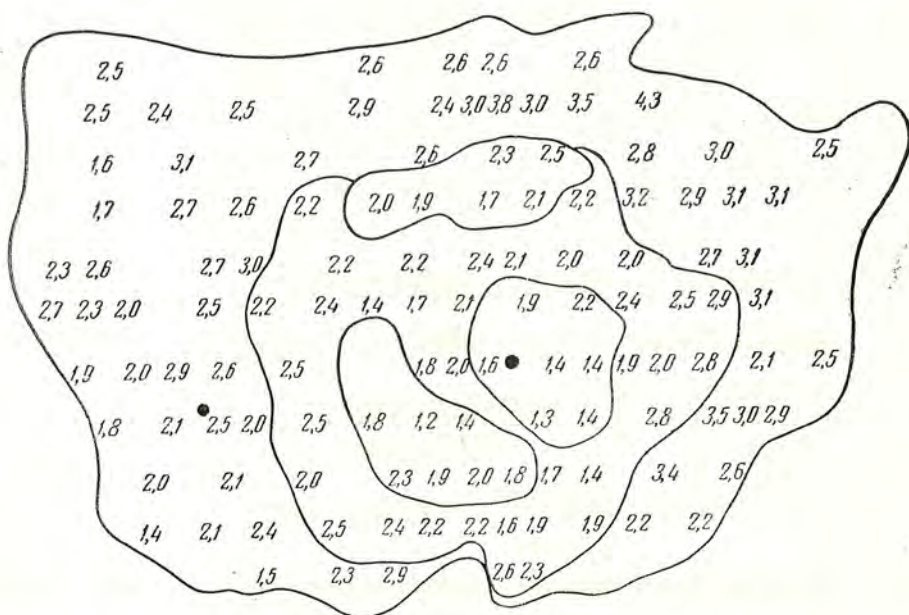


Фиг. 4. Абсолютная интенсивность туманности в линии H_{β} ; числа дают величину $I_{H_{\beta}} \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад



Фиг. 5. Отношение $I_{N_1 + N_2} / I_{H_{\beta}}$ в разных точках туманности

Из указанных выше четырех линий, наименьшую интенсивность имеет линия H_β , к тому же ширина полосы пропускания фильтра для нее большая и кроме непрерывного излучения в полосу попадает значитель-



Фиг. 6. Отношение $I_{3727}/I_{H\beta}$ в разных точках туманности

ная часть линии N_1 . Это явилось причиной того, что интенсивность $I_{H\beta}$, определяемая непосредственно из уравнений (6) [1], весьма чувствительна ко всякого рода небольшим случайным ошибкам. Последним объясняется большой разброс точек на фиг. 3, где нанесены отношения $I_{H\alpha+[N II]}/I_{H\beta}$ как функция интенсивности $I_{H\alpha+[N II]}$. Поскольку яркость туманности падает с удалением от ее центра, фиг. 3 одновременно дает приближительную зависимость $I_{H\alpha+[N II]}/I_{H\beta}$ от расстояния от ядра. Тот факт, что эти же самые точки одновременно отклоняются в ту же сторону от средних значений на аналогичных графиках для $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ и $I_{3727}/I_{H\beta}$, говорит о том, что разброс точек обусловлен главным образом ошибками именно в интенсивности линии H_β . Поэтому мы поступили следующим образом. Отношение $I_{H\alpha+[N II]}/I_{H\beta}$, как это видно из фиг. 3, в среднем постоянно почти для всего интервала интенсивностей $I_{H\alpha+[N II]}$ (а значит и для всей туманности) и равно 3,5. Интенсивность линии H_β можно поэтому определить как $I_{H\beta} = I_{H\alpha+[N II]}/3,5$; случайная же ошибка в определении $I_{H\alpha+[N II]}$ не превышает 10%. Выясним в связи с этим, к каким возможным ошибкам в интенсивности $I_{H\beta}$ может привести изменение интенсивности $[N II]$ вдоль туманности. Наблюдения Джонсона [6] показали, что отношение $I_{H\alpha+[N II]}/I_{H\alpha}$ для разных туманностей может принимать значения от 1,20 до 1,60, т. е. изменяется не более чем на 25%. В пределах одной и той же туманности это изменение еще в 2—3 раза меньше, а иногда совсем незначительно, так что ошибка в определении $I_{H\beta}$, вызванная изменением интенсивности $[N II]$, не пре-

вышает 10—15%. На фиг. 4 даются абсолютные интенсивности туманности в линии H_{β} , а на фиг. 5 и 6 — отношения $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$ и $I_{3727}/I_{H_{\beta}}$ соответственно. На каждой фигуре точками отмечены положения двух возбуждающих звезд: 9 Sgr (O5) и HD 165052 (O7).

§ 2. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ НАБЛЮДЕНИЯМИ

Сравним поверхностные яркости туманности в монохроматических линиях, полученные нами при помощи фильтров, с относительными интенсивностями этих же линий, найденными по спектрограммам.

Летом 1951 г. С. Б. Пикельнер получил на небулярном спектрографе и обработал 15 спектрограмм, относящихся к туманности NGC 6523. В качестве спектров сравнения использовались спектры звезд А0. Результаты измерений приведены в табл. 1. В этой же таблице приведены относительные интенсивности линий, полученные Джонсоном [6]. Данные табл. 1 не исправлены за межзвездное поглощение, но атмосферная экстинкция учтена. В обоих случаях щель спектрографа усредняла довольно большую площадку на небе ($\sim 24' \times 8'$); положение площадок на туманности несколько не совпадало. Последним, по-видимому, объясняется расхождение в интенсивностях линий $He\ I\ \lambda\ 5876$ и N_1 и N_2 [O III]. Что касается расхождений в интенсивностях других линий, то причины их неизвестны. Линия $\lambda\ 3727$ [O II] из-за поглощения в оптике не наблюдалась.

Таблица 1

Линия	Пикельнер		Джонсон
	центральная часть туманности	край туманности	
[S II] 6731			0,56
[S II] 6717			1,00
[N II] 6584	}	}	3,82
H_{α}			9,10
[N II] 6548			1,45
$He\ I\ 5876$	0,16		0,03
N_1	2,00	1,75	1,45
N_2	0,57	0,49	0,40
H_{β}	1	1	1
H_{γ}	0,40	0,36	
H_{δ}	0,13		

В табл. 2 приведены исправленные за межзвездное поглощение некоторые данные табл. 1 и наши наблюдения.

Отношение $I_{H_{\alpha}}/I_{H_{\beta}}$ вычислено на основании наблюдений Джонсона [6], согласно которым $I_{[N\ II]}/I_{H_{\alpha}+[N\ II]} = 0,36$. Последнее в силу близости длин волн практически не зависит ни от системы привязки, ни от

Таблица 2

	Пикельнер	Джонсон	Проник	Теорет.
$\frac{I_{H\alpha} + [N II]}{I_{H\beta}}$	5,4	10,7	3,5	...
$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}}$	3,3	6,7	2,3	2,5
$\frac{I_{N_1 + N_2}}{I_{H\beta}} \quad \left\{ \right.$	2,6	1,9	$\frac{2,5}{2,0}$	...

поглощения. Исправление за межзвездное поглощение делалось по формуле

$$\lg \left(\frac{I_{\lambda}}{I_{H\beta}} \right)_{\text{ист}} = \lg \left(\frac{I_{\lambda}}{I_{H\beta}} \right)_{\text{набл}} + 0,4A_{\beta} \left(\frac{\lambda_{\beta}}{\lambda} - 1 \right), \quad (1)$$

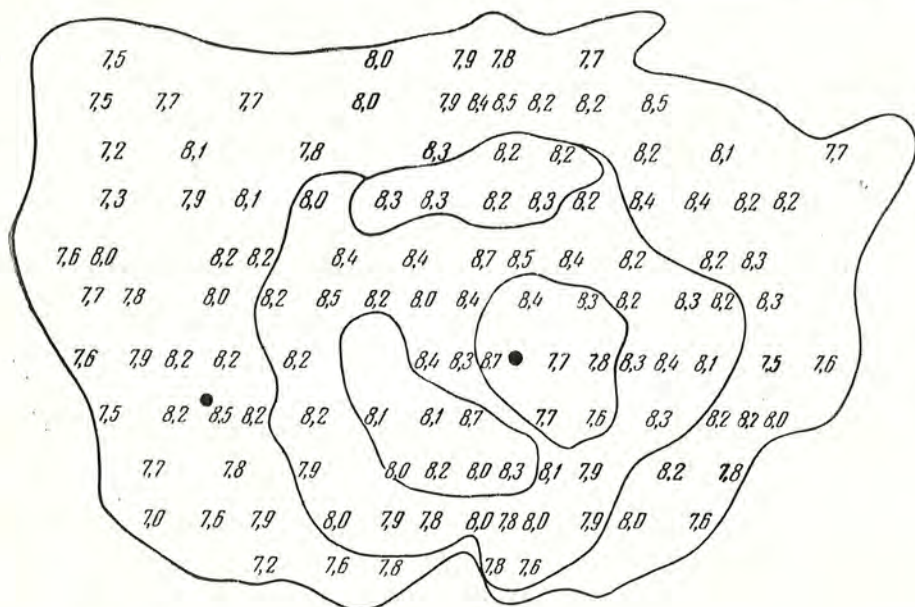
где A_{β} — полное поглощение в линии H_{β} , выраженное в звездных величинах. По фотоэлектрическим наблюдениям Уокера [3] (считая закон покраснения нормальным) избыток цвета звезд скопления NGC 6530 равняется $E_{B-V} = 0^m,373$ и $A_V = 1^m,12$; тогда $A_{\beta} = A_V \frac{5500 \text{ \AA}}{\lambda_{\beta}} = 1^m,27$. С другой стороны, согласно табл. 1, наблюдаемый бальмеровский декремент $I_{H\alpha}/I_{H\beta} = 4,5 \pm 0,36$ и $I_{H\gamma}/I_{H\beta} = 0,40 \pm 0,04$ может быть сведен к теоретическому ($I_{H\alpha} : I_{H\beta} : I_{H\gamma} = 2,6 : 1 : 0,49$ [7]) по формуле (1), если принять, что $A_{\beta} = 2^m,2 \pm 0^m,4$ для $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ и $A_{\beta} = 1^m,9 \pm 0^m,8$ для $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$ соответственно. Если же использовать данные Джонсона, то величину поглощения нужно принять еще большей. Возможно, что расхождение с результатами Уокера отчасти реально, так как поглощение относится к разным объектам. Однако мы не придавали этому расхождению особого значения, хотя оба определения довольно уверенны, и считали $A_{\beta} = 1^m,27$, поскольку оно получено фотоэлектрическим методом.

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для определения электронной температуры по наблюдаемым отношениям интенсивностей $I_{3727}/I_{H\beta}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ использовалась номограмма, аналогичная фиг. 7 в [8], но несколько исправленная (было учтено, что сечение возбуждения растет за порогом возбуждения постепенно). Относительное обилие кислорода принято равным $n_O/n_H = 0,6 \times 10^{-3}$ (средний химический состав планетарных туманностей [9]). Результаты вычислений T_e для разных точек туманности приведены на фиг. 7. Средняя температура по всей туманности $T_e \approx 8200^\circ$ *. Имеется заметный

* Недавние вычисления бальмеровского декремента и абсолютной интенсивности линии H_{β} Берджессом [7] с учетом вырожденности орбитального углового момента атомных уровней дали для параметра b_{14} , характеризующего отклонение населенности

систематический ход температуры: T_e уменьшается по направлению к краям туманности. Если в центральной области $T_e \approx 8500^\circ$, то на краях туманности $T_e \approx 7600^\circ$. Это соответствует изменению $I_{3727} + I_{N_1+N_2} / I_{H\beta}$ не менее чем на 30—40%, что в несколько раз превосходит возможные ошибки. Поэтому наблюдаемое изменение T_e от центральных частей туманности к периферии можно считать реальным. Температура туманности, освещенной звездой данного спектрального класса,



Фиг. 7. Значения $T_e \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ в разных точках туманности

зависит от суммарной интенсивности запрещенных линий $\left(\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}} \right)$, охлаждающих туманность, по отношению к излучению водорода. Для понижения температуры на краях туманности необходимо, чтобы интенсивность запрещенных линий там относительно усилилась. Однако линии $[O \text{ II}] + [O \text{ III}]$, наиболее яркие в видимой области спектра, не только не показывают такого усиления, но даже ослаблены на величину, приблизительно равную интенсивности линии $H\beta$. Очевидно, должны усиливаться линии в ненаблюдаемой части спектра, прежде всего линии $[S \text{ III}] \lambda\lambda 9069 - 9540 \text{ \AA}$, которые из-за низкого потенциала возбуждения должны быть очень сильны, если заметная часть серы находится в состоянии $S \text{ III}$ (потенциал ионизации $S \text{ II } 23,3 \text{ эВ}$). Ионы же $S \text{ IV}$ имеют

четвертого уровня атома водорода от населенности его при термодинамическом равновесии, величину на 20% большую по сравнению со значением, полученным Мензелом и Беккером [10]. При наших вычислениях T_e это равносильно уменьшению относительного обилия кислорода на 20%, что приведет к увеличению T_e примерно на 200° .

высокие потенциалы возбуждения и не излучают. Поэтому изменение ионизации серы ($S\text{ III} \rightleftharpoons S\text{ IV}$) должно существенно влиять на температуру туманности*. Разница температуры на 1000° в области $T_e \sim 8000^\circ$, соответствует изменению $\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}}$ на 10—15%, если $\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}} \sim 6-8$ и средняя энергия ионизирующего кванта не меняется с расстоянием от возбуждающей звезды.

Оценим, может ли изменение $I_{[S\text{ III}]} / I_{H\beta}$ в результате ионизации серы привести к изменению $\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}}$ на 10—15%. Среднее обилие серы для ранних звезд и планетарных туманностей $n_S / n_H \approx 6 \cdot 10^{-5}$. Допустим, что треть всех атомов серы находится в состоянии S III, так что $n_{S\text{ III}} / n_H \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Тогда можно подсчитать, что при $T_e \sim 8000^\circ$ $I_{[S\text{ III}]} / I_{H\beta} \approx 0,8^{**}$, т. е. $I_{[S\text{ III}]} \sim I_{H\beta}$.

Если в результате уменьшения ионизации число ионов S III увеличится в два раза — от $1/3$ до $2/3$, то это приведет к изменению $\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}}$ на единицу, что составляет около 15% от принятого выше значения $\sum \frac{I_{\text{запрещ}}}{I_{H\beta}} \sim 6-8$.

В ядре туманности электронная температура получилась меньше, чем в окружающих точках. Это может быть следствием того, что кислород там сильно ионизован и заметная часть его атомов перешла в состояние O IV. Тогда метод определения температуры вообще неприменим, так как он основан на предположении, что кислород находится только в стадиях ионизации O II и O III. Если же считать, что в ядре температура такая же, как и в соседних точках ($T_e \approx 8500^\circ$), то в состоянии O IV должно находиться около трети всех атомов кислорода. Заметим, что, согласно Копылову [11], спектральный класс возбуждающей звезды 9 Sgr не O5, а O3,8, и, возможно, она действительно в состоянии ионизовать O III ($\chi = 54,87$ эв).

Нельзя, однако, совсем исключить предположение, что температура в этих точках действительно низка. Из-за большой плотности ионизация там может быть низкой, и увеличится охлаждающее действие [S III]. К сожалению, имеющихся данных наблюдений недостаточно, чтобы однозначно решить этот вопрос. В самом ядре (одна точка), где плотность $n_e > 100$, должно быть существенное влияние ударов второго рода на интенсивность I_{3727} . Поэтому в действительности I_{3727} должна быть сильнее и учет этого приведен к большему значению температуры. Относительная слабость $I_{N_1+N_2}$ может быть результатом уменьшения ионизации из-за высокой плотности.

* Кроме [S III], охлаждающее действие могут оказать линии [N II] и [S II], которые должны усиливаться к краям туманности.

** В работе [8] не учитывалась зависимость параметра сечения возбуждений от энергии электронов.

§ 4. НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ

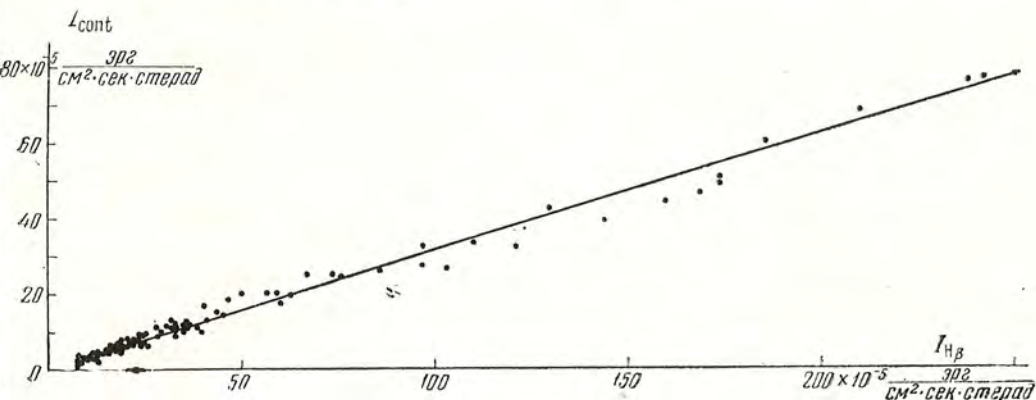
В настоящее время считается [5], что непрерывное излучение газовых туманностей (планетарных) в видимой области спектра возникает в результате следующих трех процессов: 1) рекомбинации водорода (пашеновский континуум), 2) рекомбинации ионизованного гелия (аналог пашеновскому континууму водорода), 3) переходы $2s \rightarrow 1s$ водородного атома с излучением двух квантов ($2q$ -излучение). Чтобы процесс 2) имел место, нужно, чтобы имелись ионы He III , а так как в диффузных туманностях их заведомо нет, то этот механизм образования непрерывного излучения отпадает. Для удобства вводится величина $I_\lambda = 10^3 \frac{I_{\lambda \text{ cont}}}{I_{\text{H}\beta}}$, где $I_{\lambda \text{ cont}}$ — энергия излучения непрерывного спектра в данной длине волны, рассчитанная на $1 \text{ \AA}$. Тогда I_λ представится в виде [5]:

$$I_\lambda = I_\lambda(\text{H}) + \frac{1}{1 + 0,6 \cdot 10^4 n_e} I_\lambda(2q). \quad (2)$$

Величины $I_\lambda(\text{H})$ и $I_\lambda(2q)$, характеризующие различные составляющие непрерывного спектра туманности, зависят также и от T_e . При $T_e \approx 8200^\circ$ (средняя температура туманности) и $\lambda = 6000 \text{ \AA}$, теория дает следующие численные значения для $I(\text{H})$ и $I(2q)$:

$$I_{6000 \text{ \AA}}(\text{H}) = 1,52; \quad I_{6000 \text{ \AA}}(2q) = 0,58,$$

так что общее $I_{6000 \text{ \AA}} = 2,1$.



Фиг. 8. Корреляция между $I_{\text{cont}/200 \text{ \AA}}$ и $I_{\text{H}\beta}$

Результаты измерений непрерывного спектра туманности NGC 6523 представлены на фиг. 8, где по оси абсцисс отложена интенсивность линии $\text{H}\beta$, по оси ординат — интенсивность непрерывного излучения в той же точке туманности, рассчитанная на $200 \text{ \AA}$ непрерывного спектра. Точки располагаются вдоль прямой, тангенс угла наклона которой равен $0,31$. Считая, что $I_{\text{H}\delta}/I_{\text{H}\beta} = 0,28$ [7], получим для $I_{6000 \text{ \AA}}$ величину

$$I_{6000 \text{ \AA}} = 5,5. \quad (3)$$

Это в 2,6 раза больше значения, предсказываемого теорией. Исследование возможных ошибок в определении I_{cont} , связанных с тем, что в полосу для непрерывного спектра попадает линия He I $\lambda 5876$, а также других возможных ошибок, показало, что они не превышают и 10%.

Весьма любопытно, что для туманности NGC 7000 («Северная Америка») наблюдения дают:

$$I_{6000 \text{ \AA}} = 4,0, \quad (4)$$

что также в два раза больше теоретического. По данным работы [12], где приводятся результаты наблюдений большого числа туманностей в непрерывном излучении, получается, что $I_{\text{H}\alpha + [\text{N II}]} = 3100 I_{\text{cont}}$ около $\lambda\lambda 6000-5800 \text{ \AA}$. Если учесть влияние [N II] (согласно [6], $\frac{I_{[\text{N II}]}}{I_{\text{H}\alpha}} = 0,45$), то $I_{\text{H}\alpha} = 2140 I_{\lambda \text{ cont}}$, откуда

$$I_{6000 \text{ \AA}} = 4,1. \quad (5)$$

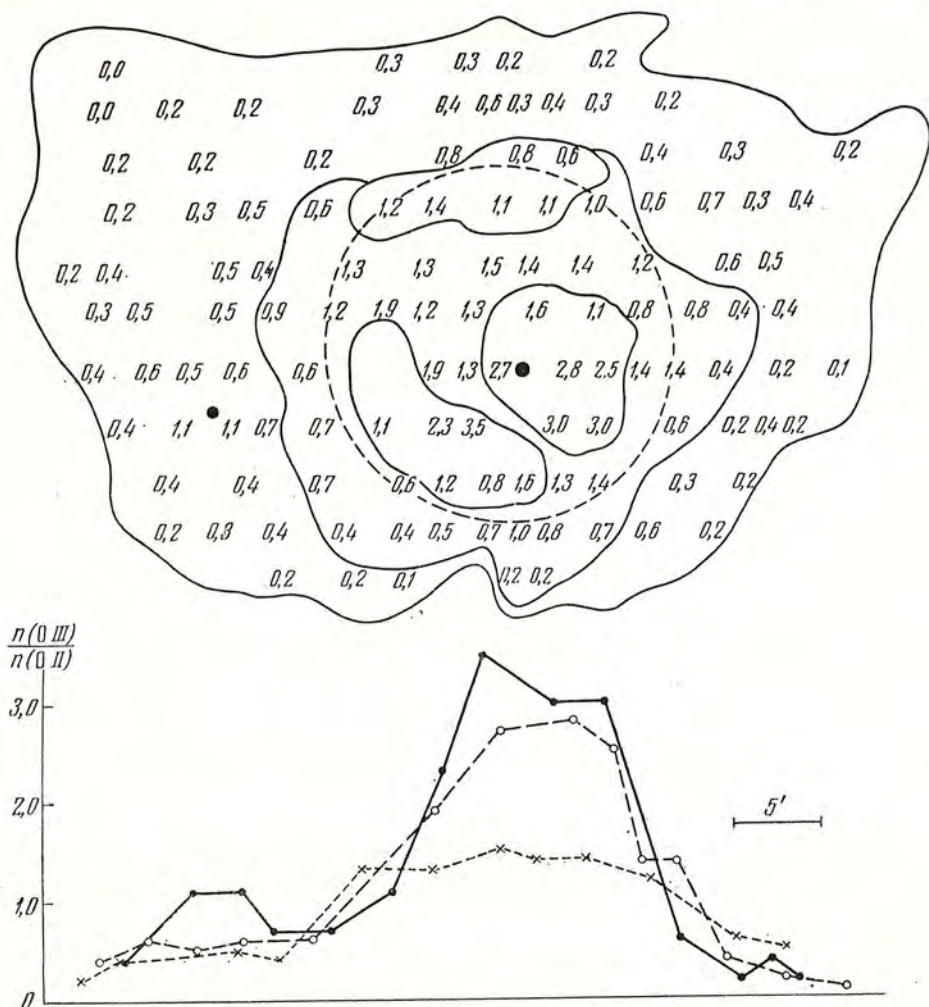
Столь хорошее согласие величин (3), (4) и (5), полученных по трем совершенно независимым наблюдениям и для разных туманностей, вряд ли можно считать случайным. Отметим, что сравнение теории с наблюдениями для планетарных туманностей [5] также показывает в ряде случаев значительное превышение наблюдаемых интенсивностей I_{λ} над теоретическими. Причина такого расхождения пока еще не ясна.

§ 5. ИОНИЗАЦИЯ КИСЛОРОДА. ВОЗБУЖДАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

Уже при беглом сравнении фотографий туманности в лучах небулярных линий $\text{N}_1 + \text{N}_2$ и $\text{H}\alpha$ легко установить наличие зоны свечения [O III], весьма правильной сферической формы вокруг звезды HD 164794 (O5) = = 9 Sgr. На фиг. 9 представлена ионизация кислорода в различных точках туманности; числа означают отношения $\frac{n_{\text{O III}}}{n_{\text{O II}}}$ — чисел атомов кислорода в стадии ионизации O II и O III, вычисленные для каждой точки туманности. Пунктиром отмечена зона свечения [O III].

Из рисунка хорошо видно, что в зоне [O III] это отношение порядка 1,20—1,50 и выше, а вне ее оно порядка 0,40—0,20. Для большей наглядности на том же рисунке графически представлены три разреза — 5, 6 и 8. По оси ординат отложены значения $\frac{n_{\text{O III}}}{n_{\text{O II}}}$, по оси абсцисс — расстояния. При расчете ионизации температура в ядре туманности принята равной 8500° . Небольшой добавочный максимум слева на разрезе 8 обязан звезде HD 165052 (O7). Следует отметить, что эта звезда возбуждает лишь очень незначительную часть туманности, как это видно непосредственно из фиг. 9 и 1, б. На фотографиях эта часть туманности имеет вид небольшого жгутика, вытянутого в направлении восток-запад и расположенного на $1',5$ южнее звезды HD 165052. Если бы эта звезда находилась внутри туманности, то она должна была бы ионизовать кислород сильнее и в объеме значительно большем, чем это наблюдается, так как ее спектральный класс — O7. Возможно, что она находится вне туманности, ближе к нам. Это подтверждается тем, что ее лучевая скорость

на 6 км/сек меньше, чем у 9 Sgr, которая находится в центре туманности и по-видимому, движется вместе с ней. Однако в этом случае неясно, почему звезда HD 165052 не ионизует темной материи, которая находится на



Фиг. 9. Ионизация кислорода ($\frac{n_{\text{O III}}}{n_{\text{O II}}}$) в разных точках туманности

Пунктир — зона свечения [O III]; на нижнем рисунке: крестики — разрез 5; светлые кружки — разрез 6; темные кружки — разрез 8

границе туманности и проектируется на нее вблизи от этой звезды. Остальные звезды скопления имеют спектральные классы B0 и позже, поэтому они не могут ионизовать O II и вносят сравнительно небольшой вклад также в ионизацию водорода [13].

§ 6. ПЛОТНОСТЬ И МАССА ТУМАННОСТИ NGC 6523

Электронная плотность туманности определялась по абсолютной яркости в линии H β . Согласно [7], абсолютная интенсивность линии H β

для случая «В» и $T_e = 8000^\circ$ равняется

$$I_{H\beta} = \frac{1}{4\pi} 13 \cdot 10^{-26} \int_S n_e n^+ ds, \quad (6)$$

где S — толщина туманности вдоль луча зрения. Считая туманность однородной и положив $n_e = n^+$, получим

$$\bar{n}_e^2 = 10^{26} \frac{I_{H\beta}}{S}. \quad (7)$$

По последним определениям Джонсона [14], расстояние до скопления NGC 6530, находящегося, по-видимому, внутри туманности, равно 1580 пс. Туманность была разбита на пять зон (отмечены на фиг. 4 римскими цифрами), для которых [определялись среднее значение $I_{H\beta}$, а также S , V , n_e и M , где V — объем, занимаемый данной зоной, и M — масса газа, заключенного в этом объеме. Результаты вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3

Зона	S , см	V , см ³	n_e	$M/M_\odot$
<i>I</i> (ядро)	$4,4 \cdot 10^{18}$	$0,044 \cdot 10^{37}$	220	8
<i>II</i>	12,0	0,9	73	55
<i>III</i>	26,0	5,5	40	180
<i>IV</i>	36,0	18,6	26	400
<i>V</i>	43,0	62,0	18	940
<i>VI</i> (слабое поле)			5	200

К зоне VI относятся слабое поле западнее и северо-западнее туманности в виде большой дуги, а также поле на восточном краю туманности (на фиг. 1 и 2 не видно).

Нужно отметить, что результаты сильно зависят от той геометрической формы, которая приписывается туманности или части ее. Это в первую очередь касается массы туманности. Так, наиболее точно (из-за простоты геометрии) масса определяется для зон *I* и *II*, для зон *III* и *IV* — менее точно, а для зон *V* и *VI* возможные ошибки в определении массы могут достигать 3—5 раз. Общая масса туманности по водороду $M \approx 1780 M_\odot$, а с учетом гелия $M \approx 2500 M_\odot$. Вполне возможно, что эта величина занижена, так как значительную долю массы туманности составляют самые внешние оболочки, которые трудно учесть. По определениям Шайна и Газе [15], масса туманности составляет $3200 M_\odot$, а по измерениям Боггесса [см. 16] — $550 M_\odot$. Последняя величина, судя по плотности (см. табл. 4), по-видимому, относится только к центральной области туманности (зоны *I*, *II*, *III* и *IV*), для которой Шайн и Газе дают величину $830 M_\odot$. Наши определения массы для этой области дали величину, равную $540 M_\odot$. По радионаблюдениям на частоте 1390 Мгц, масса центральной части туманности равна $230 M_\odot$,

а масса всей туманности — $2750 M_{\odot}$ [17]. Вообще говоря, некоторое совпадение этих определений может быть чисто случайным, так как разные авторы принимают различные расстояния до туманности, а возможно и геометрическую форму ее, от чего сильно зависит и M и n_e .

Таблица 4

	Шайн и Газе		Боггесс	Проник		Вестерхаут	
	центр. область	вся туман- ность	центр. область	центр. область	вся туман- ность	центр. область	вся туман- ность
n_e	120	53	90	40	27	270	32
$M/M_{\odot}$	830	3200	550	540	1780	230	2750
Принятое расстояние	1,1 клс		1,4 клс	1,6 клс		1,4 клс	

Средняя плотность туманности по пяти зонам ~ 27 атомов·см⁻³. Поскольку плотность неоднородна, усреднение квадрата плотности дает завышенное значение $\overline{n_e}$, однако ошибка вряд ли больше, чем в 1,5—2 раза.

Отметим, наконец, что на фотографиях туманности, сделанных с очень небольшой экспозицией ($\sim 1^m$), выделяется ядро размерами меньше 1', которое переходит в две туманные звездочки — два узелка с сильным непрерывным спектром, обнаруженные Вельхе [18]. Плотность этого ядрышка намного больше 200 атомов·см⁻³.

§ 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТУМАННОСТИ ПО РАДИУСУ ЗОНЫ Н II

Этот метод определения плотности имеет то преимущество, что не зависит от толщины туманности, однако из-за ряда неопределенностей, связанных с физическими параметрами возбуждающей звезды, а также с эффектом проекции, он может служить только как дополнительная, независимая оценка плотности. При этом, разумеется, видимая граница туманности в данном направлении от возбуждающей звезды должна быть именно границей зоны Н II, а не результатом какого-нибудь другого эффекта, скажем, резкого падения плотности туманности или проекции впереди лежащей темной материи. Легко решить этот вопрос в том случае, когда на границе туманности имеются небольшие поярчания — результат ионизации плотной темной материи, граничащей с зоной Н II. Именно такая картина наблюдается в туманности NGC 6523. Поскольку радиус зоны Н II (s_0) зависит от плотности, то естественно, что при неоднородной плотности s_0 будет различно в разных направлениях, и туманность примет неправильную форму, причем в том направлении, где плотность меньше, радиус зоны Н II больше, и туманность должна светиться на больших расстояниях от звезды. Все это хорошо согласуется с наблюдаемой формой и яркостью (плотностью) туманности NGC 6523: минимальное s_0 и максимальная плотность в юго-западном направ-

лении от звезды 9 Sgr, минимальная плотность и максимальное s_0 в северо-восточном направлении от этой звезды. Таким образом, не возникает никаких сомнений в том, что видимая граница туманности есть результат истощения ионизирующей радиации возбуждающей звезды. На картах Паломарского атласа видно, что около туманности тянутся полосы темной материи. Интересно, что эти полосы особенно заметны там, где граница туманности ближе к звезде. Там же, где туманность тянется далеко от звезды, темной материи незаметно. Возможно, это говорит о том, что по крайней мере часть газа туманности образуется от ионизации окружающих масс холодного газа.

Оценим среднюю плотность туманности в некоторых направлениях от звезды 9 Sgr. Радиус зоны ионизации, выраженный в парсеках, равен

$$s_0 = U n_e^{-2/3}, \quad (8)$$

где U — параметр, зависящий от спектрального класса возбуждающей звезды. Согласно [13], для звезды 05 $U = 88$. В табл. 5 представлены значения плотности, вычисленные по формуле (8) для четырех направлений, отмеченных стрелками на фиг. 2.

Таблица 5

Направление от звезды 9 Sgr	s_0 , пс	n_e , вычисленное по формуле (8)	n_e , вычисленное из абсолютной яркости в линии H_β
Север	7	45	40
Юг	5	73	60
Северо-восток	13	18	20
В направлении на ядро туманности (с противоположной стороны ядра по отношению к звезде 9 Sgr имеется темное включение (зона HII))	$\sim 1,3$	560	220

В последнем столбце приведены средние значения плотности n_e , вычисленные для этих направлений по данным табл. 3. Хорошее согласие между значениями n_e , найденными по абсолютной яркости в линии H_β и по величине радиуса зоны H II, образованной звездой 9 Sgr, подтверждает высказанное ранее мнение о том, что звезда HD 165052 (O7) не принимает почти никакого участия в ионизации и возбуждении туманности NGC 6523. Расхождение в последней строке табл. 5 может быть результатом того, что оптическая толщина ядра больше единицы, поэтому толщина излучающего слоя меньше принятых размеров, и n_e , найденное по абсолютной яркости в линии H_β , нужно увеличить. Это подтверждается тем, что лучевая скорость ядра на 12 км/сек меньше, чем скорость звезды 9 Sgr [19]. Последнее, если принять во внимание, что ядро туманности растекается с приблизительно такой же скоростью (~ 15 км/сек — скорость звука в области H II), говорит о том, что мы наблюдаем только обращенную к нам сторону, т. е. действительно $\tau > 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Туманность NGC 6523 замечательна своими структурными особенностями, связанными, по-видимому, с эволюцией туманности, и в особенности с движениями газа в ней [15]. Оболочки с массами, измеряемыми сотнями масс Солнца, и более тонкие образования и детали в виде длинных шнуров и светлых ободков на краях туманности могут быть результатом одного и того же механизма, а именно «сгребания» расширяющимся ионизованным горячим газом холодных масс межзвездного газа и дальнейшей ионизации этих масс. В тех направлениях, где плотность межзвездного газа больше, продвижение зоны H II будет медленнее, а если плотность «сгребенного» газа станет очень большой ($n_e \gtrsim 10^3 \text{ см}^{-3}$), оно может совсем прекратиться, так что на границе будет динамическое равновесие.

Исходя из гипотезы Спизера — Оорта [20], образование оболочек и оторвавшихся дуг можно грубо представить себе следующим образом. Образовавшиеся внутри плотного холодного газа горячие звезды образуют расширяющуюся зону H II. Это вызывает в окружающем газе ударную волну, сжимающую газ и приводящую его в движение. Степень сжатия может быть велика из-за того, что газ быстро охлаждается излучением [21]. Такие области сжатого газа видны в поглощении на картах Паломарского атласа в некоторых местах границы «Лагуны» как полосы, резко ограниченные с двух сторон. При расширении зоны H II оптическая толща внутренней части туманности падает, и плотный газ постепенно ионизируется, образуя яркие ободки [22]. Если ударная волна дойдет до очень разреженного межзвездного газа или ультрафиолетовое излучение звезд усилится, то ионизация будет происходить быстрее, чем насаивание новых масс газа, и весь барьер может оказаться ионизованным. Тогда граница зоны H II уйдет дальше и при определенных условиях может образоваться новый барьер, который затем тоже ионизируется и в виде уплотнения сильно вытянутой формы останется внутри зоны H II. Возможно, что образование оболочек связано с такого рода процессами. В пользу этого говорит тот факт, что особенно плотные части оболочек наблюдаются именно в тех направлениях, где имеется больше всего темной материи, непосредственно граничащей с туманностью. Тот факт, что массы позже образовавшихся внешних оболочек больше, чем массы внутренних, естественно объясняется в рамках изложенных представлений тем, что они больше по площади и сгребают больше межзвездного газа.

Таким образом, структура туманности NGC 6523 говорит в пользу гипотезы об образовании туманностей путем ионизации холодных масс межзвездного газа.

Отметим, что туманности типа «Лагуны», в которых сохранились кольца, уплотнения, плотные ядра и вообще сильная концентрация газа к центру, должны быть очень молодыми, ибо такие уплотнения растекаются со скоростью звука (около 15 км/сек). Их малый возраст подтверждается тем, что скопления, связанные с такими туманностями, относятся по их диаграмме светимости — спектр к самым молодым (большинство звезд еще не дошло до главной последовательности). В такие

скопления входит множество переменных типа Т Тельца и слабых звезд с эмиссией в H_{α} .

Я искренне благодарен Р. Е. Гершбергу, совместно с которым была выполнена часть этой работы, и С. Б. Пикельнеру за обсуждение некоторых вопросов.

20 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 215, 1959.
 2. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford. Ap. J. Suppl., № 14, 1955.
 3. M. F. Walker. Ap. J., 125, 636, 1957.
 4. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, С. И. Коркин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 166, 1959.
 5. M. J. Seaton. M. N., 115, 279, 1955.
 6. H. M. Johnson. Ap. J., 118, 370, 1953.
 7. A. Burgess. M. N., 118, 477, 1958.
 8. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 14, 1957.
 9. M. G. J. Minnaert. M. N., 117, 315, 1957.
 10. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1943, стр. 31.
 11. Н. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.
 12. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 64, 1954.
 13. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Астр. журн., 36, 902, 1959.
 14. H. L. Johnson. Ap. J., 126, 121, 1957.
 15. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. obs., 8, 80, 1952.
 16. L. H. Aller. Gaseous nebulae. London, 1956, p. 286.
 17. G. Westerhout. B. A. N., 14, № 488, 1958.
 18. A. G. Velghe. Ap. J., 125, 822, 1957.
 19. Г. А. Шайн. Астр. журн., 31, 305, 1954.
 20. J. H. Oort, L. Spitzer. Ap. J., 121, 6, 1955; J. H. Oort. Gas dynamics of cosmic clouds. Amsterdam, 1955, p. 147.
 21. С. А. Каплан. Астр. журн., 33, 646, 1956.
 22. S. Pottasch. B. A. N., 14, № 482, 1958.
-

О ТОНКОВОЛОКНИСТОЙ СТРУКТУРЕ И ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЕЙ*Р. Е. Гершберг*

Приводятся характеристики тонковолокнистых отражательных туманностей типа туманности в Плеядах. Обсуждается природа нерадиальной (относительно освещающих звезд) поляризации света этих объектов. Рассматриваются физические механизмы, которыми можно было бы попытаться объяснить образование таких вытянутых структур в облаках H I. По-видимому, в ходе развития отдельного облака такие волокна образоваться не могут, и наблюдаемая картина может быть результатом освещения яркими звездами тонковолокнистой структуры, присущей обширным областям H I.

ON THE FINE FILAMENTARY STRUCTURE AND POLARIZATION OF REFLECTION NEBULAE, by *R. E. Gershberg*.— The characteristics of fine filamentary reflection nebulae of the type of nebula in Pleiades are given. The nature of non-radial (relative to the illuminating stars) polarization of their emission is discussed. Physical mechanisms, which could possibly explain the formation of such elongated structures in H I clouds, are considered. Apparently such filaments cannot be formed in the course of development of a separate cloud and the observed phenomenon may be the result of illumination of fine filamentary structure, characteristic of extensive H I regions, by bright stars.

Одной из характерных особенностей галактических газовых туманностей являются различные волокнистые образования. Вытянутые и волокнистые структуры бывают самых разнообразных типов:

яркие ободки на границе светлых и темных туманностей (в NGC 7000, NGC 6523, NGC 6611, IC 434 и др.);

яркие волокна в Крабовидной туманности и других остатках Сверхновых;

«космический газовый поток» — туманность NGC 1499;

струйчатые газовые поля — в созвездии Лебедя;

система волокон в туманности NGC 2264;

темные туманности в Тельце и Змееносце;

тонковолокнистые образования в отражательных туманностях (в Плеядах, около ρ Ori и др.).

В настоящее время нет единой эволюционной теории газовых туманностей, которая могла бы объяснить все наблюдаемое разнообразие форм этих объектов. Г. А. Шайн [1] показал, что расширение газовых облаков за счет тепловых и турбулентных движений в магнитном поле может привести к образованию таких крупномасштабных вытянутых структур, как

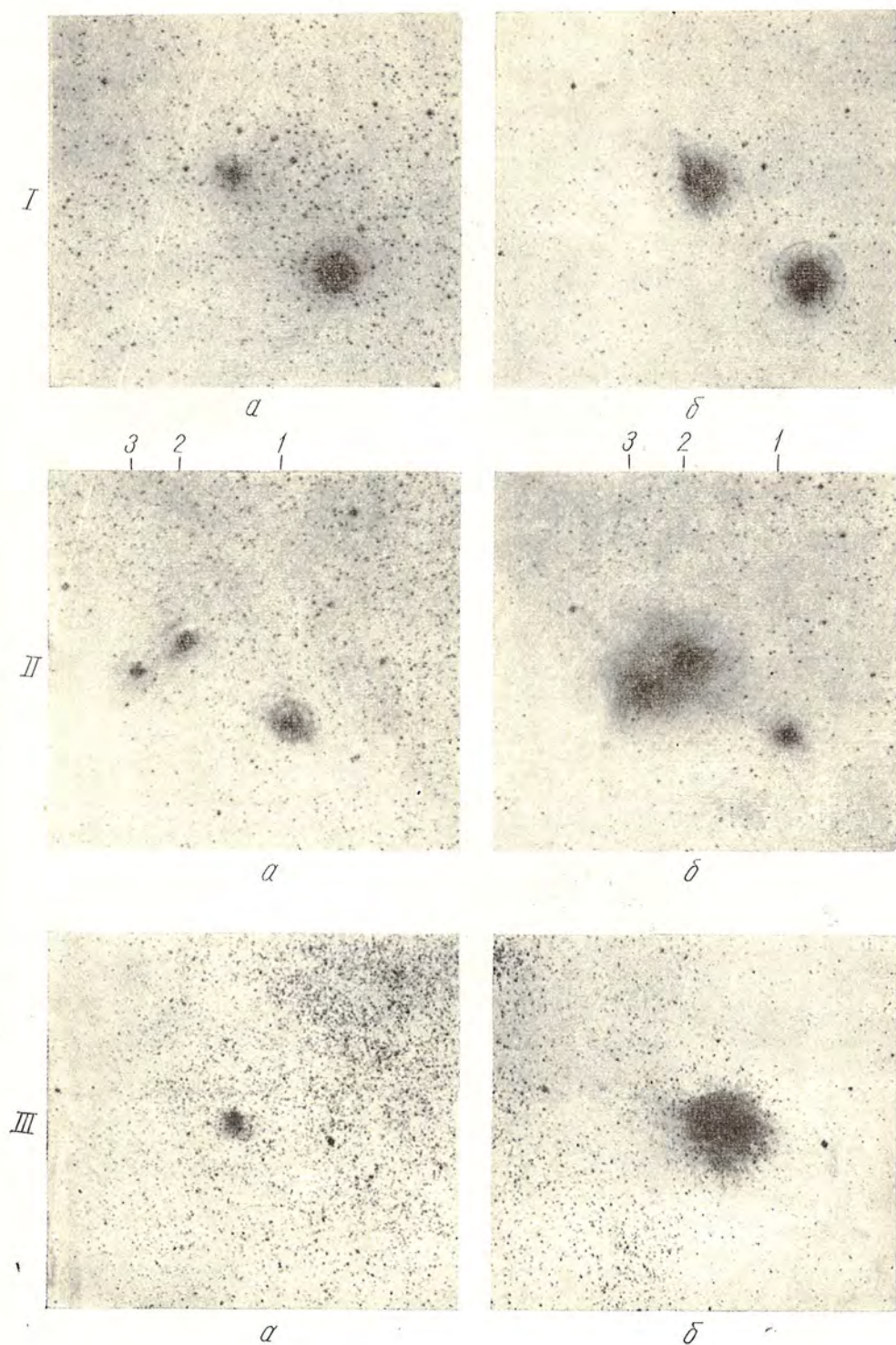
эмиссионная туманность NGC 1499 и темные туманности в Тельце и Змее-носце. Согласно расчетам С. Б. Пикельнера [2], волокнистые структуры типа туманностей NGC 6960—6992—5 могут возникнуть при ударном взаимодействии сброшенной оболочки Сверхновой с межзвездным газом. С. Потташ [3] показал, что яркие ободки на границе светлой и темной туманностей могут образоваться в результате продвижения ионизационного фронта в уплотненных областях межзвездного газа. Таким образом, три совершенно различных механизма могут приводить к возникновению структур, имеющих некоторое внешнее сходство. Это нужно иметь в виду при интерпретации конкретных форм диффузных туманностей.

1

Интересную группу галактических объектов составляют тонковолокнистые отражательные туманности типа туманности в Плеядах. В таблице приводятся данные [4—7] о некоторых таких туманностях, на фиг. 1 и 2 приведены репродукции с карт Паломарского атласа. Эти туманно-

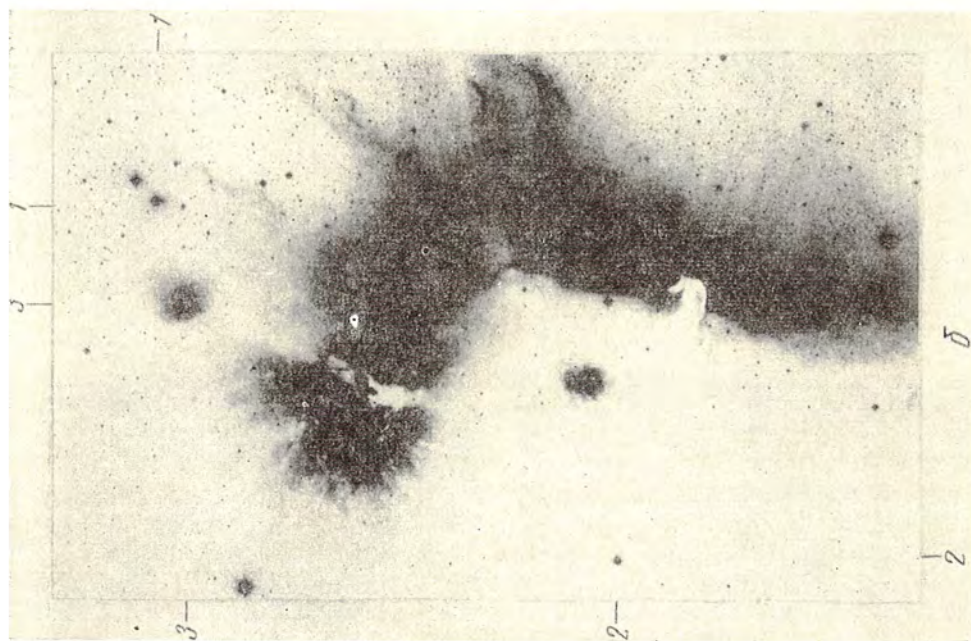
Туманность	α	δ	Возбуждающая звезда	Sp _*	Расстояние, пс
NGC 1435	3 ^h 40 ^m	23°28'	Merope	B6 IV	126
NGC 1432	3 40	24 04	Maia	B7 III	
Ced 34	4 21	22 46	HD 28149	B6 V	220
IC 431	5 35	— 1 30	37674	B5	
IC 435	5 38	— 2 21	38087	B3	
Ced 65	6 03	— 6 13	42002	B8	140
Ced 129 a	16 13	—19 59	146834	gG7	200
IC 4601 a	16 14	—19 48	147010	B9, A0	
IC 4601 b	16 15	—19 53	147103	B8, A0	
IC 1287	18 ^h 26 ^m	—10°52'	170740	B3	240

сти состоят из системы волокон, толщина которых иногда в десятки раз меньше их длины и составляет от нескольких сотых до нескольких тысячных долей парсека. Волокна приблизительно параллельны между собой и слегка изогнуты, причем вогнутостью обращены обычно к освещающей звезде. Туманности освещаются в основном поздними В-звездами и имеют указания на повышенную светимость этих звезд. Морфологическое сходство с такими туманностями имеют отражательные объекты около ρ Oph (IC 4603, IC 4604 и IC 4605) и безымянная туманность с координатами $\alpha=17^h14^m$, $\delta=+6^\circ11'$. Все эти туманности близки к Солнцу и находятся недалеко от плоскости Галактики. На снимках в синих лучах они гораздо контрастнее, чем в красном свете. Фотоэлектрические колориметрические наблюдения туманностей IC 4601a, IC 4601b и IC 1287 показывают [8], что они несколько синее, чем освещающие их звезды, причем по мере удаления от звезд избыток цвета возрастает, туманности приближаются по цвету к звездам.



Фиг. 1. Туманности: I — Ced 34; II. 1 — Ced 129a, 2 — IC 4601a, 3 — IC 4601b;
III — IC 1287

a — снимок в красных лучах; *б* — в синих лучах



Фиг. 2. Туманности: 1 — IC 431; 2 — IC 435; 3 — IC 432
а — снимки в синих лучах; б — в красных лучах

Таким образом, по положению в Галактике, по спектральным свойствам освещающих звезд и по своему цвету тонковолокнистые туманности не отличаются от других отражательных туманностей.

Особый интерес представляет ориентировка волокон относительно локального магнитного поля. Дж. Холл наблюдал поляризацию света звезд к югу от Меры в IC 1435 и нашел [9], что направление магнитного поля следует здесь за направлением волокон, изменяясь вместе с направлением волокон почти на 90° на расстоянии около 0,7 пс. В туманностях IC 1287 и Ced 34 им измерена поляризация света самих освещающих звезд; в обоих случаях направление локального магнитного поля совпадает с направлением волокон [9, 10]. Вместе с тем, вблизи туманностей направление крупномасштабного магнитного поля, по-видимому, заметно отличается от направления локального поля в туманностях.

В некоторых случаях нерадиальная (относительно освещающих звезд) поляризация света самой туманности может указывать на направление магнитного поля в ней. Действительно, если свет звезды поляризуется при прохождении анизотропно поглощающей среды, причем имеет место не истинное поглощение, а рассеяние, то сама среда будет светиться, и излучение ее будет поляризовано в плоскости, перпендикулярной к плоскости поляризации света звезды. Степень поляризации рассеянного излучения может быть значительно выше, чем степень поляризации света звезды, если оптическая толща поглощающей среды не слишком велика. Туманность IC 1287 как раз соответствует такой модели: излучения освещающей звезды и самой туманности поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях, причем первое поляризовано на 1,8%, а второе — на 18% [8]. В туманностях IC 4601a, b и Ced 129a плоскость преимущественных колебаний рассеянного излучения, как и в IC 1287, перпендикулярна к направлению волокон [8] (надо иметь в виду, что М. Т. Мартель дает на схемах направление магнитного вектора); это позволяет предполагать, что и в указанной группе туманностей волокна направлены вдоль локального магнитного поля.

Известно, что рассеивающая среда, состоящая из симметричных частиц (или асимметричных, но беспорядочно ориентированных частиц), излучает свет, радиально поляризованный относительно освещающего источника. Именно такая картина наблюдается в наиболее плотных отражательных туманностях, где магнитное поле, по-видимому, не играет существенной роли, например в туманностях NGC 7023 [8] и IC 4604 [11]. Если же плотность туманности сравнительно невелика, то магнитное поле ориентирует частицы. При этом могут измениться и поляризующие, и рассеивающие свойства среды. Рассеивается преимущественно свет, плоскость колебаний которого параллельна большой оси частицы; если частица ориентирована вдоль направления распространения падающего или рассеиваемого света, то коэффициент рассеяния уменьшается, в противном случае — увеличивается. Анизотропия коэффициента рассеяния может привести также к тому, что отражательная

туманность будет видна на большем расстоянии от освещающей звезды вдоль магнитного поля, чем поперек поля (предполагается механизм Дэвиса—Гринстейна для ориентации частиц), т. е. даст качественно ту же наблюдаемую картину, что и растекание туманности вдоль поля.

Наблюдения межзвездной поляризации света звезд показывают [12], что между степенью поляризации света звезды p и ее избытком цвета E имеет место соотношение

$$p \leq 0,108E. \quad (1)$$

Отсюда следует, что между коэффициентами поглощения света с плоскостью колебаний вдоль большой оси частицы $k_{\parallel}$ и поперек этой оси $k_{\perp}$ существует зависимость

$$\frac{k_{\parallel} - k_{\perp}}{\bar{k}} \leq 0,08, \quad (2)$$

где $\bar{k}$ — средний коэффициент поглощения. Это неравенство означает, что степень поляризации света, рассеянного межзвездными частицами на малые углы, не должна превышать 8%. Поляриметрические наблюдения обнаруживают [8] нерадиальную поляризацию света отражательных туманностей, существенно превосходящую этот предел. По-видимому, дело в том, что при многократном рассеянии на ориентированных частицах повторные отражения могут повысить степень поляризации света настолько, что она превзойдет указанный предел*.

Следует подчеркнуть, что нерадиальную поляризацию света объектов с непрерывным излучением вовсе не обязательно связывать с излучением релятивистских электронов или с другой эмиссией нетеплового характера. Поляриметрические наблюдения IC 432 [13] вполне могут быть объяснены рассеянием света на частицах, которые ориентированы магнитным полем, направленным вдоль ярких волокон этой туманности (см. фиг. 2). Измерения поляризации в туманности IC 410 также не доказывают нетепловой характер излучения S 129 и S 130: судя по схеме, приведенной в [14], здесь может иметь место и радиальная поляризация от ранних В-звезд, расположенных к западу от этих кометообразных туманностей, и общая межзвездная поляризация света звезд и туманностей из-за поглощения в расположенном впереди облаке; в площадке R (см. [14]), расположенной ближе других к ранним звездам и излучающей свет с плоскостью поляризации, перпендикулярной к плоскости поляризации света этих звезд, возможны такие же условия для рассеяния, как в туманности IC 1287.

2

Рассмотрим теперь физические процессы, которыми можно было бы попытаться объяснить образование тонковолокнистой структуры в облаках неионизованного водорода H I. Эти волокна можно рассматривать

* Примечание при корректуре. После сдачи статьи в печать автору стала известна работа А. Эльвиус (Arkiv. astron., 2, № 28, 1959), в которой развивается та же идея о поляризации света, рассеянного на ориентированных вытянутых частицах.

как уплотнения сплошной среды, так как при толщине волокна 10^{16} — 10^{17} см и средней плотности вещества 20 см^{-3} длина свободного пробега атомов в сотни раз меньше толщины волокна. Для пылевых частиц, однако, длина свободного пробега по порядку величины сравнима с толщиной волокна.

Эволюция холодного облака без воздействия внешних сил едва ли может привести к образованию тонких и длинных волокон. Гравитационный распад может наступить только при плотностях, существенно более высоких, чем те, которые имеются в облаках Н I, а если он и происходит, то в присутствии магнитного поля могут образоваться тела с соотношением осей

$$\frac{a}{b} = \frac{(U^2 + V^2)^{1/2}}{U}, \quad (3)$$

где U — скорость звука и V — скорость волны Альвена [15]. Это отношение в условиях облака Н I составляет величину, мало отличную от единицы. Нельзя предполагать также, что наблюдаемая тонковолокнистая структура могла образоваться под действием какого-либо механизма, вытягивающего ранее существовавшие уплотненные части облака Н I. Действительно, такие флуктуации плотности должны были бы иметь плотность вещества, в сотни раз превышающую плотность окружающей материи, чтобы дать длинные и сравнительно яркие волокна; никакие гидродинамические силы не смогут растянуть такие плотные образования. Что же касается влияния магнитного поля, то нет оснований предполагать, что такие флуктуации были лишены магнитного поля и поэтому вытянуты под действием внешнего однородного поля [16]; если же магнитное поле пронизывает все вещество, то растекание флуктуаций плотности может дать вытянутые образования с соотношением осей согласно (3), что не объясняет наблюдаемой картины.

Внешний вид тонковолокнистых туманностей напоминает бегущую волну. Оценим затухание волн, идущих через облако Н I. Звуковые волны затухают из-за гидродинамической вязкости и теплопроводности так, что коэффициент затухания

$$\kappa = \frac{\omega^2}{2U^3} \nu = \frac{2\pi^2\nu}{U\lambda^2}, \quad (4)$$

где $\nu = \frac{1}{3}lU$ — коэффициент гидродинамической вязкости, l — длина свободного пробега, λ — длина волны (равная толщине волокна). Пусть затухания r , в числе длин волн, равен

$$\frac{r}{\lambda} = \frac{1}{\kappa\lambda} = \frac{U\lambda}{2\pi^2\nu}. \quad (5)$$

В облаках Н I для интересующего нас интервала λ величина $\frac{r}{\lambda}$ составляет 30—300, так что звуковые волны довольно слабо затухают и при наличии множества отдельных возмущений могли бы создать волокнистую структуру. В такой бегущей волне между областями сжатия и разрежения будет перепад плотности в 4—5 раз, во столько же

раз эти области будут отличаться по яркости. Если при сжатии произойдет дополнительное образование отражающих частиц (классических пылинок, или молекулярных радикалов Плятта [17], или конденсаций Красовского [48] — все равно), то яркость сжатых областей возрастет еще больше; правда, такая «молизация» ускорит затухание, но вместе с тем будет способствовать сохранению однажды образовавшейся волокнистой структуры. Граница между облаком Н I и ионизованной межоблачной средой, если эта граница неподвижна, хорошо отражает звуковые волны; отраженная волна может повысить перепад плотности и, следовательно, яркость областей сжатия. Давления в облаке Н I и в межоблачных зонах Н II, по-видимому, величины одного порядка, так что предположение о стационарности границы между этими зонами кажется правдоподобным.

Учет магнитного поля существенно меняет картину распространения волн малой амплитуды в межзвездных облаках. В этом случае звуковые волны могут распространяться только вдоль поля, а в остальных направлениях распространяются магнитогидродинамические волны. Из множества различных магнитогидродинамических волн [19, 20] нас могут интересовать только магнитозвуковые волны, так как другие движения либо очень быстро затухают (вязкие волны), либо не сопровождаются изменением плотности вещества (волны Альвена). Ограничимся магнитозвуковой волной, поперечной к магнитному полю. Она распространяется со скоростью $v = (U^2 + V^2)^{1/2}$ и диссипация ее энергии за счет гидродинамической вязкости характеризуется коэффициентом затухания

$$\kappa_{\text{гидр}} = \frac{\omega^2}{2v^3} \nu, \quad (6)$$

как и в случае звуковых волн. Однако для магнитогидродинамических движений более существенным может оказаться другой диссипативный механизм — джоулевы потери за счет трения плазмы о нейтральный газ. Коэффициент затухания из-за электромагнитных потерь

$$\kappa_{\text{маг}} = \frac{\omega^2}{2v^3} \nu_m, \quad (7)$$

где $\nu_m = \frac{1}{4\pi\sigma_3}$ — магнитная [вязкость, σ_3 — эффективная проводимость частично ионизованного газа, которая подсчитывается согласно [21]. Из (4) и (5) видно, что соотношение между ν и ν_m определяет, какая вязкость — гидродинамическая или магнитная — играет основную роль в диссипации энергии магнитогидродинамического движения. Примем в облаке Н I

$$n_0 = 20 \text{ см}^{-3}, \quad n_i = n_e = 2 \cdot 10^{-4} n_0, \quad T_e = 100^\circ \text{ К и } H = 10^{-5}. \quad (8)$$

Тогда

$$\frac{\nu}{\nu_m} = 10^{-4}. \quad (9)$$

Так как $\frac{\nu}{\nu_m} \sim \frac{\mu_i T_e}{H^2}$ и не зависит от n_0 , то уточнение физических условий (8) едва ли сможет изменить тот качественный результат, что в облаках H I магнитная вязкость является преобладающей. Поэтому

$$\frac{r}{\lambda} = \frac{\nu \lambda}{2\pi^2 \nu_m} \ll 1. \quad (10)$$

Это означает, что магнитозвуковые возмущения затухают на расстоянии, меньшем одной длины волны, и образовать периодические структуры в облаках H I они не могут. Следовательно, каково бы ни было направление начального малого возмущения, в облаке H I оно будет распространяться в виде звуковых волн вдоль локального магнитного поля, и малые возмущения не могут привести к образованию волокон, вытянутых вдоль поля.

Столкновения отдельных облаков H I между собой происходят при больших относительных скоростях, поэтому здесь возникают ударные волны, затухание которых в меньшей степени зависит от магнитного поля. Однако облака движутся хаотически, так что упорядоченная система волокон не может быть результатом таких столкновений.

Механизм образования волокон в межзвездной среде закручиванием магнитных силовых линий, предложенный в [22], для облаков H I не годится из-за очень больших джоулевых потерь.

Следует подчеркнуть, что трудность объяснения тонких волокон заключается именно в отсутствии механизма, который мог бы привести к образованию сильно вытянутых вдоль поля структур, а не в отсутствии источников энергии для такого процесса. Если считать, что отдельное волокно представляет собой сжатие вещества, соответствующее слабому возмущению, то его энергия по порядку величины составит

$$E \approx \rho_0 U^2 \Omega \approx 10^{40} \text{ эрг} \quad (11)$$

(Ω — объем волокна). Согласно оценке Су Шу Хуанга [23], потери энергии ранних звезд на корпускулярное излучение достигают $8 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек.}$ Далее, звезда, соответствующая теоретической модели А. Б. Андерхилла B2,5 V [24], излучает в лаймановском континууме такой поток энергии, что фотоэлектроны, освобождающиеся при ионизации окружающего звездного водорода, получают $\sim 10^{34} \text{ эрг/сек.}$ Небольшой флуктуации этих потоков энергии было бы достаточно для образования системы волокон за сравнительно короткий срок.

Создается впечатление, что дело не в эволюции отдельного облака H I, а в том, что в обширных областях H I вещество образует тонковолокнистые структуры, вытянутые вдоль магнитного поля, и нам видны отдельные участки этих областей, освещенные яркими звездами.

Выражаю искреннюю благодарность С. Б. Пикельнеру за ценные советы и полезное обсуждение вопросов, рассмотренных в работе.

15 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн. Астр. журн., **32**, 110, 381, 489, 1955; **33**, 210, 1956.
 2. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 93, 1954.
 3. S. Pottasch. B. A. N., **14**, № 482, 1958.
 4. S. Cederblad. Medd. Lunds Astr. Obs., Ser. II, № 119, 1946.
 5. R. E. Wilson. General catalogue of stellar radial velocities. Washington, 1953.
 6. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., **117**, 313, 1953.
 7. H. L. Johnson. Ap. J., **126**, 121, 1957.
 8. M. T. Martel. Suppl. ann. d'aph., fasc. № 7, 1958.
 9. J. S. Hall. Les particules solides dans les astres. Louvain, 1955, p. 543.
 10. J. S. Hall, A. H. Mikesell. Publ. U. S. Naval Obs., ser. II, **17**, part 1, 1950.
 11. O. Struve, C. T. Elvey and F. E. Roach. Ap. J., **84**, 219, 1936.
 12. A. A. Ноаг. A. J., **58**, 42, 1953.
 13. Э. Е. Хачикян. Нестационарные звезды. Ереван, 1957, стр. 79.
 14. В. А. Домбровский. Вестник ЛГУ, № 13, вып. 3, 11, 1958.
 15. А. Б. Северный. Труды второго совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1953, стр. 363.
 16. S. P. Talwar. Zs. f. Ap., **42**, 42, 1957.
 17. J. R. Platt. Ap. J., **123**, 486, 1956.
 18. В. И. Красовский. Астр. журн., **35**, 825, 1958.
 19. J. H. Piddington. M. N., **115**, 671, 1955.
 20. С. И. Сыроватский. У. Ф. Н., **62**, 243, 1957.
 21. T. G. Cowling. M. N., **116**, 114, 1956.
 22. С. Б. Пикельнер, Р. Е. Гершберг. Астр. журн., **36**, 785, 1959.
 23. S. S. Huang. P. A. S. P., **70**, 473, 1958.
 24. A. B. Underhill. Publ. Dom. obs., **10**, № 19, 357, 1957.
-

ЭМИССИОННЫЕ ТУМАННОСТИ В ОБЛАСТИ γ ЛЕБЕДЯ

Р. Н. Иханов

Для туманностей в области γ Лебедя определяются меры эмиссии. Большинство горячих звезд концентрируется на расстоянии около 1500 *пс*. Приводится верхний предел радиуса зоны ионизации водорода. Исходя из последнего и из меры эмиссии, проводится отождествление возбуждающих звезд количественным методом. Результаты показывают, что примерно для половины туманностей нельзя указать, вблизи них, возбуждающие звезды. По-видимому, за их свечение могут быть ответственны только большие группы горячих звезд. Если бы туманности были разбросаны вдоль луча зрения, вдоль рукава, то потребовалось бы громадное количество звезд для их ионизации. Делается вывод, что большинство туманностей образуют один физический комплекс. На это указывают также форма и взаимное расположение туманностей. Расчет, проведенный для модели, в которой все яркие туманности заключены в сфере радиуса *R* (см. табл. 6) с центром около Cyg VI, а остальные туманности располагаются вокруг, показывает, что трудности с возбуждением более ярких туманностей отпадают, а для слабых периферийных туманностей — уменьшаются. Расстояние до комплекса туманностей равно, по-видимому, 1000—1500 *пс*. Масса комплекса порядка $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Общее количество горячих звезд несколько меньше, чем нужно для ионизации комплекса, но весьма вероятно, что не все горячие звезды в окрестностях Cyg VI известны. Вычислены также плотности и массы отдельных туманностей.

EMISSION NEBULAE IN THE REGION OF γ CYGNI, by R. N. Ihsanov.—The emission measures of nebulae in the region of γ Cygni were determined. Most of the hot stars are concentrated at a distance of about 1500 ps. The upper limit of the radius of the hydrogen ionization zone is given. The latter and the emission measures were used for identifying the exciting stars by the quantitative method. The results show that for about half of the considered nebulae no exciting stars can be indicated near them. Apparently their emission can be due only to large groups of hot stars. If the nebulae were distributed along the line of sight, along the arm, an enormous number of stars would be necessary for their ionization. A conclusion is made that the majority of the nebulae form one physical complex. The shape and the mutual position of the nebulae also indicate this. A calculation made for a model in which all the bright nebulae are in a sphere with a center at Cyg VI and the rest of the nebulae around it, shows that the difficulties met with when explaining the excitation of the brighter nebulae are eliminated and lessened for weak peripheral nebulae. The distance to the complex of nebulae is apparently 1000—1500 ps. The mass of the complex is of the order of $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$. The total number of hot stars is somewhat less than that necessary for the ionization of the complex but it is very probable that not all the hot stars in the vicinity of Cyg VI are known.

В связи с проблемой возникновения и эволюции звезд, в последние годы большое внимание уделяется вопросу взаимосвязи звезд и туманностей. Для решения его необходимо знание расстояний до звезд и туманностей, плотности и массы последних, а также выяснение вопроса о характере связи — генетической или случайной — между конкретными туманностями и звездами. Примечательной в этом смысле является область вокруг γ Лебеда. Она очень богата светлой и темной материей, что затрудняет возможность разобраться в действительной картине. Луч зрения в этом направлении проходит значительный путь вдоль спиральной ветви, так что указанные светлые и темные облака могут быть или результатом случайного проектирования, или составляют один комплекс. В частности, по этой причине трудно найти возбуждающую звезду для многих туманностей. Так, в общем списке Крымской астрофизической обсерватории [1] только для пяти туманностей этой области указывается звезда, которая может быть ответственной за свечение.

В работе делается попытка, на основе измерений интенсивности туманностей в лучах H_α , выяснить некоторые из указанных выше вопросов.

§ 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Для работы использованы фотографии в лучах H_α , снятые на светосильной камере 640 мм ($F : 1,4$). Часть материала была получена автором в течение осени 1958 г., кроме того, были использованы снимки 1951—1952 гг. Методика наблюдений этих двух рядов несколько различна. Более ранние наблюдения проводились на фотопластинках 103aE в комбинации с красным фильтром KC5, снимки калибровались при помощи трубчатого фотометра, шкалки впечатывались на куске той же пластинки, на которой снимались туманности. Последние привязывались к внефокальным изображениям звезд NPS. В более поздних наблюдениях применялась комбинация пластинок 0aE с фильтром KC7. Шкалки также впечатаны при помощи трубчатого фотометра. Снимки туманностей стандартизировались по внефокальным изображениям звезд, которые получались одновременно на камере Кинон ($F : 1,5$), установленной на той же монтировке. Подробно этот метод описан в [2].

К недостаткам стандартизации в первом методе можно отнести неодновременность фотографирования туманностей и стандартных звезд и малочисленность последних в области NPS. Во втором методе снимки получаются одновременно, но камера Кинон имеет очень мелкий масштаб, так что даже в области, сравнительно бедной звездами, внефокальные изображения перекрываются, что существенно затрудняет их фотометрию. К недостаткам последней методики следует также отнести ограничение экспозиции, которое ставится фоном неба на снимках, полученных с камерой Кинон.

Измерения туманностей проводились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса (шнельфотометре). Применялась диафрагма с диаметром

3 мм, что соответствует 0',6 на небе. Измерения некоторых туманностей проводились на разных пластинках точно в одних и тех же точках, а для других туманностей это условие выполнялось приблизительно. Внефокальные изображения звезд измерялись с той же диафрагмой. В каждой туманности промерялось по десять или более точек, в зависимости от ее размеров и структуры. При этом выбирались места со средней и максимальной фотографической плотностью. Затруднения возникают при исключении фона неба, так как во всей области наблюдается, помимо туманностей, сплошное свечение в H_α . Чтобы исключить его, на пластинках выбирались места с минимальной плотностью. Обработка измерений проводилась в интенсивностях относительно химической вуали пластинки. Окончательные результаты были получены в виде разности: «Интенсивность туманности минус интенсивность фона». Аналогичные величины определялись и для внефокальных изображений звезд.

Данные об измеренных туманностях приводятся в табл. 1. В первом столбце даны названия туманностей, взятые из сводного каталога Крымской обсерватории [1] и из более ранних списков. В последующих двух столбцах даются экваториальные координаты. В четвертом приводятся видимые угловые размеры туманностей; в пятом — угловые размеры той части, в которой проводились измерения. Значение следующих столбцов будет объяснено в дальнейшем.

Полученные описанным выше способом относительные интенсивности туманностей надо перевести в абсолютные единицы. Для снимков туманностей, стандартизация которых проводилась по внефокальным изображениям звезд, полученных камерой Кинон, перевод в абсолютные единицы проводился по формуле (2) работы [2]:

$$I_{\lambda\varphi\lambda} = \frac{f^2}{d} I_T \frac{1}{n} \sum \frac{\Pi}{I_{\text{кин}}^*} \left(\frac{I_{\text{кин}}^*}{I^*} \right),$$

где φ_λ — пропускание комбинации инструмента, пластинки и фильтра для данной линии по отношению к максимальному; f — фокусное расстояние камеры; d — площадь внефокального изображения звезды; I_T — измеренная относительная интенсивность туманности; Π — поток от данной звезды, рассчитанный для полосы пропускания; I^* — относительная интенсивность внефокального изображения звезды, полученного с 640-мм камерой, $I_{\text{кин}}^*$ — с камерой «Кинон». Суммирование производится по всем n звездам, для того чтобы получить средний коэффициент перехода в абсолютные единицы.

Если внефокальные изображения звезд получены непосредственно на камере 640 мм, формула несколько упрощается:

$$I_{\lambda\varphi\lambda} = \frac{f^2}{d} I_T \frac{1}{n} \sum \frac{\Pi}{I^*}.$$

Таблица 1

Туман- ность	α (1900)	δ (1900)	Размер макс.	Размер измер. части	$ME_{\text{ср}}^*$	$ME_{\text{макс}}$	Возбужд. звезда**	N_H	$M_H/M_{\odot}$
S 48	20 ^h 0 ^m 0	+43°30'	3°	3°	—	700	—	21	63
S 49	20 0,8	+40 35	52'×3'	52'×3'	1000	1400	—	13	65,5
McD11	5,3	+39 30	60×20	60×20	1350	1600	—	12	290
S 53	6,5	+38 40	56×32	56×32	1350	1900	—	10	480
S 52	6,5	+40 26	20×28	20×28	1200	1350	—	13	105
S 54	8,0	+41 40	24×24	24×24	840	1170	+	11	93
S 52a	8,8	+40 43	48×40	16×20	1900	2700	—	40	2050
{ McD10	10,0	39 42	16×12	16×6	1350	2800	+	60	95
{ Mi II 11	10,0	39 42	32×24	20×16	1170	3700	+	40	500
S 240	10,6	+42 28	16×1	16×1	630	710	—	13	16
S 55	12,0	38 35	44×16	44×16	1170	1600	+	40	450
S 57	12,8	+43 27	24×12	24×12	—	4200	—	—	—
S 58	13,3	+40 3	40×28	40×28	1250	1400	+	37	825
IC 1318a	13,6	+41 38	60×24	36×8	3350	5000	—	56	1870
S 60	16,0	40 21	—	—	—	3200	+	—	—
S 61	16,0	+38 55	32×10	28×8	2800	4500	+	75	260
S 213	17,0	41 02	14×4	14×4	—	1400	—	84	200
S 62	18,2	39 29	72×10	12×4	—	3000	+	63	740
S 64	19,6	40 29	20×8	16×2	2400	3300	+	84	1000
S 66?***	20,6	+41 04	4×6	4×6	—	3000	+	150	100
S 68	22,6	39 42	8×10	8×4	2200	2700	+	94	400
IC 1318b	22,2	+39 59	100×30	16×10	4800	6400	+	56	5800
S 67	21,5	+43 00	160×120	160×120	—	4200	—	33	5300
S 71	24,7	+42 24	40×36	40×36	840	1600	+	28	93
IC 1818c	25,2	+39 29	60×26	12×12	5500	7900	+	69	2900
S 73	27,7	+43 49	52×12	52×12	1200	1500	+	42	400
BD+45°321	30,5	+45 19	12×8	12×8	2800	3900	—	100	55
S 215	31,5	+46 35	44×16	44×16	500	590	—	26	290

* Меры эмиссии вычислены при температуре $T_e = 10^4$ °K.

Для перехода к $T_e = 8 \cdot 10^3$ °K надо умножить на 0,75.

** Знаки «+» и «—» означают, есть возбуждающие звезды или нет, соответственно.

*** Небольшая туманность к северу от IC 1318b.

Таблица 2

Звезда	Sp	$\Pi \cdot 10^9$	Звезда	Sp	$\Pi \cdot 10^9$
10 Lac	O9 V	2,4	β Cas	F2 IV	3,2
ϵ Ori	B0 Ia	2,3	π^3 Ori	F6 V	3,6
α Vir	B1 V	2,1	31 Com	G0 III	4,1
η UMa	B3 V	2,2	16 Cyg A	G2,5 V	4,0
α Lyr	A0 V	2,6	51 Peg	G4	4,3
σ Boo	F2 V	3,8	16 Cyg B	G5 V	4,0

Для определения потока Π от звезды для фильтра КС5 использовались неопубликованные данные Кода о распределении энергии в спектре некоторых звезд. Значения Π даются в табл. 2 для звездной величины $V = 6^m00$.

Для комбинации пластинки 0aE с фильтром КС7 эти величины взяты из [2]. Так как значения величин Π меняются довольно плавно, то для других спектральных классов они были получены интерполированием. Звезды, указанные в табл. 2, можно считать практически неотягощенными межзвездным покраснением. Звезды же, которые использовались для стандартизации, имели различное покраснение. Поэтому для них величины Π были исправлены за относительное покраснение, в предположении, что межзвездное поглощение меняется по закону λ^{-1} . Для перевода данных каждой пластинки в абсолютные интенсивности использовалось от 10 до 15 звезд. Средняя ошибка определения интенсивности для одной точки по нескольким пластинкам равна $\pm 10\%$.

Полученные таким образом интенсивности для отдельных точек туманности в абсолютных единицах затем усреднялись. Следует подчеркнуть, что эти средние интенсивности относятся только к более яркой части туманности. Другой физической характеристикой туманности является максимальная интенсивность, т. е. интенсивность в наиболее яркой точке. Чтобы не загромождать табл. 1, указанные величины даются уже пересчитанными в меру эмиссии.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕРЫ ЭМИССИИ ТУМАННОСТИ

Согласно Мензелу [3], число атомов, находящихся на уровне n в 1 см^3 туманности, равно

$$N_n = b_n N_i N_l \frac{h^3}{(2\pi k T_e)^{3/2}} n^2 e^{X_n}, \quad (1)$$

где $X_n = \frac{hRZ^2}{n^2 k T_e} = \frac{1,57 \cdot 10^5}{n^2 T_e}$, b_n характеризует отклонение от термодинамического равновесия, остальные обозначения обычные. Единица объема туманности излучает при переходе с уровня n на n' количество энергии

$$E_{nn'} = N_n A_{nn'} h \nu_{nn'}. \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2), имеем, написав для $A_{nn'}$ его значение,

$$E_{nn'} = N_i N_l \frac{k Z^4}{T_e^{3/2}} b_n \frac{g}{n'^3} \frac{2hRZ^2}{n^3} e^{X_n}. \quad (3)$$

Для H_α имеем $n = 3$, $n' = 2$, тогда

$$E_{H_\alpha} = 48,5 \cdot 10^{-20} \frac{N_e N_i}{T_e^{3/2}} b_3 e^{X_3}.$$

Следовательно, интенсивность излучения туманности в линии H_α (полагая $N_i = N_e$) будет

$$I_{H_\alpha} = \frac{1}{4\pi} 48,5 \cdot 10^{-20} \frac{b_3 e^{X_3}}{T_e^{3/2}} \int N_e^2 dl, \quad (4)$$

т. е. интенсивность излучения туманности пропорциональна мере эмиссии

$$ME = \int N_e^2 dl = \overline{N_e^2} l. \quad (5)$$

Учитывая, что l выражается в парсеках, имеем

$$ME = 8,4 \frac{T_e^{3/2}}{b_3 e^x} I_{H\alpha}. \quad (5a)$$

Таким образом, для определения меры эмиссии необходимо знание электронной температуры туманности и интенсивности излучения в какой-либо линии серии Бальмера, например, H_α .

В наблюдаемые интенсивности туманностей, кроме линии H_α , входит излучение в запрещенных линиях [N II] (λ 6548 и λ 6584), [S II] (λ 6717 и λ 6731), а также непрерывный спектр. Наблюдения Х. М. Джонсона [4] дают для интенсивности [N II] и [S II] в среднем 0,45 $I_{H\alpha}$ и 0,28 $I_{H\alpha}$ соответственно. Полагая, что в диффузных туманностях, рассматриваемых здесь, непрерывный спектр образуется двухквантовыми переходами и Пашеновским континуумом, согласно [5—7] может быть найдено, что излучение континуума составит примерно 0,07 $I_{H\alpha}$. На основе этих средних величин можно из данных наблюдений определить интенсивность туманности в линии H_α в абсолютных единицах.

Электронную температуру примем равной $T_e = 10\,000$ °K. Значения меры эмиссии, полученные таким образом, приводятся в табл. 4. В шестом столбце даются средние их значения для областей, указанных в пятом столбце. В седьмом столбце приведены максимальные эмиссии для данной туманности. Эти меры эмиссии не исправлены за межзвездное поглощение.

Прежде чем перейти к рассмотрению взаимного расположения звезд и туманностей, необходимо рассмотреть вопрос о пространственном распределении горячих звезд в исследуемом направлении.

§ 3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

В рассматриваемой области неба наблюдается большое число горячих звезд. Согласно И. М. Копылову [8], их можно объединить в четыре группировки, а именно: Cyg II, Cyg III, Cyg V, Cyg VI. Примерно такой же результат получил М. Шмидт [9]. Для выявления пространственного распределения горячих звезд в этих группировках были построены графики, на которых представлено число звезд в зависимости от расстояния. При этом использовались списки звезд O-B2, приведенные в [10—13], абсолютные величины приняты по данным И. М. Копылова [14]. Из этих графиков можно видеть, что звезды растягиваются вдоль луча зрения примерно от 1000 pc до 3000 pc . Несмотря на значительную неопределенность, в каждой группе можно выделить сгущения звезд. Так, в Cyg II такие сгущения можно отметить на расстоянии 1100, 1700 и 2500 pc ; в Cyg III — на расстоянии 1100 и 2300 pc ; в Cyg V — 1000, 1700 и

2700 *пс*. Расстояние до Cyg VI принято равным 1500 *пс*. Таким образом, горячие звезды в первом приближении можно представить расположенными по лучу зрения с некоторой концентрацией около трех расстояний: 1000, 1600 и 2500 *пс*.

Распределение по спектральным классам для каждого сгущения приведено в табл. 3. Для неклассифицированных звезд Cyg VI, данных в списке [13], был принят средний спектральный класс O9,5. В последних трех колонках даются суммарные значения чисел звезд для сгущений, находящихся во всех группировках на одинаковом расстоянии *R*, кроме дальнего сгущения в Cyg III. Из таблицы видно, что в Cyg III отсутствует заметное сгущение на расстоянии 1600 *пс*, в то время как в направлении Cyg VI, напротив, сгущение существует только примерно на этом расстоянии. Наибольшее количество горячих звезд группируется на расстоянии около 1500 *пс*. Меньше всего их в ближайшем сгущении и совершенно нет ближе 800 *пс*.

Таблица 3

R, пс Sp	Cyg II			Cyg III		Cyg V			Cyg VI	Сумма		
	1100	1700	2500	1100	2300	1000	1700	2600	1500	1000	1600	2500
O5	0	0	2	0	1:	0	1	0	1	0	2	2
O6	0	0	1	0	0	0	1	0	4	0	5	1
O7	1	0	3	0	0	0	4	0	1	1	5	3
O8	1	3	0	0	2	0	1	1	3	1	7	1
O9	0	2	1	0	2	0	0	2	3	0	5	3
O9,5	1	2	1	0	3	0	0	0	17	1	19	1
B0	0	9	4	2	7	0	2	3	0	2	11	7
B0,5	0	3	5	2	4	0	1	1	0	2	4	6
B1	2	1	5	1	3	1	0	0	1	4	2	5
B2	0	3	3	3	6	2	2	0	0	5	5	3
Всего	5	23	25	8	28	3	12	7	30	16	65	32

Естественно предположить, что большинство светлых туманностей, наблюдаемых в данном направлении, возбуждается излучением звезд, входящих в указанные сгущения, т. е. что эти туманности группируются около сгущений.

§ 4. ЗОНА ИОНИЗАЦИИ

Стремгрен показал [15, 16], что если горячая звезда погружена в однородное облако, водород вокруг нее ионизован до некоторого расстояния *s*, где происходит резкий переход из состояния Н II в Н I.

Радиус зоны Н II для однородного облака дается выражением

$$\lg s = -0,47 + \frac{1}{6} \lg \frac{T_e}{T_*} - 3,75 \frac{5040}{T_*} + \\ + \frac{1}{2} \lg T_* - 0,13 M_v - \frac{2}{3} \lg N = \lg a - \frac{2}{3} \lg N, \tag{6}$$

где T_* , M_v — температура и абсолютная визуальная величина звезды; T_e — электронная температура туманности.

Для определения температуры звезды воспользуемся теоретическими вычислениями Андерхилл [17] и Пекер [18]. При этом надо учесть, что нас интересует излучение звезды за лаймановским пределом ($\lambda < 912 \text{ \AA}$). Атмосфера звезд O5 полностью ионизована и сравнительно прозрачна для ультрафиолетовых квантов. В этом случае температура излучения должна быть близка к эффективной температуре. При переходе к более поздним звездам оптическая толща атмосферы звезды быстро растет и в конце концов температура излучения за лаймановским пределом будет определяться поверхностной температурой. Так как расчеты проводились только до звезд O5, O9,5 и B1, то для остальных температуру приходится определять методом интерполяции, принимая во внимание сказанное выше. Определенные таким образом температуры приведены в табл. 4.

Таблица 4

Sp	T_*	M_v	$S = aN^{-2/3}$			
			$N = 1$	$N = 5$	$N = 10$	$N = 50$
O5	44600°	—6 ^m 3	100	34	22	7,4
O6	39000	—6,1	82	28	18	6
O7	35000	—5,8	63	21,5	14	4,6
O8	31000	—5,5	48	16,4	10,6	3,5
O9	28000	—5,0	34	11,6	7,5	2,5
O9,5	25000	—4,9	26,5	9	5,8	2
B0	23000	—4,5	19,4	6,6	4,3	1,4
B0,5	20000	—4,1	12,3	4	2,7	0,9
B1	18000	—3,7	8,4	3	1,8	0,6
B2	15000	—3,0	4	1,4	0,9	0,3

Абсолютные величины M_v были взяты по данным И. М. Копылова [14]. Полагая $T_e = 10000 \text{ }^\circ\text{K}$ и учитывая рекомбинации на возбужденные уровни [19], были вычислены по формуле (6) зоны ионизации водорода для различных спектральных классов, приведенные в табл. 4. Более точно радиус зоны ионизации определяется, если пользоваться не температурой, а числом квантов, излученных данной звездой за Лаймановским пределом, так как распределение интенсивности там сильно отклоняется от равновесного. Но, к сожалению, радиусы звезд, особенно O5—O8, известны столь неуверенно, что это вносит большую неопределенность. Неточность в определении радиуса связана как с наблюдательными трудностями, так, по-видимому, и с значительным естественным разбросом. Можно сказать, что действительные радиусы зон ионизации водорода должны быть не больше приведенных в табл. 4, т. е. данные этой таблицы, по-видимому, представляют возможный верхний предел значения s .

§ 5. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ЗВЕЗД

Легко указать возбуждающую звезду, когда она находится в центре туманности. Но такие случаи очень редки, — чаще звезды находятся на краю туманности. Еще труднее отождествить возбуждающую звезду, когда она находится вне туманности. В этой работе делается попытка определения возбуждающих звезд количественными методами, на основе знания меры эмиссии туманностей.

Пусть возбуждающая звезда находится вне облака на расстоянии r , которое сравнимо с размерами облака. Если между облаками и возбуждающей звездой плотность настолько мала, что поглощением ионизирующей радиации на этом пути можно пренебречь, то расстояние, на которое проникает в облако ионизирующая радиация, будет, согласно [16],

$$S = \frac{1}{3} \frac{s^3}{r^2}. \quad (7)$$

Если водородное облако имеет плотность N , формула (7) может быть записана в виде

$$\frac{a^3}{3} = N^2 S r^2 = M E r^2.$$

Величина a зависит только от спектрального класса. Следовательно, зная меру эмиссии, можно определить, на каком расстоянии звезда данного класса еще может быть возбуждающей.

В табл. 5 приводятся величины $ME \cdot r^2$ для различных спектральных классов и выраженные в парсеках максимальные расстояния ионизирующей звезды при различных мерах эмиссии облака. Если число освещающих звезд равно n , то r увеличивается в $\sqrt{n}$ раз. Если же звезда находится внутри облака, мера эмиссии его, как легко видеть, равна

$$ME = 2sN^2 = 2aN^{\frac{4}{3}}$$

в предположении, что облако достаточно велико.

Таблица 5

Sp	$S \cdot N^2 \cdot r^2$	Для ME							
		500	1000	1500	2000	2500	3000	5000	10 000
O5	$3,3 \cdot 10^5$	25,8	18,2	14,9	12,9	11,6	10,5	8,2	5,7
O6	$8,4 \cdot 10^4$	13	9,2	7,5	6,5	5,8	5,3	4,1	2,9
O7	$3,7 \cdot 10^4$	8,6	6,1	5,0	4,3	3,8	3,5	2,7	1,9
O8	$1,3 \cdot 10^4$	5,1	3,6	3,0	2,6	2,3	2,1	1,6	1,1
O9	$0,9 \cdot 10^4$	4,3	3,0	2,5	2,1	1,9	1,7	1,4	1,0
O9,5	$2,4 \cdot 10^3$	2,2	1,55	1,3	1,1	1,0	0,9	0,7	0,5
B0	$0,9 \cdot 10^3$	1,4	0,96	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3

Сказанное выше применим к туманностям исследуемой области. В зависимости от того, имеется ли внутри туманности горячая звезда или нет, применялся тот или иной метод. Естественно, что для определения возможности ионизации следует использовать максимальные значения

меры эмиссии данной туманности. Важно, что для первого приближения не нужно исправлять эту меру эмиссии за поглощение, так как это только уменьшило бы радиус сферы, внутри которой должна находиться возбуждающая звезда. В том же случае, когда нужно выбирать между несколькими звездами, учет поглощения существен.

Чтобы перейти к непосредственным определениям, необходимо знать расстояние до туманностей и звезд. Если действительное расстояние больше принятого, то допустимое угловое расстояние звезды от туманности будет соответственно меньше, ибо по мере эмиссии определяется абсолютная величина r .

Согласно табл. 3, большинство звезд концентрируется примерно около расстояния 1500 pc . Естественно принять эту величину для первого приближения.

Рассмотрим подробнее процедуру поисков возбуждающей звезды для нескольких туманностей. Туманность S 49 состоит из отдельных волокон со слабым свечением между ними. По табл. 1 максимальная мера эмиссии ее при $T_e = 10\,000$ °K составляет $1550\text{ см}^{-2}\text{ пс}$. По табл. 5 найдем, что звезда O5 может дать такую ME , находясь не далее чем 15,6 pc . Полагая в первом приближении расстояние до туманности равным 1500 pc , получаем, что такая звезда должна находиться на небесной сфере внутри окружности с радиусом $36'$. В эту окружность не входит ни одной звезды O5—B0. Есть одна звезда B2 III, но она не может быть возбуждающей, тем более, что расстояние до нее свыше 3000 pc .

Если принять электронную температуру туманности равной $T_e = 8000$ °K, что, по-видимому, ближе к действительности, то и в этом случае нельзя указать отдельную ионизирующую звезду. В сводном каталоге Крымской обсерватории [1] для этой туманности указывается как возможная возбуждающая звезда HD 192281 спектрального класса O5f. Она отстоит от туманности примерно на $1^\circ 30'$. Для того чтобы она входила в указанную выше сферу, необходимо, чтобы расстояние от нас до звезды было не более 680 pc . Эту величину надо еще уменьшить, если учесть поглощение. В действительности для звезды HD 192281, приняв даже значение абсолютной величины $M_v = -5^m,1$, расстояние равно 1200 pc . Итак, ни одна из отдельных звезд не может возбуждать свечение S 49.

Рассмотрим далее S 48. Это волокнистая туманность, вытянутая параллельно галактическому экватору на несколько градусов. Максимальная мера эмиссии при $T_e = 8000$ °K для нее равна 530. Как и в предыдущем случае, находим для звезды O5, при расстоянии 1500 pc , максимальное возможное удаление $56'$. Но в эту сферу входит только звезда O9 V; которая не может быть ответственной за свечение туманности. Вытянутость туманности вообще не позволяет объяснить возбуждение одной звездой O5, если бы даже таковая была обнаружена. Таким образом, свечение и этой туманности нельзя объяснить ближайшими звездами.

В каталоге [1] для туманности S 52a принята возбуждающей звезда HD 192281. В этом случае по максимальной мере эмиссии 2700 находим, что при расстоянии 1500 pc звезда O5 должна располагаться не далее чем

25' от центра туманности. Однако HD 192281 находится в два раза дальше. Звезда В1 V, находящаяся внутри туманности, не может быть ответственной за возбуждение всей туманности.

В заключение для случая, когда внутри туманности нет горячей звезды, рассмотрим IC 1318a. В отличие от предыдущих, эта туманность не имеет волокнистой структуры. По таблицам находим, при расстоянии 1500 *пс*, что для звезды O5 максимальное удаление от центра не должно превышать 22', что соответствует только размерам самой туманности. Ближайшая звезда O8 находится на расстоянии 68', а звезда O5 — на расстоянии 89'. Этот пример еще раз показывает, что для возбуждения туманностей необходимо наличие значительной группы горячих звезд.

Рассмотрим далее несколько туманностей, внутри которых имеются горячие звезды.

Интересную структуру имеет туманность McD 10 и, особенно, прилегающая к ней с юга Mi II 11. В последней бросается в глаза присутствие ярких, тонких волокон. По-видимому, мы имеем здесь дело с двумя туманностями, спроектировавшимися друг на друга, — одна из них топковолокнистая, а другая как бы продолжение H_{α} -эмиссии туманности McD 10. С западной стороны на краю туманности McD 10 находится звезда HD 192660, а с восточной HD спектрального класса B0 Ia. Если учесть поглощение, принимая его таким же, как до звезды HD 192281 ($A_v = 2^m,4$), то максимальная мера эмиссии для $T_e = 8000$ °K равна 11300. Тогда, принимая, что размеры по лучу зрения равны размерам в картинной плоскости, получаем $N = 20$. По табл. 4 находим, что для звезды O5 зона ионизации в этом случае равна 13 *пс*, что соответствует на расстоянии 1900 *пс* 24'. Таким образом, звезда HD 192281 (O5 I) вполне может ионизовать туманности McD 10 и Mi II 11, но не может ионизовать S 52, S 52a или McD 11.

Как внутри, так и в ближайших окрестностях S 61 наблюдается много горячих звезд, но эти звезды находятся на весьма различных расстояниях. Наиболее ранняя из находящихся внутри туманности звезда O7 f расположена на расстоянии около 1500 *пс*. Поглощение до туманности примем равным $A_v = 2^m,0$. Тогда при $T_e = 8000$ °K $ME_{\text{макс}} = 12000$. Если даже принять за размеры по лучу зрения наибольший размер в картинной плоскости, то получим $N_2 = 30$. При такой плотности ни одна звезда в туманности или рядом не может быть в отдельности ответственной за свечение туманности. Но если предположить, что туманность S 61 составляет единое целое с туманностями IC 1318, то трудность отпадает. Действительно, в этом случае длина туманности по лучу зрения должна быть такого же порядка, как и в плоскости, нормальной к лучу зрения, и плотность может быть меньше. Подробнее комплекс туманностей IC 1318 будет разбираться в следующей статье.

Таким же образом были рассмотрены все туманности в табл. 1. Результаты отождествления возбуждающих звезд представлены в восьмом столбце таблицы.

Как следует из таблицы, примерно для половины туманностей нельзя указать возбуждающих звезд. Бросается в глаза расположение этих ту-

манностей. В то время как те туманности, для которых можно указать возбуждающие звезды, находятся внутри воображаемой окружности радиусом 3° с центром около γ Cyg, туманности без возбуждающей звезды расположены по периферии этой области.

Отсутствие звезд, ответственных за свечение этих туманностей, может быть объяснено тремя возможными причинами. Во-первых, может оказаться, что горячие звезды слабы и еще не обнаружены; во-вторых, механизм возбуждения может быть отличным от обычного и, в-третьих, туманности возбуждаются большим скоплением далеко отстоящих от туманностей горячих звезд. Тот факт, что луч зрения в исследуемом направлении проходит под небольшим углом к «Орионову» спиральному рукаву, делает решение этого вопроса существенным. Действительно, существенно установить, расположены ли все эти туманности вдоль рукава, на различных расстояниях вдоль луча зрения, или же они образуют один физический комплекс.

Рассмотрим подробнее каждую из указанных возможностей.

1. Звезда O7 на расстоянии 2000 pc , при отсутствии межзвездного поглощения, наблюдалась бы как звезда 5,0—5,5 величины. Наибольшее поглощение, наблюдаемое в этом направлении, не превосходит $A_v = 4^m,0$ [20], т. е. звезда была бы во всяком случае не слабее $m_{pg} = 11^m,0$. Но по обзору с объективной призмой [12], таких звезд не найдено по крайней мере до 12,0—12^m,5. Основываясь на этом, можно утверждать, что если туманности расположены не далее 3000 pc , для них нельзя найти отдельные возбуждающие звезды.

2. Другим мыслимым механизмом свечения туманностей может быть ударный механизм [21, 22], классическим примером которого считаются туманности NGC 6960 и NGC 6992—5. Рассмотрение формы, взаимного расположения и толщины волокон в туманностях заставляет думать, что в подавляющем большинстве случаев ударный механизм не может быть ответственным за свечение туманностей. Действительно, волокна в туманностях широки и размыты (ширина их примерно 0,5—2,0 pc), не наблюдается резких границ, в то время как ударному механизму присущи тонкие и резкие волокна. Исключение составляет тонкая водокнистость в области туманности Mi 1111, которая отмечалась уже выше. К сомнительным можно разве еще отнести S 55, а также S 57.

3. Остается только третья возможность, а именно: туманности возбуждаются далеко отстоящими на небе группами горячих звезд. В пользу такой гипотезы говорит взаимное расположение горячих звезд и туманностей. Действительно, в центральной части имеется скопление большого числа горячих звезд, в том числе Cyg VI. В то же время туманности, не имеющие возбуждающих звезд, расположены по периферии в виде дуги. Вряд ли такая картина может быть результатом случайного проектирования. Если бы туманности, находящиеся на периферии, были разбросаны вдоль луча зрения, потребовалось бы непомерное число O-звезд для их ионизации. Естественно принять, что центр комплекса расположен вблизи наиболее мощной группировки горячих звезд Cyg VI, может быть несколько к юго-западу от нее, если учесть влияние других O-звезд.

Итак, для того чтобы объяснить свечение туманностей в области γ Cyg, необходимо предположить, как было отмечено раньше (например, для S 61), что все туманности образуют один связанный комплекс. То видимое распределение, которое наблюдается в действительности, обязано в основном поглощающей материи. (Вопросы, связанные с поглощением, будут разобраны в следующей статье более подробно.) Таким образом, туманности IC 1318 и др. следует считать связанными. Тогда легко объясняется свечение таких туманностей, как IC 1318a, S 52 и др. Основываясь на этом, можно для количественных расчетов представить распределение светлой материи следующей простой схемой. Туманности, расположенные вокруг γ Cyg, заполняют объем с радиусом R_0 . Остальные туманности располагаются вне этого шара. Для того чтобы шар включал все основные туманности, примем, что его радиус равен от $3^{\circ}00'$ до $3^{\circ}30'$. Среднюю плотность в этом объеме, как будет показано ниже, можно принять равной 5 см^{-3} . Во втором и третьем столбцах табл. 6 приводятся числа O5-звезд, необходимых для ионизации комплекса туманностей, в зависимости от расстояния и размеров. Количество O5-звезд, необходимых для возбуждения одной из наиболее удаленных туманностей S 48, приводится в четвертом столбце. Если учесть, что сгущение горячих звезд на расстоянии 1500 пс (см. табл. 3) излучает эквивалентно 5,3 звезды спектрального класса O5, а все звезды, приведенные в табл. 3, — как 8,3 звезды O5, то из табл. 6 видим, что в любом случае количество известных звезд недостаточно. В лучшем случае требуется 11,5—15 звезд O5, т. е. в 1,4—1,8 раза больше, чем известно. Это вполне допустимо, если учесть, что в области Cyg VI еще не все звезды изучены.

Таблица 6

Расстояние, пс	R_0		
	$3^{\circ}30'$	$3^{\circ}00'$	$4^{\circ}24'$
1500	19,0	11,8	20,0
1000	5,7	3,5	9,0

Действительно, в области Cyg VI общее поглощение в визуальных лучах достигает $7^m,0$, т. е. на расстоянии 1000 пс O-звезды будут наблюдаться как звезды слабее $m_{pg} = 13^m,0$. Если учесть, что в окрестностях Cyg VI есть, по-видимому, места и с большим поглощением, то ясно, что требуются дальнейшие тщательные исследования этой области «Большой щели», в первую очередь — поиски горячих звезд с очень малой дисперсией.

Если даже не учитывать наиболее далекие от центра комплекса туманности, то такой комплекс, согласно табл. 6, не может находиться далее чем 1500 пс. По всей вероятности, он находится на расстоянии от 1000 до 1500 пс.

Интересно оценить массу комплекса туманностей. Из табл. 1 видно, что средняя мера эмиссии не превышает в среднем 3500. Учитывая, что поглощение $A_v = 2^m,0$ и туманности занимают одну четверть всего объема, найдем, что средняя плотность равна примерно 5. Тогда масса комплекса туманностей на расстоянии 1500 пс и 1000 пс при размере, указанном в

третьем столбце табл. 6, будет $24 \cdot 10^4$ и $7,2 \cdot 10^4$ масс Солнца соответственно. Эта величина больше чем на два порядка превосходит массу горячих звезд в этой области.

§ 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ И МАССЫ ОТДЕЛЬНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Интересно знать хотя бы примерные массы и плотности эмиссионных туманностей, приведенных в табл. 1. Указанные величины можно определить, если известны действительные размеры туманностей (как угловые, так и линейные), а также количество межзвездного поглощения на пути до них. Поглощение в рассматриваемой области распределено очень неравномерно. Вполне возможно, что большинство туманностей в действительности имеет несколько другие размеры и формы. Поэтому ограничимся средними значениями для этих величин. Согласно предыдущему параграфу, по-видимому, большинство туманностей должно быть связано между собой и находиться примерно на расстоянии 1000 пс. Поглощение в западной части области значительно меньше и начинается оно дальше, чем в восточной [13]. Примем для первых шести туманностей в табл. 1 поглощение A_v равным нулю, а для остальных — в среднем $1^{m,5}$.

Вычисленные на основе указанных средних значений плотности N_H и массы M_H приведены в последних двух столбцах табл. 1. При этом плотность была найдена по формуле

$$N_H = \left(\frac{ME_{cp}}{l} \right),$$

где l — глубина туманности в парсеках. Она принимается того же порядка, что и размеры туманности в картинной плоскости.

Масса вычислена по формуле

$$M_H = N_H m_H V,$$

где m_H — масса атома водорода (предполагается, что туманность чисто водородная); V — объем туманности. Размеры туманностей взяты из четвертого столбца табл. 1.

Из самой методики определения следует, что мы нашли верхний предел массы туманностей. Из таблицы видно, что массы колеблются от десяти до нескольких тысяч солнечных масс. Интересно, что некоторые туманности, имея малые размеры, оказываются сравнительно массивными. Особенно это бросается в глаза в случае туманности S 68, S 64 и безымянной туманности, расположенной севернее IC 1318b. Естественно предположить, что они являются частью IC 1318b и IC 1318c, но разделены поглощающей темной материей. Размеры указанной туманности должны быть по крайней мере $142' \times 142'$. Тогда $N_H = 11$, а масса равна примерно $2 \cdot 10^4 M_\odot$.

Проверить правильность положений, указанных в настоящем и предыдущих параграфах, можно было бы при помощи радиоастрономических наблюдений на радиотелескопах с достаточно большой разрешающей силой.

ВЫВОДЫ

Исследование светлых диффузных туманностей в области на основе их меры эмиссии и расположения горячих звезд приводит к тому, что нельзя объяснить свечение большинства туманностей, если они не связаны между собой, а расположены вдоль рукава и только из-за проекции кажутся рядом. Эти трудности для ярких туманностей отпадают, а для слабых периферийных туманностей уменьшаются, если предположить, что они образуют единый комплекс, который, по-видимому, связан общностью происхождения. Расстояние до этого комплекса заключено, по-видимому, в пределах 1000—1500 пс. Трудности, вызванные недостаточным количеством горячих звезд, могут быть, по-видимому, разрешены при дальнейших поисках их в окрестностях Суг VI.

Верхний предел массы отдельных туманностей меняется от нескольких десятков до нескольких тысяч солнечных масс. Если действительно большинство туманностей входят в единый комплекс, то масса его должна быть порядка $2 \cdot 10^5$ масс Солнца. В связи с большой ответственностью данного вывода, этот вопрос требует дальнейшего более детального рассмотрения.

26 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 11, 1955.
2. Р. Е. Гершберг, В. Н. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 215, 1959.
3. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях (сборник работ). ИЛ, 1948.
4. H. M. Johnson. Ap. J., 118, 370, 1953.
5. M. J. Seaton. M. N., 115, 279, 1955.
6. L. Spitzer and J. Greenstein. Ap. J., 114, 407, 1951.
7. A. Burgess. M. N., 118, 477, 1958.
8. И. М. Копылов. Астр. журн., 35, вып. 3, 390, 1958.
9. M. Schmidt. A. N., 284, 76, 1958.
10. W. A. Hiltner and H. L. Johnson. Ap. J., 124, 367, 1956.
11. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1, 1956.
12. Р. Н. Иксанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 229, 1959.
13. D. H. Schulte. Ap. J., 128, 41, 1958.
14. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.
15. B. Strömberg. Ap. J., 89, 526, 1939.
16. B. Strömberg. Ap. J., 108, 242, 1948.
17. A. B. Underhill. Ap. J., 55, 185, 1950; Ap. J., 111, 203, 1950.
18. P. C. Pecker. Ann. d'Aph., 13, 433, 1950.
19. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 10, 183, 1953.
20. Р. Н. Иксанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 260, 1959.
21. J. H. Oort. M. N., 106, 159, 1946.
22. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 93, 1954.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ В ОБЛАСТИ С ЦЕНТРОМ $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ ($\alpha = 18^h10^m$, $\delta = -15^\circ$)

И. И. Проник

Изучено распределение в пространстве звезд О — В3 (см. фиг. 2, 3). В табл. 2 приведено примерное отождествление возбуждающих звезд для диффузных туманностей в исследуемой области. В табл. 3 приведено процентное содержание гигантов и сверхгигантов различных спектральных классов. В табл. 5 приведены плотности звезд В5 — М на разных расстояниях от Солнца.

Исследование показало, что в области Млечного Пути с центром $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ до 500 пс от Солнца совсем нет звезд О — В5, очень мало звезд В8 — dF5, нет также туманностей и скоплений звезд, тогда как плотность звезд-гигантов поздних спектральных классов такая же, как в Орионовом рукаве.

THE SPACE DISTRIBUTION OF STARS IN A REGION WITH THE CENTER $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ ($\alpha = 18^h10^m$, $\delta = -15^\circ$), by I. I. Pronyk. — The space distribution of О — В3 stars has been studied (figs. 2, 3). In table 2 an approximative identification of exciting stars of the diffuse nebulae in the investigated region is given. The abundance in per cents of giants and supergiants of different spectral classes is listed in table 3 and the density of В5 — М stars at different distances from the Sun is listed in table 5.

The investigation shows that in the region of the Milky Way with a center at $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ and to a distance of 500 ps from the Sun, there are no О — В5 stars, very few В8 — dF5 stars, no nebulae and no star clusters. On the other hand, the density of giants of late spectral types is the same as in the Orion arm.

Цель работы — изучение пространственного распределения звезд различных спектральных классов в области $8^\circ,0 \times 8^\circ,5$ с центром $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$. Материалом для работы послужил каталог [1].

§ 1. ОПИСАНИЕ МАТЕРИАЛА

В работах [2, 3], по данным каталога [1], было проведено исследование поглощения света в изучаемой области. Это дало возможность определить истинные расстояния до звезд. Кроме того, по большому поглощению были выделены гиганты и сверхгиганты. Однако для 163 ярких звезд каталога, для которых не удалось измерить фотокрасные величины (см. [1]), расстояния определить не удалось. Поскольку эти звезды составляют большинство из ближайших к Солнцу звезд, их нельзя было исключить из исследования. Из этих звезд 113 относятся к спектральным

классам от О до F8, а 50 — от G0 до М. Все звезды первой группы, для которых не были известны светимости из других источников, были отнесены к классу светимости V. По видимой и абсолютной величинам [2, 3], после учета поглощения [3], для них были найдены истинные модули расстояния.

Все поздние звезды области до фотографической величины $10^{m,3}$ (включая и упомянутые выше 50) делились на гиганты и карлики по известным критериям: 1) яркости непрерывного спектра около λ 4227 Å [4], 2) наличием полосы циана около λ 3883 Å [4, 5]. Это позволило оценить точность выделения гигантов и сверхгигантов по поглощению, а также определить расстояния до ярких поздних звезд.

На фиг. 1 показаны спектры звезд, снятые на 16" двойном астрографе с объективной призмой, сфокусированные на область около λ 3883 Å.



Фиг. 1. Спектры звезд gK1 и dK0, полученные с 16" двойным астрографом, сфокусированные на полосу λ 3883 Å: классификация классов светимости взята из каталога Р. Вильсона [6]

Таблица 1

Сравнение определений гигантов по разным критериям

2 \ 1	g	d	2 \ 3	g	d
c	3		c	12	6
g	27	2	g	49	13
d	7	17	d	1	2
2 \ 4	g	d	1 \ 3	g	d
c	15		g	24	3
g	39	3	d	2	
d	5	7			

В табл. 1 дано сравнение определений сверхгигантов «с», гигантов «g» и карликов «d», полученных различными способами:

- 1) по циановому критерию,
- 2) по большому поглощению,
- 3) по интенсивности непрерывного спектра около λ 4227 Å.

Кроме того, наши определения по поглощению сравнены с определениями К. Шалена [7] (обозначены цифрой 4). Цифры на пересечении столбцов и строк означают число звезд, классифицированных по одному из определений, как указано вверху столбца, а по другому — как в начале строки.

Из таблицы видно, что все способы дают удовлетворительное согласие, так что выделение гигантов и карликов поздних спектральных классов по поглощению можно считать достаточно надежным. Точность разделения на гигантов и карликов для слабых звезд не удалось проверить спектральным способом, но в этом случае оно всегда более уверенно, чем для более ярких звезд, так как чем слабее звезды по видимой величине, тем более сильное поглощение они испытывают и тем легче отделить по цвету далекие гиганты от близких карликов.

Таким образом были получены истинные модули расстояния. Ошибки в определении модулей расстояния складываются из:

- 1) ошибок определения спектральных классов,
- 2) ошибок выделения классов светимости,
- 3) ошибок определения звездных величин и показателей цвета звезд,
- 4) ошибок определения нормальных показателей цвета и коэффициента перехода от селективного поглощения к общему,
- 5) ошибок абсолютных величин звезд.

К последним также относятся ошибки, которые возникли из-за того, что всем звездам приписывались средние абсолютные величины общего поля звезд, в то время как диаграмма спектр — абсолютная величина, возможно, имеет значительную дисперсию. И. М. Копылов [8] показал, что для звезд O—B8 такая диаграмма представляет собой полосу шириной не меньше $1^m,0$ по M_v . В [2, 3] указывалось, что причины 1)–4) могут в сумме вызвать ошибки в модуле до $\pm 1^m,0$. С учетом дисперсии абсолютных величин последние могут в отдельных случаях доходить до $\pm 1^m,5$, что даст погрешность в определении расстояний до 50%. К сожалению, оказывается, что пространственное распределение слабых звезд пока нельзя получить с большей точностью [9]. Но и такие определения позволяют составить представление о структуре звездного поля в окрестностях Солнца на расстояниях до 2—3 *кпс* [40].

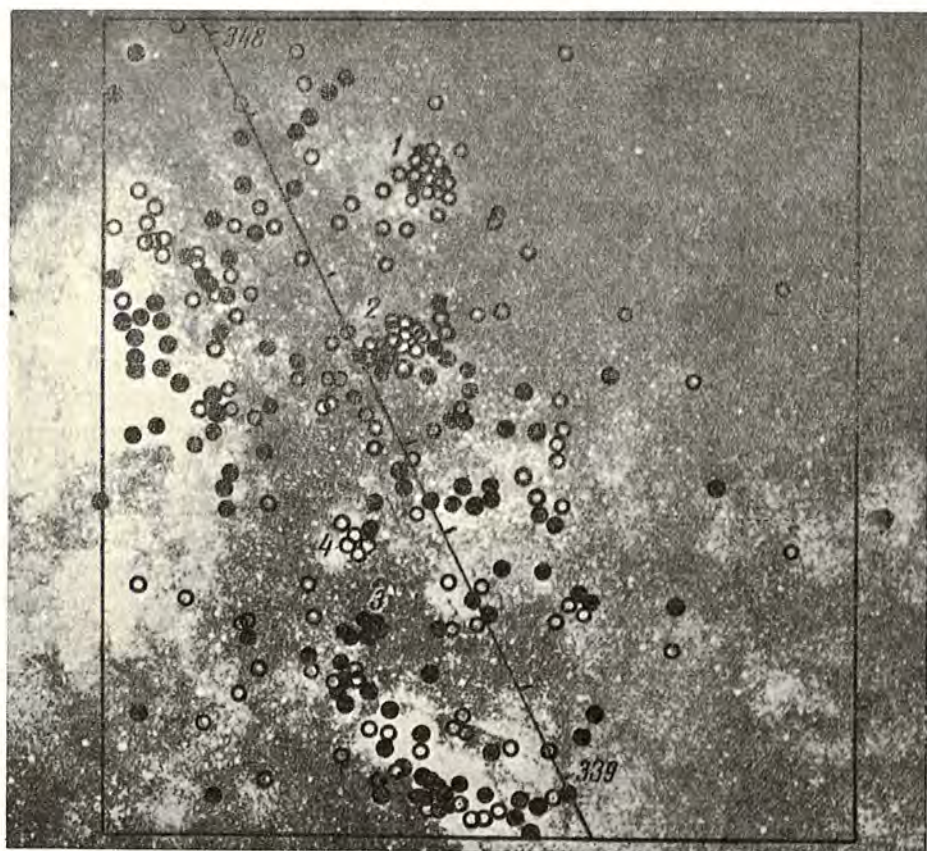
§ 2. СТРУКТУРА ЗВЕЗДНОГО ПОЛЯ ОКОЛО СОЛНЦА В ИССЛЕДУЕМОМ НАПРАВЛЕНИИ

В каталоге [4] имеется 3915 звезд. Из исследования было исключено около 350 звезд слабее 11,5 фотографической величины, для которых не были известны спектральные подклассы или даже спектральные классы. Кроме того, исключены пекулярные и R-звезды.

Звезды O — B3. В настоящее время принято считать эти звезды одними из наиболее молодых. Они имеют тенденцию к образованию группировок [11], располагающихся в основном вдоль спиральных ветвей галактик. Кроме того, они в большинстве случаев ответственны за свечение диффузных туманностей [12], и, по-видимому, генетически с ними связаны. Поэтому имеет смысл рассмотреть их отдельно.

Среди выбранных для исследования имеется 276 звезд спектральных подклассов O — B3, что составляет 7,7% от общего числа звезд. Если принять во внимание, что в нашей классификации ранние звезды опре-

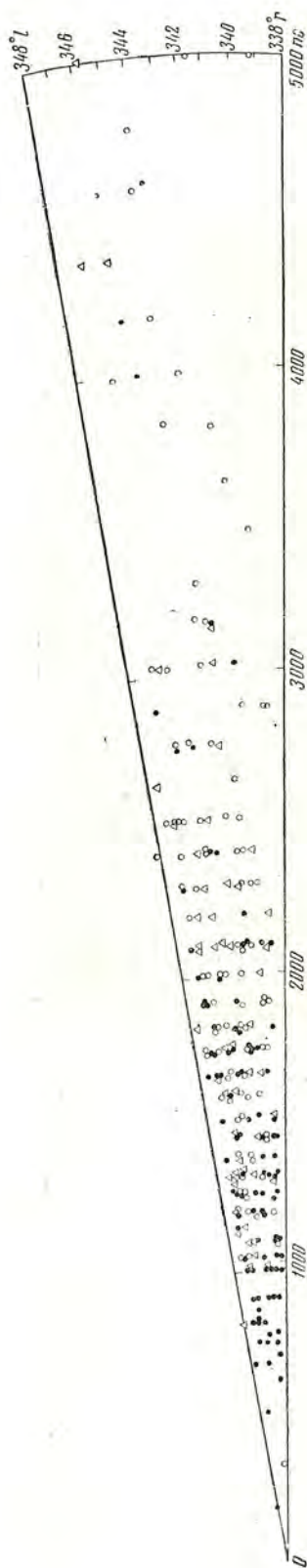
делены как несколько более поздние, чем в системе МК (сравнение приведено в [1]), то таких звезд, возможно, еще больше. В исследованной Э. С. Бродской площадке в Кассиопее [13] эти звезды составляют всего 5,8% от общего числа звезд, а в площадках каталога Т. Эльвиуса [14] еще меньше.



Фиг. 2. Распределение О — В3 звезд по исследуемой области. Галактический экватор проведен для $A = 191^{\circ},2$, $D = +27^{\circ},0$ (1900) (Фотография воспроизведена из атласа Ф. Е. Росса)

1 — скопление NGC 6604; 2 — NGC 6611; 3 — NGC 6613; 4 — NGC 6618; светлые кружки — звезды О — В0; черные кружки — В1 — В3

На фиг. 2 изображено распределение звезд О — В3 по площадке. Звезды концентрируются в поясе $\pm 2^{\circ},2$ около галактического экватора. Здесь ясно выделяются скопления О — В0-звезд «около» NGC 6604 и 6611 и скопление В1—В3-звезд «около» NGC 6613. На туманность NGC 6618 проектируется 5 звезд О—В0. Группы более крупных масштабов выделить труднее, так как если они и есть, то очень тесно примыкают друг к другу. На юге области выделяется полоса ранних звезд с преобладанием В1—В3. Если считать, что данные нашего каталога полны до 11,2 фотографической величины, а зависимость от расстояния среднего по области



Фиг. 3. Распределение звезд О — В3 в проекции на плоскость Галактики.

Светлые кружки — звезды О — В0; черные — В4 — В5; треугольники — звезды, расстояния которых определены Хилтнером [15]

фотографического поглощения принять согласно фиг. 5 из [2], то получается, что О-звезды выявлены полностью только до 3000 *пс*, а звезды В3 — до 1300 *пс*. Полоса $\pm 2^\circ, 2$ на расстоянии 3000 *пс* соответствует ± 110 *пс*, а на расстоянии 1300 *пс* — ± 50 *пс*.

В связи с тем, что звезды О — В0 в картинной плоскости расположены полосой по крайней мере в ± 110 *пс* около галактического экватора, не образуя явно бросающихся в глаза сгущений, нет оснований считать, что они образуют такие сгущения размером меньше 220 *пс* вдоль луча зрения. К сожалению, в нашем распоряжении нет расстояний до звезд, определенных с такой точностью, чтобы можно было видеть распределение звезд вдоль луча зрения с такой же точностью, как в картинной плоскости.

На фиг. 3 изображены О — В3-звезды, спроектированные на плоскость галактического экватора по лучу зрения. Звезды, модули расстояния которых определены Хилтнером [15], выделены треугольником. Поскольку размеры крупных группировок обычно порядка 100 *пс*, то можно надеяться, что при проектировании не могло смешаться несколько группировок. При наличии такого большого числа ранних звезд, какое имеется в нашем распоряжении, можно было надеяться выделить группировки порядка 100 *пс* вдоль луча зрения, несмотря на ошибки модулей расстояния.

Прежде всего стоит обратить внимание на звезды, модули расстояния для которых определены Хилтнером более точно, чем они определены у нас. При внимательном рассмотрении фиг. 3 не очень резко, но все же выделяются концентрации этих звезд на расстояниях примерно 1050, 1300, 1700 и 2200 *пс*. Звезды каталога [1], несмотря на многочисленность, не подчеркивают эту картину, а, наоборот, сглаживают ее.

И. М. Копылов [11] выделил на расстоянии от 1000 до 3000 *пс* в исследуемом направлении 15 группировок (из 85 звезд О — В5, которые имелись в его распоряжении). Из них только 8 группировок содержат больше четырех звезд, а 7 группировок — всего четыре, три или две звезды. Фиг. 2 и 3 показывают, что такое разделение на группы, возможно, получилось в результате недостаточности материала. Вполне возможно, что и наш материал для звезд О недостаточно полон даже до 3000 *пс*, так как это расстояние вычислялось в предположении, что среднее поглощение до этого расстояния по всей области составляет около 4^m . В рассматриваемой области есть участки, где поглощение достигает 4^m уже на расстоянии 1000—1500 *пс*. Сюда относятся участки № 1а, 1б, 5, 9, 10, 11, 13, 16, 39, 40 [3]. Фиг. 2 в свою очередь показывает, что эти участки бедны О — В3-звездами. Таким образом, из фиг. 2 и 3 следует, что в наблюдаемом направлении почти нет звезд О — В3 до 600 *пс*. Начиная с 600 *пс*, появляются звезды В1 — В3, а с 1000 *пс* звезды О—В0 заполняют всю область вплоть до максимального наблюдаемого расстояния. Концентрация этих звезд сильно падает на расстоянии свыше 2600 *пс*, но это может быть результатом неполноты наблюдений. В некоторых, наиболее прозрачных, местах звезды О — В3 прослеживаются вплоть до 5000 *пс*. Все это в целом означает, что, во-первых, луч зрения не идет в изучаемой области поперек рукава, так как трудно представить себе рукав «толщиной» в 2000 *пс*, во-вторых, что между спиральной ветвью в Стрельце и Солнцем нет ранних звезд на всем протяжении до 600 *пс*. Возможно, тот факт, что мы здесь смотрим вдоль рукава, и объясняет отчасти большой процент звезд О — В3 в исследуемой области по сравнению с областью в Кассиопее, о которой упоминалось выше.

Полученные из каталога [1] сведения об О — В3-звездах и данные каталога Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [16] позволили сделать некоторые заключения о распределении диффузных туманностей в пространстве. Список возможных возбуждающих звезд туманностей, приведенный в [16, 17], был дополнен на основании данных каталога [1]. При выделении из этого списка наиболее вероятных возбуждающих звезд использовалась зависимость радиуса зоны ионизации от спектрального класса звезды [18].

Поскольку большая часть туманностей очень слаба (см. [16]), их плотность (исключая NGC 6604, 6611, 6618 и IC 4701) предполагалась меньшей, чем 10 атомов /*см*³. Результаты отождествления возбуждающих звезд приведены в табл. 2. Номера со значком *W* даны по каталогу С. Шарплеса [19]. К туманностям, номера которых отмечены звездочкой, есть примечания в конце таблицы.

Из табл. 2 ясно видно, что туманности NGC 6604, 6611 и 6618 образуют комплекс близко расположенных туманностей. Туманности IC 4701 и W 35, а также слабые поля и маленькие туманности S 192, S 193, S 194, S 195, W 33, W 34, U 37 и W 46, возможно, также связаны с этим комплексом.

Согласно работе Р. Е. Гершберга и Л. П. Метик, публикуемой в следующем томе Известий, можно считать, что туманность находится на

Отождествление наиболее вероятных возбуждающих звезд диффузных туманностей

№ по каталогу [16]	Название туманности	Наиболее вероят. возб. звезда, № по каталогу [13]	Sp	Расстояние от Солнца, пс	Расстояние звезды от туманности, пс
128	S 185	349	B0 Ia	2800	Внутри
131	W 28	708	B0,5 III	2300	На краю
133*	W 31	630	B3:	790	7,2
135	W 33	1792	O8	1700	25
		1672	Oe5	3800*	60
136*	W 34	Та же, что и для W 33			
137	IC 4701, W 35	1672	Oe5	3800	Внутри
		1371	B0	2600	Внутри
		1467	B0	1600	На краю
138	W 37	1541	O	3500	34
		1701	O8	1500	8,9
		1792	O8	1400	8,3
141*	NGC 6604	Скопление	Самая ранняя O5,5	1800	В центре
142*	NGC 6611	»	»	1700	»
143*	S 192	2370	O6	3000	Внутри
		2102	B0	2800	»
		2371	O8	1500	»
		2459	B0	2000	»
144	S 193	Как и для 6618		1900	
145*	NGC 6618	5 звезд	O5—B2	1900	Внутри
146	S 194	2738	B0	1500	»
	W 44				
147	S 195				
	W 45	3213	B0	1900	7,6
148	W 46	3165	B0	1200	Внутри

Примечания к табл. 2.

№ 133. Звезда № 630 очень слаба, $m_{pg} = 11^m,4$, и классификация ее спектра очень неуверенная. Возможно, что спектр ее более ранний.

№ 136. Туманность W 34 расположена очень близко к туманности W 33. Кроме того, на фотографиях ясно видно слабое водородное поле, тянущееся по направлению к W 33 от IC 4701. При рассматривании фотографии этих туманностей напрашивается мысль о их взаимной связи; тогда они могут возбуждаться одной звездой.

№ 141. Расстояние определено по 13 звездам O5,5—B0, расположенным в центре туманности. Для семи из этих звезд расстояния определены Хильтнером. При подсчетах эти расстояния брались с весом 1, а для остальных звезд с весом $1/2$. Интересно, что среди перечисленных 13 звезд имеются две кратные системы [20].

№ 142. Расстояние определено по десяти наиболее компактно расположенным звездам O5—B2. Это скопление известно как ядро Т-ассоциации [21, 22].

№ 143. Водородное поле. Тянется оно между туманностями NGC 6611 и 6618, возможно, с ними связано. Тогда за возбуждающие звезды стоит выбрать № 2371 и 2459, и расстояние до поля получится около 1750 пс.

№ 145. Природа свечения туманности NGC 6618 не совсем ясна [23]. В таблице приведено расстояние до туманности для случая, если туманность возбуждается звездами.

* Расстояние вычислено по данным Ap. J., 91, 20, 1940.

расстоянии 1600 *пс*. В случае если туманность возбуждается звездами № 1672 и №1371 ее масса получается слишком большой.

В работе Г. А. Шайна [24] о группах эмиссионных туманностей первая группа из упомянутых выше туманностей выделена под названием «Стрелец II». Однако из-за того, что спиральная ветвь здесь идет почти по лучу зрения и расстояния до туманностей были известны недостаточно уверенно, он все же считал, что эффект проекции здесь может играть значительную роль. Теперь можно с большей уверенностью утверждать, что эта группа туманностей, в которую входят не только яркие, но и большое количество слабых маленьких туманностей вместе с группами очень молодых звезд, действительно составляет крупномасштабную деталь ветви в Стрельце. Интересно отметить, что эта деталь рукава почти совпадает с областью повышенной концентрации нейтрального водорода (больше 1 атома/*см*³) по данным работы [25]. Г. А. Шайн отмечал, что склонность комплексов туманностей группироваться вместе со скоплениями очень молодых звезд, возможно, есть результат их генетической связи. Совпадение отмеченной выше группы туманностей и скоплений молодых звезд с плотной концентрацией нейтрального водорода повышает такую возможность.

Звезды В5 — М. Все звезды этих спектральных классов ярче 11,0 распределены по области более или менее равномерно. Правда, звезды А0 и более ранние, как правило, избегают северо-восточный угол области. Но там, как отмечалось в [3] (участок № 40), имеется очень плотное поглощающее облако (поглощение составляет 3^м на расстоянии от 320 до 500 *пс*), и дальше 500 *пс* вообще звезд не видно. По-видимому, это облако тянется и дальше 500 *пс*.

Принимая во внимание, что распределение звезд равномерно, все звезды были объединены по области для следующих исследований:

- 1) определения доли гигантов и сверхгигантов,
- 2) определения плотности звезд разных спектральных подклассов на разных расстояниях от Солнца.

Результаты подсчетов звезд приведены в табл. 3 и 4.

Таблица 3

Процентное содержание гигантов (III) и сверхгигантов (I и II) среди звезд различных спектральных подклассов

	O—B3	B5	B8—B9	A0	A1—A3	A5	A8—F0	F3	F5	F8—G0	G3	G5	G8—K0	K1—K3	K5	K8—M
III	6,2	1,5	2,1	1,3	0,8	1,1	2,1	4,2	—	7,8	25,6	51,0	76,4	60,2	65,6	95,2
I и II	16,3	8,8	2,6	0,9	1,8	3,3	3,5	1,7	10,0	6,9	24,3	34,2	16,7	35,6	23,8	4,8

Необходимо подчеркнуть, что табл. 3 дает лишь нижний предел доли гигантов и сверхгигантов, так как эти звезды выделялись в основном по большому поглощению. Сравнение данных табл. 3 с данными табл. 5

работы [10], где представлены подсчеты доли карликов поздних звезд для девяти областей северного неба ($12^\circ < l < 182^\circ$), показывает, что в этом отношении наша южная область особенно не отличается от северных.

Таблица 4

Распределение звезд различных спектральных подклассов по модулям расстояния

$m-M$	B5	B8-A0	A1-A5	A8-F5	dF8-G2	dG5	dG8-K5	gF8-G5	gG8-K3	gK5-M
1,5							1			
2,0										
2,5			1				2			
3,0					3	1	7			
3,5					2		4			
4,0		1		3	12	3	1	1		
4,5			1	3	21	3	2			
5,0		3	3	8	84	2		2	5	
5,5		2	5	17	108	1	1	9	13	3
6,0		10	12	54	67	2		14	9	4
6,5		6	17	53	22	1		30	24	6
7,0		39	27	46	9		1	23	44	10
7,5	2	111	86	42	2		1	14	41	13
8,0	4	302	111	19				1	53	8
8,5	17	386	114	8			1		14	8
9,0	45	349	62	1					5	3
9,5	57	173	17	1						1
10,0	41	39	6							
10,5	6	4								
11,0	2									
11,5		1								

При построении табл. 4 фотографические величины m и абсолютные фотографические величины M были взяты из работ [2, 3]. Если принять зависимость от расстояния, среднего для области поглощения, согласно фиг. 5 работы [2], то оказывается, что максимальное число звезд в каждом столбце соответствует примерно видимой $11^m,0-11^m,2$ и дальнейшее уменьшение числа звезд с расстоянием является уже следствием неполноты материала. Поэтому при подсчетах плотностей звезд эти числа не следует принимать во внимание. Определение плотности звезд производилось по известным в статистической астрономии формулам, приведенным в [26]. Дисперсия абсолютных величин при определении плотности звезд была принята согласно [10].

Вычисленная плотность звезд реальна с точностью до множителя 2.

Табл. 5 интересно сравнить с табл. 7 работы Мак-Каски [10], где представлены плотности звезд различных спектральных подклассов для об-

ластей северного неба. Для определенности будем сравнивать плотности звезд в нашей области с плотностями звезд северного неба на расстояниях 100—300 *пс* от Солнца, где примерно проходит центральная часть Орионова рукава. Звезды В5, которые наблюдаются до расстояния 1100 *пс* от Солнца, ясно подтверждают картину строения звездного поля, полученную выше по О — В3-звездам: до 1000 *пс* плотность этих звезд заметно

Таблица 5

Плотность звезд различных спектральных подклассов на разных расстояниях от Солнца на 10^3 пс^3

<i>r</i> , <i>пс</i>	В5	В8—А0	А1—А5	А8—F5	dF8—G2	gF8—G5	gG8—K3	gK5—М
100	—	0,06	0,058	0,25	0,50	0,034	0,160	0,050
200	—	0,05	0,054	0,18	1,40	0,060	0,129	0,047
300	0,0028	0,04	0,074	0,18		0,087	0,400	0,025
400	0,0024	0,02	0,046				0,078	0,021
500	0,0019	0,02	0,060				0,046:	
600	0,0013	0,03	0,061:					
700	0,0010	0,17:						
800	0,0007							
900	0,0008							
1000	0,0019							
1100	0,0055:							

ниже, чем плотность В5-звезд в Орионовом рукаве. Звезды В8 — dF5 также имеют сильно пониженную плотность до предельного наблюдаемого здесь расстояния (300—700 *пс* от Солнца). Карлики F8—G 2 и гиганты поздних спектральных классов за исключением gG8—K3 имеют такую же плотность, как в Орионовом рукаве. К сожалению, дальше 300—400 *пс* от Солнца они не наблюдались. Но из работы Мак-Каски [10] следует, что плотность этих звезд не всегда падает с выходом из рукава, построенного по звездам О — В.

В нашем распоряжении нет пока более надежного материала для того, чтобы детальнее изучить рукав в Стрельце на больших расстояниях от Солнца. Можно привести только несколько общих соображений о структуре звездного поля в этом направлении.

Как следует из фиг. 2, исследуемая область имеет неравномерную яркость звездного поля. Очень четко, например, выделяются звездные облака: Малое облако Стрельца на юге области (облако 1); севернее его облако с центром примерно $\alpha = 18^h 11^m$, $\delta = -16^\circ 00'$ (облако 2); облако у западной границы области (облако 3) и т. д. Вполне возможно, что наблюдаемая фотометрическая структура частично объясняется распределением темной материи (об этом уже упоминалось в разделе об О — В3-звездах). Если посмотреть на распределение по всей области звезд А0 слабее $11^m,0$, то оказывается, что они сильно сконцентрированы в облаке 2 и темном

участке, расположенном западнее него. Эта картина относится примерно к расстоянию 700—800 *пс* от Солнца. Несмотря на то, что на таком расстоянии поглощение в южной и западной частях области сравнительно невелико, звезд А0 там значительно меньше. На фотографиях, где видны звезды до 17—20^м, звездное облако сохраняется, откуда несомненно, что там имеется повышенная плотность звезд и более поздних спектральных классов, чем А0. Таким образом, этот участок можно считать «выступом» из рукава в Стрельце к рукаву в Орионе.

Звезды В5 образуют небольшое сгущение в северо-западной части Малого облака Стрельца: 12 звезд В5, расположенных в участке диаметром порядка 1°, имеют модули от 8^м,9 до 9^м,5 и находятся в среднем на расстоянии 690 *пс* от Солнца. Но основная масса звезд Малого облака Стрельца располагается, по-видимому, несколько дальше. Это подтверждается тем, что слабые звезды А0 не показывают в этом облаке заметной концентрации. Возможно, что концентрация звезд в основном здесь связана с группой В1—В3, которая видна на юге области (фиг. 2). Там имеется 12 звезд В1—В3 с модулями расстояния от 10^м,0 до 10^м,9 (в среднем на расстоянии 1300 *пс* от Солнца). Стеббинс, Хаффер и Уитфорд [27] нашли, что расстояние до скопления ранних звезд в этом направлении равно 1100 *пс*. Но на таком расстоянии звезды уже располагаются по области, по-видимому, более равномерно и форма Малого облака Стрельца может определяться темной материей. Из [3] видно, что Малое облако окружено участками № 25, 27, 30 и 38. На участке № 25, на расстоянии 1100—1300 *пс* от Солнца виден сильный рост поглощения, а на участках № 27, 30 и 38, несмотря на их близость к галактическому экватору, вообще не видны звезды дальше 1000—1300 *пс* от Солнца. Скорее всего, это следствие очень плотных темных облаков, которые и создали контур Малого облака Стрельца.

Скопления. В исследуемой области известно 16 скоплений звезд: NGC 6507, 6554, 6561, 6596, 6603, 6604, 6605, 6611, 6613, 6618, 6625, 6631, 6639 и 6645, IC 4715 и Coll № 372. Следует отметить, что некоторые из этих скоплений нереальны, как, например, NGC 6554, 6605, 6625, IC 4715.

Алтер [28] также усомнился в реальности скопления NGC 6605. Скопления же NGC 6507, 6603, 6631, 6639, 6645 и Coll 372 не могли быть нами изучены, так как они состоят из очень слабых звезд.

Расстояния до молодых скоплений NGC 6604 и 6611 определены выше по наиболее ярким ранним звездам и составляют примерно 1700—1800 *пс*. Т. С. Кириллова искала скопление звезд до 13^м,5 по диаграмме цвет—величина в направлении на скопление NGC 6618, однако пришла к отрицательному результату [29].

В табл. 6 приведены самые яркие звезды, отнесенные Алтером к этому скоплению [28].

Из табл. 6 видно, что приведенная группа звезд вряд ли является скоплением. Выше было отмечено, что на туманность NGC 6618 проектируется пять звезд О — В2, которые имеют довольно близкие модули расстояния. Если эти звезды и являются частью скопления, то оно находится очень

далеко, примерно 1900 *пс* от Солнца, и искать его методом цвет — величина по звездам до 13^м, 5 трудно. В этом случае будут охвачены только звезды более ранние, чем В3.

Таблица 6

Спектры и модули расстояния ярких звезд NGC 6618

№ по списку Алтера	№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$	№ по списку Алтера	№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$
1	2445	G0	6,5	22	2521	A0	7,9
4	2447	B8	9,5	23	2526	B:	
6	2453	B0	11,1	28	2539	B	10,2:
9	2474	A0	8,3	30	2547	A0	7,7
12	2481	G0	5,3	34	2553	F0	7,6
16	2504	B0	11,4	36	2571	cB0	
18	2510	O5	12,5	48	2585	B5	9,3
19	2520	A	8,0:	49	2595	cB8	

Самые яркие звезды из скопления NGC 6613, отождествленные по работе Алтера [28], приведены в табл. 7.

Если исключить из списка звезды 10, 43 и 46, которые вряд ли являются членами скопления, расстояние до группы остальных звезд получается 910 *пс*, отсюда следует, что это скопление является, по-видимому, реальным.

Таблица 7

Спектры и модули расстояния ярких звезд скопления NGC 6613

№ по списку Алтера	№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$	№ по списку Алтера	№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$
10	2254	G	7,4	45	2315	B	9,2:
18	2262	B5	9,8	46	2319	B0:	12,1
28	2285	B	9,7:	49	2325	B3	10,4
29	2279	B2	10,0	50	2323	B3	9,5
43	2298	A2	6,8	68	2345	B3	10,1

Судя по модулям расстояния, приведенная в табл. 8 группа звезд, возможно, является реальным скоплением. Среднее расстояние до этой группы получается 500 *пс*.

Таблица 8

Спектры и модули расстояния самых ярких звезд в районе NGC 6596

№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$	№ по каталогу [1]	Sp	$m-M$
1760	B5	9,6:	1803	A0	8,4
1783	A0	8,5	1815	B8	8,0
1790	A0:	7,5	1840	B9	8,9
1791	A1	8,3			

Таким образом, из десяти реальных звездных скоплений области по крайней мере девять находятся дальше 700 *пс* от Солнца и, следовательно, их пространственное распределение похоже на распределение звезд В1—В3.

ВЫВОДЫ

В результате исследования пространственного распределения звезд, диффузных туманностей и скоплений в области с центром $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ можно прийти к следующим заключениям.

I. В изучаемой области луч зрения идет, по крайней мере до 3000 *пс*, вдоль спирального рукава, так как звезды О — В3 наблюдаются более или менее равномерно на всем протяжении от 1000 до 3000 *пс* от Солнца. Этот вывод согласуется с тем фактом, что магнитное поле направлено здесь вдоль луча зрения [30].

II. В исследуемом рукаве имеется один большой комплекс, состоящий из туманностей и молодых скоплений звезд, внутри которого плотность нейтрального водорода имеет повышенное значение. Поэтому можно думать, что процесс образования звезд шел здесь очень активно в последние 10^5 — 10^6 лет. Об этом же свидетельствует и сплошной массив звезд О — В3, от 1000 до 3000 *пс* от Солнца почти не делящийся на большие группировки.

III. Изучение звезд более поздних спектральных классов, туманностей и скоплений показывает, что между Орионовым рукавом и рукавом в Стрельце имеется разрыв примерно в 600 *пс*, где нет звезд О — В5, очень мало звезд В8—dF5, а также нет скоплений и туманностей. Этот промежуток заполнен гигантами поздних спектральных классов, как это было показано в [3], и поглощающей материей.

В заключение приношу благодарность проф. Б. А. Воронцову-Вельяминову, который любезно согласился просмотреть рукопись и сделал полезные замечания, а также О. П. Голландскому и В. И. Пронику за советы и Е. И. Иосько за помощь при обработке материала и изготовление фотографий.

Май 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 208, 1958.
2. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 268, 1959.
3. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 152, 1960.
4. J. J. Nassau, C. K. Seyfert. *Ap. J.*, **103**, 117, 1946.
5. Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **9**, 82, 1952.
6. R. Wilson. *General catalogue of stellar velocities*. Washington, 1956.
7. C. Schalen. *Medd. obs. Uppsala*, № 61, 1935.
8. И. М. Копылов. Диссертация, 1959.
9. B. J. Bok, J. M. Rendall-Arons. *Ap. J.*, **101**, 280, 1945.
10. S. W. McCuskey. *Ap. J.*, **123**, 458, 1956.
11. И. М. Копылов. *Астр. журн.*, **35**, 390, 1958.
12. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 152, 1953.

13. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 162, 1956.
 14. T. Elvius. Stockholms Obs. Ann., 16, № 4, 1951.
 15. W. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
 16. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 11, 1955.
 17. C. S. Gum. Mem. Astron. soc., 67, 155, 1955.
 18. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Астр. журн., 36, 902, 1959.
 19. S. Sharpless. Ap. J., 118, 362, 1953.
 20. S. Sharpless. Ap. J., 119, 334, 1954.
 21. М. Уокер. Сб. «Нестационарные звезды». Ереван, 1957.
 22. П. Н. Холопов. Астр. журн., 36, 295, 1959.
 23. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, П. В. Щеглов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 150, 1960.
 24. Г. А. Шайн. Астр. журн., 31, 217, 1954.
 25. J. H. Oort et al. M. N., 118, 379, 1958.
 26. B. J. Bok. The Distribution of the stars in space. Chicago, 1937, p. 18 and 36.
 27. J. Stebbins, H. Huffer, A. E. Whitford. Ap. J., 90, 223, 1939.
 28. G. Alter. M. N., 103, 10, 1943.
 29. Т. С. Кириллова. Труды ГАИШ, 29, 178, 1958.
 30. Г. А. Шайн. Астр. журн., 33, 469, 1956.
-

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ, ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ
И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА 3404 ЗВЕЗД В СОЗВЕЗДИИ ЛЕБЕДЯ
(ЦЕНТР $\alpha_{1950} = 20^h44^m$, $\delta_{1950} = +45^\circ0'$)**

Л. И. Метик

Настоящий каталог — первая часть работы по изучению области в Лебеде, размером $7^\circ \times 6^\circ$, с центром $\alpha_{1950} = 20^h44^m$, $\delta_{1950} = +45^\circ0'$. Область расположена у галактического экватора ($l = 53^\circ$, $b = 0^\circ$), включает две известные туманности NGC 7000 (Северная Америка) и IC 5070 (Пеликан) и характеризуется малым количеством звезд ранних спектральных классов.

Данные каталога — спектральные классы, звездные величины и показатели цвета звезд ярче $12^m,5$ послужат в дальнейшем для определения межзвездного поглощения, пространственного распределения звезд и поглощающей материи.

SPECTRAL CLASSES, PHOTOGRAPHIC MAGNITUDES AND COLOUR INDICES OF 3404 STARS IN CYGNUS (CENTER $\alpha_{1950} = 20^h44^m$, $\delta_{1950} = +45^\circ0'$), by *L. P. Metik*. — The present catalogue is the first part of an investigation of a region in Cygnus, $7^\circ \times 6^\circ$, with the center $\alpha_{1950} = 20^h44^m$, $\delta_{1950} = +45^\circ0'$. The region is at the galactic equator ($l = 53^\circ$, $b = 0^\circ$) and includes two known nebulae, NGC 7000 (North America) and IC 5070 (Pelican), and is characterized by having a small number of early type stars.

The data given in the catalogue (spectral classes, stellar magnitudes and colour indices of stars brighter than $12^m,5$) will be used for the determination of interstellar absorption and the space distribution of stars and absorbing matter.

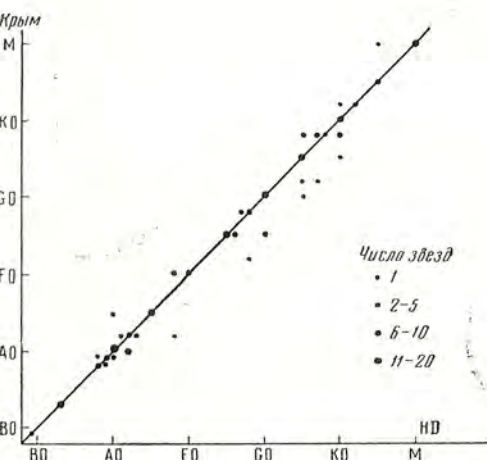
§ 1. СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

Снимки для классификации спектров звезд были получены на $16''$ астрографе с объективной призмой, как описано ранее [1—3]. Просмотрено 12 пластинок с лучшими изображениями и экспозицией до двух часов.

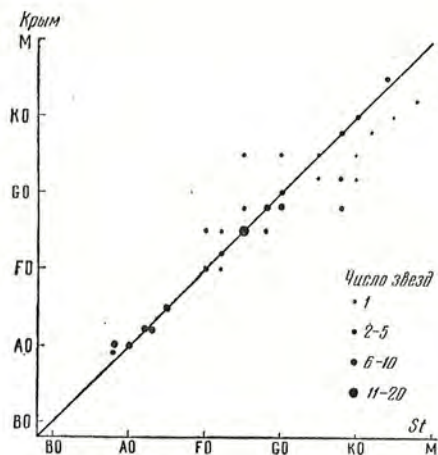
Критерии классификации близки к [1,3].

Каждая звезда классифицирована не менее чем по трем пластинкам.

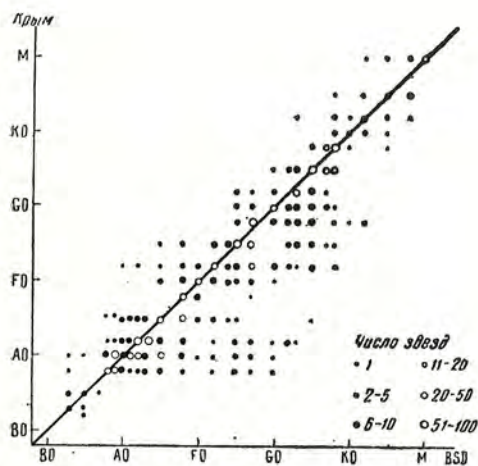
На фиг. 1—4 даны сравнения спектральной классификации нашего каталога с четырьмя другими. Сравнение с каталогом HD Гарвардской обсерватории (фиг. 1) показывает хорошее согласие, за исключением некоторых поздних звезд, которые, как уже отмечалось [2], в HD классифицируются



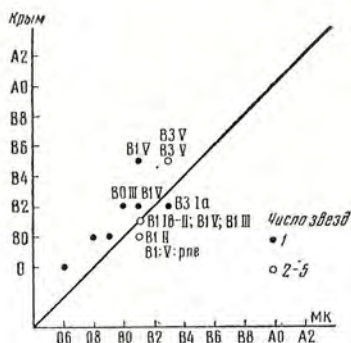
Фиг. 1. Сравнение спектральных классификаций Крымской обсерватории и каталога HD



Фиг. 2. Сравнение спектральных классификаций Крымской и Стокгольмской обсерваторий



Фиг. 3. Сравнение спектральных классификаций Крымской и Бергедорфской обсерваторий



Фиг. 4. Сравнение спектральных классификаций Крымской обсерватории и системы МК для ранних звезд

как более поздние. Такой же вывод можно сделать и при сравнении со Стокгольмским каталогом [4] (фиг. 2). Более ранними, чем в Бергедорфском каталоге (фиг. 3), оценены у нас звезды G и A. Причина такого расхождения также отмечалась [2]. Фиг. 4 дает сравнение наших спектров со спектрами в системе МК. Различия в классификации можно объяснить нечеткостью изображения наших спектров и недостаточно уверенными критериями классификации звезд O — B.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН

Звездные величины определялись по снимкам, полученным в течение лета 1957 и 1958 гг. на камере «Догмар», аналогично [2,3]. Для фотографических величин использовались пластинки Agfa Astro Platten, для красных величин — Agfa Astro Platten panchromatisch со стеклянным фильтром ОС-12 (толщиной 2 мм).

Негативы измерялись на микрофотометре МФ-2 с диафрагмами, соответствующими 0,1 мм и 0,2 мм изображения на пластинке. Каждая звезда измерялась не менее чем по трем пластинкам. Средняя квадратичная каталожная ошибка не превышает $\pm 0^m,03$.

Стандартом при определениях величин звезд (от $9^m,5$ до $12^m,5$) служила расположенная в центре нашей области площадка SA 40, исследованная Эльвиусом [4], а для ярких звезд до $10^m,0$ — скопление M 39, так как звезды ярче $8^m,0$ Эльвиус не измерял, а в интервале $8^m,0$ — $10^m,0$ его величины не совсем точны. Величины M 39 взяты из работы Джонсона [5]. Исследуемая область и M 39 фотографировались последовательно на одинаковых и малых зенитных расстояниях.

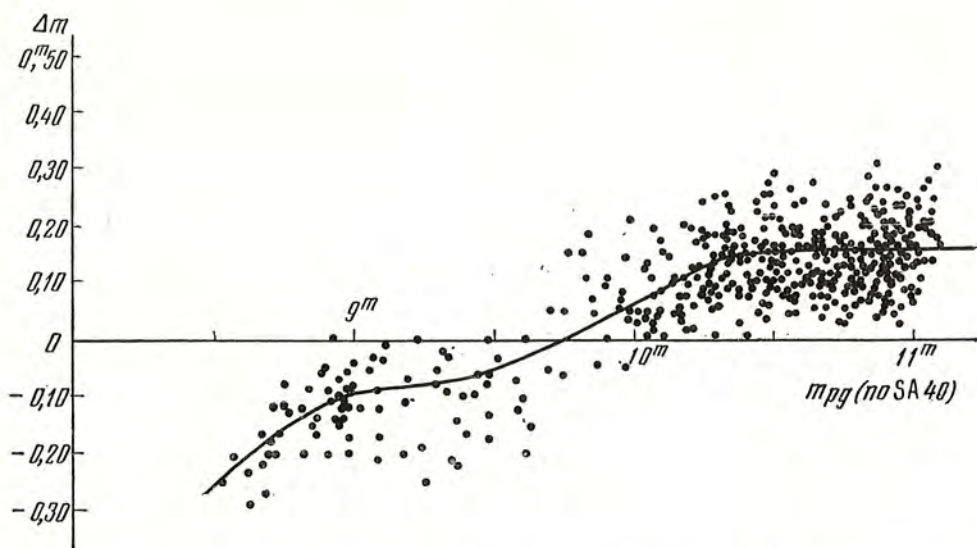
Характеристические кривые строились по звездам спектральных подклассов B8 — A5, показатели цвета которых в интернациональной системе меньше $+0^m,50$.

Фотографические величины m_{pg} . Фотографические величины от $9^m,5$ до $12^m,5$ определялись по характеристическим кривым SA 40, т. е. в системе, близкой к интернациональной, а до $9^m,5$ — по M 39. Звездные величины в M 39 были переведены из системы B в интернациональную при помощи формулы Джонсона [6]. Сравнение фотографических величин звезд каталога, определенных по M 39 и SA 40, дано на фиг. 5. Из сравнения следует, что эти определения имеют разные нульпункты и что шкала звездных величин SA 40 неверна в интервале от $8^m,0$ до $10^m,0$. Нульпункт измерений по M 39 был приведен к нульпункту SA 40 путем прибавления средней поправки, равной $+0^m,15$.

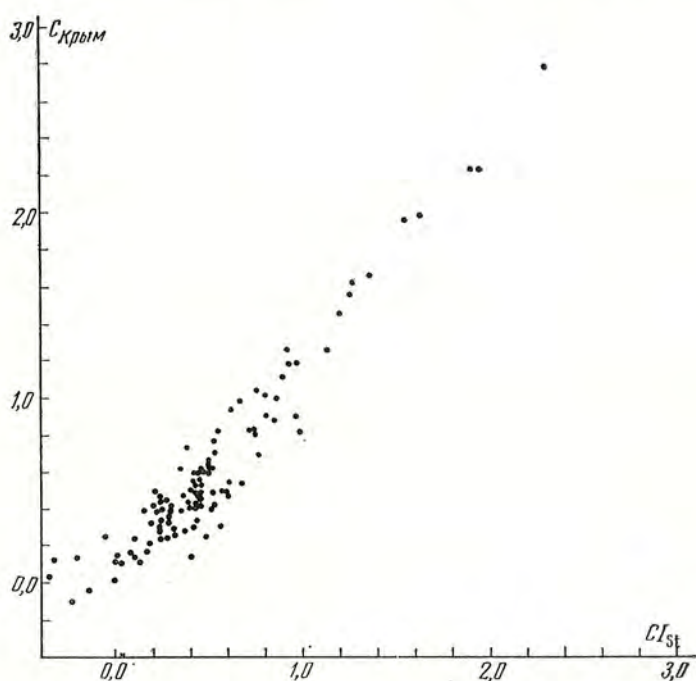
Измерения по SA 40 в интервале от $8^m,0$ до $10^m,2$ были исправлены согласно графику (фиг. 5).

Зависимость между нашими фотографическими и Стокгольмскими величинами дается соотношением (1), которое получено в результате решения 105 уравнений способом наименьших квадратов.

$$m_{pg}^{Kp} - m_{pg}^{St} = 0,07 - 0,06 C, \quad (1) \\ \pm 0,03 \pm 0,03$$



Фиг. 5. Сравнение фотографических звездных величин, полученных по М 39 и SA 40.
 $\Delta m = m_{pg} \text{ (по SA 40)} - m_{pg} \text{ (по М 39)}$



Фиг. 6. Сравнение показателей цвета $C_{Кр}$, определенных на Крымской обсерватории, и показателей цвета CI_{St} , определенных на Стокгольмской обсерватории

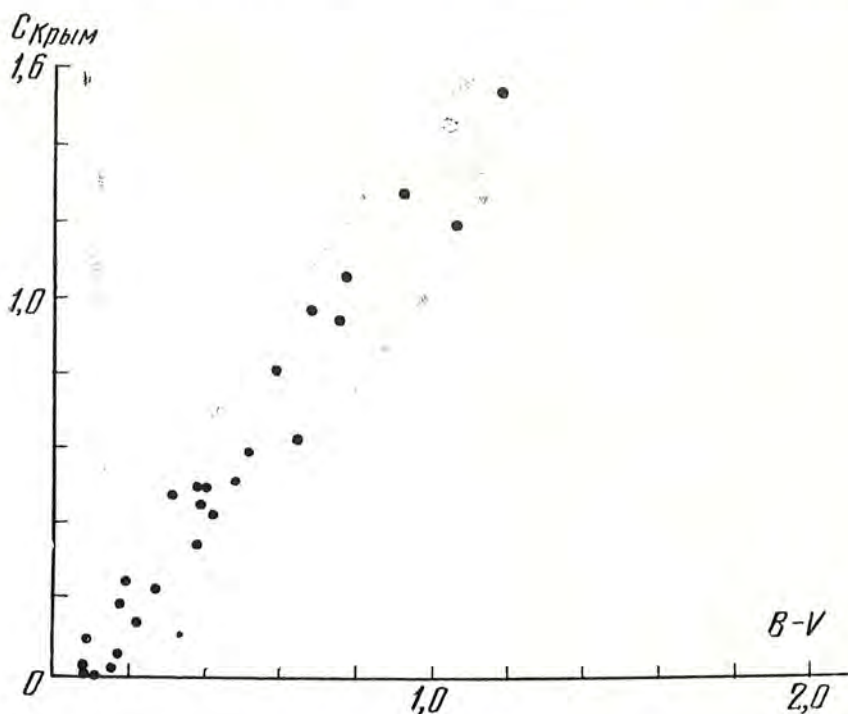
Аналогично, решая систему 15 уравнений, получаем (2) — зависимость нашей системы и системы B :

$$B - m_{pg}^{Кр} = 0,07 - 0,06C. \quad (2)$$

$$\pm 0,03 \pm 0,03$$

Таким образом, наши фотографические величины мало отличаются от интернациональных.

Красные величины m_r . Система наших красных величин уже рассмотрена в работах [2,3]. Стандарты для определения m_r те же, что и для m_{pg} — M39 и SA 40.



Фиг. 7. Сравнение показателей цвета C и $B - V$

Сравнение красной системы наших звездных величин и фотовизуальной системы Стокгольмской обсерватории, совпадающей с интернациональной фотовизуальной, показывает хорошее согласие нульпунктов и шкал этих систем. Путем решения 105 уравнений было получено следующее соотношение:

$$m_{pv}^{St} - m_r^{Kp} = 0,01 + 0,187C, \\ \pm 0,01 \pm 0,02 \quad (3)$$

Зависимость нашей системы красных величин и системы V , практически совпадающей с интернациональной фотовизуальной, может быть представлена в виде

$$V - m_r^{Kp} = -0,01 + 0,22C, \\ \pm 0,02 \pm 0,02 \quad (4)$$

полученном, как результат решения системы 15 уравнений.

Показатели цвета C . Показатели цвета получены как разности наших фотографических и красных величин :

$$C = m_{pg} - m_r.$$

На фиг. 6 и 7 дается сравнение показателей цвета C (нашего каталога) с CI (показателями цвета Стокгольмского каталога) и $B - V$ соответственно.

Решение системы 97 уравнений дает следующую зависимость:

$$CI = 0,03 + 0,78C, \\ \pm 0,02 \pm 0,03 \quad (5)$$

и, используя данные [7], где, согласно (1),

$$CI_{int} = -0,176 + 1,09 (B - V),$$

получаем

$$B - V = 0,192 + 0,716C. \\ \pm 0,02 \pm 0,03 \quad (6)$$

§ 3. КАТАЛОГ

Звезды в каталоге разделены по шести зонам склонения: 42° , 43° , 44° , 45° , 46° , 47° . Порядковые номера звезд в каждой зоне соответствуют возрастанию прямых восхождений.

Каталог содержит следующие данные по столбцам:

- 1) порядковый номер звезды;
- 2) номер по каталогу BD;
- 3) m_{pg} — фотографическая звездная величина;
- 4) $C = m_{pg} - m_r$ — показатель цвета звезды;
- 5) Sp — спектральный класс звезды.

Светимости звезд, как правило, не оценивались, за исключением некоторых гигантов поздних классов. Данные для некоторых звезд, взятые из каталогов [8—11], выделены жирным шрифтом. В этом случае в третьем столбце дана величина B , в четвертом — $B - V$, в пятом — спектральный класс в системе МК. Величины ярких звезд, данные в скобках, взяты из каталога AGK₂.

К звездам, отмеченным звездочкой, в конце каталога даны примечания. В примечаниях использованы данные каталога [13] и AGK₂. Неуверенные данные отмечены двоеточием.

Для отождествления звезд каталога приведены карты (фиг. 8—19). Координатная сетка относится к 1950 г. и нанесена по данным каталога AGK₂. Градация звезд на картах не сохранена.

Тема настоящей работы была предложена С. Б. Пикельнером. Я искренне благодарна И. И. Проник за полезные советы в процессе работы, В. В. Гаврилову за помощь в работе, И. Е. Иосько и С. И. Коркину за изготовление карт для каталога.

19 мая 1959 г.

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
Зона + 42°					52		11 ^m ,65	0 ^m ,33	A5
1		10 ^m ,37	1 ^m ,30	G8	53		12,26	0,60	F2
2		12,22	0,51	F2	54		11,25	1,17	G5
3		12,10	0,36	B8	55		12,05	0,31	B8
4		11,48	0,54	F5	56	42° 3799	8,56	0,40	F5
5		10,68	0,26	A5	57	41 3827	10,69	0,43	A5
6		10,63	0,25	A2	58		11,48	0,53	F2
7		11,57	0,69	A2	59	42 3800	9,99	1,76	gK0
8		10,09	0,37	A0	60		11,44	0,31	A5
9		11,32	0,55	A0	61		11,16	0,91	G5
10		11,62	1,99	K5	62	41 3830	10,64	0,55	F5
11	42°3787	9,22	0,41	A2	63	42 3802	10,81	0,19	A2
12		12,18	0,42	A0	64	42 3801	10,20	0,66	G2
13	42 3784	11,03	0,15	A2	65	42 3803	(7,10)	—	A0
14		11,72	0,23	A0	66		12,20	0,42	F8
15		11,96	0,12	A0	67	42 3805	9,82	1,07	G8
16		11,90	0,30	F2	68		11,86	0,49	F2
17		12,45	0,51	F8:	69	42 3804	11,13	0,54	F2
18		11,93	1,22	G5	70		11,19	0,53	F2
19		12,24	0,48	F8:	71		11,98	0,56	F2
20		11,49	0,54	F8	72		11,99	0,19	A5
21		11,90	0,15	A0	73*	42 3806	11,51	0,50	F5
22		11,66	2,04	K0	74	42 3807	(7,65)	0,60	F8
23	41 3815	11,37	2,36	G8	75	41 3831	10,68	0,64	F8
24		12,01	1,93	B:	76		11,85	0,26	A5
25		12,25	0,44	F2	77		12,16	0,39	F0
26	42 3791	9,06	0,48	F8	78		11,86	0,39	F8
27		12,22	0,34	F0	79	41 3833	8,82	0,37	A0
28	42 3792	10,12	—0,04	A0	80	41 3835	11,43	1,68	G8
29*	42 3793	9,95	0,81	F8	81	41 3834	8,80	—0,02	A0
30		11,08	0,86	G5	82		11,90	0,65	G0
31		12,11	0,32	F0	83		12,11	0,36	F2
32	42 3794	11,08	1,33	G8	84		12,03	0,59	G0
33		12,29	0,44	A0	85		12,05	0,10	A2
34		12,16	0,38	F0	86	41 3839	10,30	0,19	A2
35		12,23	0,31	F0	87		11,71	0,26	A2
36		12,22	0,42	F2	88		11,26	0,17	A0
37		12,34	1,04	F8	89		12,16	0,79	G5
38	41 3819	11,25	1,75	K2	90	42 3812	10,65	0,56	F5
39	41 3820	9,15	—0,01	B8	91		11,90	0,43	F8
40		12,29	0,45	F5	92		11,81	0,26	A8
41		11,87	0,33	F0	93		11,94	0,88	A0
42		12,19	1,22	G2	94		12,18	0,50	G0:
43		12,17	0,56	F8	95		11,90	0,14	A2
44	42 3797	10,96	0,63	F5	96	41 3845	7,44	0,49	G0
45		11,48	0,64	F2	97	42 3815	9,51	0,61	F5
46		11,28	0,83	G0	98		11,74	0,86	G2
47	41 3821	10,90	0,64	A0	99		11,73	0,43	F0
48		11,84	0,76	G5	100		12,28	0,73	F5
49		11,35:	0,10	A0	101		11,12	—0,22	A0
50		12,22	0,54	F2	102	42 3817	10,91	0,49	F2
51		11,95	0,23	A2	103		12,15	0,21	F0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
104	42° 3819	10 ^m ,39	0 ^m ,41	F2	155	41° 3863	10 ^m ,51	1 ^m ,45	G8
105	42 3820	9,71	0,41	F0	156	42 3839	8,31	—0,14	A0
106		11,98	0,25	A2	157	42 3840	10,51	0,65	G0
107	42 3821	9,22	0,30	F0	158	42 3842	10,29	1,42	K0
108	42 3822	10,61	0,08	A0	159		11,79	1,04	G0
109		11,67	0,24	F2	160		12,13	0,24	F0:
110		12,23	1,06	G5	161	42 3843	10,33	0,06	A2
111		12,05	0,80	G0	162	41 3865	10,75	1,81	K2
112	42 3825	10,94	0,02	A0	163	42 3844	10,96	1,72	G8
113		11,54	0,41	F2	164	42 3845	10,67	—0,01	A0
114		10,23	0,60	F2	165	41 3869	(7,34)	—	F0
115	42 3826	11,59	1,49	G8	166		11,70	0,36	F8
116		11,01	0,10	A2	167		10,79	0,13	A2
117	41 3850	9,61	0,40	A5	168		11,50	0,25	A0
118	41 3851	11,13	0,67	F8	169	42 3847	9,00	0,42	A8
119		12,24	0,55	G5	170	42 3849	10,89	0,66	F8
120	42 3828	10,44	0,84	F8	171		11,72	0,37	F0
121		12,16	0,23	A0	172	42 3850	9,9:	0,8:	F8
122		12,21	0,53	F2	173	41 3871	11,24	0,31	A5
123	42 3829	10,53	1,39	G8	174		12,35	0,28	A0
124		12,28	0,46	F2	175		11,81	0,65	G0
125		11,53	0,41	F2	176	42 3851	9,13	0,24	A2
126		11,44	0,22	A2	177		11,18	0,41	F5
127		11,65	0,22	A2	178		12,28	0,39	A2
128		11,53	0,24	A5	179	41 3876	9,23	1,08	G8
129		11,84	1,40	G8	180		12,42	1,00	G0
130		11,43	0,43	F0	181		11,92	0,90	G5
131	42 3831	11,10	0,29	A5	182		11,88	0,57	G0
132	42 3830	10,43	0,25	A0	183		12,20	0,37	F2
133		12,10	0,36	F0	184		11,97	0,43	A2
134		11,54	0,76	G5	185		12,27	1,70	B:
135	42 3832	10,62	0,34	A2	186		11,81	0,28	A8
136	42 3834	7,98	0,39	F5	187		10,21	—0,01	A0
137		11,88	0,70	G0	188	41 3880	9,81	1,31	G8
138		12,14	0,32	F0	189	42 3855	9,71	1,28	K0
139		11,85	0,69	F0	190	41 3881	9,99	1,61	K5
140		11,10	0,03	A0	191		11,04	0,35	A5
141		11,94	2,24	B:	192		12,12	0,99	F8
142		12,38	0,42	F0	193		12,21	0,67	F8
143		11,83	1,60	G8	194		12,14	0,52	F2
144		12,04	0,26	F0	195	42 3856	10,84	0,98	G8
145		11,91	0,44	F2	196	41 3883	10,75	1,43	K2
146		11,45	1,03	G5	197	42 3857	11,26	1,27	G8
147	41 3860	10,78	0,51	F2	198		12,29	0,64	G2
148		12,14	0,37	F0	199		11,08	1,10	G2
149	42 3836	10,29	0,16	A0	200		11,57	0,67	A0
150	42 3837	10,97	0,57	F5	201		12,05	0,27	A5
151		11,55	0,33	F2	202	42 3858	9,96	0,07	A0
152	42 3838	9,44	0,14	A0	203		11,69	1,16	A0
153		12,37	0,54	F2:	204		11,30	0,23	A0
154		12,34	0,34	A0:	205		11,50	0,50	F5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
206*	41° 3884p	(7 ^m , 1)	—	B9	257		12 ^m , 41	0 ^m , 31	F2
207		12,25	0 ^m , 63	F5	258		12,05	0,80	G2
208	41 3885	9,87	—0,03	A0	259	42° 3883	10,02	0,04	A0
209		11,87	0,40	F2	260		11,73	1,40	G5
210		11,70	0,33	F0:	261		11,21	0,72	F5
211	42 3861	9,15	0,03	A0	262		12,25	0,30	F0
212		10,71	0,25	A2	263		11,95	0,66	G0
213	42 3863	9,88	1,83	K2	264	41 3910	10,54	2,11	K2
214		11,64	0,03	A0	265		11,43	0,71	G0
215		11,25	0,28	A5	266*	42 3885	8,52	0,04	A0
216		12,06	0,33	F0	267		12,15	0,40	F2
217		11,64	0,67	F8	268		10,54	0,39	A5
218		12,39	0,50	F2:	269		10,71	0,39	A5
219		11,60	1,56	G8	270		11,67	0,71	A0
220		11,58	0,52	F8	271		12,13	0,65	F8
221		12,15	0,47	F2	272		11,54	0,61	F8
222		11,69	0,98	G2	273		12,12	0,49	F2
223		11,58	0,60	F5	274		11,82	1,72	G5
224	42 3868	10,51	0,69	F8	275		11,57	1,37	G5
225	42 3869	11,08	1,79	K2	276		11,97	0,29	F0
226	41 3895	8,86	0,67	F8	277		12,24	0,66	F5
227	42 3870	9,63	0,25	A0	278		11,58	0,42	F2
228		12,33	0,37	F2	279		11,82	0,42	F2
229		11,33	0,73	F8	280	41 3915	9,60	1,25	K0
230*		11,89	0,38	F5	281		12,09	0,56	F8
231		11,47	0,37	F2	282	42 3889	9,71	0,50	A5
232	42 3873	(7,3)	—	B9	283		12,25	0,44	F2
233		11,35	0,61	F5	284		11,29	0,58	A8
234	42 3875	10,83	0,69	F2	285		11,56	0,27	A5
235	42 3876	10,48	2,27	gK2	286	42 3892	9,62	0,85	F8
236	42 3877	9,48	0,64	F2	287		11,88	0,60	G0
237		11,65	0,37	F5	288	42 3893	9,88	1,92	gK0
238		11,38	0,27	A2	289		10,97	0,11	A0
239		12,11	0,56	F5	290	42 3894	9,01	0,63	B3
240		10,95	0,06	A0	291		12,40	0,39	A2
241	42 3879	10,87	0,65	F8	292	42 3895	11,04	1,35	G5
242		11,55	0,46	F2	293		11,75	0,62	F2
243		11,95	0,91	G8	294	42 3896	11,40	0,78	F8
244	42 3880	10,07	0,34	A2	295	41 3920	8,85	0,19	A2
245	41 3903	9,17	0,58	F2	296		12,05	0,57	F2
246	41 3905	11,01	1,88	G8	297	41 3922	(6,5)	—	A0
247		11,98	0,36	F0	298		12,35	0,61	G0
248	41 3906	9,58	0,12	A0	299	42 3897	8,47	—0,08	A0
249	41 3907	10,87	1,27	G2	300		11,79	0,52	F0
250		10,75	0,15	A2	301	41 3924	11,29	0,65	F5
251		12,18	0,40	F2	302		11,73	0,36	A3
252		12,01	0,44	F2	303		11,97	0,59	F2
253		12,06	0,47	F2	304		11,99	0,62	F5
254		12,29	0,65	G2	305		12,36	0,61	F5
255	41 3909	(7,1)	—	B8	306	42 3899	11,05	2,50	K5
256	42 3882	10,12	0,45	F5	307		12,14	0,50	F0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
308	42° 3900	11 ^m ,07	0 ^m ,53	F2	360		12 ^m ,24	0 ^m ,36	F2
309		12,05	0,70	F5	361	41° 3947	10,43	0,47	A0
310		12,12	0,48	F2	362	41 3948	10,76	0,66	F8
311		12,19	0,31	B8	363	42,3924	10,93	0,70	F2
312	42 3902	12,18	2,17	G:	364	41 3950	9,59	0,41	A2
313	41 3927	10,69	0,54	A8	365		11,25	0,96	F8
314		11,59	1,19	G5	366		11,16	0,83	F5
315	42 3903	9,17	0,05	A1	367		12,18	0,66	F5
316		11,97	0,57	F2	368		12,13	0,70	F2
317		12,26	0,83	G2	369		12,16	0,42	F0
318		12,37	0,79	G0	370		11,73	0,35	A0
319		12,10	0,68	F5	371	42 3926	10,57	1,05	G2
320	41 3931	10,91	0,89	G2	372		11,68	0,34	A2
321*	41 3932	(6,9)	—	B8	373	41 3952	11,16	1,41	K0
322	42 3905	8,96	0,41	A2	374		11,69	0,96	G0
323	42 3906	10,14	0,21	A2	375	41 3953	11,55	1,56	G8
324		11,26	0,35	A2	376	41 3954	10,80	2,41	K5
325		11,30:	0,55:	A0	377		11,98	0,85	A0
326	41 3933	9,65	0,51	A5	378		12,19	0,50	F0
327	42 3908	9,83	0,07	A0	379		11,97	0,78	F8
328		12,24	0,68	G0	380		11,83	0,59	F8
329		12,22	1,20	B5:	381	42 3929	10,96	0,52	A2
330		11,75	0,44	F0	382*	42 3930	11,33	0,36	A0
331	41 3934	10,51	0,51	A5	383	41 3956	(6,5)	—	B8
332		12,07	0,51	F5	384		12,26	0,58	F2
333	41 3936	10,29	0,27	A2	385		11,92	0,87	F8
334	42 3910	11,43	0,56	F2	386	42 3932	8,10	—0,14	B8
335		12,28	0,72	F8	387	41 3958	11,38:	1,58:	G5
336	41 3937	10,41	1,98	G8	388		11,53	1,06	G2
337	41 3938	10,61	0,42	A8	389		11,81	0,43	A5
338	42 3913	8,14	1,20	K0	390	42 3933	11,45	0,90	F8
339		11,19	0,57	F5	391	42 3934	8,06	0,12	A3
340	42 3914	9,48	1,05	B0III:	392		12,1 9	0,56	F2
341		11,86	0,62	F5	393*	42 3935	12,2	—	cG0:
342		12,17	0,39	F0	394		12,03	0,65	F2
343		11,79	0,72	F8	395		12,43	1,03	F8
344		10,96	1,06	K0	396	41 3964	10,82	0,79	F8
345		12,11	0,48	F5	397		12,34	0,85	G2
346		11,65	0,97	G5	398		12,24	0,56	F5
347		12,33	0,83	G2	399		12,06	0,66	F5
348	42 3915	8,15	0,97	K1 IV	400	42 3937	9,84	0,81	A0
349	42 3916	11,84	1,64	F2	401		11,79	0,87	G5
350		11,81	0,95	G5	402		12,42	1,06	G2
351	42 3917	9,22	0,32	A2	403	42 3938	11,96	1,07	G0
352		12,13	1,10	G5	404	42 3940	11,23	1,29	B8
353		11,33	0,86	F8	405		12,37	0,91	B8
354	42 3918	10,18	0,40	A5	406		11,63	0,59	F8
355	41 3944	8,94	1,60	K2	407		11,89	0,70	F2
356		11,32	0,24	A2	408	42 3941	11,65	1,79	G5
357	42 3920	11,10	0,82	F2	409		11,76	0,62	F5
358		11,99	0,42	F0	410		12,12	0,60	F5
359	42 3921	10,62	0,66	F8	411		11,48	0,72	F8

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
Зона + 43°					52	43°3674	10 ^m ,84	1 ^m ,76	G8
1		10 ^m ,99	0 ^m ,14	A2	53	42 3810	9,90	1,39	G5
2		11,42	0,59	F8	54	42 3811	9,97	0,26	A5
3		12,08	0,19	A:	55		12,08	0,14	A0
4		12,30	0,76	G:	56		11,64	0,20	A5
5	43° 3656	10,55	2,17	K0	57		11,03	—	G5
6		11,49	0,02	A2	58	43 3676	9,44	1,28	G2
7		11,65:	0,78:	F8	59	42 3813	10,29	—0,15	A0
8		12,17	0,43	F2	60		11,62	0,28	F2
9		11,66	0,41	F8	61	42 3814	10,03	—0,09	A0
10		12,08	0,22	A0	62		11,54	0,35	F5
11	43 3657	11,01	0,53	F2	63	42 3816	10,66	0,23	A5
12	43 3658	11,05	1,75	K0	64	42 3818	(7,1)	—	K0
13	43 3659	11,09	1,45	G5	65		11,87	—0,05	A0
14*	42 3785	9,59	1,35	G2	66		12,22	0,85	F5
15		11,81	1,66	G8	67	42 3823	10,85	1,46	G5
16	42 3786	7,71	0,53	F5	68	42 3824	8,93	0,08	A2
17		12,05	1,54	K0	69		11,81:	1,79:	G:
18	42 3788	11,12	1,79	G2	70		11,94	0,64	G0
19		12,07	1,07	G5	71		11,09	0,13	A2
20		11,48	0,45	F2	72	43 3677	10,43	0,58	F5
21		12,30	0,29	F0	73	43 3678	10,72	0,39	F2
22	43 3661	10,69	0,31	A2	74		11,97	0,58	F5
23		11,73	0,34	F0	75		12,06	0,52	F5
24		11,97	—0,04	A0	76		11,36	—0,09	A2
25	42 3789	11,52	2,14	K2	77	43 3679	10,46	0,06	A2
26		12,29	0,51	F2	78		11,42	0,17	A5
27		10,31	0,46	F2	79		11,50	0,38	F0
28		11,74	0,25	F0	80	43 3681	9,80	—0,08	A2
29	42 3790	10,95	0,43	F0	81	43 3682	10,82	0,39	A8
30		11,87	0,27	F2	82		11,50	0,24	A8
31		12,08	0,34	F2	83		12,13	0,27	A5
32	42 3795	10,87	1,25	G5	84		11,61	1,08	G2
33		12,17	0,51	F5	85	43 3685	10,51	0,94	G2
34	42 3796	10,90	1,00	G5	86		11,53	0,10	A2
35		11,97	0,60	A0	87	43 3687	8,16	—0,16	A0
36		11,73	0,54	F5	88	42 3833	7,80	—0,12	A0
37	43 3663	10,15	0,80	F8	89		11,21	0,07	A2
38	43 3664	9,11	0,54	F5	90		11,18	0,59	F2
39	43 3665	10,92	0,51	F5	91		11,54:	0,12:	F8
40	42 3798	9,33	—0,02	A0	92		11,92	0,75	G0
41*		11,70	0,44	F2	93	43 3690	10,95	0,44	F8
42		12,39	0,33	F2	94	42 3835	10,11	0,91	O9p
43	43 3668	11,26	1,58	K2	95		12,01	0,59	F2
44	43 3669	10,44	—0,09	A0	96		11,52	0,05	A5
45		11,71	0,41	F2	97		12,32	0,40	F5
46		11,91	0,36	F2	98	43 3691	11,12	1,35	G8
47		11,20	—0,05	A2	99		11,81	0,33	A8
48	42 3808	9,19	—0,03	A0	100	43 3692	10,93	0,50	F2
49	42 3809	11,99	1,73	F2	101		12,31	0,46	F8
50		10,64	0,31	A5	102		10,83	0,53	F2
51	43 3673	9,38	0,03	A0	103		11,49	0,54	F2

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
104		12 ^m ,10	0 ^m ,39	F2	156		12 ^m ,12	0 ^m ,69	G2
105	42°3841	10,92	0,33	A2	157	43°3713	10,15	1,52	gG8
106		12,33	0,53	A0	158		12,32	0,92	B:
107	43 3693	10,32	0,43	F0	159		12,26	0,25	A5
108		11,81	0,16	B2	160		11,95	1,64	G8
109	43 3694	11,11	1,33	G8	161		12,17	0,46	B:
110	43 3695	10,07	1,45	G5	162	43 3714	11,47	1,34	G2
111		11,62	1,75	K2	163	43 3715	9,11	0,39	A8
112		12,12	0,44	A8	164	42 3859	11,76	1,39	G8
113		12,19	0,41	F5	165		11,41	0,34	F5
114	42 3846	10,48	0,47	A8	166	43 3716	10,65	0,41	F5
115		12,11	0,29	F2	167	42 3860	11,17	1,61	F8
116		12,01	0,27	A5	168	43 3717	11,37	0,93	G5
117		11,99	0,46	G0	169		11,32	0,21	A1
118	42 3848	11,32	1,51	G5	170		11,79	0,38	G2:
119		12,14	0,40	F8	171	43 3718	11,86	2,27	G5
120		12,30	0,38	F5	172		11,44	0,26	A0
121		12,35	0,54	F:	173		11,66	0,31	A8
122	43 3701	8,84	--0,09	A0	174		12,25	0,55	G2
123		12,26	0,46	F5	175	43 3720	10,20	0,08	A0
124		12,30	0,40	F8	176		11,87	1,58	G5
125	43 3702	10,46	2,00	gK0	177*		12,1	—	A5
126*	43 3703	9,96	0,20	A0	178	42 3862	10,29	0,43	A5
127		11,53	1,47	G5	179		12,05	0,47	F2
128		12,08	1,45	G5	180		12,29	0,14	A0
129	43 3705	11,04	0,67	F5	181		11,34	0,17	A2
130	42 3852	12,06	1,74	G8	182		11,44	0,74	A0
131		12,32	0,29	F2	183		12,25	0,37	F2
132*	43 3706	8,92	0,18	A0	184	42 3864	10,32	0,59	F5
133		11,40	0,57	F5	185		11,44	0,14	F2
134	43 3707	11,10	0,46	F8	186		11,88	0,61	F2
135	42 3853	11,57	1,23	G5	187	43 3722	11,19	0,70	F8
136		11,87	0,52	G0	188		11,13	0,29	A2
137*	43 3709	9,46	0,28	A2	189	42 3865	8,40	0,06	A2
138	43 3710	11,39	2,04	G:	190	43 3723	11,00	0,83	G2
139		12,06	0,52	F5	191		11,61	0,44	F5
140	42 3854	8,52	—0,05	B9	192		12,42	0,86	F8
141		12,15	2,22	G0	193		11,58	0,19	A0
142		11,03	0,02	A0	194		12,22	0,67	G2
143		12,09	0,37	F2	195	42 3866	11,44	0,67	F8
144	43 3712	11,03	1,65	G5	196		11,72	1,22	G5
145		12,25	—0,02	A0	197	43 3724	10,38	0,22	A2
146		12,30	0,46	F8	198		11,94	0,78	A0
147		12,30	0,91	G0	199	43 3725	10,12	0,35	A5
148		12,20	0,73	G0	200	43 3728	10,25	1,77	gK5
149		11,63	0,52	F5	201		11,64	0,80	B9
150		11,85	0,36	F2	202	42 3867	10,80	0,29	A8
151		11,92	1,02	G0	203		11,97	0,35	A0
152		11,87	0,33	F2	204	42 3871	9,49	1,08	G5
153		12,02	0,40	G0	205		11,70	0,75	G0
154		12,25	0,69	G0	206		12,05	0,28	G2
155		12,50	0,72	F:	207	42 3872	9,67	1,93	gK5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
208		11 ^m ,85	0 ^m ,72	G0	260		12 ^m ,06	0 ^m ,33	F5
209	43°3731	9,34	0,22	A0	261	43° 3753	10,01	0,87	G0
210	42 3874	10,83	0,51	A8	262		11,44	0,50	F5
211		11,87	1,59	G2	263	43 3751	11,20	1,07	G5
212	42 3878	10,25	0,14	A2	264		12,04	1,23	G0
213		11,89	0,31	F0	265		12,09	0,63	G0
214	43 3732	8,79	0,03	A0	266	43 3754	11,85	0,69	F8
215	43 3733	9,59	1,18	G5	267	43 3756	10,39	0,37	A2
216		11,26	0,58	F5	268		12,04	0,47	F5
217		11,79 ₂	0,53	F8	269		12,18	0,58	F8
218	43 3734	11,57	0,33	F2	270		11,79	0,48	F5
219	43 3735	10,44	0,60	F8	271		12,32	1,23	B5
220	43 3736	10,56	0,19	A2	272	43 3757	11,46	1,55	G8
221	43 3737	10,49	0,42	A3	273	42 3898	9,48	0,09	A0
222		11,78	1,12	G5	274		12,27	0,43	F8
223		11,55	0,59	F5	275		11,63	0,20	A5
224	43 3739	(5,20)	—	A5	276		12,10	0,45	F8
225		11,24	0,35	A5	277		11,33	0,89	G2
226	43 3740	9,36	0,14	A0	278	42 3901	9,52	0,37	A2
227	43 3742	9,77	—0,10	A0	279	43 3760	10,95	0,62	F2
228	42 3881	11,18	1,42	G5	280		12,09	0,42	F5
229		12,06	1,04	G2	281		11,57	0,61	F2
230		11,80	0,41	F5	282		11,70	0,85	G2
231		12,38	0,30	A8	283		11,34	0,36	A8
232		11,31	0,42	A5	284		11,96	0,98	G2
233		11,78	0,52	F5	285		12,17	0,64	F5
234		12,33	0,48	A0	286		11,96	0,49	F0
235		11,69	1,18	G5	287	42 3904	10,87	1,38	G8
236		12,16	0,50	F5	288		11,95	0,25	F5
237		12,08	0,43	F2	289	43 3761	11,61	0,20	F5
238	42 3884	10,17	0,72	F8	290		11,84	0,44	F8
239		11,91	0,39	A5	291	43 3762	8,15	0,34	F5
240	43 3743	10,13	0,48	F2	292		11,77	0,57	F5
241	43 3744	10,25	1,41	G5	293		12,18	0,43	F2
242		11,91	0,24	A5	294	42 3907	8,53	1,69	K5
243	43 3745	11,09	1,58	G5	295		11,49	1,53	G8
244		12,24	0,51	F2	296	42 3909	8,55	0,00	A0
245		11,11	0,35	A2	297		11,94	0,26	A0
246		11,26	0,75	B8	298	43 3763	9,49	0,83	F8
247	42 3888	11,15	—0,05	A2	299	43 3764	10,34	0,21	B9
248		11,91	0,64	F8	300		12,35	0,56	F0
249		11,74	0,68	F8	301		12,31	0,60	F0
250		12,05	0,44	F:	302	43 3765	9,06	0,10	A0
251	43 3746	8,55	0,66	A3	303		11,26	0,61	F8
252		11,12	0,92	B5	304	42 3911	(6,7)	—	B8
253		11,75	1,63	G5	305		11,58	0,19	A5
254		10,46	1,90	K5	306	42 3912	11,04	0,70	F8
255	43 3748	10,57	0,46	A8	307		10,75	0,42	A8
256	42 3890	9,73	0,76	F5	308		12,01	1,01	G2
257	43 3750	10,64	2,23	M	309		11,93	1,06	G2
258		11,85	0,45	F5	310	43 3767	8,45	1,30	K0
259		11,57	0,72	A0	311		12,29	0,44	F5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
36		10 ^m ,91	—0 ^m ,02	A0	88		11 ^m ,57	0 ^m ,46	F8
37		12,28	0,17	A0	89		12,25	0,64	G0
38	44° 3517	10,44	0,13	A2	90		11,73	0,11	A2
39		12,30	0,89	F5	91		12,13	0,13	A0
40	43 3666	11,13	1,79	G8	92		11,97	0,66	F0
41		11,94	1,48	F8	93		11,99	0,09	A5
42	44 3518	10,37	0,01	A0	94		12,34	0,61	G0
43	44 3519	8,42	0,44	A2	95		11,76	0,38	F2
44		10,83	—0,01	A0	96		12,15	0,41	F2
45		12,24	1,11	G:	97	44° 3536	10,49	0,50	F5
46		11,67	0,24	A8	98		11,83	1,51	G:
47		12,21	0,79	G2	99		11,97	0,01	F0
48		12,18	0,38	F2	100	44 3538	8,03	—0,27	A0
49		11,79	—0,06	A0	101		11,82	0,83	G0
50		11,10	0,44	A0	102		11,58	1,57	G8
51	43 3667	10,68	0,22	A2	103		12,15	0,53	A0
52	44 3521	9,83	1,10	G5	104		11,51	0,22	F0
53		12,23	0,55	F8	105		12,37	0,39	F5
54	44 3522	10,82	0,99	G8	106		11,63	1,20	G5
55	43 3670	10,75	0,74	G0	107		11,99	0,25	F2
56		12,13	0,36	F2	108	43 3680	12,07	0,46	F8
57	44 3523	10,65	1,70	G0	109		12,33	0,30	F2
58		10,59	—0,04	A0	110	44 3539	10,56	0,17	A2
59		12,13	2,05	G:	111		12,21	0,36	F8
60		12,42	0,40	F0	112		11,78	0,45	F8
61		11,59	0,43	F2	113	43 3683	8,32	—0,03	A0
62	44 3524	8,62	—0,08	A0	114	43 3684	10,84	1,46	G5
63		10,26	0,13	A0	115	44 3540	9,64	0,14	A2
64	43 3671	9,62	—0,24	A0	116	43 3686	10,74	1,25	G2
65	43 3672	(6,5)	—	B8	117		12,13	0,28	A8
66		11,88	0,54	G0	118		11,73	0,13	F5
67		11,14	0,46	F0	119	43 3688	11,13	1,86	gG8
68	43 3675	10,86	0,63	F5	120	44 3542	8,98	—0,01	A0
69		11,83	0,14	A5	121		11,43	1,45	G5
70*	44 3525	10,19	1,30	G5	122		12,13	0,27	F0
71	44 3526	9,05	1,28	G8	123*	43 3689	11,73:	0,41:	F5
72	44 3527	9,76	0,49	F0	124	44 3544	10,73	1,13	F5:
73*	44 3528	11,00	—0,01	A0	125		11,51	0,79	G8:
74		11,04	0,49	F8	126		11,80	0,24	F5
75	44 3529	10,08	0,38	A8	127		12,33	0,35	F5
76		11,89	0,35	F:	128		12,08	0,23	F5
77		11,89	0,44	F8	129	44 3547	11,20	2,23	K5
78		12,32	0,48	F2	130		11,34	0,49	F8
79		11,32	0,45	F8	131	44 3548	10,50	0,83	G2
80	44 3530	11,21	1,84	G5	132		11,33	0,44	F8
81		10,78	0,34	A0	133		12,02	1,05	G8
82	44 3532	11,27	0,51	F8	134		12,16	0,33	F5
83		12,27	0,34	F8	135		11,86	0,49	F5
84	44 3533	10,90	0,36	F0	136		12,28	1,60	K2
85		12,04	1,64	G:	137	43 3696	10,81	0,81	F8
86	44 3536	11,68	0,23	A0	138		12,09	0,15	A5:
87		12,35	0,30	A2	139	43 3697	10,29	0,47	F2

N ₂	BD	m_{pg}	C	Sp	N ₂	BD	m_{pg}	C	Sp
140		11 ^m ,86	0 ^m ,26	F8	192		11 ^m ,94	3 ^m ,56	gM
141	44°3551	9,98	0,66	F8	193		11,66	1,23	G5
142	44 3552	9,15	—0,18	A0	194		10,95	0,18	A5
143	44 3553	8,48	—0,06	A0	195		12,29	0,75	G2
144	43 3698	10,27	0,50	F5	196		11,36	0,34	F2
145		11,53	0,50	F5	197		12,29	1,30	G2
146*	44 3555	9,30	1,19	gG5	198	44°3573	10,73	2,20	K5
147		11,40	0,48	F8	199		11,98	0,20	F5
148		12,22	0,43	B8	200		12,33	0,36	G2
149	44 3556	8,92	0,19	A0	201		12,24	0,40	F0
150	44 3557	10,45	0,29	A8	202		11,81	0,25	A2
151		12,22	0,43	F:	203	44 3575	10,88	0,64	F8
152	44 3558	9,87	0,26	A2	204		11,55	0,32	F5
153		11,85	1,46	G:	205		11,83	0,61	F8
154		12,30	0,28	F5	206		11,66	0,48	F5
155		12,05	0,69	G5	207	44 3577	10,88	0,39	F5
156		12,06	0,25	F5	208		11,35	0,32	A0
157	44 3563	10,76	1,84	gG8	209	43 4719	10,51	0,85	F8
158	44 3562	10,81	0,47	F5	210		12,16	0,28	A0
159	44 3564	11,01	0,19	A5	211	44 3578	10,50	0,46	F0
160		11,75	0,35	F5	212	43 3721	10,47	0,14	B9
161	43 3699	11,69	1,22	G5	213		12,21	2,87	K5
162	43 3700	10,65	1,38	G5	214		11,68	0,42	F5
163		11,53	0,48	F8	215	44 3581	9,30	0,31	A5
164		11,71	0,51	F5	216	44 3582	8,82	0,46	F5
165		11,33	0,16	A2	217	44 3583	10,48	0,19	A3
166		11,65	0,40	F5	218		11,50:	0,42:	F0:
167		11,06	0,56	F8	219		11,79	0,77	G0
168		11,67	0,41	F8	220		11,52	1,38	G8
169	43 3704	10,43	0,07	A2	221	44 3584	9,25	0,12	A0
170		12,04	0,13:	F0	222		11,46	0,63	F5
171		11,80	0,32	F5	223	44 3586	10,58	1,47	gG5
172		12,18	0,24	F2	224	44 3587	11,14	0,75	B5
173		12,23	1,96	K5	225		11,99	0,45	F2
174	44 3567	10,69	0,03	A2	226	43 3726	11,69	0,43	F2
175		11,21	0,23	A8	227		12,01	0,70	A2:
176		11,90	0,37	F8	228	43 3727	11,25	0,48	F8
177		11,56	0,80	G5	229		12,46	0,48	F8
178	43 3708	9,57	0,15	A0	230		12,41	0,62	G0
179		12,18	0,56	G2	231		12,31	0,40	F8
180		12,08	2,38	K2	232		11,88	—0,10	A0
181		10,91	0,16	A0	233		11,22	0,67	F8
182		12,04	0,26	G2	234	44 3589	11,07	0,57	F8
183		11,92	0,34	F8	235		12,08	1,54	G5
184	43 3711	11,61:	1,64:	gG5	236	43 3729	10,19	1,61	gG8
185		11,63	0,53	F8	237		11,29	0,34	F2
186		12,02	0,10	A0	238		11,42	0,41	F0
187		12,10	0,69	A5	239		11,54	0,27	A0
188		12,36	0,45	F0	240	43 3730	9,54	0,57	F2
189		11,31	0,05	A2	241		11,94	0,29	F0
190	44 3569	8,75	0,12	A0	242		11,91	1,29	G8
191	44 3570	9,37	0,37	A5	243		12,25	2,30	M

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
244		11 ^m ,27	0,18	A0	296		12 ^m ,00	0 ^m ,41	F5
245		11,65	0,90	G2	297	44 3616	9,90	0,24	A0
246	44°3595	11,00	0,64	F8	298*	43 3755	(4,38)	—	B3
247		11,95	0,60	G0	299	44 3618	10,82	0,31	A0
248		12,03	0,61	F8	300	44 3619	10,86	0,45	F2
249		11,27	0,42	F5	301	44 3620	10,53	1,57	G5
250		12,03	0,43	F8	302	44 3621	7,95	—0,16	A0
251		12,31	0,62	G2	303	43 3758	10,99	2,06	G8
252		12,17	0,58	G2	304		11,42	0,62	F8
253		12,07	0,39	F2	305		11,54	0,14	A0
254		10,93	0,29	F2	306		12,40	2,03	G:
255	43 3738	10,26	0,39	F5	307		12,12	0,44	F8
256	44 3597	10,46	0,64	F8	308	43 3759	8,11	0,91	G5
257		10,84	1,56	F8	309	44 3623	11,42	0,47	F8
258	43 3741	10,59	0,51	F5	310		11,44	1,14	G5
259	44 3598	10,74	1,46	gK0	311*	44 3624	(7,1)	—	B8
260		11,95	0,29	A5	312		12,04	0,70	G2
261		11,43	0,49	F8	313		12,05	0,49	G0
262	44 3599	11,30	0,50	F8	314		11,01	0,20	A8
263		12,12	0,38	F8	315		11,38	0,32	A8
264		11,90	0,61	G0	316		12,14	0,36	F2
265		11,65	0,11	A0	317	44 3627	10,61	0,76	B3V
266		12,22	0,66	G0	318*	44 3628	7,54	—0,20	B8
267	44 3600	9,56	0,66	F2	319		12,07	0,77	F8
268	44 3601	10,68	1,70	gG8	320		12,19	0,46	F8
269		11,70	1,33	F8	321		12,12	0,46	G0
270	44 3602	10,27	1,96	Gg8	322		11,08	0,72	F8
271		11,80	0,09	A3	323	44 3629	10,36	0,46	B8
272		11,92	0,40	F8	324		11,93	0,39	F:
273		11,62	0,39	A5	325		12,43	0,32	A:
274		12,30	0,38	F2	326	44 3630	10,95	1,03	G2
275		11,42	0,44	F5	327		12,20	0,51	B2
276		11,56	1,64	G8	328		11,74	0,34	F0
277	44 3608	9,65	0,50	F2	329		11,79	0,40	F5
278	44 3609	10,85	1,60	gG8	330	44 3633	8,80	—0,09	A0
279	43 3747	9,31	0,59 B1 V	nnec:	331		11,22	0,43	F2
280		11,13	0,45	F8	332		11,83	0,39	A2
281	44 3610	10,34	0,75	F8	333		11,88	0,15	F:
282		12,24	1,05	G2:	334	44 3634	10,21	1,40	G8
283		11,83	0,64	F8	335		11,96	0,13	F0
284	43 3749	10,13	0,80	B8	336		11,52	1,39	G8
285		12,04	0,42	F2	337		10,98	0,33	F5
286		11,96	0,10	A5	338		12,10	0,42	F5
287	43 3752	10,45	1,56	G8	339		12,23	0,31	F5
288	44 3613	9,94	1,41	G8	340		12,10	0,40	F5
289		12,17	0,40	F5	341		12,16	0,38	F5
290		11,18	0,34	A8	342		11,90	0,58	F2
291		12,24	0,29	A5	343*	44 3636	10,68	0,51	A0
292		12,40	0,50	F2	344		11,95	0,35	F5
293		12,29	0,57	G0	345		12,41	0,54	G0
294	44 3614	11,05	0,60	F8	346		12,41	0,51	G0
295		11,06	0,22	A5	347	43 3766	(6,7)	—	B9

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
348		12 ^m ,20	0 ^m ,55	F8	400		12 ^m ,50	0 ^m ,65	G2
349		11,88	0,41	G0	401		11,16	0,36	A5
350		12,18	0,31	F2	402		11,88	0,29	F8
351		11,91	0,66	A0	403		12,35	0,16	F5
352		11,76	0,39	F0	404		11,21	0,41	F2
353		10,78	0,56	F8	405		11,67	1,19	G8
354		12,25	0,48	F0	406		12,23	0,19	A0
355		11,84	0,50	F2	407	44°3647	10,48	1,03	G8
356	44°3637	9,52	—0,01	A2	408	43 3774	12,41	0,39	F8
357		12,23	0,85	G0	409	44 3649	9,09	1,80	M
358		12,24	1,88	G5	410		11,52	0,57	G0
359		11,35	0,36	A2	411	44 3652	8,91	0,35	F8
360		12,21	1,78	A:	412		12,10	0,42	F2
361		11,67:	0,46:	A0	413		11,75	0,48	F2
362		11,77:	0,26:	A0	414		10,85	0,27	A5
363	43 3768	9,82	0,01	A0	415		11,80	0,47	F5
364	44 3639	6,01	0,05	O6	416		11,74	2,70	K5
365		11,97	0,45	A2	417	43 3777	(6,8)	—	gK0
366		11,25	0,25	A5	418	44 3655	9,55	0,31	B1IV
367	44 3638	10,49	0,43	A5	419		11,84	0,56	F5
368		10,03	0,11	A0	420	44 3653	11,08	0,84	G0
369		11,69:	0,91:	G5	421	44 3657	10,67	0,66	F8
370		12,15	1,16	A5:	422	44 3656	11,27	2,81	K5
371		11,99	0,34	F2	423		10,84	—0,01	A0
372		12,20	0,40	F0	424		11,51	0,39	F5
373		11,85	0,50	F8	425	43 3778	11,32	0,63	F8
374		12,11	0,34	A2	426		11,56	0,63	F8
375		12,40	0,38	A0	427		12,03	0,25	A2
376		11,79	0,60	F5	428		11,18	0,62	F5
377		12,42	0,39	F2	429		11,50	1,65	G8
378		11,86	0,78	A0	430	43 3779	8,91	1,44	K0
379		11,67	0,38	F0	431		12,35	0,61	F8
380		11,85	0,78	G0	432		11,32	0,47	F8
381		10,82	0,77	F8	433		11,85	1,78	K0
382		11,43	1,04	G0	434	43 3781	11,37	2,17	K2
383		12,43	0,46	F5	435		11,52	0,80	G2
384	43 3771	10,52	0,75	F8	436		11,38	0,58	F8
385	44 3642	10,65	0,15	A1	437		12,15	0,21	A1
386	44 3644	9,68	0,79	F8	438	44 3658	8,06	0,83	G5
387	43 3772	11,34	0,60	G0	439		10,48:	0,42:	A2
388		12,36	0,48	F5	440		11,05:	0,71:	G0
389		11,73	0,75	G2	441		11,66	0,48	F5
390		11,93	0,53	A0	442		11,51	0,67	A0
391		12,19	0,50	A0	443		12,05	0,23	F2
392		12,12	0,56	G0	444	43 3782	8,96	1,38	gK0
393		12,37	0,71	G0	445	44 3659	12,18	0,47	F8
394		12,44	0,38	F0	446		10,74	0,44	F2
395		11,68	0,41	A0	447		11,87	0,16	A0
396		10,92	1,40	G8	448		12,03	0,54	F5
397		11,50	0,37	F0	449	44 3660	10,86	0,90	F8
398		11,82	0,47	F5	450		10,14	0,15	A0
399	44 3645	11,47	0,73	G2	451		11,06	0,31	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
452	44°3661	7 ^m ,87	1 ^m ,07	gG8	9		12,38	0,52	F2
453		11,70	0,50	F5	10		10 ^m ,99	0 ^m ,10	A0
454		11,72	0,59	G2	11		12,45	0,32	F2
455		12,26	0,77	F8	12		12,12	0,18	F8
456		11,04	0,14	A0	13		10,82	0,56	F5
457		12,21	0,32	F5	14		11,18	0,17	A0
458		12,03	0,34	F2	15		12,19	2,93	M
459		12,01	1,01	F:	16		11,92	0,39	F8
460	44 3666	10,50	0,64	B5	17		12,02	—0,07	A0
461		11,14	0,64	F8	18	45°3218	11,31	1,83	gK2:
462		11,50	0,59	F8	19		11,62	0,01	A0
463		11,66	1,20	G2	20		11,90	0,06	A0
464	44 3667	10,50	0,36	A5	21	44 3511	9,34	—0,03	B8
465		10,87	0,68	F8	22		11,59	1,23	G5
466		12,24	1,57	G8	23		12,36	0,74	G2
467		12,33	0,40	F5	24	45 3219	10,03	0,31	F2
468		12,17	0,42	A2	25		11,85	0,43	F5
469		12,08	0,32	F2	26		11,89	—0,03	B8
470		12,20	0,35	A5	27		12,35	0,19	A0
471*	44 3668	10,4	—	K5	28		11,60	1,33	G8
472		12,22	0,79	F8	29	45 3221	10,33	0,36	F5
473	44 3670	11,42	0,19	A2	30		11,51	0,08	B8
474	44 3669	9,07	0,69	G2	31		11,53	1,55	G8
475		11,80	0,87	F8	32		11,75	0,41	A5
476		10,62	1,56	G5	33		11,99	0,15	A0
477		10,92	0,26	A0	34		11,20:	0,28:	A0
478		10,72	0,59	F5	35	45 3222	10,63:	0,42:	A2
479		11,58	0,67	F8	36	45 3223	10,35:	1,25:	G5
480		12,23	0,43	F2	37	45 3224	11,00	0,13	A2
481		12,21	0,71	F5	38	44 3514	8,35	—0,01	A2
482		11,32	0,75	F8	39		11,79	0,27	F0
483		11,74	0,12	A0	40		10,58	0,10	A0
484		11,85	0,74	G0	41		12,05	—0,04	A0
485		11,28	0,72	F2	42		11,77	0,09	A0
486		11,75	0,37	F8	43		10,78	0,47	F2
487	44 3674	11,03	1,74	G8	44		12,42	0,46	F2
488		12,39	0,61	F5	45		12,35	0,37	F0
489		11,26	0,83	F2	46		11,68	1,76	G8
490		11,57	0,73	F8	47		11,97	0,11	A0
491		12,25	0,39	A5	48		12,27	0,89	F8
492*	43 3789	(6,8)	—	A2	49		12,36	0,27	A2
Зона + 45°					50		12,39	0,40	F2
1	44 3505	(6,6)	—	A0	51		11,92	1,72	G2
2		12,13	1,50	K2	52		11,38	0,41	F2
3		12,02	—0,11	A0	53		11,65	0,25	F0
4		11,43	0,18	A2	54		12,31	0,33	F5
5		11,75	1,11	G8	55		11,15	0,06	A1
6*	45 3216	9,46	0,39	O8	56	45 3225	9,76	—0,11	A0
7		12,08	0,42	F8	57		11,91	0,09	A0
8		12,36	0,36	F5	58		12,27	0,34	F2
					59		11,46	0,45	F5
					60		12,01	—0,06	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
61		12 ^m ,31	0 ^m ,14	A0	112		11 ^m ,33	0 ^m ,06	A0
62		11,76	0,30	A5	113		11,99	0,58	F8
63		12,09	0,20	A2	114		11,68	0,09	A0
64		12,37	0,62	G0	115		11,23	—0,28	A0
65		11,99	1,38	G5	116		11,20	—0,05	A0
66		12,35	0,37	F5	117	44°3531	11,38	1,45	G5
67		11,83	0,01	A0	118		12,03	0,06	A0
68		12,08	0,39	F5	119		11,28	1,49	G8
69		12,41	0,31	A2	120		11,50	0,09	A0
70		12,28	1,13	G0	121		11,68	0,16	A0
71		11,86	1,39	G8	122		11,31	—0,05	A0
72		12,31	0,18	A0	123*	44 3534	10,5:	—	A2
73		11,88	2,00	G8	124	45 3233	(6,3)	—	B3
74		12,27:	1,55:	G5	125		12,35	0,09	A0
75		11,59	0,18	A0	126		10,94	0,43	F5
76		11,67	0,29	A0	127		11,84	0,50	F5
77		11,10	0,37	A2	128		12,04	—0,06	B8
78		12,00	0,14	A0	129	44 3535	11,04	1,95	gK0
79		11,79	0,45	F2	130		11,52	0,64	F8
80		12,21	0,04	A0	131		12,02	0,18	F2
81	45°3229	9,06	—0,13	A0	132		12,25	1,27	K2
82		12,10	0,12	A0	133		12,17	2,16	gK5
83	44 3520	10,10	0,45	F2	134		11,87	0,11	F0
84		12,44	0,41	F2	135		12,29	0,27	A5
85		11,88	0,31	A8	136		11,15	0,24	A0
86		11,80	0,42	F5	137	45 3234	9,34	1,24	K0
87	45 3230	10,15	0,75	B0 III	138		12,29	0,36	A2
88		11,33	1,76	gK0	139		12,30	1,09	G0:
89		11,93	0,19	A2	140		11,65	0,59	F8
90		11,16	0,91	B3	141	45 3235	8,88	0,48	F5
91		12,19	0,54	F5	142	44 3537	10,72	0,49	F8
92		11,43	0,03	A0	143	45 3236	10,78	0,59	F8
93		11,86	0,10	A0	144		12,12	0,08	A0
94		12,42	0,27	A2	145		12,21	0,35	A2
95		11,86	1,12	G2	146	45 3237	8,08	—0,19	A0
96		11,73	0,31	F2	147		12,48	0,41	F2
97		12,37	0,48	F5	148		11,80	1,93	K2
98		11,03	0,06	A2	149	45 3238	9,44	0,69	F8
99		11,87	0,25	F0	150		11,03	0,16	A0
100		11,96	0,79	G2	151		12,16	—0,01	F2
101		11,86	0,06	A0	152		11,01	0,49	F5
102		11,58	0,18	A0	153		12,02	0,52	F8
103		11,81	—0,02	A0	154		11,86	—0,03	A0
104		12,30	0,41	F5	155		12,26	0,27	A2
105		11,34	0,32	F5	156		11,46	0,69	F8
106		12,39	0,49	F2	157		12,25	0,33	A2
107		12,40	0,91	G2	158		11,53:	0,25:	F8
108	45 3232	10,42	1,05	F8	159		11,44	0,11	F0
109		11,77	0,70	A5	160		12,41	0,24	A2
110		11,43	0,44	F8	161		12,13:	2,11:	G5:
111		11,36	0,50	F8	162		12,30:	0,06:	F:
					163		12,30	0,11	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
164		11 ^m ,58	—0 ^m ,09	A0	216	45°3246	9 ^m ,84	0 ^m ,17	B1Vn
165	45°3239	8,75	0,21	B8	217		11,98	0,66	F2:
166		11,90:	—0,25:	A2:	218		12,15	0,92	F8
167		11,75	1,74	K2:	219	44 3549	10,38	0,36	A8
168		10,96	0,35	A2	220		12,40	0,20	A2
169		11,89	0,58	F5	221		12,32	0,30	A5
170		11,70:	1,36:	G8:	222		12,27	0,19	F0
171		12,01	—0,03	A2	223		12,37	0,43	F2
172		12,11	0,53	F5	224		11,63	0,34	F5
173	45 3240	10,50	0,48	F8	225		12,37	0,32	F5
174		11,81	0,81	A2	226		11,70	0,20	B5
175*	44 3541	(1,39)	—	A2IA	227	44 3550	10,47	0,02	A0
176		11,27	0,43	F5	228		11,56	0,34	F8
177		11,32	1,53	G8	229	45 3247	9,22	—0,40	B9
178		11,74:	0,22:	A5:	230		12,00	0,55	F5
179		12,03	0,02	A0	231	45 3248	10,00	0,39	A0
180		12,45	0,84	G2	232		12,03	2,09	K5
181		11,66	0,23	F5	233		11,36	0,26	F0
182		11,52	0,31	F5	234	45 3249	9,79	0,56	F5
183		11,94	2,55	M	235	44 3554	9,34	1,11	G5
184		12,17	0,08	A2	236		10,41	0,06	A0
185		12,29	0,18	F5	237	45 3250	11,52	—0,07	A0
186		11,98	0,04	A0	238	45 3251	12,12	1,09	G5
187		11,95	0,18	A2	239		12,03	0,26	A2
188		12,17	0,17	F2	240	44 3559	10,05	0,01	A2
189	45 3241	11,41	2,22	K2	241		12,37	0,04	A0
190	45 3242	8,86	—0,06	B8	242		12,30	1,06	B8
191		11,39	0,27	A2	243		11,98	0,02	A0
192		11,78	0,54	B5	244		11,92	0,12	A0
193	44 3545	9,74	0,83	G2	245	44 3560	12,30	1,23	G:
194		10,45	0,06	A0	246	44 3561	8,93	0,85	F8
195		11,31	0,56	F5	247		11,52	0,27	A2
196	44 3546	10,33	0,14	A1	248		11,97	0,21	A0
197		11,41:	—0,04:	A0	249		11,81	1,42	G5
198		12,13:	—0,06:	F2:	250		11,95	0,93	G5
199		11,74:	—0,21:	A2:	251		11,88	0,19	F8
200		12,12	0,14	A2	252		11,89	0,07	B9
201		12,36	—0,05	A0	253		11,83	0,41	A0
202		11,59	0,49	F8	254	45 3254	10,08	—0,06	A0
203		12,29	0,40	F5	255	44 3565	10,84	0,33	A5
204		11,94	1,36	G5	256		11,36	0,03	A0
205		12,29	0,21	A0	257		11,26	0,14	A2
206		11,58	1,80	G8	258		11,35	0,55	A5
207		12,13	1,51	G5	259		12,28	0,34	A2
208		10,81	0,29	F2	260		12,30	0,10	A0:
209		10,48:	0,05:	A2	261		11,86	0,03	A2
210*	45 3245	8,04	0,83	G0	262	45 3255	12,06	1,26	G5
211		12,16	0,26	A2	263		11,86:	0,10:	A1
212		11,05	1,12	G8	264		12,11	0,25	A0
213		11,35	0,21	A0	265		12,28	0,31	F8
214		11,36:	1,42:	G5	266	44 3556	10,44	0,63	F8
215		12,28	0,54	F2:	267	45 3256	8,88	—0,07	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
268		11 ^m ,31	0 ^m ,45	A8	320		11 ^m ,01	0 ^m ,31	A2
269		11,66	0,34	A0	321		11,91	0,42	F5
270		11,04	0,56	F8	322		11,47	0,55	F5
271		11,96	0,30	B5	323		11,27	0,29	A2
272		11,68	0,15	A0	324	44°3579	9,73	0,34	B5
273		12,28	0,44	F8	325		11,73	1,19	K0
274		12,33	1,12	G5	326	45 3278	10,70	0,49	F8
275	45°3259	9,74	—0,09	B9	327	45 3279	9,55	0,12	A0
276	45 3261	10,94	1,75	gG8	328		11,16	0,21	B9
277		11,95:	0,22:	F8	329	45 3280	10,16	0,16	A2
278		12,34	0,34	G2	330		11,89	0,43	F5
279	45 3264	9,22	—0,07	B8	331		12,33	0,25	A0
280		12,03	0,09	A0	332	45 3281	10,48	1,45	gG8
281		12,13	0,07	F5:	333		12,26	0,28	F2
282*	44 3571	11,6	—	gG5	334	45 3282	11,64	2,78	gK5
283		12,21	0,12	A0	335	45 3283	10,97	1,48	gG5
284		11,85	0,28	A2	336		11,89	0,35	A0
285		12,07	0,35	A0	337	44 3588	9,42	—0,10	A0
286	44 3572	9,79	0,39	A2	338		12,28	0,14	B9
287	45 3265	11,02	1,42	gG8	339		12,26	1,49	G5
288		12,34	0,54	F8	340		12,37	0,50	F8
289		11,27	0,59	F8	341	45 3285	11,86	1,25	d:K5
290		11,27	0,16	A2	342		10,18	0,18	A0
291		11,86	0,22	A0	343		11,67	0,60	F0
292		11,25	0,20	A5	344		12,09	0,02	F5
293		11,61	0,01	A0	345		11,15	0,90	G5
294		12,07	0,17	F5	346	45 3287	11,34	0,45:	A0
295		11,74	0,37	F8	347		11,86	0,31	A0
296		11,29	—0,04	A0	348	44 3590	7,52	—0,19	B9
297	44 3574	9,05	0,37	A8	349	45 3288	9,22	0,82	F8
298	45 3268	10,94	1,56	gG8	350		12,20	0,34	F5
299		11,49	0,30	A0	351	44 3591	11,01	0,60	F8
300		11,73	0,37	F8	352	44 3592	9,72	0,39	F2
301	45 3269	10,47	0,16	A0	353		12,01	0,38	F5
302		11,73	0,41	F8	354		12,13	1,01	A2
303	44 3576	10,36	0,76	F8	355		11,70	0,83	G5
304		10,41	0,06	A0	356	45 3289	10,19	2,23	gK0
305	45 3271	11,17	—	M	357	44 3593	10,36	0,55	F5
306*		10,94	0,66	F8	358		11,73	0,60	F8
307		11,94	0,36	F8	359		12,38	0,54	F2
308		12,07	0,42	F5	360	45 3290	8,95	0,38	B1III
309		12,08	0,24	F8	361		11,70:	0,07:	F:
310		11,86	0,46	F2	362*	45 3291	5,23	0,40	B3 Ia
311		12,08	0,26	F5	363		12,32	0,42	F2
312		12,01	0,16	A2	364		12,37	0,25	A0
313		11,56	0,14	A0	365		12,31:	0,31:	F5:
314		12,06	0,33	A5	366		11,33	1,61	gK0
315		10,32	0,35	A2	367		11,85	1,66	gK0
316		12,35	0,43	F2:	368		10,41	0,14	A2
317		11,24	0,50	A2	369		12,18:	0,30:	F0
318*	45 3275	8,32	—	M	370		12,16	1,00	F8
319		11,98	0,41	F2:	371		11,85	0,15	F2
					372		12,39	0,46	F2

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
373	44°3594	10 ^m ,46	0 ^m ,68 B1:Vpne		425		11 ^m ,54	0 ^m ,88	G2
374		11,67	0,16	A0	426	44°3605	10,74	0,43	F5
375		10,39	—0,06	A0	427		12,42	1,64	K2
376		10,64	0,36	F2	428		10,95	0,41	B0,5
377		11,98	0,24	F0	429		11,44	0,77	B5
378		12,07	0,44	B8	430		12,23	0,46	G0
379		12,44	0,45	F8	431		11,95	0,35	A2
380	45 3295	10,64	0,48	B8	432		11,48:	—0,33:	F8
381		11,36	0,17	A5	433	44 3606	10,24	0,02	A0
382		11,30	0,24	A5	434	44 3607	9,23	0,25	A2
383		11,99	0,48	F5	435		12,38	0,82	C0:
384		12,40	0,44	F8	436		12,21	0,53	B8
385		12,23	0,24	F2	437		10,93	0,24	A5
386		12,19	0,51	B8	438		12,26	0,49	A2
387*	44 3596	9,63	1,19	gG8	439		11,96	0,63	A2
388		11,61	0,64	G2	440		11,79	0,11	A2
389		12,32	1,11	K0	441	44 3611	10,47	0,56	F5
390		12,22	0,41	A0	442		11,60	0,47	A5
391		11,97	0,39	A0	443		12,33	0,49	A2
392		11,75	0,69	F5	444		12,32	2,23	G8
393		12,02	0,28	A2	445		11,69	0,45	F5
394		11,97	0,49	F2	446		12,01	0,35	F0
395	45 3297	10,77	1,98	gG8	447		11,90	0,30	F5
396		11,91	0,59	F8	448		12,02	1,67	G8
397		12,15	0,43	F2	449	44 3612	11,15	0,94	B5
398		12,39	0,40	A2	450		12,28	0,81	G2
399		12,47	0,61	G0	451		12,30	0,47	F8
400		12,43	0,53	A2	452		12,28	0,32	A5
401		11,49	0,32	A5	453		11,27	1,01	G2
402		11,92	0,27	A2	454*	45 3310	9,36	1,06	G5
403		12,36	0,84	F5	455	45 3311	9,72	0,42	F0
404		12,01	0,48	F8	456		11,32	1,19	A5
405		12,42	0,30	A2	457		12,41	0,60	G0
406		11,02	0,18	B8	458		12,08	0,74	B
407		11,87	0,66	G0	459		12,28	0,42	F8
408		12,13	0,26	F5	460		12,41	0,38	F8
409		11,94	0,39	A2	461	45 3312	9,02	0,14	A0
410		12,27	0,41	A2	462	44 3615	8,31	—0,04	A2
411	45 3303	9,18	0,13	A0	463	45 3313	9,94	0,14	A2
412		12,30	0,47	F8	464		11,31	0,61	A0
413		10,09	0,13	A1	465		12,32	0,11	G0
414*	44 3603	11,54	1,04	B3	466		12,32	0,60	A2
415		11,36	0,57	F5	467	45 3314	11,17	0,62	A0
416	45 3304	11,57:	1,48:	G5	468	45 3315	10,63	0,04	A0
417		11,88	0,33	F5	469	44 3617	(6,6)	—	gK0
418		9,30	0,13	F2	470		12,39	1,26	K2
419		10,41	0,47	F5	471		12,21	0,74	A5
420		10,90	0,48	F5	472		11,78	0,34	G0
421	44 3604	9,27	0,03	A0	473		12,33	0,43	F2
422		11,89	0,34	F0	474		12,24	0,55	F8
423		12,17	0,50	G0	475	45 3316	10,52	1,61	G8
424	45 3306	10,75	1,57	G5	476		11,60	0,31	F5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
477		11 ^m ,09	0 ^m ,33	F5	529		11 ^m ,81	0 ^m ,24	A0
478	45°3317	8,83	—0,08	B9	530		12,00	0,33	F0
479	44 3622	9,27	1,09	G8	531		11,27	0,27	A0
480		12,25	0,30	F2	532		11,28	0,47	B9
481		10,85	0,24	A0	533	44°3632	11,70	0,42	F5
482		11,95	0,25	A5	534	45 3328	10,66	0,14	A2
483		11,81	2,58	K2	535	44 3631	8,56	0,05	A0
484	45 3318	11,13	1,00	G5	536		12,19	0,54	F8
485		11,57	0,66	G0	537		11,90	0,34	A2
486	45 3320	8,84	0,65	F8	538	45 3329	11,91	3,02	K8
487		11,99	2,51	K5	539		11,77	0,30	G0
488	45 3321	10,73	1,15	G5	540	45 3330	10,60	1,50	K2
489	45 3322	11,38	2,62	gK2	541		11,56	0,35	F2
490	45 3323	9,83	0,70	F5	542		11,49	0,71	G0
491		11,92	0,52	A0	543		12,42	0,44	F:
492		12,24	0,41	A2	544		12,38	2,46	K:
493		11,47	0,36	F5	545		11,60	0,32	A0
494		11,56	0,11	A5	546		12,01	0,30	F2
495		11,88	0,29	A2	547	44 3635	10,44	0,38	cBe
496		10,88	0,14	A2	548		11,45	0,71	A2
497		11,53	0,23	A5	549		11,47	0,60	B8
498		10,25	0,43	F5	550		12,19	0,59	F2
499		12,27	0,16	F0	551		12,34	0,28	A2
500		11,57	0,19	B9	552		11,62	0,57	F8
501		11,81	0,38	F5	553	45 3333	10,24	0,57	A2
502		12,26	0,60	G0	554		12,70:	0,50:	F8
503		11,41	0,41	F5	555		11,49	0,34	B5
504		12,04	0,57	F5	556		11,81	0,44	B:
505		12,50	1,68	G5	557		11,68	0,81	G0
506	45 3325	10,47	1,95	G8	558		11,80	1,55	G8
507		12,34	0,58	G0	559	45 3336	10,87	2,43	K2
508	44 3626	9,51	0,14	A0	560		11,09	0,40	F5
509		12,02	0,34	F0	561		12,39	0,07	A0
510		11,99	0,67	B8	562		11,33	0,21	B3
511		11,10	0,37	F0	563		12,42	0,30	G0
512		12,29	0,56	F2	564		12,23	0,25	F0
513		12,30	1,62	G:	565		12,00	0,98	G2
514		12,18	0,46	F2	566		12,03	0,15	A0
515		11,68	0,46	F5	567		12,30	0,53	F8
516		11,98	0,60	B9	568		12,42	0,51	F5
517		12,38	0,57	G2	569		12,05	0,27	A2
518		12,14	2,99	M	570		12,16	0,40	F2
519		12,23	0,41	A2	571	45 3338	9,67	0,28	A2
520		11,13	0,56	A0	572	44 3640	10,35	0,43	A0
521		12,39	0,42	A2	573		11,69	0,63	G0
522		11,76	0,57	F8	574		11,95	0,01	A0
523		11,95	0,33	F0	575		12,43	0,17	A2
524		11,34	1,85	G5	576		11,49	0,13	A0
525		11,57	0,77	G2	577		11,32	0,28	A5
526		12,39	0,32	F5	578		12,35:	0,51:	F0:
527		11,64	0,34	A2	579		11,89:	0,65:	G0:
528		11,95	1,24	G5	580		12,18	0,34	F2

№	BD	pg	C	Sp	№	BD	pg	C	Sp
581	44°3641	9 ^m ,19	1 ^m ,11	G5	633		10 ^m ,99	0 ^m ,55	F8
582		10,27	0,14	A2	634		12,10	1,87	K5
583		10,40	0,48	F5	635	45°3351	9,77	0,05	A2
584		12,37:	0,07:	A0	636		11,45	2,38	K2
585	44 3643	9,55	0,60	F5	637		12,37	0,67	F2
586		11,85	1,76	G8	638		12,39	0,61	F2
587		12,44	0,35	B8	639		11,07	0,43	F5
588	45 3343	9,94	0,63	F8	640		11,73	0,38	A8
589	45 3342	10,71	0,32	A5	641		12,46	0,43	F5
590		12,29	0,51	F2	642		12,33	0,45	F:
591		10,90	0,34	F0	643		11,65	0,38	A0
592		12,22	0,31	A0	644		11,99	0,15	A0
593	45 3345	9,82	0,71	F8	645		11,08	0,12	A0
594		11,93	0,49	F5	646		12,02	0,16	A0
595		12,29	0,18	A0	647		12,46	0,26	A5
596		11,77	—0,08	A0	648		11,98	0,31	F8
597		11,36	0,35	B8	649		11,92	0,35	A2
598		12,41	0,16	A0	650		12,26	0,12	A2
599	45 3346	8,72	0,48	F5	651		12,16	0,01	F0
600	44 3646	9,20	0,54	F5	652	45 3354	10,97	0,73	F8
601		11,50	0,49	F2	653		11,99	0,25	A2
602	44 3648	10,15	0,62	B8	654		10,73	0,23	B9
603		11,00	0,12	A0	655		12,12	1,97	K2
604*	44 3650	11,07	1,87	G8	656		11,35	0,36	B:
605		10,18	0,09	B8	657		12,19	0,42	F5
606		11,59	0,15	A0	658		12,16	1,76	K2
607		11,51	0,05	B8	659		11,55:	0,12:	A2
608	44 3651	10,38	0,41	F2	660		11,40	0,48	B5
609	44 3654	10,67	1,75	G8	661		12,39	0,07	A2
610	45 3348	10,62	0,19	A0	662		11,13	0,25	A2
611		11,40	0,39	F2	663		12,38	0,11	A0
612		11,79	0,57	F:	664		10,79	—0,04	A0
613		12,28	0,25	A2	665		12,15	0,61	G:
614		11,15	—0,02	B8	666		12,27	0,11	A8
615		12,17	0,85	G:	667		10,71	0,28	B8
616		11,32	0,36	F5	668		11,62	0,80	A5
617		10,83	0,28	F2	669		11,40	0,46	F8
618		12,03	0,17	F:	670		12,40	0,04	A:
619		11,36	0,10	A0	671		11,91	0,14	A5
620		11,93	0,10	B8	672	45 3356	9,56	1,08	gG8
621		12,33	1,94	G:	673	45 3355	10,01	0,07	A0
622		11,87	0,53	G0	674		12,07	0,40	A2
623		12,24	1,57	G5	675		11,42	0,45	F8
624		11,92	—0,01	A0	676		12,18	0,11	A:
625		10,29	—0,05	A0	677		10,95	0,73	F8
626	45 3350	9,78	0,25	A0	678	44 3663	10,23	1,24	G2
627		11,35	0,18	F0	679		11,42	0,84	B:
628		12,27	0,25	F2	680	44 3664	10,68	0,70	B9
629		12,26	0,11	A2	681	44 3662	9,61	0,71	F5
630		12,48	0,25	A5	682		11,30	0,29	A3
631		10,89	0,17	B8	683	45 3358	10,13	1,72	K2
632		12,46	0,45	F2	684	44 3665	11,64	2,84	M

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
46		11 ^m ,14	0 ^m ,06	A2	98		12 ^m ,12	0 ^m ,29	F0
47		12,08	1,72	G:	99		12,19	0,04	A0
48		11,78	0,11	B5:	100		11,70	1,39	G5
49		12,19	0,33	A2	101		12,35	0,38	F2
50		11,20	1,30	B0:	102	46°2995	10,17	0,12	A0
51		11,78	0,31	F5	103		12,35	0,29	B5:
52		12,29	0,27	F2	104		11,72	0,34	F2
53	46°2987	10,56	1,57	K0	105	46 2997	9,92	0,67	A5
54		10,91	0,76	F3	106		12,10	0,29	F2
55		11,81	0,37	F2	107		12,02	0,26	F2
56	45 3226	10,50	2,18	K2	108		11,73	0,27	F2
57	45 3227	10,53	0,05	A0	109		11,75	0,34	B3
58		11,17	—0,06	A0	110		11,95	0,20	A8
59		11,58	—0,21	A0	111		11,37	0,71	B5
60	46 2988	10,03	0,73	F8	112		11,13	0,90	G0
61	45 3228	10,06	0,18	A2	113		11,20	0,11	B8
62		10,72	0,31	A2	114		12,11	—0,03	A0
63		11,20	—0,07	A0	115	46 2998	11,75	2,46	M
64		11,83	1,87	K2	116		11,06	0,28	A2
65		11,00	0,04	A0	117		12,15	0,23	F0
66		12,01	0,31	F0	118		12,10	0,34	F5
67	46 2990	10,12	0,35	F5	119		12,25	0,29	F0
68		12,25	0,28	A2	120	46 2999	10,47	0,29	B8
69		11,12	0,42	F5	121		11,87	0,23	A0
70		11,74	0,37	A8	122		11,34	0,16	A2
71		11,51	0,11	A2	123		11,89	0,40	A0
72		12,06	0,09	A0	124		12,41	0,21	A0
73		11,22	0,32	F8	125		11,80	2,44	M
74		12,31	1,33	F0	126		11,83	0,53	F8
75		12,33	1,45	B5	127	46 3003	10,82	1,15	G2
76		10,96	0,13	A2	128	46 3002	10,47	0,05	A0
77		12,19	0,17	A0	129		11,94	0,08	B8
78		12,26	0,18	A0	130		11,37	2,54	K5
79		11,18	—0,09	A0	131		11,36	0,02	A0
80		12,33	0,11	A0	132		12,33	0,36	B3
81		12,28	2,07	B:	133		11,55	0,07	A2
82		11,66	0,04	A0	134		11,30	0,27	F2
83		11,98	0,34	F0	135		11,38	0,54	F5
84		11,59	0,06	A5	136		11,99	0,54	F8
85		12,14	0,18	F0	137		11,99	0,67	F8
86		11,06	0,50	F5	138		11,48	0,05	A0
87		12,40	0,10	A:	139	46 3007	10,20	0,40	F8
88		11,38	0,04	A0	140		10,97	1,08	B3
89		12,23	—0,10	A0	141		11,42	0,10	A0
90		11,53	—0,13	B8	142		11,19	1,57	gG8
91	46 2991	9,65	0,07	B8	143		12,31	0,33	F0
92		12,29	0,51	F5	144		10,88	0,15	A0
93		11,96	1,78	G8	145		11,95	0,16	B8
94		12,00	0,14	A2	146		11,26	0,14	A0
95	45 3231	9,84	0,23	B8	147	46 3009	9,16	0,33	A0
96	46 2993	7,84	—0,05	B8	148		12,10	0,14	F0
97	46 2994	10,81	1,40	gK0	149		11,84	0,25	A5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
150		12 ^m ,41	0 ^m ,44	F5	202		12 ^m ,25	0 ^m ,78	G2
151		12,02	—0,11	A0	203	46°3029	10,89	0,52	F8
152		11,23	1,97	K2	204		12,36	0,39	F5
153	46°3011	10,17	0,32	F0	205	45 3253	11,03	1,25	G2
154		11,54	—0,19	A0	206		11,97	0,33	A5
155	46 3012	10,85	0,36	F5	207		12,08	0,18	A2
156		11,82	0,34	A8	208		12,10	0,16	B9
157		11,38	0,36	F8	209	46 3030	11,45	1,51	G5
158		12,36	0,28	A5	210		11,55	0,28	F2
159		11,44	0,13	B8	211		12,32	0,47	F8
160		11,95	0,20	A2	212		11,65	1,96	K2
161		12,15	1,48	G5	213		12,07	0,15	B9
162		12,14	0,18	A2	214		12,40	—0,07	B9
163	45 3243	9,09	0,43	F2	215		11,22	—0,13	A0
164		12,39	0,29	F2	216		12,08	—0,08	A0
165		11,39	—0,02	A0	217		12,39	0,91	A:
166		11,88	0,27	A2	218		12,05	0,67	G0
167		11,44:	1,15:	G:	219		11,48	—0,13	A0
168		12,02	0,09	F2:	220*	46 3032	11,17	0,01	A0
169	46 3013	11,02	1,13	G5	221		11,81	1,70	K2
170		12,17	1,40	G5	222		12,21	0,28	F8
171	45 3244	10,37	0,50	A0	223	46 3034	9,03	0,59	A2
172	46 3014	8,92	0,57	F8	224		12,14	0,24	A2
173	46 3015	10,59	0,32	B8	225	46 3035	11,66	1,36	G5
174		10,79	0,03	A0	226		11,59	—0,10	B9
175		10,81	0,56	F8	227		12,31	0,04	A0
176		12,15	0,09	A0	228		10,55	0,12	A8
177		12,24	—	A0	229	45 3257	10,60	0,71	G0
178	46 3017	10,29	1,78	gG8	230	45 3258	(6,6)	—	A0
179	46 3018	10,07	0,13	B8	231		11,89	0,41	F2
180		12,41	0,27	F0	232	46 3036	10,79	1,81	gK0
181		12,30	2,03	B:	233		11,80	0,94	G2
182		12,03	0,35	F8	234		12,14	0,29	F5
183	46 3019	11,75	0,21	F2	235		11,79	0,01	A0
184		10,54	0,19	B8	236	45 3260	9,57	0,51	O9V
185		11,95	0,57	F8	237	45 3262	10,21	1,96	M
186		11,67	0,02	A0	238		12,15	—0,01	A0
187		12,34	0,06	A0	239		11,86	0,27	B5
188		11,69	—0,04	B8	240	45 3263	10,81	0,46	F8
189		11,24	0,22	A8	241		11,35	0,44	B8
190		11,66	0,79	G2	242		11,70	0,12	A2
191		11,84	0,79	G0	243		11,91	0,09	A2
192		10,99	0,19	B9	244		12,13	0,13	A5
193	46 3022	10,46	0,10	A0	245		12,36	0,09	A0
194		11,78	—0,06	A0	246		11,92	1,65	G8
195		12,19	0,56	G0	247		12,04	0,33	F0
196	46 3024	10,07	0,00	A0	248		11,85	0,47	F2
197	46 3026	10,45	0,58	F2	249		12,05	—0,03	B9
198	46 3025	10,90	0,19	A0	250	45 3266	10,07	0,31	A2
199*	45 3252	8,21	1,41	G8	251	46 3039	9,25	0,17	A2
200		11,93	0,14	A2	252		11,94	0,38	F2
201	46 3028	10,45	0,34	A0	253	45 3267	10,17	0,25	B8

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
254		12 ^m ,32	0 ^m ,61	F:	306		11 ^m ,22	0 ^m ,22	A2
255		11,57	0,36	A0	307		11,84	—0,02	A0
256		12,41	0,67	G0	308		12,05	0,05	A5
257		12,13	0,38	A5	309		11,92	0,06	A0
258		12,53	0,17	A5	310		11,81	—0,08	F0
259		12,34	0,39	F0	311		12,21	0,45	F8
260		11,91	0,41	F8	312		12,44	0,43	A2
261*	45°3270	(6,04)	—	A2	313		11,17	0,17	F0
262		11,50	0,28	F:	314		12,21	0,37	A0
263	46 3041	10,07	1,24	gG5	315		11,80	0,54	F8
264		12,46	2,05	M	316		12,32	0,43	F0
265		10,80	0,53	F2	317		11,72	0,27	A0
266		12,11	1,55	K0	318	45°3284	12,24	2,20	K2
267	46 3042	10,30	0,70	A5	319		12,01	0,26	F2
268	46 3043	10,53	0,21	B8	320	45 3286	11,12	1,59	G8
269	46 3044	7,80	0,03	A0	321	46 3054	10,69	0,86	G0
270		11,34	0,06	B9	322		12,20	0,35	F5
271		11,65	—0,05	B8	323		11,77	0,24	A5
272		11,61	0,08	F2	324		12,00	0,14	F0
273	45 3272	10,75	0,69	F8	325		10,20	—0,08	A0
274	45 3273	8,71	0,06	A0	326		12,42	2,02	K5
275		12,35	0,35	A2	327		12,32	0,81	F5
276	45 3274	11,30	0,33	A0	328	46 3057	10,19	1,28	F8
277		12,14	0,30	F2	329	46 3058	10,02	0,57	F5
278		11,91	0,27	F5	330		11,92	—0,02	F0
279		11,86	0,34	A0	331		11,92	—0,03	F0
280	46 3047	11,74	1,48	G5	332	46 3059	9,70	0,57	F5
281		11,59	0,63	F8	333	46 3060	11,34	1,59	G2
282		11,90	0,12	B8	334		11,01	0,58	G0
283		12,17	1,16	G0	335		11,63	0,23	A1
284		11,89	0,31	A0	336		12,09	0,31	F8
285		11,83	0,54	F8	337		12,38	1,57	G:
286		11,26	0,28	A2	338		11,37	0,13	A0
287	45 3276	11,22	0,50	A0	339		12,33	0,18	F8
288		11,72	0,25	A5	340		11,94	—0,14	A0
289		10,89	0,28	A2	341		11,82	0,10	A2
290	45 3277	10,53	0,44	F0	342		11,80	0,34	F2
291		12,09	0,26	A5	343		11,28	0,55	F5
292		11,38	—0,08	A0	344		12,29	0,53	F5
293		11,99	1,57	G5	345		11,34	0,19	B9
294		12,02	0,30	F0	346		11,55	1,58	gG5
295		12,25	0,08	F5	347		12,10	—	F0
296		12,47	0,40	F8	348		10,74	0,22	A0
297		12,47	0,44	F8	349		12,45	1,57	K:
298		12,00	0,00	A0	350		10,89	0,22	A0
299		10,95	1,00	A0	351	45 3292	9,53	1,18	G5
300		12,07	0,23	A0	352		12,01	0,13	F0
301		11,70	0,05	A0	353	46 3062	9,61	0,33	B3
302		10,51	0,32	A2	354		11,24	0,11	A0
303		12,19	0,39	F5	355	46 3061	11,24	2,36	G8
304	46 3052	10,75	0,53	A5	356		12,41	0,07	A5
305		11,74	—0,05	A0	357		11,08	0,68	B0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
358		10 ^m ,95	0 ^m ,12	A0	410		11, ^m 31	1, ^m 24	A2
359		11,98	—0,12	A0	411		12,19	0,08	A0
360		11,51	—0,03	B8	412		12,34	0,51	F5
361	46°3063	10,60	0,59	F8	413		10,57	0,34	B8
362		11,69	—0,01	A0	414		11,62	2,84	G8
363		12,19	0,50	F5	415	45°3302	11,12	0,52	F5
364		10,83	0,00	A0	416		12,12	0,72	A2
365		12,34	0,19	F2	417		12,43	0,27	A2
366	45 3294	10,68	0,60	F5	418		10,87	0,33	A0
367	46 3064	10,73	2,34	gK5	419	46 3072	9,66	0,29	B9
368		12,24	0,20	A2	420	46 3074	10,36	0,35	F0
369		12,28	0,22	F0	421		12,50	0,23	F:
370		11,87	0,08	F0	422		12,37	1,56	G5
371		11,78	0,10	A0	423		11,94	0,25	B8
372		11,19	0,23	A0	424	46 3075	10,03	0,16	A0
373		12,27	0,49	F5	425		12,20	0,11	A0
374		12,11	0,01	A0	426		12,23	0,37	F5
375		11,89	0,35	F8	427		12,01	0,08	A0
376		11,75	0,21	B8	428	46 3076	9,63	0,28	A2
377	46 3066	10,93	2,51	M	429	45 3305	10,64	2,26	gK2
378	45 3296	9,79	0,51	F5	430		12,15	—0,01	A0
379	46 3069	12,09	0,32	F8	431		11,84	0,30	F8
380		12,09	0,93	G2	432		11,50	0,14	A5
381*	46 3067	(5,78)	—	B3	433		12,05	0,32	F5
382		11,27	—0,15	B8	434		12,52	0,28	A2
383		11,45	0,23	A0	435	45 3307	10,50	0,23	B8
384	46 3068	9,25	—0,04	A0	436	46 3079	10,04	0,36	A8
385		12,31	0,16	A5	437		11,28	2,14	K:
386		12,39	0,09	F2	438	46 3080	9,83	0,33	B8
387		11,96:	—0,07:	F8	439		11,82	0,33	F8
388		11,93	0,15	F:	440		12,25	1,40	G2
389		10,68	0,67	G0	441		12,29	0,21	A2
390		11,32	0,63	G0	442		12,42	0,28	F2
391		12,28	0,25	F2	443		11,28	0,22	B8
392		12,39	0,27	F5	444	46 3081	(7,2)	—	B9
393		11,99	0,08	A:	445		12,41	0,37	F5
394		11,65	0,25	A0	446		11,86	0,61	F5
395	45 3299	10,35	0,41	A2	447		12,02	0,03	A0
396		11,15	0,13	A0	448		12,38	1,80	M
397		12,18	0,42	F5	449		12,41	0,41	F8
398		12,39	0,17	F2	450		11,93	1,01	F8
399	46 3071	9,79	0,52	F2	451	46 3082	11,16	2,57	M
400		11,86	0,09	A0	452		11,85	0,54	F8
401		12,13	0,43	F0	453		12,38	0,50	A5
402		11,81	—0,12	A0	454	46 3083	10,62	1,79	gG8
403		12,07	0,02	A0	455	46 3084	11,00	1,17	G2
404	45 3300	10,01	0,41	A0	456		11,54	0,20	A0
405		11,53	0,28	F5	457		11,74	0,79	A5
406		12,30	0,11	A:	458		12,25	0,31	F5
407		11,40	0,11	A0	459	46 3085	10,68	1,54	G2
408		12,13	—0,10	A0	460		10,40	0,36	A0
409		12,44	—	A0	461	45 3308	10,24	0,23	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
462	45°3309	9 ^m ,03	0 ^m ,05	A0	514		12 ^m ,35	0 ^m ,25	A2
463		12,44	0,42	A0	515		12,17	0,57	F:
464		11,86	0,28	F5	516	46°3098	10,19	1,52	dG8
465		11,97	0,02	A0	517		12,40	0,48	A0
466		12,02	0,17	A0	518		12,48	0,47	A0
467		12,05	1,33	G5	519		12,22	0,39	G0
468		10,64	1,49	G8	520	45 3326	(6,7)	—	A0
469		12,21	0,39	G0	521		11,14	0,43	F5
470		11,72	0,29	F8	522		12,03	0,37	F0
471		12,25	1,70	K0	523		11,50	0,51	G0
472		11,45	—0,02	A0	524		11,72	0,24	F2
473		11,06	0,05	A0	525		12,32	0,78	A0
474		12,28	0,07	A:	526		11,59	0,44	A0
475		12,23	1,87	K2	527		12,41	0,58	G5
476		12,19	0,03	A0	528	46 3103	10,20	0,34	A8
477		11,94	0,08	A0	529		10,98	0,41	A0
478		11,05	0,27	A3	530		12,08:	0,19:	F:
479		11,54	1,11	G5	531	45 3327	8,19	1,26	G5
480	46 3087	10,42	0,21	A0	532		12,38	0,45	G0
481		11,59	0,06	A0	533	46 3105	9,56	—0,03	A0
482		12,24	0,02	A0	534		12,21	0,46	F8
483		12,00	0,28	F2	535		11,25	0,22	A0
484		12,44	0,19	A0	536		11,12	0,44	F8
485		11,08	0,45	F5	537	46 3106	10,24	0,75	F8
486		10,80	0,16	B9	538	46 3107	10,57	0,12	A0
487		12,27	0,13	F0	539		11,91:	0,13:	A0
488		12,24	0,16	A5	540		12,30	0,31	A2
489	46 3089	10,12	1,45	G8	541		11,93	0,45	F8
490	45 3319	10,00	0,06	A2	542		12,35	0,49	F5
491		12,07	2,02	G5	543	45 3331	10,35	0,09	A3
492	46 3091	10,30	1,92	G8	544		11,41:	0,10:	F5
493	46 3092	10,82	0,44	dG5	545	46 3110	10,12	1,07	G5
494		11,14	1,43	G5	546		12,11	0,42	F2
495		12,35	0,40	G0	547		11,12	0,81	G5
496		12,11	0,30	A5	548		12,03	0,46	B5
497		11,34	1,42	G0	549	45 3332	9,83	0,45	A0
498		12,53	2,17	M	550		12,32	0,37	F5
499		12,04	0,06	F2	551		11,84	0,17	A0
500		11,73	0,23	A2	552	46 3112	8,17	1,03	G5
501		11,90	0,36	A5	553	46 3114	10,07	1,44	G8
502		10,98	0,63	F8	554		11,72:	0,34:	F:
503	46 3094	9,55	—0,03	A0	555		11,20:	0,32:	F:
504		12,37	0,57	G0	556		10,63	0,42	A5
505	45 3324	10,35	0,96	G5	557	45 3334	12,13	1,75	K2
506		11,77	0,46	A0	558*	45 3335	9,68	1,07	A0
507		11,73	0,22	F8	559		11,77	0,06	A5
508		12,30	0,40	F5	560		12,36	0,69	G0
509		12,47	0,92	G2	561		11,93	0,62	A:
510		12,29	0,60	F8	562		11,03	0,86	G5
511		12,19	0,16	A2	563		12,32	0,30	F0
512		12,29	1,75	K:	564		11,99	0,45	F8
513	46 3097	9,33	0,47	B9	565		11,20	0,22	A5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
566		12 ^m ,12	0 ^m ,55	G0	618		12 ^m ,11	0 ^m ,73	G2
567	46°3117	10,65	2,05	gG8	619		12,17	0,22	F0
568		11,90	0,28	A2	620		11,79	0,36	F2
569		12,15	0,52	F8	621	46°3124	7,95	0,46	F8
570		11,38	0,28	B9	622		11,15	0,42	F5
571		12,02	0,38	G0	623		10,98	0,21	A0
572		12,34	0,52	F5	624	46 3126	9,59	0,69	F5
573		11,08	0,43	F8	625		11,74	0,48	B8
574		12,24	0,33	F2	626		11,83	0,54	F0
575		11,89	0,64	A2	627	46 3125	8,82	0,24	A2
576		12,08	0,27	F2	628		11,57	0,31	F2
577		11,25	—0,08	F0:	629		10,67	0,43	F5
578	45 3337	10,66	0,36	A0	630		12,45	0,25	A2
579		12,00	0,63	A2	631		11,96	0,15	F5
580	45 3339	10,35	0,42	B1 IV	632		12,07	0,37	F5
581		11,42	0,50	F8	633		11,86	0,59	F8
582		11,66:	—0,09:	A:	634		11,53	0,50	G0
583		10,63	0,04	A0	635	45 3352	(7,1)	—	A2
584	45 3340	8,68	0,25	A2	636		11,35	0,53	A0
585	46 3119	10,36	0,91	G2	637		11,99	0,45	A5
586		10,48	0,11	A5	638		10,48	0,31]	B5
587		12,08	1,58	B5:	639	45 3353	8,89	1,33	gG5
588	46 3120	10,11	0,71	G0	640		11,73	—0,03	A:
589	45 3341	9,21	0,48	B1 II	641		10,88	0,60	F5
590		11,81	0,28	A2	642		12,09	0,50	F5
591		12,35	0,42	G0	643		11,15	0,41	F8
592		12,37	1,46	G5	644		11,31	0,51	G0
593		12,42	2,35	K5	645		12,34	0,85	F0
594		11,21	0,37	F5	646		12,50	1,71	K2
595		12,31	0,18	A2	647		12,48	0,63	A5
596		12,12	0,65	F2	648		12,16	0,56	G0
597	45 3344	8,81	0,30	A2	649		11,59	0,07	A0
598		12,19:	—0,06:	F:	650		11,38	0,65	A0
599		11,03	0,26	F8	651		10,35	0,39	A2
600		11,54	0,33	F5	652		12,34	0,45	F8
601	46 3121	8,33	0,47	F5	653		12,19	0,45	A2
602		12,19	0,40	A2	654		12,34	0,47	F5
603		11,84	0,84	B3:	655		12,49	0,42	A0
604		11,80	2,38	M	656		12,17	0,42	F5
605	45 3347	10,99	0,15	A2	657	45 3357	11,74	2,78	M
606		12,05	0,38	F0	658	46 3131	8,61	0,22	A2
607		11,86	0,78	G2	659	46 3132	11,17	0,02	A0
608	46 3122	9,98	1,57	gK0	660		12,32	0,90	G2
609		12,38	2,68	M	661		12,26	0,45	F8
610*	45 3349	10,8	—	M2 Ia	662		11,49	0,15	A0
611		12,17	0,27	F0	663	46 3135	10,30	0,12	A2
612		11,09	0,49	A2	664		11,89	0,42	F5
613		11,05	0,59	A0	665		11,57	0,18	A0
614		12,35	0,24	A0	666		12,35	0,50	F8
615		12,41	0,60	G0	667		12,00	0,38	F5
616		12,46	0,39	F0	668	46 3136	10,25	0,02	A0
617		12,03	1,74	K2	669	46 3137	10,44	0,09	A2

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
670		12 ^m ,00	0 ^m ,22	A0	17		12 ^m ,46:	2 ^m ,09:	G:
671		12,39	0,54	G0	18		11,34	1,25	G5
672		12,42	0,49	F5	19		11,88	0,19	A5
673		11,58	0,57	F8	20		11,83	—0,17	A0
674		12,15	0,19	A2	21		10,40	0,41	A8
675		12,03	1,22	G0	22		12,44	1,26	G:
676		11,66	0,47	F8	23		11,86	0,10	F0
677		11,81	0,14	A2	24		11,20	0,40	F:
678		11,87	1,05	K0	25	46°2979	10,47	1,37	G8
679	45°3360	10,20	0,20	B3 V	26		11,74	0,09	A0
680		12,13	1,15	K2	27	46 2981	10,73	1,56	G5
681	46 3140	9,25	—0,07	A0	28	46 2980	8,76	—0,26	B8
682	46 3139	10,92	0,59	F8	29	47 3141	9,52	0,34	F2
683	46 3141	(7,1)	—	B8	30		12,00	0,18	F0
684		11,82	0,20	A0	31		11,59	0,27	F8
685		12,35	0,35	F5	32		12,18	0,45	F8
686	45 3361	8,69	0,26	A2	33		12,47	0,39	F5
687	45 3362	10,33	0,72	G2	34		12,02	0,06	B8
688		12,41	—	F:	35		12,35	2,30	K2
689		11,80	0,26	F5	36		11,84	0,29	F2
690		11,35	0,21	F5	37		11,92	—0,09	A0
691		11,44	0,17	A0	38		12,22	0,29	F0
692		11,39	0,64	F8	39		11,65	0,33	F5
693		11,90	0,42	A0	40		12,32	0,26	F2
694		11,20	0,66	F8	41		11,67	0,01	A0
695		12,15:	0,19:	A2	42		12,36	0,20	F0
696		10,89	0,60	G0	43		12,01	1,64	F8
697		12,40	0,13	A0	44		11,98	—0,08	A0
698		11,88	1,29	G8	45		12,34	0,61	G0
699		12,17	0,42	A0	46		11,81	0,29	F5
700		12,08	0,06	A0	47	47 3143	11,06	1,29	G5
701		12,10	0,52	A0	48	46 2985	9,81	—0,20	A0
702		12,27	1,54	G2	49		12,28	0,42	F8
703		12,30	0,28	A0	50		12,02	0,38	F8
Зона + 47°					51		11,30	0,17	A2
1		12 ^m ,21	—0 ^m ,07	A:	52		12,30	0,39	F5
2		11,26	0,02	A0	53		12,27	1,51	G5
3		11,69	0,05	A0	54		10,69	—0,18	A0
4		12,16	0,21	A8	55	46 2986	10,91	2,50	cA2p
5		11,08	0,23	A0	56		12,32	—0,10	A0
6		12,03	—0,13	A0	57		11,78	1,84	G8
7		12,44	0,20	A0	58		12,16	2,31	M
8		11,34	0,08	A2	59		12,25	0,05	A2
9	46°2973	9,60	0,15	A0	60		12,20	—0,06	A0
10		11,38	0,10	A0	61		12,02	0,07	F0
11*		10,6:	—	F:	62		10,77	—0,19	B8
12		11,28	—0,37	A0	63		11,89	0,44	F8
13		10,71	0,23	A5	64		11,85	—0,11	A0
14		11,33	0,11	A0	65		12,18	—0,06	B8
15		10,98	0,18	A5	66		12,19	1,24	G5
16		12,08	0,15	F0	67	47 3145	9,82	1,35	G8
					68		12,26	1,26	G:

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
69		11 ^m ,84	0 ^m ,02	A0	121		10 ^m ,35	0 ^m ,32	F2
70	47°3146	10,33	0,42	F8	122		10,94	0,13	A2
71		12,25	0,44	F8	123		12,33	0,34	F2
72		11,52	1,48	K0	124		11,31	—0,14	F8
73		10,96	0,26	F5	125		12,31	0,27	A0
74		11,14	—0,17	B8	126		11,02	0,49	F5
75		11,99	0,23	F5	127		12,37	0,18	A0
76		11,90	—0,05	A0	128		11,50	0,34	F2
77		11,45	0,21	A5	129		10,42	0,27	A2
78		12,16	0,06	A0	130		11,67	—0,19	A0
79	46 2989	9,49	1,87	K2	131*	47°3154	7,72	—	G8
80		11,94	0,27	F0	132	46 2996	11,13	1,62	K0
81		12,45	0,26	F2	133		10,47	0,01	A0
82		11,32	0,40	B5	134		11,97	0,08	A0
83		12,47	0,35	F2	135		11,26	1,22	G5
84		12,03	0,21	A0	136		11,99	0,11	A0
85		12,29	0,10	A0	137		12,08	0,03	A0
86		11,96	0,17	A0	138		10,94	—0,08	A0
87		11,66	0,67	G0	139		11,72	0,10	A0
88		11,42	0,80	F8	140		11,58	—0,04	A0
89		11,47	0,35	F5	141		11,60	1,61	G8
90		12,30	0,11	A0	142*	47 3157	7,94	0,37	A5
91		10,71	—0,16	A0	143		12,07	0,14	A0
92		11,81	0,06	A0	144		11,84	0,12	A8
93		11,24	0,33	F2	145		11,66	0,39	A2
94		12,30	0,24	F8	146		11,81	0,13	A2
95		11,62	2,52	K2	147		12,32	0,13	F0
96	47 3148	10,49	0,11	B5	148		12,35	0,02	A0
97	47 3149	11,69	—0,27	B5	149		11,10	0,05	A0
98		12,20	0,31	F0	150		12,43	0,03	A0
99		11,50	0,52	G0	151		12,19	0,39	F2
100		12,43	0,30	F5	152	46°3000	9,94	0,46	F5
101		11,44	1,27	G8	153		12,46	0,30	A0
102		12,07	1,26	G5	154*	47 3159	8,46	0,04	A0
103		12,18	0,26	F2	155*	46 3001	7,80	—0,09	A0
104		12,18	1,23	G2	156*	47 3160	9,92	1,38	gG5
105		12,34	1,23	G2	157		11,71	0,07	A5
106		10,97	0,43	F2	158		12,05	—0,07	A0
107	47 3150	10,02	—0,04	A0	159		12,46	0,31	F5
108		11,08	0,13	A0	160		11,33	—0,10	A0
109		12,22	1,40	G5	161		11,27	0,00	A0
110		12,40	0,03	A0	162		11,38	0,25	A5
111		11,62	0,27	F5	163	47 3162	10,44	0,64	B11b-II
112		11,25	—0,02	B8	164	47 3161	10,08	0,05	A0
113		11,85	0,07	A0	165		11,01	2,23	gK0
114		12,46	0,33	F5	166		12,06	0,36	F5
115		12,27	2,48	K:	167		12,20	1,09	F8
116*	47 3152	8,48	—0,22	A0	168	46 3005	9,84	—0,01	A0
117*	47 3153	7,66	—0,35	A0	169		11,33	0,85	G2
118		11,94	0,08	A0	170		11,43	0,65	G0
119		11,99	0,14	A:	171		11,70	1,44	G5
120	46 2992	9,75	0,05	A0					

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
172	46°3006	9 ^m ,73	0 ^m ,31	A0	224	47°3175	9 ^m ,56	0 ^m ,55	F5
173	47 3163	9,27	0,23	A0	225	47 3173	11,76	2,28	gK2
174		11,94	0,15	A0	226		10,99	0,11	A0
175		11,83	0,27	F2	227		11,87	0,02	A0
176	46 3008	11,52	2,55	K5	228		10,58	0,49	A0
177		10,65	0,41	F8	229		11,61	0,60	F5
178		10,18	0,12	A0	230		11,40	0,19	F8
179	47 3164	10,31	0,21	A0	231		12,18	0,59	A0
180		12,30	0,12	A0	232	46 3023	10,45	0,20	B8
181		11,46	0,10	A0	233		12,33	1,74	G8
182		11,86	0,14	A0	234		11,53	0,44	F8
183		11,13	—	A0	235		11,01	1,78	K2
184		12,10	0,55	G0	236	46 3027	11,81	2,51	M
185	47 3165	11,05	0,10	A0	237		10,78	0,41	F8
186		11,22	0,19	A0	238		12,12	1,91	G:
187		12,02	2,16	K2	239		12,17	0,42	F2
188	46 3010	10,67	1,71	F8	240	47 3176	11,33	2,49	M
189		11,39	0,48	F5	241*	47 3177	9,63	1,08	F8
190		12,36	0,45	F5	242		12,32	0,32	F5
191*		10,99	0,58	B8	243		11,26	0,09	A0
192		11,99	0,11	A0	244		12,07	0,12	F0
193		12,38	0,16	A0	245		11,66	1,35	G5
194		12,27	0,55	F8	246	47 3178	10,07	0,61	A2
195		12,21	2,02	M	247		11,97	0,11	A0
196		12,11	0,36	F5	248		12,27	0,05	A0
197		11,59	0,47	F8	249		11,68	0,31	F2
198		11,20	0,72	G0	250	46 3031	11,59	2,24	K2
199	47 3168	10,81	—0,11	B8	251	46 3033	8,08	—	K0
200		12,25	1,32	G2	252		12,25	0,70	G0
201		10,81	0,08	A0	253		11,99	2,08	G8
202		12,00	0,32	F5	254		12,19	0,14	A0
203		11,85	0,33	F2	255		11,90	0,43	F5
204		11,87	0,47	F8	256		11,90	1,31	A0:
205		12,21	0,37	A2	257		11,26	0,60	F8
206	47 3169	8,89	0,38	F0	258		12,11	0,40	F5
207		12,44	1,35	G2	259		12,19	0,38	F2
208		10,47	0,40	F8	260		11,49	0,18	A0
209		12,02	0,00	A0	261	47 3179	10,83	2,70	M
210		11,06	—0,13	B5	262		11,92	—0,06	A0
211	46 3016	8,88	0,68	G0	263		11,81	0,30	F5
212		10,60	0,25	F0	264		12,19	0,22	F0
213		12,01	0,43	F5	265		12,30	0,27	F2
214		11,75	0,59	F5	266		12,10	—0,02	A0
215	46 3020	9,32	1,26	G5	267		12,06	1,71	G5
216		12,12	0,09	A2	268	46 3037	10,15	1,43	G8
217	47 3170	10,59	1,78	K0	269		11,50	0,19	A0
218	46 3021	9,74	0,28	A0	270		12,18	1,12	G2
219		11,93	0,36	F5	271		11,85	0,68	G0
220		11,49	1,07	B:	272		12,00	1,64	G5
221	47 3172	9,91	0,21	A0	273	47 3181	11,81	1,83	K5
222		12,02	0,35	F2	274		12,03	0,37	F2
223		10,90	2,46	K5	275		12,06	0,04	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
276	46°3038	10 ^m ,47	0 ^m ,15	A0	328		12 ^m ,41	0 ^m ,33	F2
277		11,05	0,03	B8	329	47°3189	9,68	0,37	B8
278	46 3040	11,42	0,06	A0	330		12,35	0,25	A0
279		12,06	0,33	F2	331	46 3053	10,89	0,01	A0
280		11,95	2,07	K0	332		11,14	0,38	A8
281		12,17	—0,06	A0	333	47 3190	10,47	0,36	F5
282		12,05	0,07	A0	334		10,87	0,12	A0
283		12,20	0,25	A0	335	46 3055	10,27	0,11	B9
284	47 3183	10,07	0,62	F8	336		12,20	—	A0
285		12,36	0,22	A5	337	47 3191	9,35	0,62	F8
286		11,49	0,20	A0	338		12,11	0,14	A0
287		12,42	0,56	F8	339	46 3056	10,35	0,54	F8
288		10,07	0,18	A0	340		11,97	0,05	A0
289		11,34	0,45	F8	341		12,28	0,03	A0
290		11,34	0,27	F2	342		12,35	1,41	G5
291		12,45	1,07	G2	343		11,24	0,17	A5
292		12,38	0,56	F8	344		11,32	0,73	F8
293		12,31	0,45	A0	345		10,75	0,33	F5
294		12,22	1,94	G:	346		11,33	1,51	G5
295		12,00	0,40	F5	347		11,95	0,40	F5
296		11,16	—0,09	A0	348		12,17	0,53	F8
297		11,83	0,41	F8	349		12,22	0,08	A0
298	46 3046	12,05:	0,14:	A0	350		11,78	0,17	A0
299		12,08	0,11	F0	351		12,23	1,23	G2
300		12,00	0,29	F2	352		12,15	1,37	A0
301		10,65	0,44	F5	353		11,21	0,40	F8
302		11,82	0,27	F0	354		12,21	0,08	A0
303	46 3045	11,36	0,37	F5	355		11,68	0,48	F2
304	46 3048	10,70	0,24	A2	356		12,15	1,04	G2
305		12,30	0,19	A0	357		12,29	0,09	A0
306		12,15	—0,13	A0	358		11,31	0,41	F5
307		12,15	—0,08	A0	359		11,70	0,15	A2
308	46 3049	11,00	—0,18	A0	360		11,45	0,43	F8
309	46 3050	10,99	—0,09	B9	361		12,17	0,02	A0
310		11,02	0,24	A0	362		11,53	0,12	A0
311		12,11	0,06	A0	363		11,82	0,34	A2
312		11,60	0,01	A0	364		11,09	—0,03	A0
313		11,78	0,09	A0	365		12,06	0,22	F2
314		12,21	0,04	A0	366		11,59	0,01	A2
315		11,50	0,08	A0	367		12,13	—0,02	A0
316		12,50	0,10	A0	368		11,98	0,10	A0
317		11,93	—0,06	A0	369		11,60	1,56	G8
318	46 3051	10,79	—0,08	A0	370		12,48	0,18	A0
319		11,02	0,08	A0	371		11,54	—0,09	A0
320		11,67	—0,10	A0	372	47 3193	9,71	0,38	A0
321		11,40	0,23	F0	373		12,36	0,37	A0
322		11,69	—0,24	A0	374		11,73	0,21	A0
323		12,28	0,58	A0	375		12,26	1,39	G5
324		11,50	0,48	A0	376		12,32	0,17	A0
325		12,04	0,39	A2	377	46 3065	11,24	0,58	F8
326		11,86	—0,08	A0	378		11,94	1,54	G8
327*	47 3188	(6,6)	—	K2	379		11,52	1,27	G5

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
380		11 ^m ,03	—0 ^m ,04	B9	432		12 ^m ,48	0 ^m ,17	F0
381		11,83	0,08	A0	433		11,73	0,29	A0
382		12,39	0,04	A0	434		11,86	0,46	F:
383		11,55	1,92	K5	435		11,47	0,48	F8
384	47°3194	10,73	1,49	G5	436	47°3204	9,19	—0,01	A2
385		11,69	0,07	A0	437		11,60	0,17	A2
386		12,39	0,02	A0	438		11,23	0,47	A5
387		11,66	0,19	F0	439		12,46	0,42	F8
388		12,43	0,16	B8	440		10,97	0,71	F5
389		11,71	0,22	A2	441		11,08	0,50	F8
390		12,52	0,75	G0	442		12,21	0,14	A2
391		11,40	0,05	A0	443		11,43	0,43	F8
392		12,49	1,59	G5	444	47 3205	9,44	0,09	A2
393	47 3195	10,38	0,37	A0	445		11,94	0,30	A2
394		12,36	0,36	F2	446		11,77	0,09	A0
395	46 3070	10,06	0,25	A0	447		11,79	0,34	F5
396		12,08	0,02	A0	448		11,59	0,84	B8
397		11,72	0,21	A0	449	46 3086	11,04	0,06	B8
398		10,75	0,81	G2	450		10,93	1,82	G8
399		12,45	2,50	K5	451	47 3206	11,08	1,39	G2
400		10,89	0,16	A2	452		12,28	0,66	F:
401		12,44	0,38	F2	453	47 3207	10,58	0,48	F8
402		11,51	1,81	G8	454		11,30	0,22	F2
403		12,40	0,62	G0	455		12,16	0,08	A0
404		11,56	0,10	A0	456	47 3208	9,38	0,39	F0
405		11,83	0,11	A2	457		10,97	1,60	K0
406	47 3198	11,08	1,39	G5	458		12,27	0,27	F0
407		12,32	1,41	G5	459		11,24	1,24	G2
408	47 3199	9,39	0,40	F2	460		11,69	0,11	A0
409		11,48	0,42	F5	461		12,31:	0,54:	F8
410	47 3200	8,59	1,86	K5	462		12,50	0,31	A0
411		11,82	0,16	A0	463	47 3209	10,58	0,11	B8
412		12,16	0,48	F8	464		11,34	0,15	A0
413	46 3073	9,06	—0,09	A0	465		12,40	0,14	F0
414		12,01	0,07	A0	466		11,36	0,41	A2
415		11,97	0,07	A0	467	47 3211	0,56	0,77	B0II-III
416		11,73	0,34	F5	468		12,46	0,16	F0
417		11,48	0,07	A0	469		11,60	—0,15	B9
418		12,44	0,52	F5	470		10,72	0,71	G0
419		11,96	0,21	A2	471		11,68	0,86:	G2
420		12,27	1,26	G8	472		12,01	0,94	A0
421		11,95	0,05	A0	473		12,39	0,31	A0
422	47 3201	9,58	0,96	B8	474		11,92:	0,91:	F:
423	46 3077	11,08	1,64	K2	475		12,30:	0,73:	A:
424	47 3202	8,54	1,38	K0	476	47 3212	11,01	1,35	G8
425		11,77	0,62	F5	477	46 3088	11,39	2,18	K2
426		11,12	0,10	A0	478		10,79	0,32	F5
427		11,88	0,41	F5	479		11,85	0,34	F5
428		10,92	1,58	G2	480		11,36	2,57	gK0
429		12,26	0,11	F0	481		12,44	0,30	F2
430*	46 3078	11,2	—	M7	482	46 3090	10,86	0,96	F5
431	47 3203	10,20	—0,05	A0	483		12,18	0,10	A2

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
484		11,86	0 ^m ,29	F0	536		11 ^m ,48	0 ^m ,24	A5
485		11,57	0,29	F0	537		11,26	0,17	A2
486		11,15	0,26	F0	538		11,62	0,51	F8
487		12,33	0,24	F0	539		11,32	0,27	A0
488		11,38	1,39	G5	540*		12,39	2,29	F:
489		11,11	0,07	A2	541		12,27	0,29	A0
490		12,44	0,24	F0	542		12,54	0,54	F5
491		11,92	0,14	A2	543		12,22	0,15	A2
492		12,09	2,14	K2	544		12,47	0,35	F:
493	47°3213	11,33	0,33	A2	545	46°3104	10,81	1,14	G5
494		12,22	0,10	A0	546		12,27	0,33	F2
495		11,80	0,47	F2	547		10,89	0,12	A0
496		11,85	0,26	A0	548		12,02	0,23	A0
497		12,32	0,76	G0	549		12,35	2,15	K2
498		12,45:	—	F:	550		12,29	0,19	F0
499	46 3093	11,05	1,23	G2	551		12,28	0,28	F2
500		11,70	0,20	A0	552		11,97	0,18	A2
501		12,09	0,22	F5	553		12,16	0,12	A2
502		12,11	1,73	G5	554		11,98	0,15	A2
503		12,42	0,27	F5	555		11,30	—0,08	A0
504		12,55	0,43	A0	556		11,79	0,44	F5
505	46 3095	10,87	1,43	G5	557	46 3108	8,86	0,08	A0
506		11,21	0,62	A5	558	47 3222	9,22	0,25	A5
507	46 3096	10,92	0,35	F5	559		11,51	0,15	A0
508		12,13	0,22	F2	560		12,27	0,54	A0
509	47 3217	10,96	0,27	F5	561		12,23	0,47	F2
510		11,49	0,30	A2	562		12,29	0,36	F0
511		11,51	0,15	F2	563		11,38	0,37	B9
512		10,86	0,49	F8	564		10,44	0,61	F5
513	46 3099	10,54	0,13	A0	565	46 3109	8,99	0,31	F0
514		11,67	0,04	A0	566		11,10	0,32	A5
515	47 3219	10,05	0,37	F5	567		10,86	0,13	A0
516	46 3100	10,48	1,49	G8	568	47 3225	12,02	1,05	G2
517		11,10	0,49	F5	569		12,08	0,33	F0
518	47 3220	8,52	—0,09	A0	570		12,07	0,10	B9
519		11,47	0,31	F2	571		10,69	1,33	G2
520*	46 3101	10,77	1,43	G5	572		12,06	2,53	K:
521		11,18	0,30	B8	573	46 3111	6,13	0,47	B8 Ia
522		11,03	0,11	A0	574	47 3226	10,85	1,47	K0
523		11,19:	—0,11:	A0	575	47 3224	9,74	0,49	A0
524		10,73	0,30	A2	576		12,07	0,33	A0
525		12,08:	0,73:	A:	577	46 3115	12,22	0,26	A2
526	46 3102	9,02	0,90	G5	578		11,83	0,36	A5
527		12,26	0,20	A0	579	46 3113	10,27	1,16	G5
528		12,06	0,10	A0	580		11,01	1,23	G5
529		12,42	0,38	F0	581		11,47	0,57	A0
530		11,68	0,26	F0	582	46 3116	10,31	0,25	A2
531		11,62	0,24	F0	583		10,75	0,39	F5
532		11,87	—0,05	A0	584		11,57	0,08	A0
533		12,28	0,38	F0	585		11,99	0,23	A0
534		10,99	0,48	F2	586		11,55	0,68	G0
535		12,37	0,30	F0	587	47 3227	10,44	0,46	A0

№	BD	m_{pg}	C	Sp	№	BD	m_{pg}	C	Sp
588		11 ^m ,66	0 ^m ,28	A0	640		12 ^m ,15	0 ^m ,38	F0
589		12,50	0,49	A0	641		12,31	0,31	A0
590		10,81	0,70	F8	642	47°3243	9,76	1,63	gK2
591	47°3228	12,07	1,59	G8	643		12,47	0,56	F5
592		12,46	0,46	F5	644		12,13	0,40	F2
593	47 3229	10,76	0,42	F5	645		11,48	0,62	F8
594	47 3232	10,67	1,22	G8	646	47 3244	11,32	1,94	K5
595		12,38	0,29	F0	647		11,05	0,32	B8
596	47 3231	10,00	0,33	B9	648	46 3129	9,36	0,07	B9
597		12,37	0,42	F5	649		11,76	0,21	F0
598		11,64	0,14	A0	650		12,35	0,38	F5
599*	47 3233	9,68	0,50	B9	651	46 3130	9,23:	—0,34:	A0
600	46 3118	8,83	0,00	A0	652		12,35	0,42	F5
601		12,23	0,50	F5	653*	46 3133	(4,86)	—	B1IV:e
602		12,31	0,28	F0	654	47 3247	10,99	0,74	G0
603	47 3234	7,68	—0,09	A0	655		12,35	0,55	F5
604		12,45	0,43	F5	656		11,11	0,31	F5
605		12,18	0,20	A0	657		11,91	0,55	A0
606		11,61	0,41	A0	658		12,27	0,42	A0
607		12,03	0,28	A0	659		12,01	0,21	A5
608		11,55	1,43	G5	660		11,53	0,46	F8
609	47 3236	10,53	0,54	F8	661		11,42	0,59	F8
610		12,25	0,31	A2	662	46 3138	11,84	0,56	G0
611		11,34	0,32	F0	663	47 3251	10,23	—0,01	A0
612	47 3238	10,56	1,79	G8	664		11,96	1,49	G8
613		11,77	0,13	A0	665		11,85	0,49	F8
614		12,10	1,90	K2	666	47 3252	10,66	0,32	A5
615		12,16	1,35	K2	667	47 3253	9,56	—0,01	A0
616		12,40	0,42	F8	668		12,46	0,29	F2
617		11,96	2,74	K5	669	46 3142	9,90	0,60	A5
618		12,14	0,48	G0	670		10,81	0,56	F5
619		12,20	0,22	F5	671		11,71	0,07	A0
620		12,21	0,41	F2	672		12,42	0,42	F2
621		11,75	1,47	B5:	673		11,77	0,41	F5
622		12,21	0,51	F8	674		11,87	0,59	G0
623		11,81	0,21	A0	675	46 3144	8,88	0,00	A0
624		12,18	0,53	F2	676		12,33	0,55	G0
625		12,44	0,56	F2	677	47 3256	9,33	0,51	A0
626	46 3123	9,85	0,02	A0	678	46 3145	8,53	0,59	F5
627		11,61	0,33	F2	679		11,95	0,17	F0
628	47 3240	(7,2)	—	A0					
629		11,75	0,61	A0					
630		11,59	0,22	B8					
631		11,60	0,12	A0					
632		12,45	0,73	G2					
633		12,11	0,34	F5					
634		12,25	0,47	B9					
635	46 3127	10,53	0,95	A0					
636	47 3242	10,91	0,42	F8					
637*	47 3241	9,77	1,24	G8					
638	46 3128	10,46	0,41	F0					
639		12,19	0,46	F8					

Примечания

Зона +42°

- 29. ADS 14043 A
- 73. Возможно, переменная
- 206. ADS 14295 A
- 230. Возможно, переменная
- 266. ADS 14369 AB
- 321. ADS 14432 AB
- 382. ADS 14511 A
- 393. TX Cyg, F5 Ib—G6 Ib

Зона +43°

- 14. ADS 14023 A
- 41. Возможно, переменная
- 126. ADS 14247 AB
- 132. ADS 14256 AB
- 137. ADS 14263 AB
- 177. V 517 Cyg, A0—A5
- 319. ADS 14474 A

Зона +44°

- 70. ADS 14109 A
- 73. Возможно, переменная
- 123. Сливается с соседней звездой
- 146. ADC 14216 A.
- 298. 57 Cyg
- 311. ADS 14411 AB
- 318. BDS 10617 AB
- 343. ADS 14442 A
- 471. CO Cyg
- 492. ADS 14560 A

Зона +45°

- 6. ADS 14018 AB
- 123. Сливается с соседней звездой
- 175. ADS 14172 A, α Cyg
- 210. ADS 14190 A
- 282. BDS 10521 A, BZ Cyg, F8 Ib—G5 Ib

Зона +45°

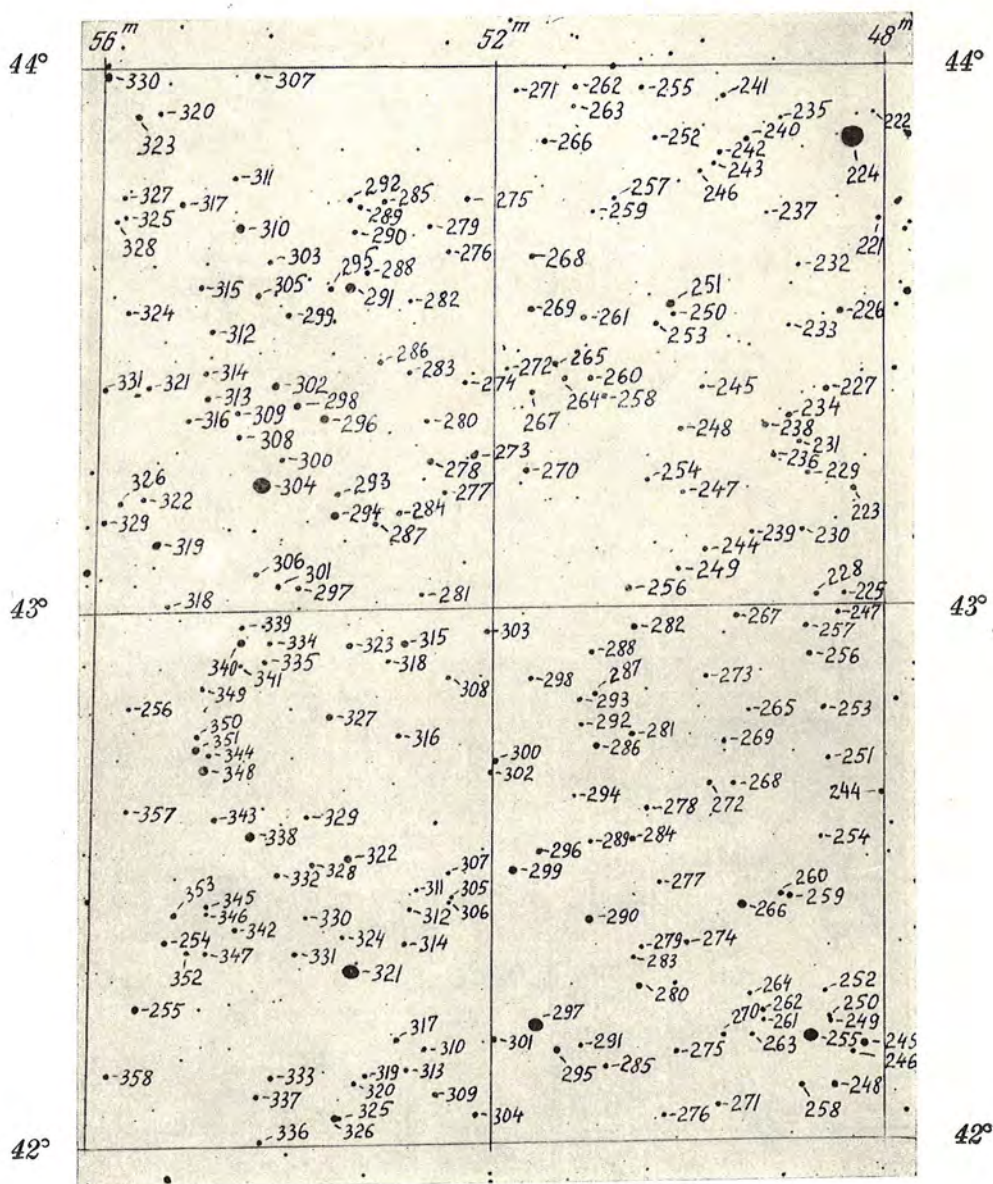
- 305. CY Cyg, M2p
- 318. ADS 14298 A
- 362. ADS 14337 A, 55 Cyg
- 387. ADS 14351 A
- 414. ADS 14371 AB
- 454. ADS 14396 AB
- 604. ADS 14487 A
- 723. ADS 14549 AB, 60 Cyg

Зона +46°

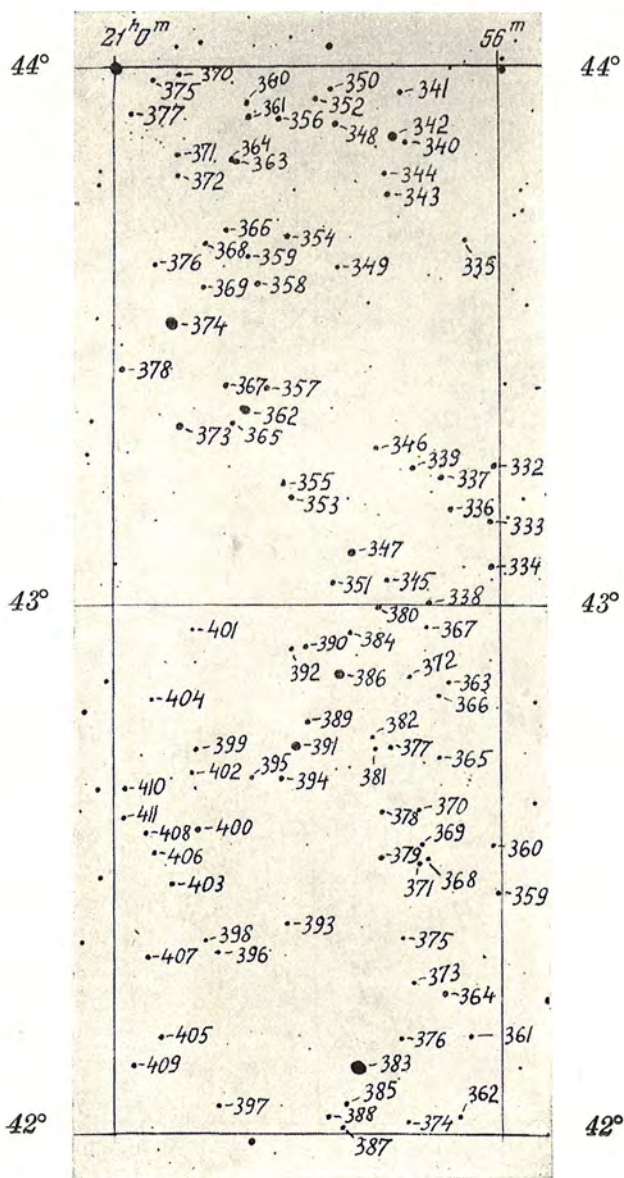
- 35. BDS 10356 B
- 38. BDS 10356 A
- 199. ADS 14219 A
- 220. Возможно, переменная
- 261. BDS 10531 A
- 381. ADS 14350 A
- 558. ADS 14452 AB
- 610. AZ Cyg

Зона +47°

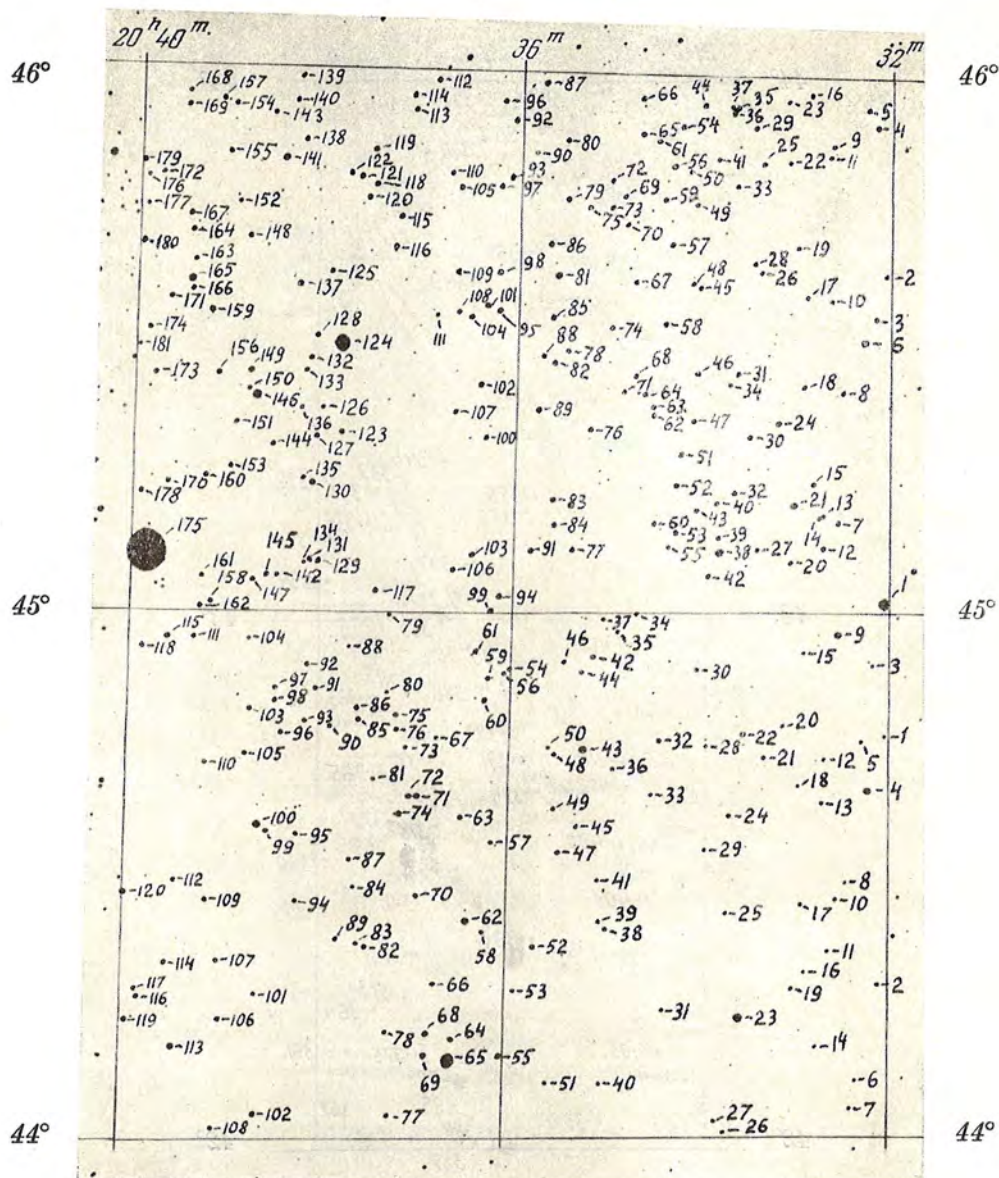
- 11. Сливается с соседней звездой
- 116. BDS 10397 C
- 117. BDS 10397 A
- 131. ADS 14100 A
- 142. ADS 14119 A
- 154. ADS 14141 AB
- 155. ADS 14142 A
- 156. ADS 14140 A
- 191. Возможно, V Cyg
- 241. ADS 14222 AB
- 327. ADS 14318 A
- 430. RZ Cyg
- 520. ADS 14416 A
- 540. V 520 Cyg
- 599. ADS 14464 A
- 637. ADS 14507 A
- 653. ADS 14526 A, 59 Cyg



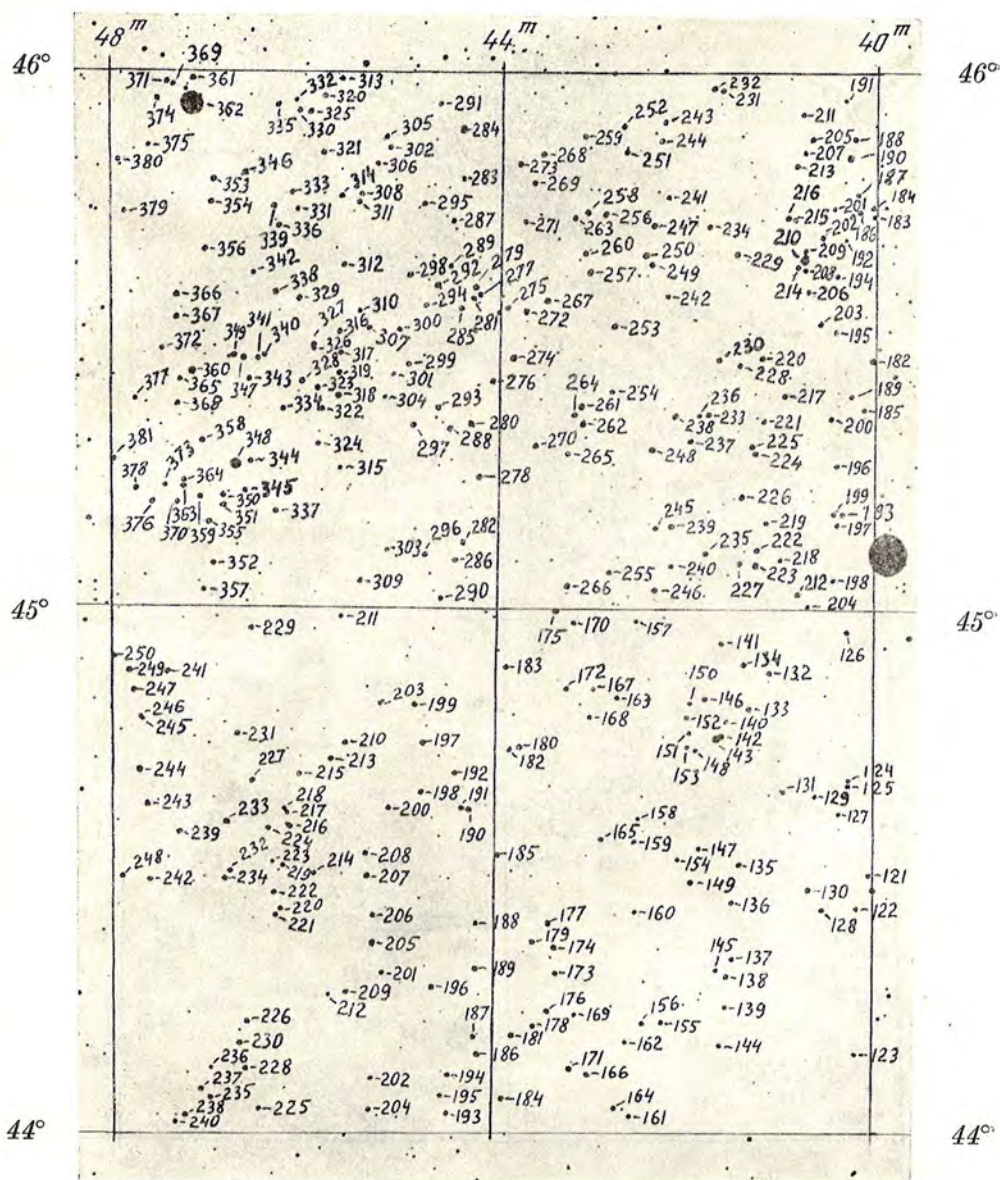
Фиг. 10. Карта 3



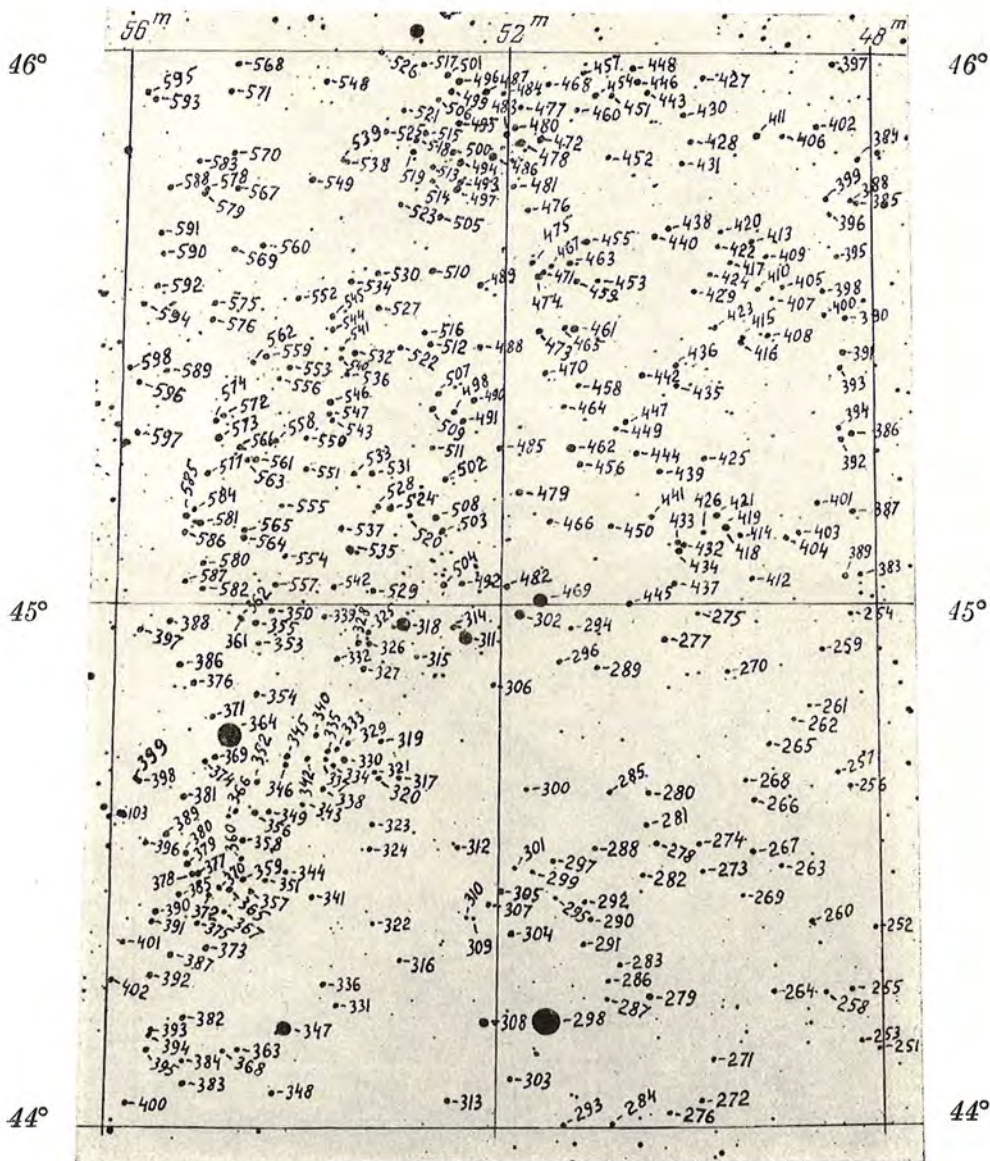
Фиг. 11. Карта 4



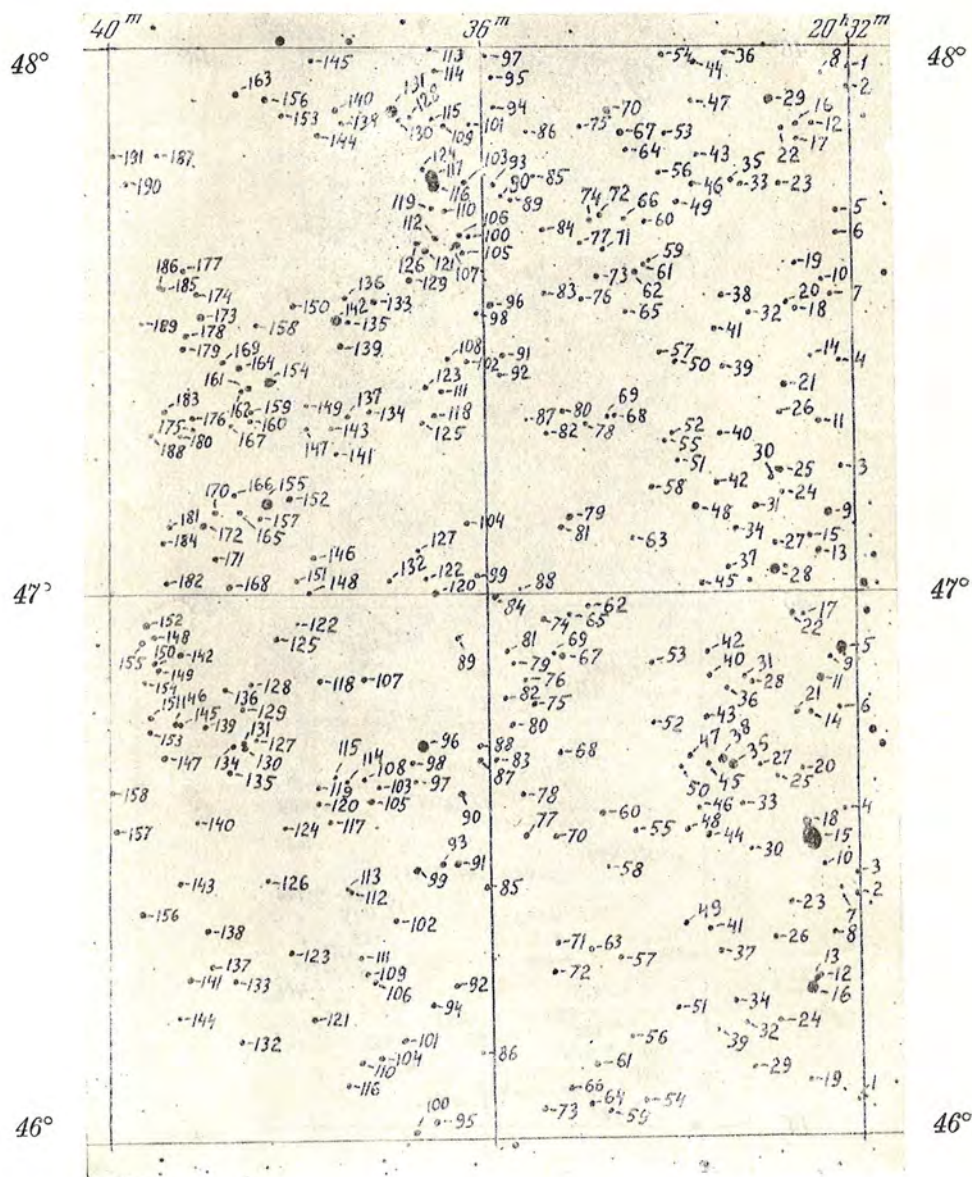
Фиг. 12. Карта 5



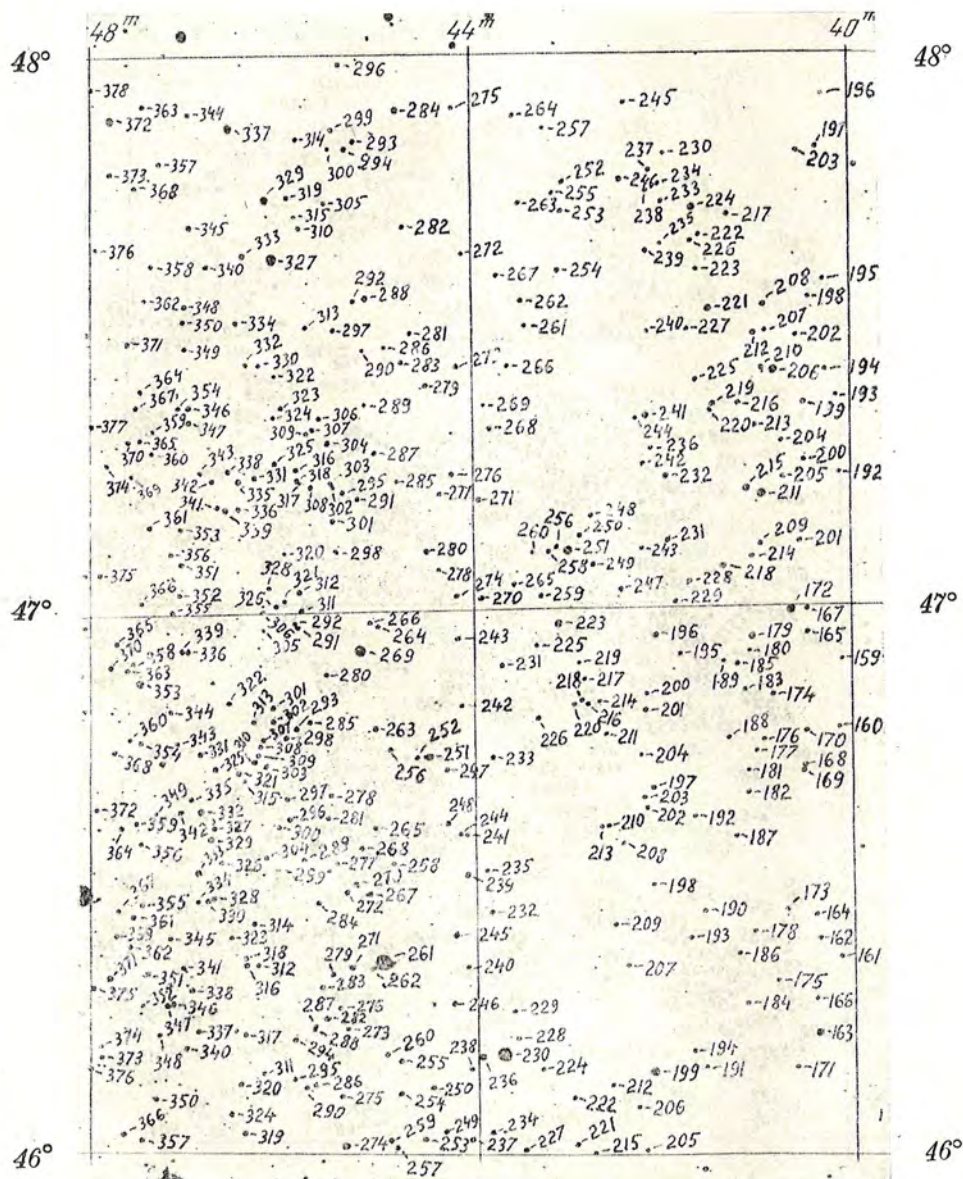
Фиг. 13. Карта 6

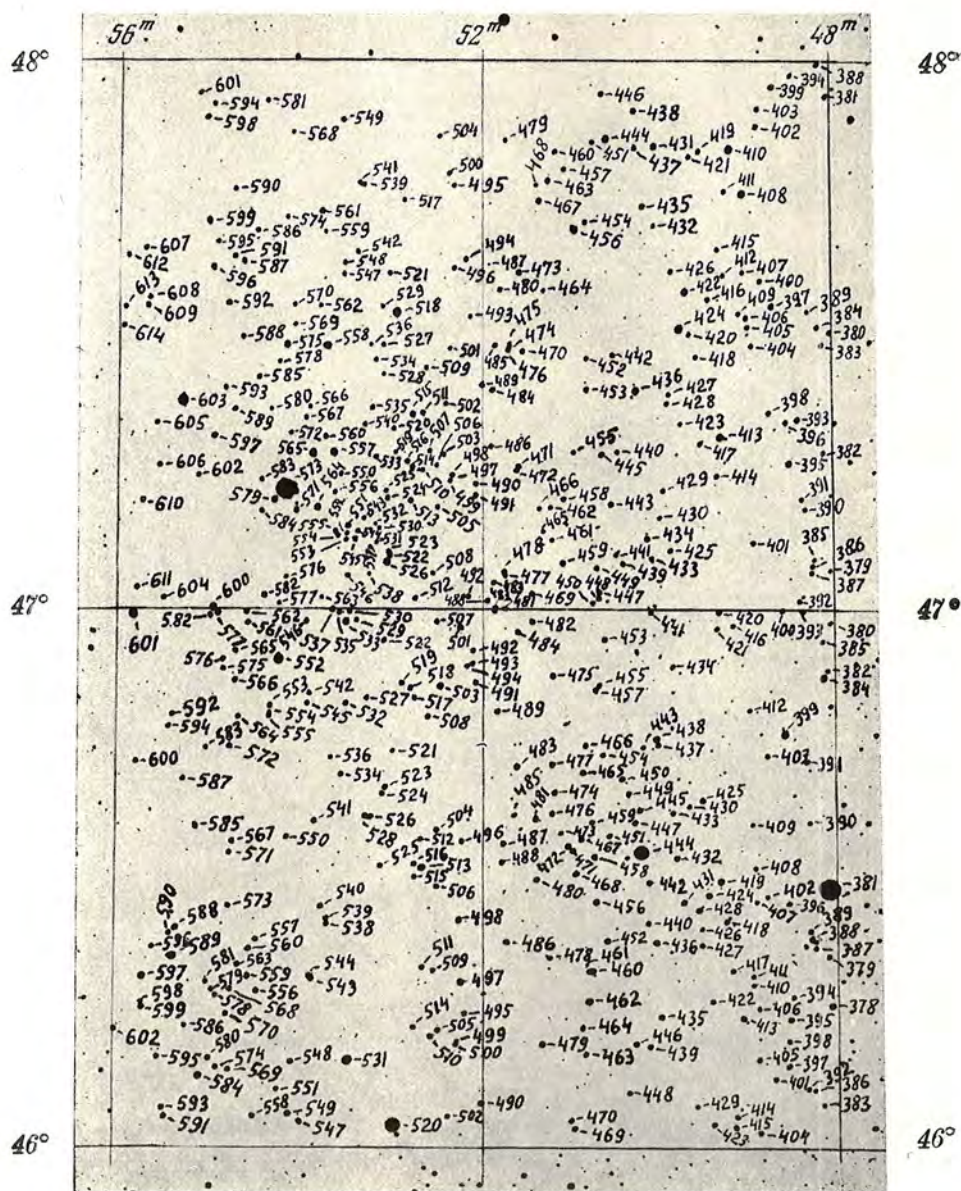


Фиг. 14. Карта 7

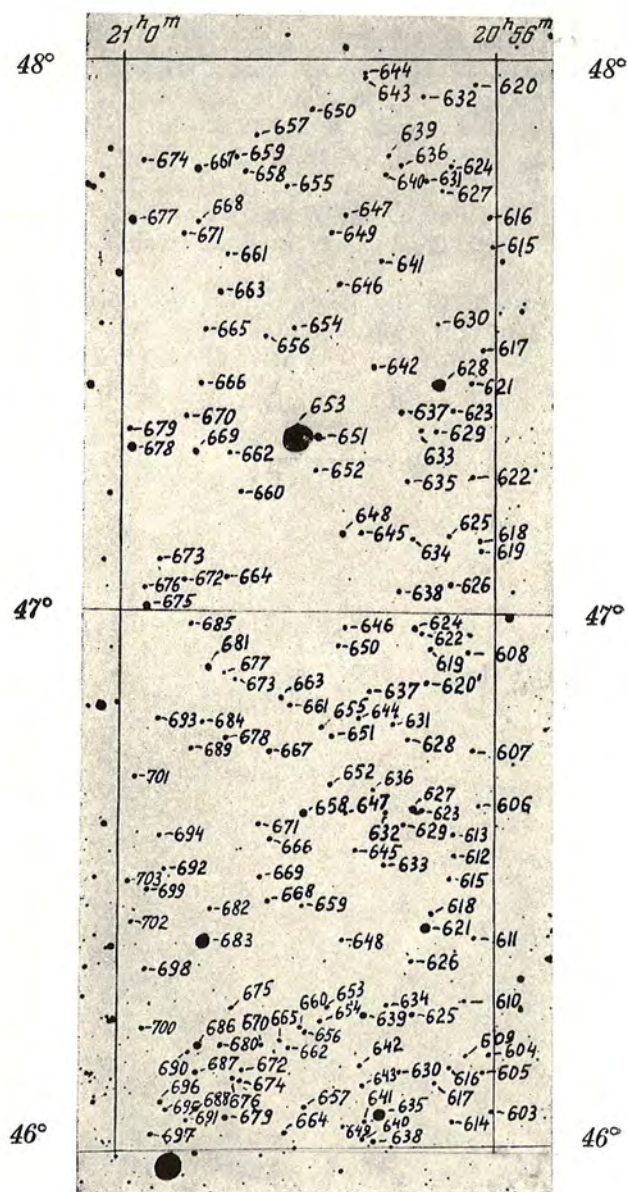


Фиг. 16. Карта 9





Фиг. 18. Карта 11



Фиг. 19. Карта 12.

Л и т е р а т у р а

1. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 104, 1953.
 2. А. К. Алкснис. Труды Астрофиз. лаборатории АН Латв. ССР, 7, 33, 1958.
 3. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 208, 1958.
 4. T. Elvius. Stockh. Obs. Ann., 16, № 4, № 5, 1951.
 5. H. L. Johnson. Ap. J., 117, 353, 1953.
 6. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., 117, 313, 1953.
 7. H. L. Johnson. Ann. d'Ap., 18, 292, 1955.
 8. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
 9. N. G. Roman. Ap. J. Suppl., № 18, 1955.
 10. J. J. Nassau, W. W. Morgan. Ap. J., 113, 141, 1951.
 11. J. J. Nassau, V. Blanco, W. W. Morgan. Ap. J., 120, 478, 1954.
 12. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford. Ap. J. Suppl., 2, № 14, 1955.
 13. Б. В. Кукаркин, П. П. Паренного и др. Общий каталог переменных звезд. Изд-во АН СССР, 1958.
-

ОБРАЗОВАНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ
В ОБЛАСТИ Е ИОНОСФЕРЫ
ВО ВРЕМЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

А. С. Дворяшин и Н. Н. Одицова

Приводятся результаты анализа экспериментальных данных об образовании дополнительной ионизации в области слоя Е во время магнитных бурь с внезапным началом и дается интерпретация этих результатов с привлечением данных, полученных на искусственных спутниках и ракетах.

ADDITIONAL IONIZATION ORIGINATING IN THE E REGION OF THE IONOSPHERE DURING STRONG MAGNETIC STORMS, by A. S. Dvoryashin and I. N. Odintsova.— The results are given of an analysis of experimental data on additional ionization originating in a region of the E layer during magnetic storms with a sudden commencement. The results are interpreted using also data derived from artificial satellites and rockets.

Исследование влияния корпускулярного излучения Солнца на ионосферу и магнитное поле Земли обнаруживает ряд интересных явлений, особенно в годы максимума солнечной активности.

Известно, что сильные магнитные бури сопровождаются появлением полярных сияний в низких и средних широтах [1], ионосферными возмущениями, нарушением радиосвязи и телеграфной связи [2].

Исследования ионосферных возмущений показали, что они охватывают главным образом слой F2, причем таким образом, что увеличивается его высота и заметно уменьшается его электронная плотность [3, 4]. Этому вопросу будет посвящена дальнейшая работа. В настоящей статье рассматривается ряд новых эффектов, зарегистрированных во время сильных магнитных бурь 1957—1958 гг. на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории [5].

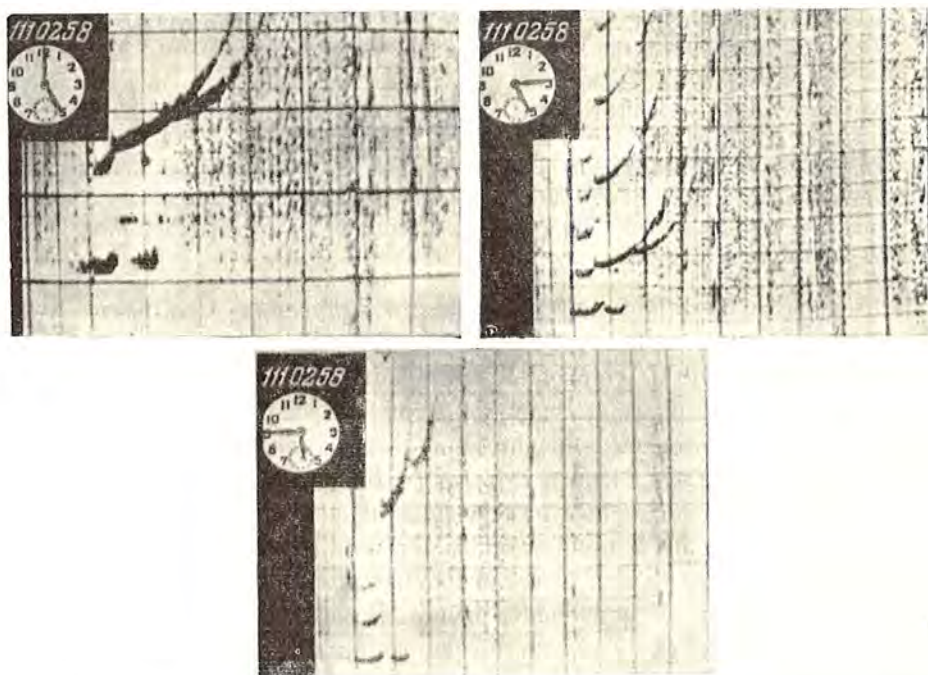
Наиболее сильные магнитные бури (4—5 сентября 1957 г., 29—30 сентября 1957 г., 8—9 июля 1958 г., 11 февраля 1958 г.) сопровождались полярными сияниями в средних и низких широтах и появлением дополнительной ионизации [6] в области ниже слоя F2, как это обнаружено на высотно-частотных характеристиках, полученных на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории. Известно, что в средних широтах в диапазоне частот от 1 до 20 Мгц слой Е наблюдается лишь в светлое время суток. С заходом Солнца электронная плотность в нем быстро падает и обычно в ночное время слой Е на этих частотах не наблюдается. Характерной особенностью слоя Е можно считать высокое постоянство его свойств.

Как электронная концентрация, так и высота максимума ионизации испытывают лишь очень незначительные колебания. Однако во время наиболее сильных магнитных бурь, сопровождающихся полярными сияниями, слой Е наблюдается в ночное время.

Целесообразно последовательно рассмотреть поведение слоя Е во время каждой из указанных выше бурь.

§ 1. ИОНОСФЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

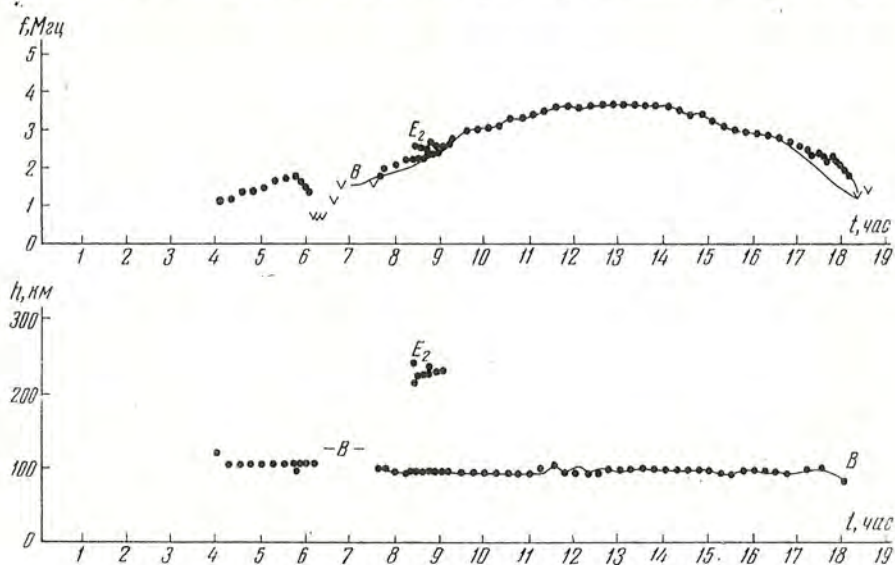
Магнитная буря с внезапным началом 11 февраля 1958 г. началась в 4 час. 26 мин. 11 февраля и закончилась в 1 час. 00 мин. 13 февраля по московскому времени. Буря сопровождалась полярным сиянием. Для анализа поведения ионосферы во время бури было произведено сравнение высотно-частотных характеристик слоя Е, полученных 11 февраля и в другие дни до и после магнитной бури.



Фиг. 1. Высотно-частотные характеристики ионосферы во время магнитной бури 11 февраля 1958 г. (время московское)

Обычное состояние области Е ионосферы, наблюдаемое по высотно-частотным характеристикам, в это время года характеризуется появлением нормального слоя Е в 7 час. утра. На фиг. 1 приведены высотно-частотные характеристики слоя Е за 11 февраля. 11 февраля в 4 час. 00 мин. появилось слабое отражение от Е области, которое постепенно начало развиваться. Критические частоты f_E^0 обыкновенной волны постепенно увеличивались и в 5 час. 45 мин. достигли величины 1,75 МГц, после чего началось уменьшение критических частот.

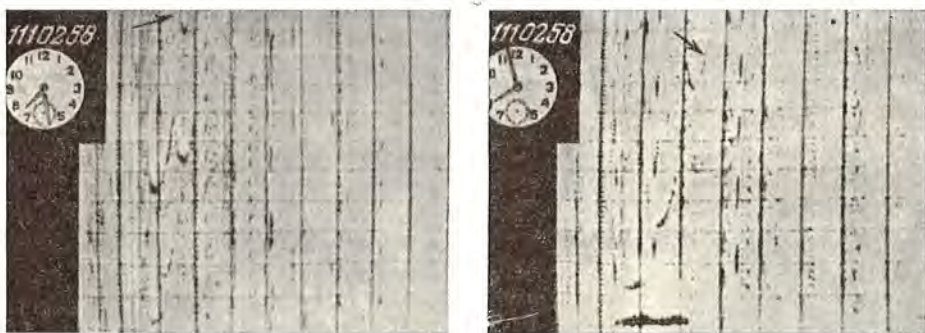
В 6 час. 10 мин. о существовании слоя Е можно судить лишь по групповому запаздыванию в слое F2, так как критические частоты слоя Е становятся меньше нижнего предела рабочей частоты ионосферной станции. С появлением дневного слоя Е вновь начинается рост критических частот. На фиг. 2



Фиг. 2. Суточный ход критических частот и минимальных действующих высот слоя Е во время магнитной бури 11 февраля 1958 г. (время московское)

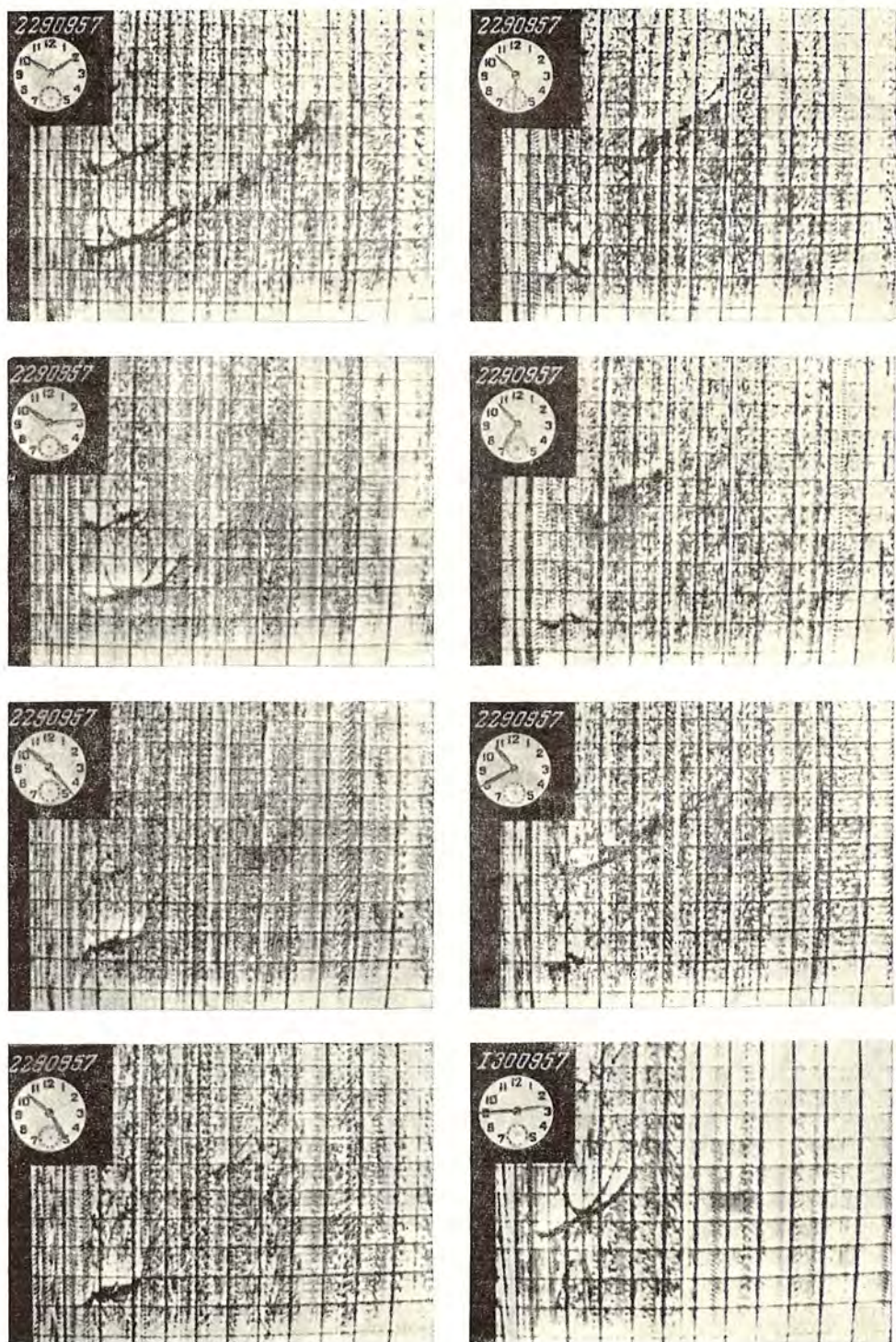
В — поглощение со стороны минимальных частот отражения; сплошная кривая — усредненные значения по контрольным дням

приведен суточный ход критических частот и минимальных действующих высот слоя Е. За контрольные дни были взяты 9, 10, 12 и 13 февраля. Из этих кривых видно, что 11 февраля существует дополнительная ночная

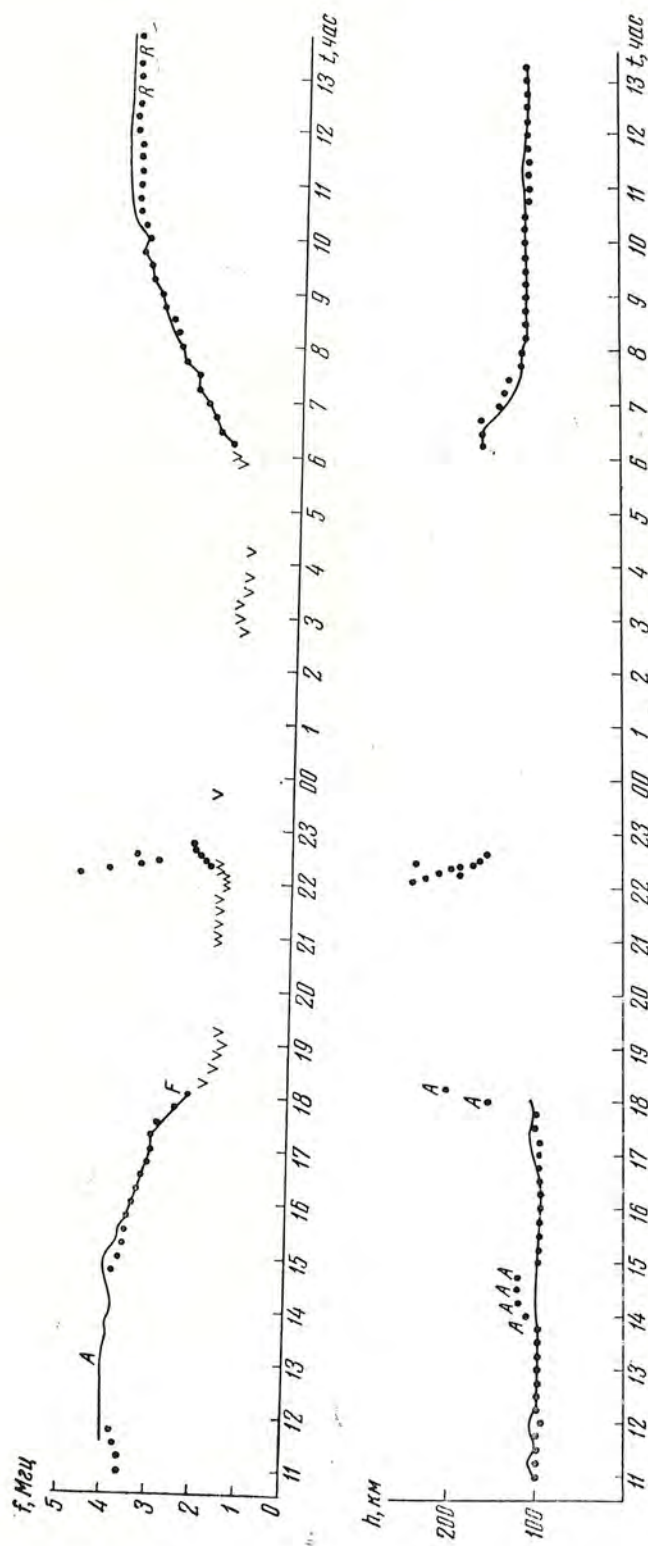


Фиг. 3. Образование дополнительной ионизации в области F2 на высоте 1100 км 11 февраля 1958 г. (время московское)

ионизация, результатом чего является существование слоя Е с 4 до 7 час. Интересно отметить тот факт, что во время этой бури в 7 час. 28 мин. наблюдается дополнительное образование, действующая высота которого равна 1100 км. В 7 час. 58 мин. действующая высота этого образования понизилась до 880 км, затем оно пропало (фиг. 3).



Фиг. 4. Высотно-частотные характеристики ионосферы во время полярного сияния 29 сентября 1957 г. (время московское)

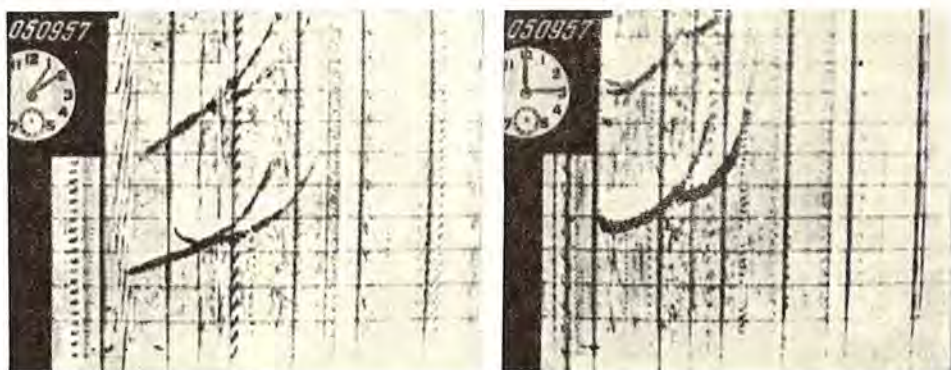


Фиг. 5. Кривые изменения критических частот и минимально-действующих высот ночного слоя F1 и E во время полярных сияний 29--30 сентября 1957 г. (время московское)

A — эскарирование слоя E спорадическим слоем; сплошная кривая — усредненные значения по контрольным дням

Очень большая магнитная буря, сопровождавшаяся полярными сияниями [6], наблюдалась с 3 час. 16 мин. 29 сентября 1957 г. по 11 час. 00 мин. 1 октября 1957 г. Так же как и во время магнитной бури 11 февраля, в ночь с 29 на 30 сентября наблюдалась дополнительная ионизация в области Е. Об этом можно судить по увеличению группового запаздывания начальных частот отражений от слоя F2, а также по изменению хода критических частот слоя Е.

В отличие от ионосферного возмущения 11 февраля, 29 сентября наблюдалась дополнительная ионизация в области F1.



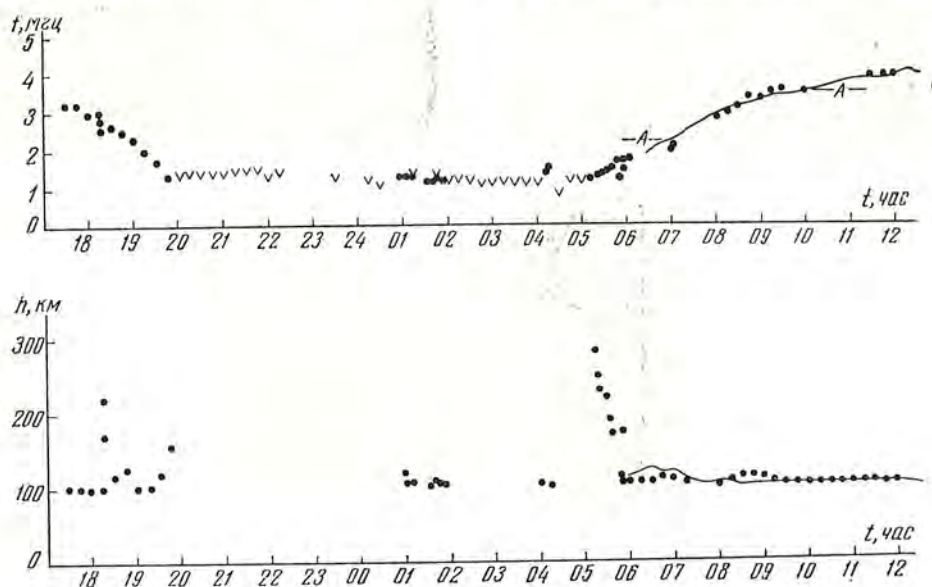
Фиг. 6. Высотно-частотные характеристики ионосферы 5 сентября 1957 г. (время московское)

Образование слоя F1 и появление слоя Е можно проследить на фиг. 4. До 22 час. 10 мин. о существовании слоя Е можно было предполагать только по групповому запаздыванию в слое F2, в 22 час. 10 мин. как бы начал образовываться слой F1, хотя ясного перехода от слоя F1 к слою F2 нет. В 22 час. 15 мин. наблюдаются слой F1 и F2, но отражения от последнего едва заметны. В 22 час. 20 мин. в слое F1 образовалась прослойка на высоте 200 км, которая постепенно опускалась и превратилась в слой Е. В 22 час. 35 мин. слой F1 исчез окончательно, в 22 час. 40 мин. существует только слой Е и F2, причем высота слоя Е гораздо выше дневного. Критическая частота слоя Е в это время равна 2,0 Мгц. О дальнейшем ходе критических частот судить трудно, так как с 22 час. 40 мин. и до 23 час. 40 мин. отсутствуют снимки. С 23 час. 40 мин. и до 3 час. 45 мин. 30 сентября существование повышенной ионизации в области Е можно предполагать только по групповому запаздыванию в слое F2; с 6 час. 30 сентября наблюдается обычный слой Е.

На фиг. 5 приведены кривые изменения критических частот и минимальных действующих высот слоя F1 и Е в ночное время. За контрольные дни взяты 25, 26, 27 и 28 сентября.

В отличие от ионосферных возмущений 11 февраля 1958 г. и 29—30 сентября 1957 г., во время магнитной бури 4—5 сентября 1957 г. ночной слой Е появлялся периодически. Например, в 1 час. 10 мин., 1 час. 15 мин., 1 час. 35 мин., 1 час. 45 мин., 1 час. 50 мин., 4 час. 05 мин., 4 час. 10 мин. В осталь-

ное время о повышенной электронной концентрации в области Е можно судить только по групповому запаздыванию в слое F2. На фиг. 6 показаны высотно-частотные характеристики слоя Е во время этой бури. Обычно в сентябре слой Е пропадает в 18—19 час. 4 сентября критические частоты слоя Е наблюдаются до 19 час. 50 мин., после чего слой Е продолжает существовать на частотах меньше нижней рабочей частоты ионосферной станции.

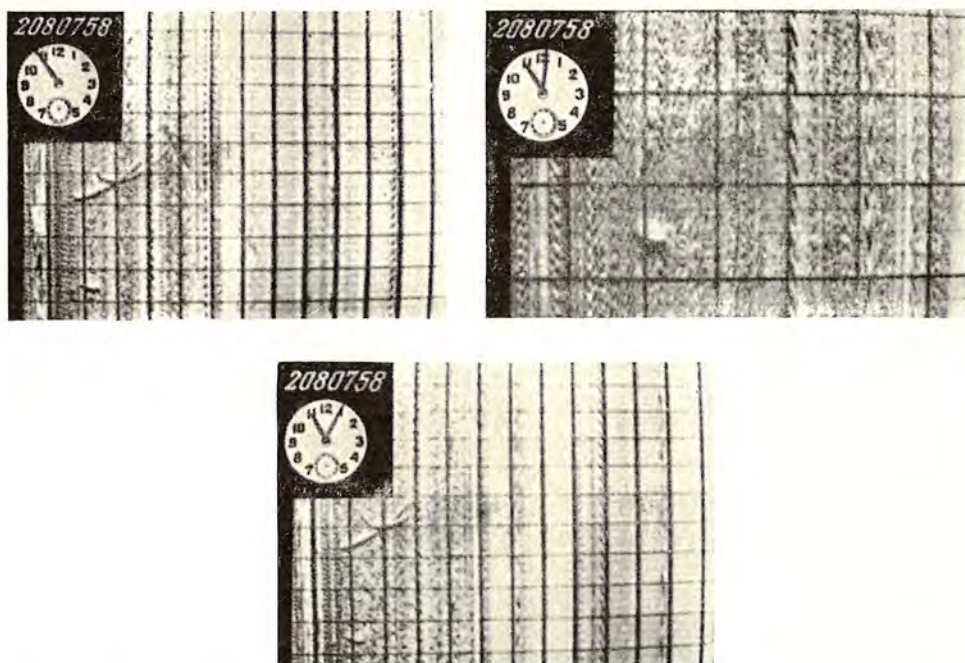


Фиг. 7. Кривые изменения критических частот и минимальных действующих высот слоя Е 4—5 сентября 1957 г. (время московское)
Сплошная кривая — усредненные значения по контрольным дням

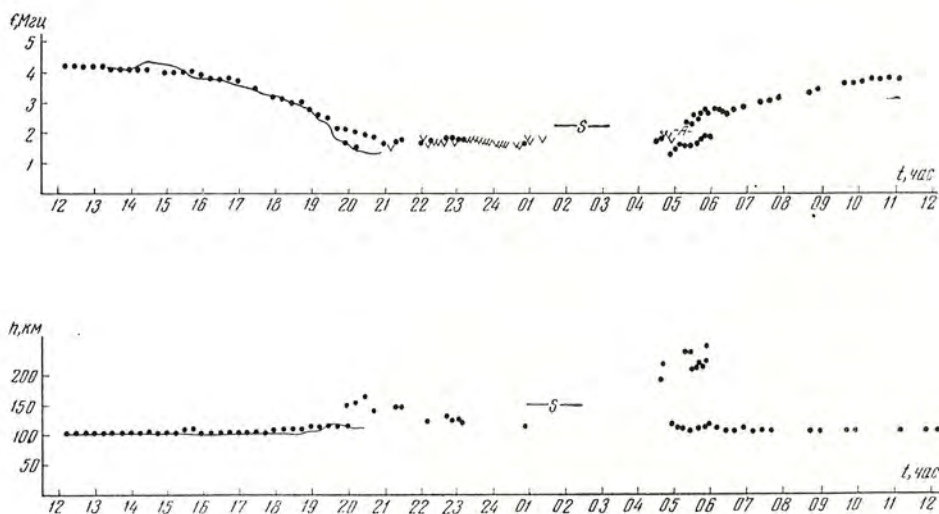
На фиг. 7 приведены кривые изменения критических частот слоя Е. За контрольные дни взяты 7, 8, 9 и 10 сентября.

Так же как и во время магнитной бури 4—5 сентября, критические частоты ночного слоя Е во время магнитной бури 8—9 июля 1958 г. испытывают периодические колебания, в результате чего иногда критические частоты слоя Е видны, а иногда они меньше рабочей частоты ионосферной станции, и о существовании дополнительной ионизации можно предполагать только по групповым запаздываниям в слое F2 или E_s. Высотно-частотные характеристики слоя Е изображены на фиг. 8. В ночь с 8 на 9 июля слой Е виден до 21 час. 30 мин., затем переходит в ночной слой Е, который хорошо виден на частотах 1,7—1,8 Мгц в 22 час. 20 мин., 22 час. 45 мин., 22 час. 50 мин., 23 час. 05 мин., 23 час. 10 мин., в 0 час. 55 мин. (9 июля 1958 г.).

С 1 час. 25 мин. и до 4 час. 30 мин. слой Е не виден из-за большого количества помех, наблюдавшихся на экране осциллографной трубки. 9 июля с 4 час. 40 мин. в слое Е наблюдается большая диффузность, расплывчатость прослойки. На фиг. 9 изображен ход критических частот области Е во время магнитной бури 8—9 июля 1958 г. За контрольные дни взяты 6, 7, 10 и 11 июля. Во время других магнитных бурь, сопровождавшихся полярными сияниями, также обнаружилась дополнительная ионизация области Е:



Фиг. 8. Высотно-частотные характеристики ионосферы во время магнитной бури 8—9 июля 1958 г. (время московское)



Фиг. 9. Кривые изменения критических частот и минимально-действующих высот слоя Е 8—9 июля 1958 г. (время московское)

S — большие помехи; А — экранирование слоя Е спорадическим слоем; сплошная кривая — усредненные значения по контрольным дням

например 1 июля 1957 г., 4—5 сентября 1958 г. Таким образом, из экспериментального материала видно, что дополнительная ионизация в областях ниже слоя F2 не случайна, а, очевидно, обусловлена воздействием корпускулярного потока на ионосферу.

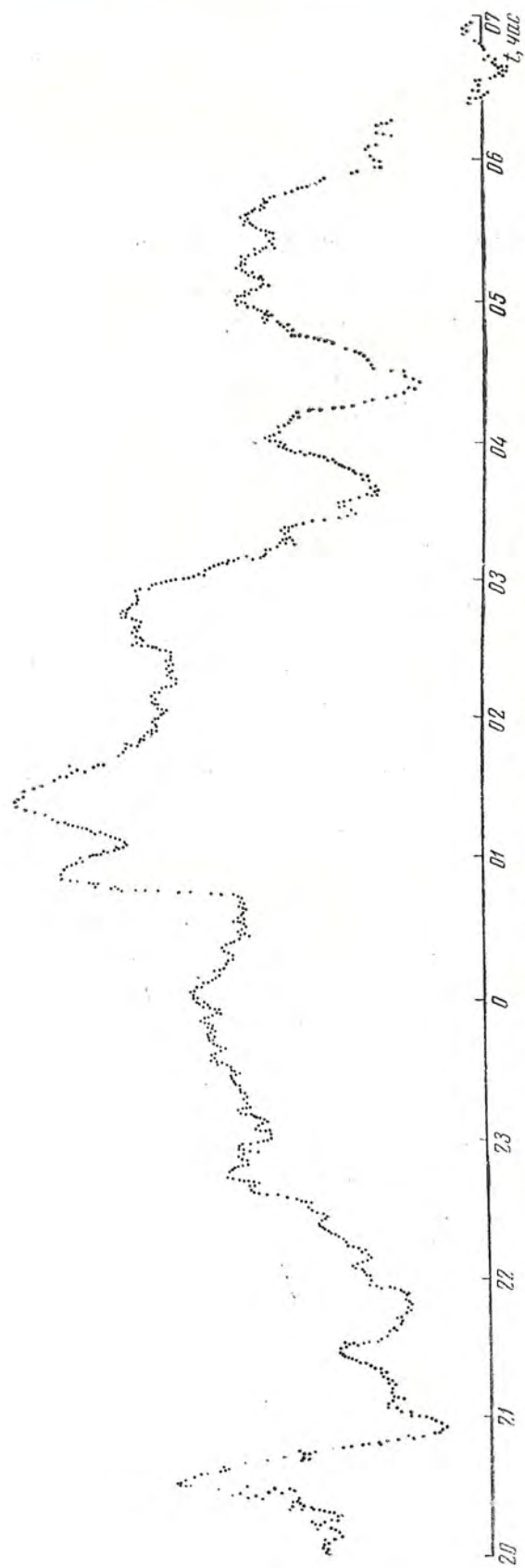
§ 2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Энергия электронов и протонов в корпускулярном потоке, определяемая по времени запаздывания (солнечных и земных явлений), крайне мала. Было предложено несколько ускоряющих механизмов [7,8], при которых частицы набирали бы энергию, достаточную для того, чтобы проникнуть до высот ионосферы в средних геомагнитных широтах. Встретившиеся на этом пути трудности побуждают отыскивать иные возможности.

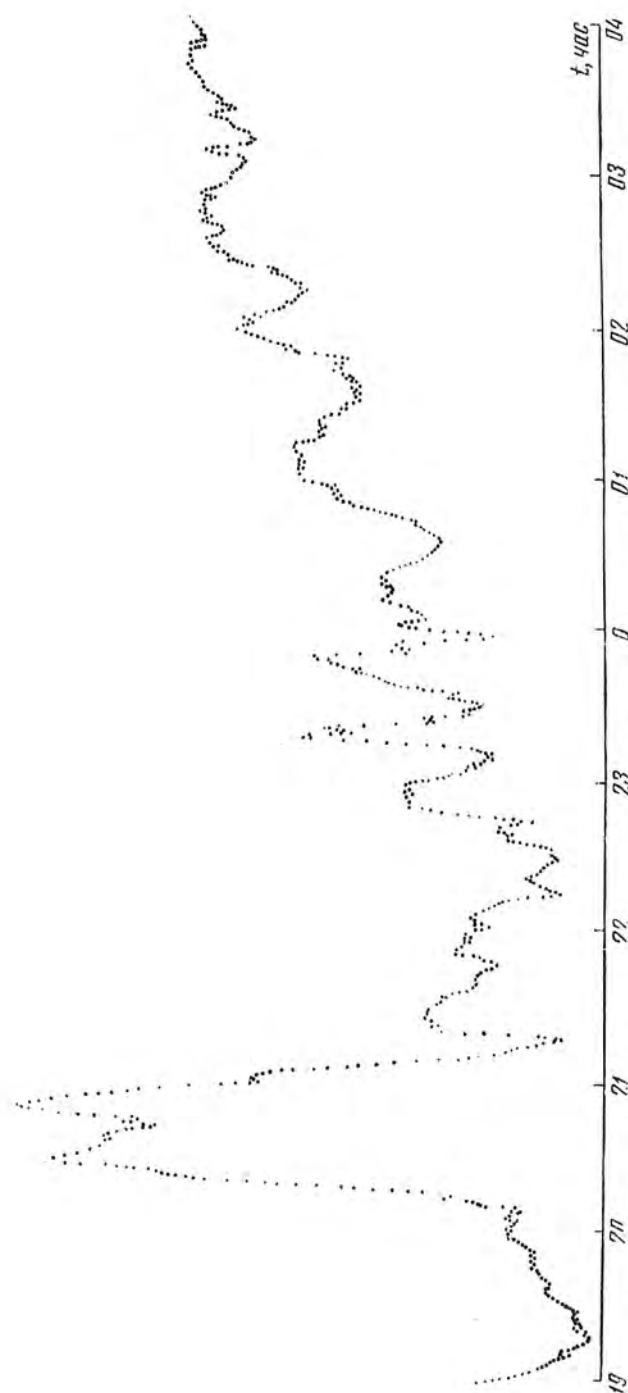
Обнаружение около Земли большого числа быстрых частиц [9—16], для которых магнитное поле обеспечивает так называемую магнитную «ловушку» [17, 18], позволяет по-новому подойти к решению этого вопроса. Согласно экспериментальным исследованиям, проведенным с аппаратурой, установленной на космической ракете [19] и ракете «Пионер» [20], корпускулярное излучение около Земли следует разделить на две зоны — внутреннюю и внешнюю, различающиеся как по своему положению, так и по составу частиц. Граница внутренней зоны проходит на высоте 1000 км (геомагнитная широта 45°) и со стороны больших высот эта зона ограничена силовой линией, проходящей примерно через 45° магнитной широты. Внешняя зона ограничена силовыми линиями 55° и 67° геомагнитной широты. Максимальная интенсивность излучения наблюдается на силовой линии 62°, в плоскости геомагнитного экватора. Энергия электронов во внешней зоне 25—50 кэв, причем в области максимума в середине внешней зоны, где плотность частиц наибольшая, оценка жесткости дает значение 25 кэв. Линии равной интенсивности излучения следуют за силовыми линиями и при приближении к Земле входят в северную и южную зоны полярных сияний. Во внутренней зоне наблюдения указывают на увеличение интенсивности с высотой; максимум достигается на расстоянии около 3700 км от поверхности Земли. Частицы с указанными выше энергиями движутся по спиральным траекториям около силовых линий.

По мере продвижения частицы в область более сильного поля угол между траекторией частицы и магнитным полем увеличивается, достигает 90°, и частица отражается. Положение точки отражения (при отсутствии потерь энергии и, следовательно, сохранении магнитного момента) определяется условием $\sin^2\theta/H = \text{const}$, где θ — угол между направлением магнитного поля и траекторией частицы. Колебания частицы из одной полусферы в другую происходят за время порядка долей секунды или нескольких секунд, причем в поле геомагнитного диполя на это движение накладывается еще дрейф частицы по долготе.

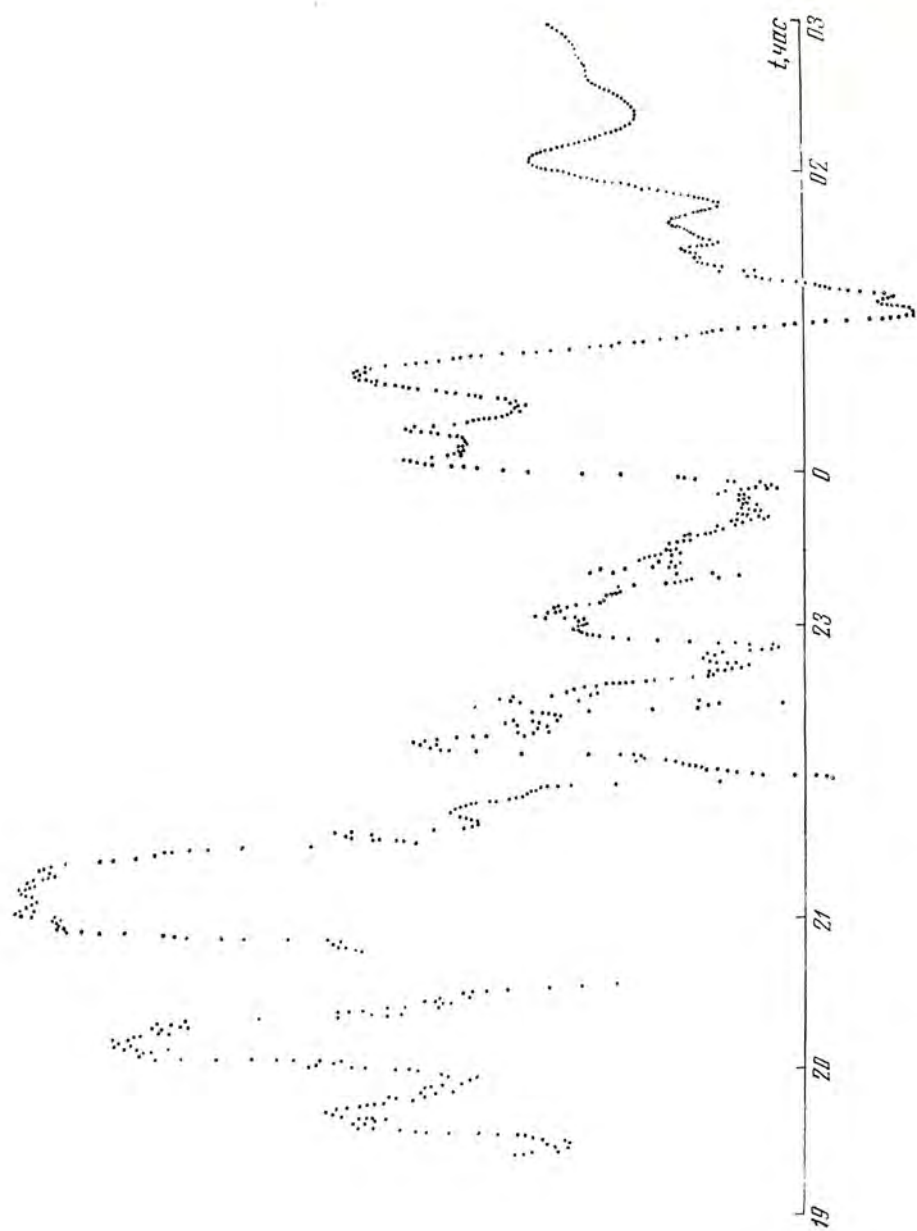
Очевидно, что взаимодействие приближающегося к Земле корпускулярного потока (или ударной волны) с зонами быстрых частиц должно дать ряд следствий, важных для физики ионосферных возмущений. Одно из них, а именно, тонкая структура внезапного начала, обсуждалось ранее [21].



Фиг. 40. Запись магнитной бури 4—5 сентября 1957 г. с 20 час. 00 мин. до 7 час. 00 мин. (время московское)

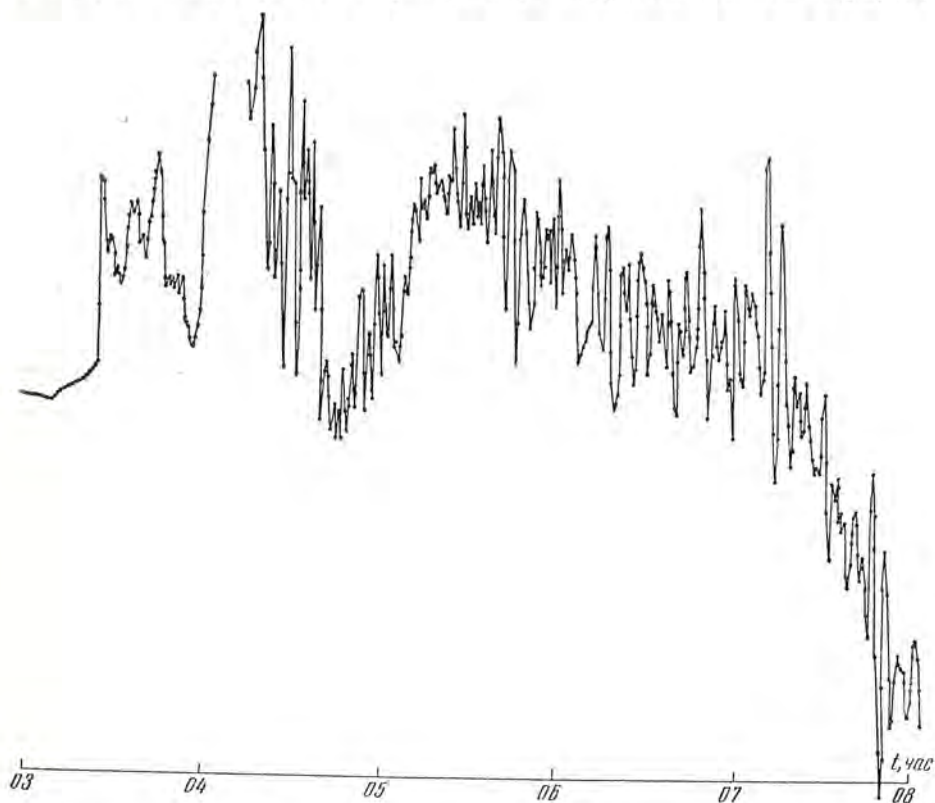


Фиг. 11. Запись магнитной бури 29—30 сентября 1957 г. с 19 час. 00 мин. до 4 час. 00 мин. (время московское)



Фиг. 12. Запись магнитной бури 8—9 июля 1958 г. с 19 час. 00 мин. до 3 час. 00 мин.
(время московское)

Характерной особенностью бурь с внезапным началом является наличие быстрых возражений поля, когда поле возрастает на 60—80—120 γ в течение 5—10 мин. (фиг. 10—13). Запись магнитного поля во время бури с внезапным началом указывает на крайне неоднородную структуру потока, состоящего из отдельных, следующих друг за другом облаков корпускул,



Фиг. 13. Запись магнитной бури с внезапным началом 11 февраля 1958 г. с 3 час. 00 мин. до 8 час. 00 мин. (время московское)

с резко очерченными краями. Вследствие высокой проводимости корпускулярного потока магнитное поле не может проникнуть в поток и сжимается давлением потока, причем это сжатие распространяется до поверхности Земли, как магнитогидродинамическое возмущение, ответственное за одновременные вариации магнитного поля на всей Земле в средних и низких широтах. (В высоких широтах, на $\Phi \approx 50-70^\circ$ более интенсивными будут локальные возмущения, обусловленные внедрением в магнитное поле Земли отдельных более плотных сгустков солнечной плазмы, проникающих в магнитное поле на большую глубину [22].) Вместе с этим возрастает энергия быстрых частиц и вследствие возмущенности магнитного поля для них становятся доступными области атмосферы, ранее запрещенные условием отражения. Во время магнитной бури корпускулы с достаточно плоскими углами «ссыпаются» в атмосферу, являясь причиной полярных сияний и увеличения ионизации ионосферы, в том числе в области D [23—35].

Естественно предположить, что для поддержания полярного сияния в течение сколько-нибудь заметного промежутка времени необходим приток корпускул, т. е. должно иметь место обновление корпускул радиационного пояса со временем. Поскольку совершенно очевидно, что внешний радиационный пояс обязан своим существованием корпускулярному излучению Солнца и все геофизические эффекты [23—35], обусловленные быстрыми частицами, проявляются именно во время магнитных бурь, представляется вполне вероятным, что механизм инжекции корпускул во внешний радиационный пояс связан с взаимодействием корпускулярного потока от Солнца с магнитным полем Земли.

В зависимости от скорости и плотности корпускулярного потока магнитное поле Земли сжимается давлением потока до $4-5 R$, причем, как показал С. Б. Пикельнер [22], отдельные более плотные конденсации проникают в поле на большую глубину. При этом происходит сжатие отдельных конденсаций и увеличение энергии частиц. Известно, что через несколько часов после вспышки происходит увеличение ионизации в полярной шапке [36—41], вызванное внедрением в ионосферу до высот области D протонов с энергией $1-10 \text{ Мэв}$, генерированных во время вспышки. Прибытие протонов в диапазоне энергий в несколько десятков и сотен Мэв зарегистрировано также с помощью спутников [42]. Поглощение в полярной шапке продолжает удерживаться до начала SC, причем с началом бури область поглощения расширяется. Естественно предположить, что быстрые частицы, вызвавшие ионосферные эффекты во время бури, перенесены от Солнца облаком с «вмороженным» магнитным полем [6, 43] и внесены в магнитное поле Земли отдельными облаками, как это показано в [22]. Наиболее плотные конденсации могут проникать в поле на значительную глубину и быть источником заполнения провала между зонами и причиной разбухания радиационного пояса, как это найдено при полете ракеты «Пионер IV» [44].

Устойчивая во времени, с резко очерченной границей зона полярных сияний с сопутствующими геомагнитными и ионосферными эффектами естественно обусловлена нависшим над ней внешним радиационным поясом. Однако, согласно [45], в годы высокой солнечной активности наблюдается дополнительная концентрация полярных сияний на геомагнитной широте $\Phi \approx 52^\circ-56^\circ$ во время мировых магнитных бурь при сохранении основной высокоширотной зоны полярных сияний. Это обстоятельство, а также ряд других геофизических эффектов свидетельствуют в пользу предположения, что во время мировых магнитных бурь, связанных с выбросом из Солнца мощных корпускулярных потоков, происходит интенсивная инжекция быстрых частиц в магнитное поле Земли в широком диапазоне энергий с последующим ускорением их механизмом типа Ферми. При этом максимум интенсивности может быть найден на других геомагнитных широтах.

Внутренняя зона, отличная по происхождению и составу частиц, является довольно стабильной во времени. Корпускулы во внутренней зоне обладают существенно большими энергиями, однако их удержание в маг-

нитном поле является надежным, поскольку даже во время наиболее мощных магнитных бурь нижняя ионосфера остается незатронутой возмущением, как показывает регистрация космического радиоизлучения на частоте 30 *Мгц* и исследование поведения f_{min} , которые проводятся в Крымской астрофизической обсерватории. Возникновение полярных сияний в средних и низких широтах и образование дополнительной ионизации в области Е ионосферы можно поэтому рассматривать как свидетельство в пользу предположения, что во время мощных магнитных бурь происходит пополнение мягкими корпускулами радиационного пояса сравнительно низких геомагнитных широт. Большая часть корпускул с достаточно плоскими углами быстро «погибает» в атмосфере Земли.

Заметим, что дополнительная ионизация в области Е наблюдалась нами, когда на фоне главной фазы магнитной бури регистрировалось быстрое возрастание поля (*H*-компонента), обусловленное приближением к Земле и давлением на поле более плотного облака корпускул. Так, например, 29 сентября 1957 г. полярное сияние вспыхнуло в 20 час. 05 мин. одновременно с быстрым возрастанием поля (фиг. 11) на фоне главной фазы, когда горизонтальная компонента увеличилась на 200 γ за время порядка 10 мин. На флюксметрической установке [6] в это время было зарегистрировано возбуждение КПК типа «жемчужин». По высотно-частотным характеристикам, полученным на ионосферной станции, можно судить об образовании дополнительной ионизации в области Е (фиг. 4). Второе сияние развилось 29 сентября в 22 час. 40 мин., за ним последовало быстрое возрастание *H*-компоненты магнитного поля. КПК типа «жемчужин» были зарегистрированы с 22 час. 40 мин. до 23 час. московского времени. В это время электронная концентрация в области Е достигла $5,5 \cdot 10^4$ *электрон/см³*. Образование дополнительной ионизации в области Е во время бури 11 февраля 1958 г. отчетливо наблюдается на фиг. 1.

Из приведенного выше анализа представляется возможным заключить, что дополнительная ионизация ионосферы, возникновение полярных сияний и КПК магнитного поля с периодом 2—10 *сек* являются результатом внедрения в атмосферу Земли на средних широтах быстрых частиц, инжектированных в магнитное поле во время магнитной бури и, возможно, дополнительно ускоренных в магнитном поле Земли механизмом типа Ферми.

Мы предполагаем, что существует тесная связь между механизмом главной фазы магнитной бури и состоянием радиационного пояса Земли. Однако, обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

19 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Chapman and J. Bartels, *Geomagnetism*, Oxford, 1940.
2. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн, Москва, 1953.
3. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. ИЛ, 1955.
4. М. С. Эйгенсон, В. М. Гневышев, А. И. Оль, Б. М. Рубашев. Солнечная активность и ее земные проявления. М.—Л., 1948.

5. Н. А. Савич, А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 219, 1957.
6. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 198, 1959.
7. D. F. Martyn. Nature, 167, 92, 1951.
8. Н. Alfvén. Cosmical Electrodynamics, 1950.
9. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, Москва, 1958.
10. А. Е. Чудаков. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, Москва, 1958.
11. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков. Докл. АН СССР, 120, № 6, 1958.
12. В. И. Красовский, Ю. М. Кушнир, Г. А. Бордовский, Г. Ф. Захаров, Е. М. Светлицкий. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, Москва, 1958.
13. Дж. Ван Аллен, Доклад на V Ассамблее СК МГГ, Москва, 1958.
14. J. Van Allen, C. McIlwain. Radiation measurements from Explorer IV, Report prepared for the IX Annual Congress of International Astronomical Federation, Amsterdam, VIII, 1958.
15. С. Н. Вернов, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков. Искусственные спутники Земли, В. 2, 1959.
16. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1959.
17. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, А. И. Лебединский, В. С. Мурзин, А. Е. Чудаков. Докл. АН СССР, 124, № 5, 1959.
18. S. F. Singer. Phys. Rev. Lett., 1, № 5, 1958.
19. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, Докл. АН СССР, 125, № 2, 1959.
20. L. A. Frank, J. Van Allen. Nature, 183, № 4659, 1959.
21. А. С. Дворяшин, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 144, 1960.
22. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 104, 1956.
23. J. R. Winckler, L. Peterson, Phys. Rev., 108, № 3, 1957.
24. K. A. Anderson. Journ. Geophys. Res., 62, № 4, 1957.
25. A. Kinsey, Journ. Geophys. Res., 62, № 4, 1957.
26. S. Chapman, G. Little. Journ. Atm. Terr. Phys., 10, 20, 1957.
27. J. R. Rinkler, L. Peterson. Phys. Rev., 110, № 6, 1958.
28. Р. И. Зевакина. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, Москва, 1958.
29. L. H. Meredith, M. B. Gotlieb, J. Van Allen. Phys. Rev., 97, № 1, 1955.
30. J. Van Allen. Proc. Nat. Acad. Sci., 43, 57—62, 1957.
31. W. Stoffregen. Journ. Atm. Terr. Phys., 13, № 1/2, 1958.
32. J. W. Warwick. Science, 127, № 3305, 1958.
33. S. Chapman. Journ. Atm. Terr. Phys., 15, № 1/2, 1959.
34. B. Nichols. Proc. I. R. E., 47, № 2, 1959.
35. J. M. Watts. Journ. Atm. Terr. Phys. 15, № 1/2, 1959.
36. D. K. Bailey. Journ. Geophys. Res., 62, 431—463, 1957.
37. D. K. Bailey. Proc. I.R. E., 47, 255—266, 1959.
38. C. G. Little, H. Leinbach. Proc. I.R.E., 46, 334—348, 1958.
39. G. C. Reid, C. Collins. Journ. Atm. Terr. Phys., 14, № 1, 1959.
40. K. A. Anderson, Phys. Rev. Letters, 1, 335—337, 1958.
41. B. Hultqvist. Nature, 183, № 4669, 1959.
42. P. Rothwell. C. McIlwain. Доклад на конференции по космическим лучам. Москва, 1959.
43. T. Gold. Observatory, 78, № 907, 232, 1958.
44. R. Jastrow Science, 129, № 3355, 1012, 1959.
45. С. И. Исаев. Труды НИЗМИРА, 1950.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРА $\left(\frac{N}{\nu}\right)_{\text{эфф}}$ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н. Н. Ерюшев

На основании полученных Альпертом [5] результатов о распространении длинных радиоволн сделана попытка оценить относительные изменения параметра $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ (N — электронная концентрация, ν — частота соударений) в нижней ионосфере во время внезапных возмущений, обусловленных солнечными вспышками.

В качестве экспериментального материала для обработки были привлечены данные непрерывной регистрации интегральной интенсивности атмосфериков на частотах 13, 22, 27 и 32 *мгц*.

Оказалось, что во время возмущений изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ различны для разных частот. Большие изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ наблюдаются для более высоких частот рассматриваемого диапазона. Отмечается также, что разные вспышки имеют различный характер воздействия. Приводятся графики изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ во время четырех солнечных вспышек.

ON THE VARIATION OF THE PARAMETER $\left(\frac{N}{\nu}\right)_{\text{eff}}$ IN THE LOWER IONOSPHERE DURING SOLAR FLARES, by *N. N. Eryushev*.— On the basis of results obtained by Alpert [5] on the propagation of long radio waves, an attempt has been made to estimate the relative variations of the parameter $(N/\nu)_{\text{eff}}$ (N — the electron concentration, ν — the frequency of collisions) in the lower ionosphere during sudden disturbances caused by solar flares.

Data on the continuous registration of the integral intensity of atmosphericics on 13, 22, 27 and 32 *kc/sec* were used as experimental data for the reduction.

It was found that during disturbances the variations of $(N/\nu)_{\text{eff}}$ differ for different frequencies. Large variations of $(N/\nu)_{\text{eff}}$ are observed for the higher frequencies of the considered diapason. It is noted also that the character of the influence of different flares is different. Graphs showing the variations of $(N/\nu)_{\text{eff}}$ during 4 solar flares are given.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, во время солнечных вспышек происходит внезапное повышение ионизации D-области ионосферы, сопровождающееся заметным увеличением поглощения для коротких и средних радиоволн и изменением условий распространения длинных и сверхдлинных волн.

Из наблюдений за интенсивностью поля длинноволновых станций [1] и атмосфериков [2, 3] следует, что не все солнечные вспышки сопровож-

даются ионосферными возмущениями, а также замечено, что интенсивность поля на различных частотах по-разному реагирует на одну и ту же вспышку и у разных вспышек наблюдается различный характер воздействия. Качественно характер поведения интенсивности поля длинных и сверхдлинных радиоволн во время вспышек следующий: на частотах $f \gtrsim 10-15$ mc наблюдается преимущественно увеличение интенсивности, а на частотах $f \lesssim 10-15$ mc — наоборот, уменьшение. Приведенные факты, по-видимому, зависят как от условий распространения радиоволн, так и, возможно, связаны с особенностями самих вспышек [4].

Для решения ряда вопросов, связанных с воздействием солнечных вспышек на ионосферу, представляется важным знание количественных изменений параметров ионосферы в течение возмущения.

Определения относительного изменения электронной концентрации N во время возмущений по эффектам поглощения дают представление лишь об изменении среднего значения N (по всей толще поглощающей области) и не дают представления об изменении N на каких-либо фиксированных уровнях.

Получение сведений об изменении параметров нижней ионосферы на фиксированных уровнях во время возмущений, по-видимому, возможно посредством изучения эффектов на длинных волнах. Действительно, если во время вспышки происходит внезапное возрастание интенсивности поля волны, обусловленное изменениями параметров нижней ионосферы, то, зная функциональную зависимость между ними, можно по изменениям интенсивности поля производить оценки относительного изменения параметров этой области ионосферы.

Для этого необходимо знать условия распространения длинных радиоволн с учетом характеристик ионосферы. Эта задача была рассмотрена Я. Л. Альпертом [5]. Полученные им формулы и таблицы позволяют производить вычисления амплитуды поля длинных и сверхдлинных радиоволн в широком диапазоне значений параметра $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ (отношения электронной концентрации к частоте соударений), являющегося основным параметром, характеризующим условия распространения соответствующих длин волн.

В настоящей работе на основе результатов, полученных в [5], делается попытка оценить относительные изменения параметра $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ в нижней ионосфере во время солнечных вспышек. Рассмотрение величин N и ν по отдельности не представляется возможным.

§ 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ВОПРОСА

Из решения «волноводной» задачи распространения электромагнитных волн получена расчетная формула для электрического поля волны в следующем виде [5]:

$$E = \frac{120\pi I z_0}{h \sqrt{\lambda} \sqrt{r}} \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{1/2} P(C_n) e^{-i \left(k_0 S_n r - \frac{3\pi}{4} \right)}, \quad (1)$$

где h — высота ионосферы; λ — длина волны;
 r — расстояние до источника; C_n и S_n — представляют так называемые комплексные «косинус и синус угла падения»,

$$S_n = S_{n1} + iS_{n2} \quad (C_n = \sqrt{1 - S_n^2}),$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$P(C_n) = \left[1 + i \frac{\partial \rho}{\partial C} \frac{1}{2hk_0\rho} \right]^{-1},$$

где $\rho(C_n \dots)$ — коэффициент отражения от ионосферы.

Формула (1) представляет собой сумму дискретного ряда волн, соответствующих разным модам. Число волн, играющих роль в реальных условиях, различно. Во многих случаях, особенно для дневного времени и при больших r , с большой степенью точности можно ограничиваться лишь одной ($n = 0$) волной.

Так называемым «методом принасовки» в [5] были найдены значения $(N/v)_{\text{эфф}}$, по которым определялись соответствующие значения C_n и S_n .

Значения $(N/v)_{\text{эфф}}$ для фиксированных частот $f = 10, 15, 20$ и 30 кГц приводим в табл. 1.

Таблица 1

$f, \text{ кГц}$	10	15	20	30
$\left(\frac{N}{v}\right)_{\text{эфф}}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$

Из этой таблицы видно, что значения $(N/v)_{\text{эфф}}$ (следовательно, и эффективная проводимость слоя $\sigma_{\text{эфф}}$) различны для разных частот даже при малых изменениях частоты.

Затем из сравнения с результатами наблюдений были выбраны высоты h . Наиболее подходящими значениями для высоты оказались: $h = 70$ км для $f = 10$ кГц, $h = 60$ км для $f \approx 15$ кГц и $h = 50$ км для $f \geq 20$ кГц [5].

Следует подчеркнуть, что значения для N/v и h эффективные.

Формулу (1) можно понимать как функциональную зависимость вида

$$E = f \left[\left(\frac{N}{v} \right)_{\text{эфф}} \right]_{(\lambda, h, r)}.$$

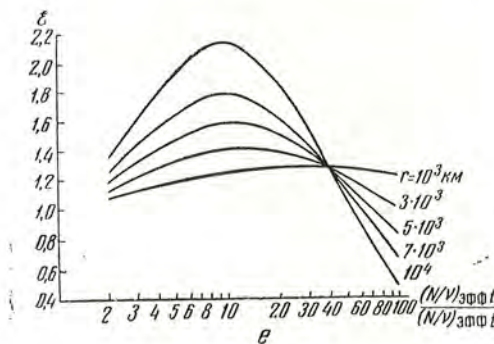
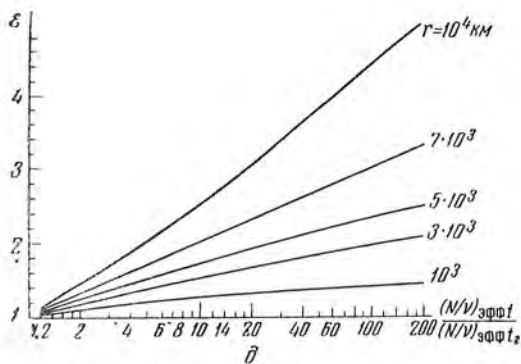
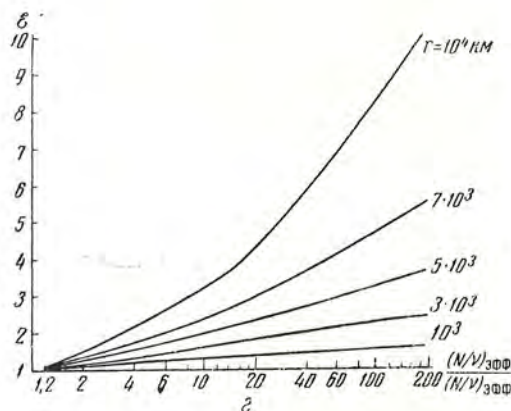
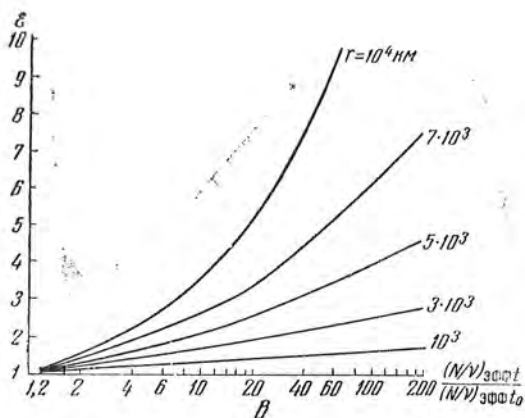
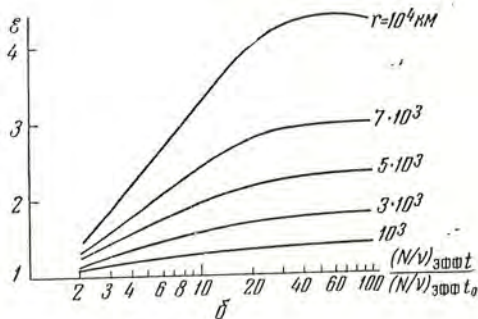
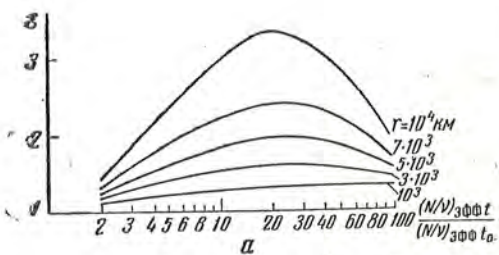
Ограничиваясь одной волной ($n = 0$; в дальнейшем индекс опускаем) и учитывая, что $S_1^2 \gg S_2^2$ [5], из (1) для амплитуды поля волны будем иметь:

$$E = \frac{A}{h \sqrt{\lambda} \sqrt{r}} S_1^{3/2} P(C) e^{k_0 S_2 r}$$

($A = 120\pi I z_0$).

Если учесть, что S_1 меняется мало [5], то при $r = \text{const}$ для фиксированной частоты можем записать соотношение:

$$\mathcal{E} = \frac{E_t}{E_{t_0}} = \frac{h_{t_0}}{h_t} \frac{P_t(C)}{P_{t_0}(C)} e^{k_0 (S_{2t} - S_{2t_0})r}, \quad (2)$$



где E_{t_0} и E_t относятся к моментам t_0 и t_1 , характеризующимся различными значениями $(N/\nu)_{\text{эфф}}$, соответствующим спокойному и возмущенному состоянию ионосферы.

Значения $(-S_2)$ и $|P(C)|$ для частот $f = 10, 15, 20$ и 30 кГц, для $(N/\nu)_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}$ и для высот $h = 50, 60$ и 70 км приведены в работе [5].

Выражение (2) при фиксированных начальных значениях $(N/\nu)_{\text{эфф } t_0}$ и различных $(N/\nu)_{\text{эфф } t}$ можно рассматривать как зависимость между относительным изменением параметра $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ и соответствующими изменениями интенсивности поля волны, т. е.

$$\mathcal{E} = f \left[\frac{\left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t}}{\left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t_0}} \right]_{(\lambda, h, r)}$$

Нами были рассмотрены следующие два случая (модели):

- I $\begin{cases} \text{для } f = 10 \text{ кГц, } \left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t_0} = 10^{-6} \text{ и } h = 70 \text{ км.} \\ \text{для } f = 13 \text{ и } 15 \text{ кГц, } \left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t_0} = 10^{-6} \text{ и } h = 60 \text{ км} \\ \text{для } f = 20, 22, 27, 30 \text{ и } 32 \text{ кГц, } \left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t_0} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ и } h = 50 \text{ км.} \end{cases}$
- II для $f = 13, 22, 27$ и 32 кГц, $\left(\frac{N}{\nu} \right)_{\text{эфф } t_0} = 10^{-6}$ и $h = 70$ км.

Изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ в обоих случаях рассматривались в интервале значений от $(N/\nu)_{\text{эфф } t_0}$ до $(N/\nu)_{\text{эфф } t} = 10^{-4}$.

Из-за отсутствия данных для $h = 50$ и 60 км при $(N/\nu)_{\text{эфф } t} = 10^{-4}$ значения S_2 и $|P(C)|$ были взяты для $h = 70$ км. Значения S_2 и $|P(C)|$ для частот 13, 22, 27 и 32 кГц определялись графической интерполяцией. Высота слоя считалась неизменной ($h_{t_0} = h_t$). Вычисления проводились при различных значениях r .

Результаты вычислений для частот $f = 10, 13, 15, 22, 27$ и 32 кГц для первого случая приведены в виде графиков на фиг. 1, а — е. При рассмотрении второй модели нам показалось, что для количественного объяснения эффектов вспышек, по-видимому, она неприменима, так как даже при больших изменениях $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ получаются относительно малые значения для $\mathcal{E}$, что приводит к завышению результатов при обработке экспериментальных данных. Поэтому графики для этой модели здесь не представляем.

Общий ход приведенных теоретических кривых показывает:

1. Характер изменения $\mathcal{E}$ в зависимости от относительного изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ различный для разных частот; при больших изменениях $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ с уменьшением частоты величина $\mathcal{E}$ (после максимального значения) начинает уменьшаться и даже принимает значения, меньшие единицы (см. для 10 кГц).

2. При одних и тех же значениях относительного изменения $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ значения $\mathcal{E}$ возрастают по мере увеличения расстояния r .

В связи с тем, что для $(N/\nu)_{\text{эфф}} = 10^{-4}$ значения S_2 и $|P(C)|$ были взяты при $h = 70$ км (произвольно), то в области больших изменений

$(N/\nu)_{\text{эфф}}$ значения для $\mathcal{E}$ (кроме $f = 10$ кГц), по-видимому, несколько завышены.

Общий ход построенных нами кривых все же находится в количественном согласии с явлениями, наблюдаемыми при вспышках, поэтому при соответствующем подборе параметров, по-видимому, представляется возможным проводить и количественные оценки.

Однако имеются отдельные случаи экспериментальных записей, объяснение которых встречается с трудностями. Так, например, из фиг. 1, а, е видно, что при начальном возрастании $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ значения $\mathcal{E}$ всегда больше единицы, а значения $\mathcal{E} < 1$ достигаются только при более значительном увеличении $(N/\nu)_{\text{эфф}}$, тогда как на экспериментальных записях наблюдается, что во время возмущений на меньших частотах происходит обычно резкое уменьшение интенсивности. Такое несоответствие теоретических объяснений с экспериментом, возможно, связано с особенностями (скоростью) процессов, происходящих в ионосфере во время возмущений, но возможно, и с не совсем правильным выбором модели, так как в нашем рассмотрении вариации высоты, существующие во время возмущений, не учитывались. При дальнейшем изучении этому вопросу необходимо уделить внимание. Однако, по-видимому, в рассматриваемом нами диапазоне частот представляется вполне возможным проведение количественного анализа экспериментальных данных по кривым первой модели, особенно для слабых возмущений.

§ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Так как мы не располагаем записями интенсивности поля длинноволновых станций, для обработки были привлечены данные непрерывной регистрации, интегральной интенсивности атмосфериков.

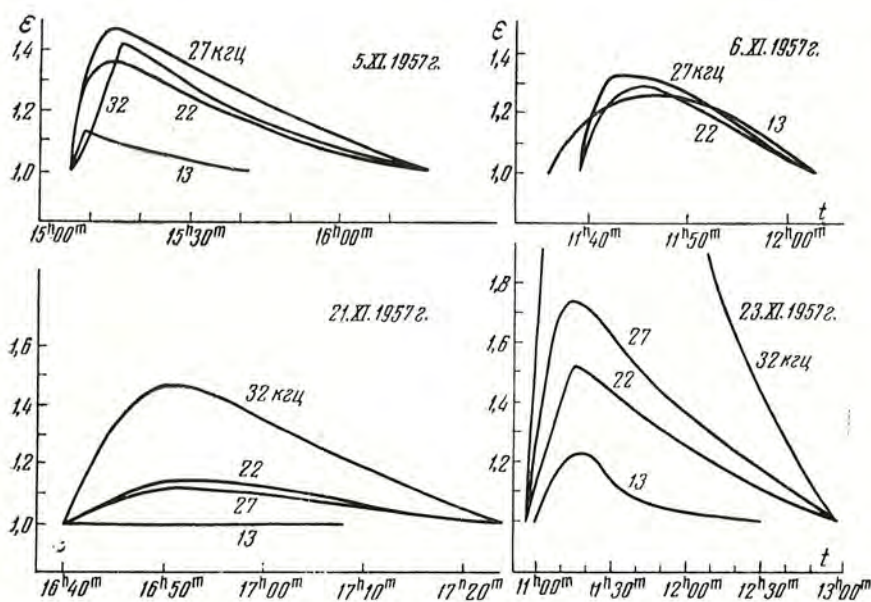
Очевидно, что при такой методике регистрации интенсивность поля атмосфериков в месте приема представляет сумму полей различных источников. Поэтому делается допущение, что значение $\mathcal{E}$ определяется в основном одним наиболее интенсивным локальным источником. Действительно, если для обработки привлекать материал в основном за зимний период, когда число местных гроз резко уменьшается, и обработку вести в малых интервалах времен (в нашем случае ~ 60 мин.), когда положение источников практически меняется незначительно, то с некоторой степенью точности такое допущение, возможно, позволительно.

Заметим, что для вычислений абсолютных величин такое упрощение не допустимо.

Для обработки были взяты записи во время четырех солнечных вспышек: 5, 6, 21 и 23 ноября 1957 г. Из записей за весь период возмущения определялись с учетом спокойного хода интенсивности значения $\mathcal{E}$. Значения расстояния r были выбраны по данным пеленгации грозových очагов (предполагаемых источников), приведенных в сообщении [6]. Оказалось, что для всех выбранных нами дней расстояние r до грозových очагов составляло около 3000 км, которое и было принято при дальнейшей обработке. Затем по значениям $\mathcal{E}$ из кривых на фиг. 1, б, г, д (для

$r = 3 \cdot 10^3$ км) определялся ход относительного изменения $(N/v)_{эфф}$ за весь период времени возмущения.

Графики изменения $\mathcal{E}$ на различных частотах для указанных вспышек приведены на фиг. 2. На фиг. 3 представлены графики соответствующих им изменений значения $(N/v)_{эфф}$.



Фиг. 2. Изменение $\mathcal{E}$ во время солнечных вспышек для различных частот

Рассмотрение этих графиков позволяет заметить следующее.

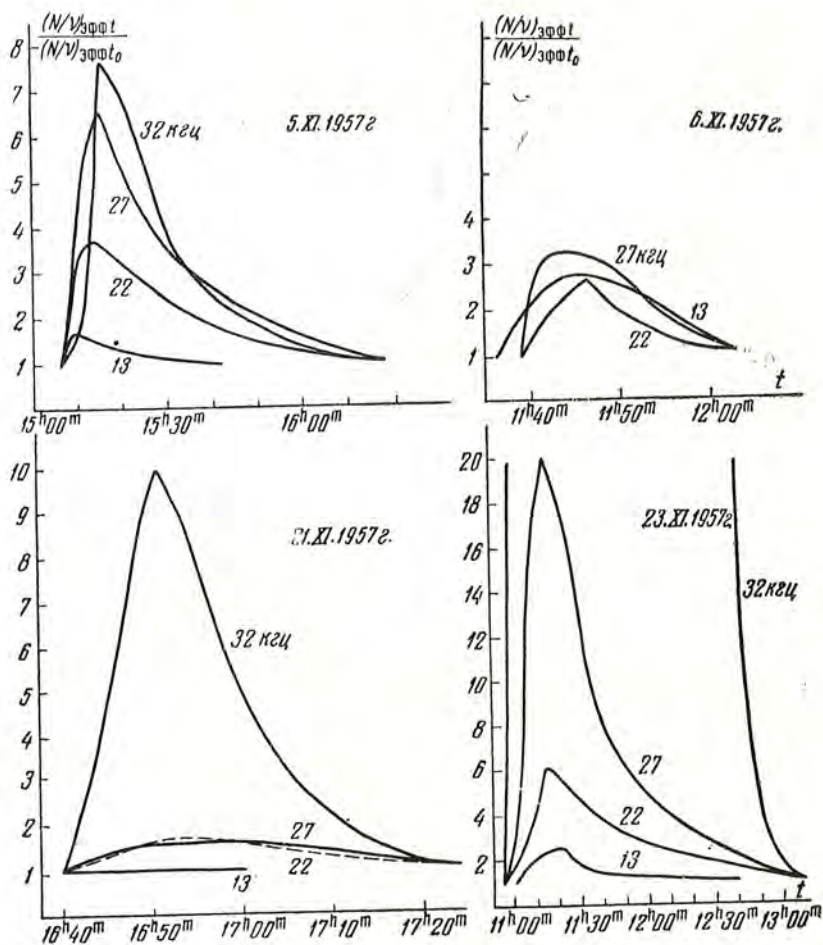
1. Во время возмущения изменения параметра $(N/v)_{эфф}$ различны для разных частот. Большие изменения $(N/v)_{эфф}$ наблюдаются на более высоких частотах рассматриваемого диапазона.

2. Ярко выражен различный характер воздействия разных вспышек. Для рассмотренных вспышек наибольшее возрастание $(N/v)_{эфф}$ (видимо больше, чем на два порядка) наблюдается на частоте 32 кГц во время вспышки 23 ноября 1957 г.

Максимальные значения относительных изменений $(N/v)_{эфф}$ на разных частотах для указанных вспышек сведены в табл. 2.

Таблица 2

Вспышки (1957 г.)	$[(N/v)_{эфф} t / (N/v)_{эфф} t_0]_{max}$				$(N_t/N_{t_0})_{max}$
	13 кГц	22 кГц	27 кГц	32 кГц	о f_{min}
5.XI	1,5	3,7	6,5	7,7	3,3
6.XI	2,8	2,7	3,2	—	2,8
21.XI	1	1,7	1,6	10	1
23.XI	2,6	6,2	20	>100	5



Фиг. 3. Относительное изменение $\left(\frac{N}{v}\right)_{эфф}$ во время солнечных вспышек для различных частот

В работе [1] приведены два случая записей длинноволновых станций (GBR, $f = 16$ Mc, $r = 2500$ км и NSS, $f = 17,8$ Mc, $r = 7860$ км) во время вспышек на Солнце. В первом случае наблюдалось усиление сигнала примерно на 35%, во втором — примерно на 50%. Грубая оценка по описанной нами методике показывает, что в первом случае имело место возрастание $(N/v)_{эфф}$ приблизительно в 3—4 раза, во втором — примерно в 2—3 раза. Учитывая различный характер воздействия разных вспышек, эти оценки, по-видимому, находятся в согласии с результатами, полученными при обработке записей атмосфериков.

Во время вспышек 5, 6 и 23 ноября наблюдалось также возрастание минимальных частот f_{min} отражений от ионосферы (эффект поглощения). С целью сравнения по f_{min} рассчитывались относительные изменения электронной концентрации N . Значения $(N_t/N_{t_0})_{max}$ приведены в последнем столбце табл. 2. Интересно отметить, что значения $(N_t/N_{t_0})_{max}$ находятся в некотором соответствии с данными изменения $(N/v)_{эфф}$ для

частоты $f = 22$ кГц, а во время вспышки 21 ноября имело место относительно малое изменение $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ на $f = 22$ кГц и отсутствовал эффект как на $f = 13$ кГц, так и на f_{min} . Возможно, что изменение $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ происходит в основном за счет изменения N .

Отсюда можно заключить, что обработка экспериментального материала атмосфериков по описанному методу, по-видимому, позволит дать дополнительные сведения об изменении состояния нижней ионосферы во время внезапных ионосферных возмущений, обусловленных солнечными вспышками. Но следует заметить, что при обработке записей атмосфериков большое внимание должно быть уделено правильному выбору расстояния r .

Как видно из фиг. 3, даже при малом изменении частоты наблюдаются значительные различия в изменении $(N/\nu)_{\text{эфф}}$ для разных частот, особенно во время вспышки 21 ноября. Отсюда, если считать, что за распространение волн разных частот рассматриваемого диапазона ответственны различные уровни нижней ионосферы, то подробное изучение эффектов вспышек на разных частотах, по-видимому, может дать некоторые сведения о физических особенностях активного дня ионизации излучения, о его проникающей способности, что должно представить интерес для астрофизики.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Н. А. Савича за ценные советы при выполнении этой работы и П. П. Добронравина за советы при просмотре рукописи, а также А. М. Чижова за помощь в вычислениях и оформлении графиков,

15 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Б. Лопатина. Труды НИЗМИР, № 3, 110, 1957.
2. M. A. Ellison. J. Atm. Terr. Phys., 4, № 4/5, 226, 1953.
3. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 187, 1958.
4. Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 126, 1958.
5. Я. Л. Альперт. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Изд-во АН СССР, 1955.
6. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums Kühlungsborn unter Mitwirkung des Observatoriums Wahnstorf und des Hauptobservatoriums Potsdam. November, 1957, S. 17—18.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ РАБОТЫ ИОНОСФЕРНОЙ СТАНЦИИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

А. Н. Абраменко

В статье описано устройство для автоматической работы ионосферной станции по программе МГГ.

Предложен способ получения фотоснимков высотно-частотных характеристик с уменьшенным количеством помех, основанный на регистрации на одном и том же кадре нескольких характеристик, получаемых в промежутке времени до 1 мин.

AUTOMATIZATION OF THE IONOSPHERIC STATION OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *A. N. Abramenko*.— The device for the automatic operation of the ionospheric station according to the IGY program is described.

A method is proposed for obtaining photographs of high-frequency characteristics with less interference. The method is based on the registration on one frame of several characteristics, recorded in an interval of time up to one minute.

В описании ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [1] упоминалось о наличии в ней автоматического устройства, допускающего работу станции почти без вмешательства оператора.

В дальнейшем, для обеспечения программы МГГ [2, 3] и удовлетворения нужд научных работ в обсерватории, было сконструировано новое автоматическое устройство, которое обеспечивало:

1. Автоматическое включение станции, фотографирование высотно-частотных характеристик и выключение ее.

2. Работу станции через каждые 15, 5, 1 мин. или непрерывно, когда снимок высотно-частотной характеристики получается через каждые 15 сек.

3. Возможность получения в каждом сеансе:

а) двух кадров с высотно-частотными характеристиками, получаемыми при оптимальном и при постоянном усилении приемника;

б) одного кадра в каждом одноминутном сеансе, с оптимальной и постоянной чувствительностью попеременно. (Под оптимальной чувствительностью понимается такое усиление приемника, когда на экране индикатора видно наибольшее количество элементов высотно-частотной характеристики. Оно меняется по усмотрению оператора. Постоянное усиление — некоторое среднее, раз навсегда установленное усиление

приемника, величина которого систематически проверяется.) Диапазон частот в этом случае устанавливается оператором и может быть равным: 1—8 Мгц, 1—16 Мгц, 1—20 Мгц; диапазон высот — до 1200 км.

4. Фотографирование высотно-частотных характеристик в 1-ю, 59-ю и 60-ю минуты каждого часа:

а) в 59-ю минуту — один кадр с уменьшенной по отношению к оптимальной чувствительностью приемника, второй — с постоянной чувствительностью;

б) в 60-ю минуту — первый кадр с оптимальной, второй — с постоянной чувствительностью;

в) в 1-ю минуту — первый кадр с уменьшенной чувствительностью, с диапазоном высот до 400 км и диапазоном частот 1—8 Мгц, второй — с постоянной чувствительностью, с тем же диапазоном высот и частот.

Для уменьшения количества помех на снимках высотно-частотных характеристик в апреле 1959 г. применявшееся автоматическое устройство было вновь переделано. Ниже приводятся описания как первого работавшего во время МГГ), так и второго варианта, обеспечивающего снимки высотно-частотных характеристик лучшего качества.

I

Схема автоматического устройства, применявшегося во время МГГ, приведена на фиг. 1. С лабораторного щита напряжение сети 220 в подводится к автотрансформатору и контрольному вольтметру, а затем к блоку управления, питаю мотор СД-2 электрических часов. Пакетником на блоке управления остальные детали и механизмы включаются при положениях «включено накал» и «включено высокое». Ниже разбирается положение, соответствующее установке пакетника «включено высокое».

Мотор СД-2 через редуктор приводит во вращение четыре диска, вращающихся со скоростью 1 об/час. Два из них имеют вырезы соответственно через $\frac{1}{12}$ и $\frac{1}{4}$ оборота, что соответствует 5 и 15 мин. По дискам скользят лепестки с контактами, замыкающимися при попадании в вырезы. Кроме того, часы имеют еще две пары контактов, замыкающихся каждую минуту при помощи диска, приводимого во вращение тем же мотором СД-2. Переключателем П1 оператор устанавливает режим работы, после чего станция может работать полностью автоматически (до израсходования запаса фото пленки в кинокамере).

А. 5- И 15-МИНУТНЫЕ СЕАНСЫ

При положении переключателя П1 на 5 или 15 мин. электрические часы замыкают контакты каждые 5 или 15 мин., за 2 мин. до фотографирования. Эти контакты через переключатель П1 соединены последовательно с контактами 16, 17, замыкающимися каждую минуту (что обеспечивает большую точность времени включения станции). При совпадении замыкания минутных и 5-минутных (или 15 минутных) контак-

тов включится реле *Р1*, питаемое отдельным выпрямителем. Это реле подаст напряжение 220 в на обмотку пускового реле. Последнее, сработав, включит через контакты 1 накальные трансформаторы и реле времени включения высоковольтных трансформаторов. Одновременно вспомогательные контакты 2 пускового реле через переключатель *П9* и контакты на пульс-моторе (пульс-мотором названо специальное реле, которое при последовательном включении и выключении тока через его обмотку поворачивает специальный барабан с выступами на $\frac{1}{20}$ полного оборота) и кнопку выключения станции создадут дополнительную цепь включения обмотки пускового реле. Таким образом, станция останется включенной и после того, как разомкнутся контакты на электрических часах и реле *Р1*. После включения высоковольтных трансформаторов начинается плавное перекрытие диапазона частот главного генератора [1] в направлении от больших частот к меньшим. Когда генератор достигнет частоты 30,5 Мгц (что соответствует частоте 0,5 Мгц передатчика ионосферной станции), на контуре, включенном в цепь сетки тиратрона ТГ-1—0,1/1,3 и настроенном на эту частоту, возникнут колебания, которые «подожгут» тиратрон. В анодной цепи этого тиратрона включены поляризованное реле и *RC*-цепочка, которые необходимы для запираания трубки во время обратного хода «пилы» частотной развертки и выключения на это время модуляции.

Поляризованное реле отрегулировано так, что в отсутствие тока через его обмотку контакт *С* соединен с контактом *В*. Во время горения тиратрона контакт *С* соединяется с контактом *А* и, благодаря *RC*-цепочке, удерживается в таком положении в течение 2 сек. (время обратного хода). Так как контакты 6—7 электрических часов всегда замкнуты (за исключением промежутка времени 58 мин. 30 сек.—01 мин. каждого часа), то напряжение 24 в поступает на контакт *С* поляризованного реле. При срабатывании поляризованного реле напряжение 24 в через контакты *С* и *А* подается к обмотке реле *Р4*, которое в результате этого замкнет смонтированные на нем контакты и самоблокируется.

Теперь после возвращения контакта *С* на контакт *В* (после обратного хода пилы частотной развертки) напряжение 24 в через эти контакты и контакты на реле *Р4* попадет на обмотку реле *Р5*, которое, сработав, отонрет электронно-лучевую трубку индикатора *Б* и включит модуляцию. Зажигание тиратрона, соответствующее по времени концу прохождения диапазона, заставит контакт *С* разъединиться с контактом *В* и тем самым опять на время обратного хода частотной развертки трубка будет заперта, а модуляция выключена. При соединении контактов *С* и *В* поляризованного реле напряжение 24 в подается не только на реле *Р5*, но и (при положении переключателя *П5* «автомат») на реле *Р2*, являющееся промежуточным для включения пульс-мотора и реле затвора кинокамеры. Пульс-мотор при подаче на него напряжения подготавливается к работе, а при отключении напряжения — срабатывает и на один зубец поворачивает зубчатое колесо. Дважды сработав, пульс-мотор разомкнет на короткое время контакты 3 и 4, цепь питания пускового реле разорвется, и станция выключится.

Таким образом, через каждые 5 или 15 мин. станция будет включаться; после двухминутного прогрева, определяемого реле времени, будет включаться высокое напряжение, затем будет производиться два снимка, и станция выключится.

Один из дисков пульс-мотора выполнен так, что во время фотографирования второго кадра контакты 1—2, через которые питается реле *P6*, остаются разомкнутыми.

Следовательно, при первом кадре замкнуты контакты *A* и *B* реле *P6*, а при втором кадре — контакты *B* и *C*. При положении переключателей *П6*, *П7*, *П8* «автомат» при первом кадре катод лампы *Л7* усилителя промежуточной частоты соединяется с массой шасси (в промежутке времени от 3-й до 58-й минуты каждого часа) через сопротивления *R4* и *R5*, соединенные параллельно (через контакты 3—4 на электрических часах) и сопротивление ручной регулировки усиления приемника *R1*. Это положение соответствует оптимальной чувствительности приемника. При фотографировании второго кадра катод лампы *Л7* соединяется с массой через сопротивление *R2*, что обеспечивает постоянное усиление приемника.

Б. РАБОТА СТАНЦИИ В ПРОМЕЖУТКЕ ВРЕМЕНИ ОТ 57-й МИНУТЫ ДО 3-й МИНУТЫ КАЖДОГО ЧАСА

Станция включается на 57-й минуте. Через 1,5 мин. срабатывают контакты, связанные с «часовыми» дисками электрических часов. Замыкание контактов 8 и 9 препятствует выключению станции в данном промежутке времени. Контакты 6 и 7 разрывают цепь подачи напряжения 24 в к переключателю *П3*. Контакты 14 и 15, замыкающиеся каждую минуту, подводят через контакты 5, 6 на пульс-моторе и переключатель *П9* напряжение 24 в к обмотке реле *P3*, которое одной парой своих контактов самоблокируется, а через другую пару подает напряжение 24 в к контакту *C* поляризованного реле. После включения анодного напряжения станция работает как обычно, с той разницей, что на диске часов контакты 3 и 4 разомкнуты, сопротивление *R5* отключено и усиление приемника становится меньшим, чем установленное перед этим оптимальное усиление.

Второй кадр, как и при 15-минутных сеансах, фотографируется при постоянном усилении. После второго кадра станция выключиться не может, так как контакты 8 и 9 электрических часов остаются замкнутыми, но контакты пульс-мотора 5 и 6, разрывая на короткое время цепь питания обмотки реле *P3*, выключают его, что ведет к прекращению фотографирования, снятию модуляции и запираанию луча трубки индикатора. На 60-й минуте контакты 14 и 15 снова замкнутся, сработает реле *P3* и начнется процесс съемки третьего кадра. К этому моменту диск переключения чувствительности на электрических часах повернется настолько, что контакты 3 и 4 замкнутся и чувствительность приемника сделается оптимальной. Четвертый кадр будет сфотографирован с постоянной чувствительностью. После этого реле *P3* снова будет отключено пульс-мотором, а на 1-й минуте — включено электрическими часами. К этому

времени диск, управляющий контактами 6, 7, 8 и 9, повернется настолько, что контакты 6 и 7 замкнутся, а контакты 8 и 9 разомкнутся. Это обеспечит условия для нормальной двухкадровой работы станции. Пятый кадр, начало съемки которого наступает в 1-ю минуту, происходит при таком положении диска переключения чувствительности, когда контакты 4 и 5 замкнуты. Это соответствует повышенной, по сравнению с оптимальной, чувствительностью, так как сопротивление R_4 замкнуто накоротко. Одновременно на диске переключения чувствительности замыкаются контакты 1 и 2, и в блоке B включается специальное многоконтактное реле, которое уменьшает диапазон высот до 400 км и диапазон частот до 8 Мгц. Шестой кадр, как обычно каждый четный, фотографируется при тех же данных, что и предыдущий, но с постоянной чувствительностью. После этого станция выключается.

Наряду с автоматическим переключением усиления имеется возможность переключателями $П6, П7, П8$ установить любой из необходимых уровней чувствительности и, управляя переключателем $П5$, производить фотографирование.

В. ОДНОМИНУТНЫЕ СЕАНСЫ

Одноминутные сеансы могут быть как однокадровыми, так и двухкадровыми (переключатель $П9$), причем первый кадр будет всегда с оптимальной чувствительностью, а второй — с постоянной. В случае такой работы реле $Р3$ срабатывает от контактов 14, 15, а выключается контактами 5, 6 на пульс-моторе. Во всем остальном станция работает так же, как в промежутки времени от 59-й минуты до 1-й минуты каждого часа. Реле $Р1$ в этом режиме замкнуто переключателем $П2$, что препятствует выключению станции.

При непрерывной работе реле $Р1$ остается все время включенным (переключатель $П2$), напряжение 24 в через переключатель $П3$ подается к поляризованному реле непрерывно, и снимки следуют один за другим через каждые 15 сек.

Г. ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКАЯ И РУЧНАЯ РАБОТА

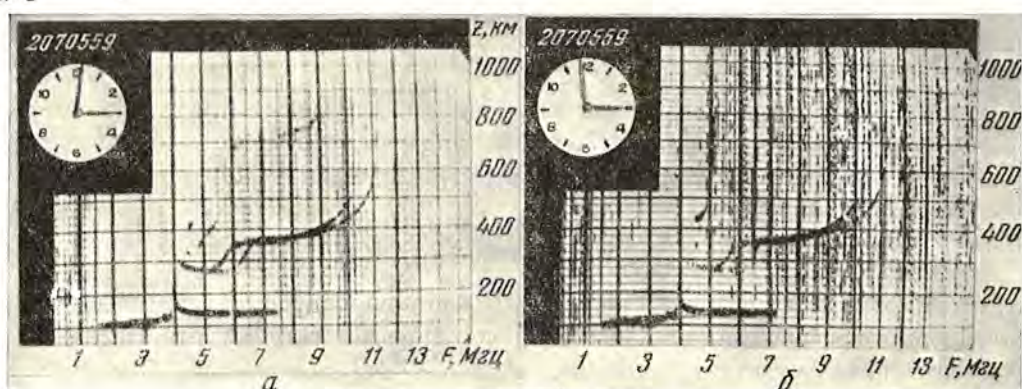
При установке переключателей $П4$ и $П5$ в положение «полуавтомат» фотографирование экрана индикатора B не производится и создаются условия для визуального наблюдения высотно-частотных характеристик. Станция будет оставаться включенной до выключения ее кнопкой «выкл.».

Установка переключателей $П4$ и $П5$ в положение «ручная» дает возможность вручную изменять настройку передатчика и приемника ионосферной станции, что позволяет наблюдать на индикаторе типа A отражения от ионосферы на какой-либо заданной частоте.

II

Желание получить на фотографии высотно-частотную характеристику с уменьшенным количеством помех привело к мысли об использовании многопроходного фотографирования. Сущность его сводится к тому, что затвор регистрирующей кинокамеры остается открытым в течение не одного

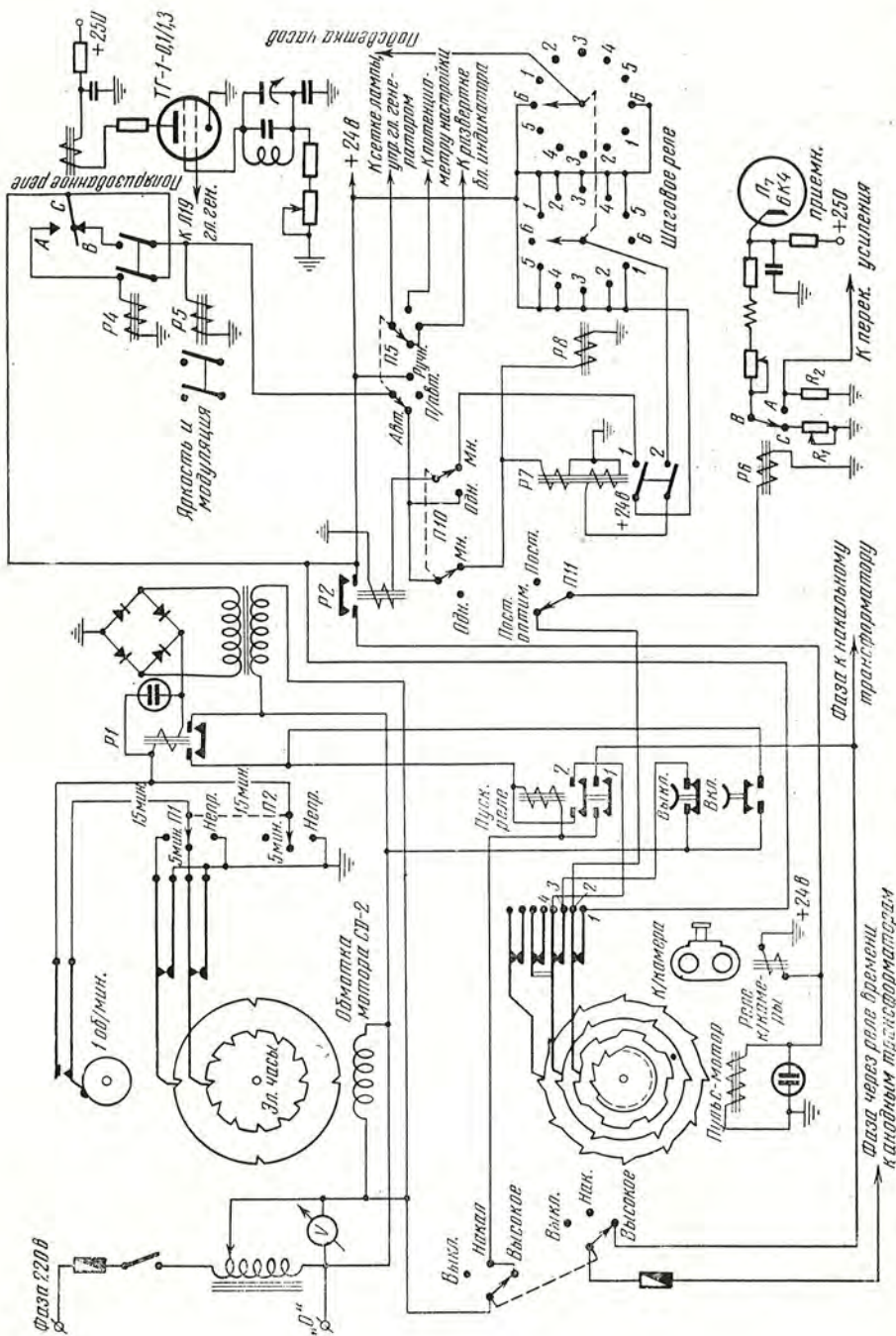
прохода частотного диапазона, а нескольких. Так как марки высот и частот, сканирование частоты и работа передатчика синхронизированы с разверткой луча электронной трубки, то при нескольких проходах диапазона высотно-частотная характеристика и марки будут видны в одних и тех же местах экрана, в то время как различные помехи, не будучи синхронизированными с работой станции, будут видны на экране в виде точек и полос, с каждым кадром меняющих свое место. Таким образом, при многократном перекрытии частотного диапазона и фотографировании получаемых высотно-частотных характеристик на один кадр получают снимки, значительно более свободные от помех (фиг. 2).



Фиг. 2. Фотография высотно-частотной характеристики
а — при многопроходном фотографировании; б — при однопроходном фотографировании

Следует также отметить, что применение многопроходного фотографирования дает возможность более правильно определять минимальную частоту отражения, так как, благодаря быстрым флуктуациям амплитуды отраженного сигнала, при однопроходном фотографировании иногда получаются неточные или даже противоречивые данные. Конечно, эффект этого метода зависит от количества проходов частотного диапазона, приходящихся на один кадр. Так как высотно-частотная характеристика редко меняется в течение 1—2 мин., то было решено, что съемка одного кадра должна занимать 1 мин.

С другой стороны, перекрывать частотный диапазон со скоростью большей, чем 2—3 $\text{Mc}/\text{сек}$, представлялось неприемлемым. В самом деле, за время, в течение которого импульс передатчика, отразившись от ионосферы на высоте 500—600 км (что нередко бывает для слоя F2), достигнет приемника, последний успеет расстроиться на 8—12 kc , что при полосе пропускания приемника 25 kc и длительности импульса 50 $\mu\text{сек}$ является максимально допустимым. При увеличении скорости перекрытия пришлось бы расширить полосу пропускания приемника, что привело бы к увеличению помех. Исходя из этих соображений и было выбрано время перекрытия диапазона частот (до 22 Mc) 8 сек., число перекрытий — 6. Учитывая, что при каждом проходе частотного диапазона обратный ход «пилы» занимает около 2 сек., общая продолжительность фотографирования одного кадра равна 1 мин.



Фиг. 3. Схема автоматки моносферной станции, позволяющая производить как однопроходное, так и шестипроходное фотографирование высотных частотных характеристик

На фиг. 3 представлена схема автоматического устройства после переделки его для многопроходного фотографирования. Как и при прежнем устройстве, электрические часы могут включать станцию через каждые 5 или 15 мин. Предусмотрена также непрерывная работа.

При положении переключателя *П1* на 15-минутные или 5-минутные сеансы станция включается за 2 мин. до начала фотографирования. После включения высоковольтных трансформаторов начинается сканирование частотного диапазона. В результате срабатывания тиратрона в поляризованном реле контакт *С* соединится с контактом *А*, и самоблокирующееся реле *Р4* замкнется. После прекращения тока через тиратрон контакт *С* соединится с контактом *А*, и напряжение 24 в будет подано на переключатель рода работ *П5* и на реле *Р5*, которое, сработав, включит модуляцию и подаст нормальное напряжение смещения на сетку электронно-лучевой трубки индикатора *Б*. С переключателя *П5* (при положении «автомат») напряжение 24 в подается на переключатель *П10*, с которого при однопроходном фотографировании попадает на реле *Р2*, а при многопроходном — на реле *Р7*.

А. МНОГОПРОХОДНОЕ ФОТОГРАФИРОВАНИЕ

Напряжение 24 в через переключатель *П10*, реле *Р4* и контакты поляризованного реле подается на реле *Р7* и *Р8*. Реле *Р7*, сработав, через контакт *1* подает 24 в на реле *Р2* (через переключатель *П10*), в результате чего сработает пульс-мотор и откроется затвор кинокамеры. Одновременно с этим шаговое реле *Р8*, повернув круговой переключатель на одно положение, подаст напряжение 24 в через дополнительные контакты 2 реле *Р7* на вторую его обмотку; таким образом это реле останется заблокированным до тех пор, пока круговой переключатель шагового реле *Р8* не переключится на свободный контакт. При этом положении пульс-мотор повернет укрепленные на нем диски на один зубец. После следующих шести проходов диапазона пульс-мотор повернет диски еще на один зубец, контакты 3 и 4 на короткое время разорвут цепь питания пускового реле, и станция выключится. Следовательно, несмотря на то, что поляризованное реле каждый проход диапазона отключает 24 в от реле *Р5* и *Р7*, кинокамера и пульс-мотор будут срабатывать только через каждые шесть проходов, чем достигается многопроходное фотографирование экрана.

Во время проведения каждого сеанса фотографируется два кадра: первый — при оптимальной чувствительности приемника, второй — при постоянной. Это обеспечивается контактами 1 и 2 на пульс-моторе и реле *Р6*. Кроме того, имеется возможность (переключатель *П11*) фотографировать высотно-частотную характеристику только при постоянном усилении. При фотографировании трубки индикатора *Б*, одновременно с высотно-частотной характеристикой в кадр впечатываются часы и набор цифр, указывающих дату фотографирования, а также цифра 1 или 2 вверху кадра, указывающая, при каком усилении сделан снимок (1 — оптимальное, 2 — постоянное усиление). Последнее достигается работой

специального реле, установленного у экрана трубки и питаемого параллельно с обмоткой реле *P6*. Для того чтобы минутная стрелка на фотографии была видна отчетливо, освещать часы надо не более 10 сек. При многопроходном фотографировании это достигается тем, что при помощи реле *P8* напряжение на подсветку часов подается только во время шестого, заключительного прохода диапазона. Чтобы иметь возможность получать снимки высотно-частотных характеристик чаще, чем через 1 мин., введено положение переключателя *П10* «однопроходное фотографирование».

Б. ОДНОПРОХОДНОЕ ФОТОГРАФИРОВАНИЕ

Напряжение 24 в подается через переключатель *П10* на обмотку реле *P2*, которое, сработав, подает напряжение на пульс-мотор и реле кинокамеры. В этом случае после окончания второго прохода, соответствующего второму кадру съемки, станция выключается.

В разработке и монтаже устройства для автоматической работы ионосферной станции принимали большое участие Н. А. Савич, Ю. И. Нешпор и В. К. Пылев, которым автор выражает свою благодарность.

15 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. А. Савич и А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 219, 1957.
2. Ж. У. Райт, Р. У. Кнехт, К. Дэвис. Руководство по вертикальному зондированию ионосферы. Изд-во АН СССР, 1957.
3. Н. В. Медникова. Интерпретация и обработка ионограмм. НИЗМИР, 1958.

ДВУМЕРНАЯ КОЛИЧЕСТВЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ B8 — F2

И. М. Копылов

Разработана система двумерной количественной спектральной классификации звезд А (спектральный интервал B8 — F2) на основе измеренных эквивалентных ширины (W_λ) линий поглощения в спектрах этих звезд.

В качестве стандартов при классификации звезд по спектральным классам взяты звезды системы МК. Критериями спектрального класса служили в основном отношения W_λ избранных линий. Для каждой звезды использовано в среднем 6—7 критериев. Спектральные классы определены для 86 звезд. Вероятная ошибка одного определения спектрального класса равна в среднем $\pm 0,4$ подкласса, вероятная ошибка окончательных значений спектрального класса равна в среднем $\pm 0,16$ подкласса.

Для главной последовательности стандартами при определении M_v служили звезды, имеющие достаточно надежные тригонометрические или групповые параллаксы, для сверхгигантов — звезды, входящие в пространственные группировки горячих звезд. Критериями M_v служили W_λ линий $H_\beta - H_\gamma$ (исключая H_γ). M_v определены для 90 звезд B8 — A5. Вероятная ошибка одного определения M_v в среднем равна $\pm 0^m,13$, вероятная ошибка окончательного значения M_v равна в среднем $\pm 0^m,07$.

На основании количественных определений M_v и Sp, полученных в данной работе и работах [1, 2], строится диаграмма спектр — абсолютная величина. Всего использовано свыше 400 звезд. Описывается структура различных последовательностей на этой диаграмме и рассматривается положение пекулярных звезд.

Анализируется значение двумерной количественной спектральной классификации в ряду других систем классификации звезд и ее роль для некоторых вопросов физики звездных атмосфер.

A TWO-DIMENSIONAL QUANTITATIVE SPECTRAL CLASSIFICATION OF B8—F2 STARS, by I. M. Kopylov. — A system of a two-dimensional quantitative spectral classification of A type stars (B8 to F2) has been elaborated on the basis of measured intensities (W_λ) of absorption lines in the spectra of these stars.

Spectra of stars on the MK system were used as standards for the classification. The ratios of W_λ of selected lines served mainly as criteria for the classification. In the mean 6—7 criteria were used for each star. The spectral classes of 86 stars were obtained with a probable error of one determination (on the average) $\pm 0,4$ of a subclass. The probable error of the final Sp is on the average $\pm 0,16$ of a subclass.

Stars with sufficiently reliable trigonometric or group parallaxes were used for the determination of M_v of main sequence stars, and stars which belong to space groups of hot stars for the determination of M_v of supergiants. W_λ of the $H_\beta - H_\gamma$ lines (with the exception of H_γ) were used as criteria for M_v , which was derived for

90 B8—A5 stars. The probable error of one determination of M_v is $\pm 0^m,13$ on the average. The p. e. of the final value of M_v is $\pm 0^m,07$ on the average.

The spectrum — luminosity diagram was obtained on the basis of M_v and Sp of the present investigation and also [1, 2]. More than 400 stars were plotted. The structure of the different sequences on this diagram is described and the position of peculiar stars considered.

The significance of the two-dimensional quantitative spectral classification among other systems of stellar classification is analyzed as well as its role in some problems of physics of stellar atmospheres.

Настоящая работа служит продолжением работ по количественной спектральной классификации звезд, проводившихся в последние годы в Крымской астрофизической обсерватории.

В работе [1] проведена количественная спектральная классификация 81 звезды спектральных классов F0 — K5 в ближайших окрестностях Солнца. Для этих звезд абсолютные величины достаточно хорошо известны по тригонометрическим определениям параллаксов.

В работе [2] была проведена двумерная количественная спектральная классификация 238 ранних звезд в спектральном интервале O5 — B7 — определены спектральные классы и абсолютные величины этих звезд.

Следующим шагом, естественно, должна была явиться разработка системы спектральной классификации звезд промежуточных спектральных классов — B8 — F0. В результате этого была бы создана достаточно однородная система количественной спектральной классификации звезд в весьма широком интервале спектральных классов от O5 до K5.

Причины, значительно усложняющие классификацию звезд данного интервала по сравнению с соседними (B2 — B5 или F2 — G0), сводятся в основном к следующему: 1) слабость большинства линий в спектрах звезд A и 2) наличие значительного числа пекулярных звезд.

Рассмотрим эти причины более подробно.

1. В интервале B8 — F0 наиболее трудны для классификации звезды B9 — A2. Линии, характерные для спектров более горячих звезд, в этом интервале практически сходят на нет. Из наиболее сильных линий, наблюдающихся в спектрах звезд B, здесь остаются, кроме водородных, лишь несколько наиболее сильных линий He I, линия Mg II λ 4481 и Si II λ 4128—31, причем линии He I довольно слабы уже для звезд B9 — A0, а в спектрах A2 полностью отсутствуют. Интенсивности же линий Mg II и Si II в данном интервале меняются с изменением спектрального класса весьма медленно. Большие скорости вращения, достигающие 300 км/сек, характерные, в частности, и для звезд A, вводят к тому же существенную дополнительную трудность, значительно расширяя линии и делая определения эквивалентных ширин слабых линий весьма ненадежными. Линии ионизованных металлов в этом спектральном интервале довольно слабы, и к тому же интенсивность их очень медленно меняется со спектральным классом, вследствие чего только отдельные, наиболее сильные линии металлов могут быть использованы для спектральной классификации, причем с относительно большими ошибками.

Линия К, Ca II, достаточно сильная уже для звезд В9—А2, не может, к сожалению, служить однозначным критерием спектрального класса вследствие хорошо известных аномалий в ее поведении в этих и более поздних спектральных подклассах А. Для сверхгигантов она вообще не может быть использована из-за ее частично межзвездного происхождения.

Вблизи спектрального класса А3 многочисленные линии ионизованных металлов, в частности линии Fe II и Ti II, становятся достаточно сильными, вследствие чего классификация звезд А3 — А7 становится сравнительно легкой и более точной, чем для звезд В9 — А2.

2. Доля звезд А с пекулярными спектрами оказывается весьма значительной. Это сильно затрудняет точную классификацию звезд А по спектрограммам с умеренной и высокой дисперсией. Грубая классификация звезд А с очень низкой дисперсией, порядка 200—300 Å/мм, не представляет особых затруднений, так как для нормальных звезд А (опуская сверхгиганты и пекулярные звезды) интенсивность линии К по сравнению с водородными линиями является основным и наиболее чувствительным критерием спектрального класса. При более точной классификации с высокой дисперсией необходимо принимать во внимание наличие значительного числа (до 10%) пекулярных звезд — звезд с металлическими линиями (по линиям водорода и металлов спектральный класс F, по линии К, Ca II спектральный класс А). Точная классификация звезд А усложняется, кроме того, за счет наличия в интервале В8 — F2 пекулярных звезд с аномальными и переменными интенсивностями линий некоторых элементов, в частности линий Mg II, Si II, Sr II, Eu II, Cr II, Mn I, Ca II и др., — так называемых спектрально- и магнитно-переменных звезд типа А. Сравнительно редкие звезды А типа λ Boo, лежащие ниже главной последовательности, также показывают спектральные аномалии.

В настоящее время еще не решен окончательно вопрос о том, являются ли указанные типы пекулярных звезд и нормальные звезды морфологически обособленными группами звезд, занимающими вполне определенные области на диаграмме спектр — абсолютная величина, или имеется более или менее непрерывный переход от звезд с нормальными спектрами к звездам, в спектрах которых наблюдаются различного рода аномалии.

Это обстоятельство заставляет особенно тщательно подбирать классификационные критерии как для определений спектральных классов, так и для определения абсолютных величин звезд в этом интервале спектральных классов.

Очевидно, что для более всесторонней классификации звезд указанного интервала должны привлекаться и другие характеристики, в частности показатели цвета. В настоящее время установлены некоторые зависимости между спектральными особенностями пекулярных звезд в указанном интервале и их цветовыми характеристиками. Например, показатели цвета «металлических» звезд больше соответствуют спектральным классам, найденным по линиям металлов, чем найденным по линии К. Показатели цвета пекулярных звезд типа А соответствуют несколько более ранним спектральным подклассам А, чем те, которые определяются по спектральным линиям, и т. д.

§ 1. СИСТЕМА ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Для более рационального выбора критериев классификации необходимо определить, по возможности, для большего числа звезд в рассматриваемом спектральном интервале, эквивалентные ширины линий поглощения в достаточно однородной системе.

Для 62 звезд В8 — F2 нами были определены эквивалентные ширины (W_λ) линий поглощения по спектрограммам с дисперсией 75 Å/мм, полученным в 1953—1956 гг. в Крымской обсерватории. Детали определения W_λ в спектрах этих звезд описаны в предыдущей работе автора [3].

Для нескольких звезд В8 использованы данные о W_λ по определениям А. Боярчука [4]. Для значительного числа звезд использованы также определения W_λ линий поглощения, приведенные в работах [5—8]. Для восьми звезд в спектральном интервале F0 — F2 использованы W_λ из [1]. Для нескольких звезд были учтены определения W_λ по спектрограммам с высокой дисперсией.

Все перечисленные определения W_λ были сведены в единую «стандартную» систему и усреднены затем с учетом примерных весов, приписанных каждому отдельному ряду W_λ . Получение «стандартной» системы W_λ линий поглощения для звезд ранних спектральных классов описано ранее [2, 3, 9].

В итоге для 120 звезд спектральных классов В8 — F2 мы имели определения W_λ линий поглощения в стандартной системе. Для 32 из общего числа звезд имелись определения W_λ только для линий водорода.

Список 120 звезд приведен в табл. 1. Звездочка у текущего номера в первом столбце означает, что к данной звезде имеются примечания в конце таблицы. Второй — пятый столбцы пояснений не требуют. В шестом и седьмом столбцах приведена исходная абсолютная величина звезды и вероятная ошибка ее определения (см. § 2). В восьмом — десятом и в двух последних столбцах приведены соответственно результаты количественных определений Sp и M_v , а также число критериев и вероятные ошибки окончательных значений Sp и M_v (§ 3 и 4).

Таблица 1

№	HD	Название звезды	m_v	Sp (МК)	M_0	σ_{M_0}	$\overline{Sp}$	n	$\sigma_{\overline{Sp}}$	$\overline{M}_v$	n	$\sigma_{\overline{M}_v}$
1*	34085	β Ori	0 ^m ,08	B8 I a	—7 ^m ,70		B8,2	8	0,12	—7 ^m ,45	1	
2*	166937	μ Sgr	4,01	B8 I ap	—7,60		B8,4	2	0,21	—7,80	1	
3	53244	γ CMa	4,07	B8 II			B7,5	3	0,26	—0,21	3	0 ^m ,07
4	106625	γ Crv	2,60	B8 III			B8,6	10	0,20	—1,03	3	0,10
5*	6811	ϕ And	4,28	B8 III			B7,2	6	0,22	—1,18	4	0,04
6*	19356	β Per	2,17	B8 V	—0,30	$\pm 0^m,32$	B7,6	1		—0,24	4	0,06
7*	23432	21 Tau	5,75	B8 V	+0,35	$\pm 0,10$				+0,33	3	0,14
8*	58715	β CMi	2,92	B8 V e	—0,5	$\pm 1,1$	B6,7	2	0,10	—0,34	4	0,05
9*	78316	κ Cnc	5,14	B8			B8,0	2	0,06	+0,38	3	0,06

Таблица 1 (продолжение)

№	HD	Название звезды	m_v	Sp(MK)	M_0	σ_{M_0}	$\overline{Sp}$	n	$\sigma_{\overline{Sp}}$	$\overline{M}_v$	n	$\sigma_{\overline{M}_v}$
10	135742	β Lib	2 ^m ,60	B8 V			B7,6	50,19	—0 ^m ,90	4	0 ^m ,04	
11*	162732	88 Her	6,4	B8			B8,8	50,32	—1,17	4	0,30	
12	214923	ς Peg	3,61	B8 V			B8,5	80,20	—0,02	4	0,04	
13	222173	ι And	4,28	B8 V	—2 ^m ,2	$\pm 2^m,0$	B8,2	40,18	—0,01	4	0,08	
14*	21291	3H Cam	4,23	B9 I a	—7,0		B9,3	70,10	—6,91	4	0,03	
15*	199478		5,76	B9 I a	—7,25		B8,8	70,11	—7,30	4	0,02	
16*	202850	σ Cyg	4,28	B9 I ab	—6,5		B9,3	100,07	—6,50	4	0,02	
17	212593	4 Lac	4,64	B9 I ab			B9,1	30,30	—6,12	4	0,07	
18	15318	ξ^2 Cet	4,28	B8 III	+0,98	$\pm 0,52$	B9,6	80,14	+0,82	4	0,06	
19*	40362	θ Aur	2,65	B9 III p	—0,7	$\pm 0,54$			—0,56	4	0,06	
20*	176437	γ Lyr	3,25	B9 III	—1,53	$\pm 0,80$	B9,1	30,11	—1,08	4	0,06	
21*	192907	κ Cep	4,40	B9 III			B9,5	20,34	+0,29	4	0,02	
22	4636	ν Cas	5,03	B9			B6,8:	1	+0,45	2	0,04	
23	24479		4,87	B9 V e			B9,5	20,39	+0,44	3	0,18	
24	79469	θ Hya	3,88	B9 V	+0,25	$\pm 0,60$	B9,0	60,22	+0,75	3	0,12	
25	144206	υ Her	4,68	B9 p			B8,8	20,33	+0,52	2	0,05	
26*	177724	ζ Aql	2,98	B9 V	+0,76	$\pm 0,40$			+0,23	3	0,15	
27	177756	λ Aql	3,42	B9 V	+0,41	$\pm 0,40$	B8,5	20,50	+0,57	3	0,06	
28*	191692	θ Aql	3,37	B9 V	—2,1	$\pm 1,1$	B9,0	80,20	+0,08	4	0,07	
29	196867	α Del	3,77	B9 V	+0,4	$\pm 1,0$	B8,8	70,12	+0,33	4	0,04	
30	218045	α Peg	2,50	B9 V	—0,11	$\pm 0,34$	A0,1	60,14	+0,36	4	0,06	
31*	222661	ω^2 Aqr	4,62	B9 V	+2,35	$\pm 0,50$			+0,72	3	0,01	
32*	21389	1H Cam	4,76	A0 I a	—7,0		B9,9	80,11	—7,01	4	0,02	
33*	46300	13 Mon	4,50	A0 I b	—5,4				—5,39	4	0,01	
34	87737	η Leo	3,58	A0 I b			A0,0	90,06	—5,05	4	0,04	
35	47105	γ Gem	1,95	A0 IV	—0,6	$\pm 0,34$	A0,5	30,08	+0,77	4	0,02	
36*	123299	α Dra	3,67	A0 III	—1,1	$\pm 0,8$	B9,6	80,12	+0,24	4	0,04	
37*	140436	γ CrB	3,81	A0 III—IV	+1,75	$\pm 0,38$	A0,3	80,11	+0,73	3	0,08	
38*	186882	δ Cyg	2,87	A0 III	—0,52	$\pm 0,47$	B9,4	80,16	—0,27	4	0,04	
39*	358	α And	2,13	A0 p	—0,7	$\pm 0,42$			—1,21	4	0,06	
40*	31647	ω Aur	4,99	A0 V	+1,3				+1,21	3	0,06	
41	71155	ϵ Hya	3,90	A0 V	+0,27	$\pm 0,50$	B9,9	40,14	+1,05	3	0,06	
42	90882	δ Sex	5,24	A0 n			B9,4	1	+0,10	2	0,15	
43*	103287	γ UMa	2,42	A0 V	+0,47		A0,7	90,10	+0,88	4	0,03	
44*	108651		6,7	A0 p	+0,6				+1,08	3	0,01	
45*	108662	17 Com	5,23	A0 p	+0,6				+0,53	3	0,11	
46*	112185	ϵ UMa	1,80	A0 p	—0,1		B9,5	80,21	+0,29	4	0,10	
47*	112413	α^2 CVn	2,89	A0 p	—0,3	$\pm 0,6$	B9,4	90,31	—0,53	3	0,12	
48	130109	109 Vir	3,74	A0 V	+1,14	$\pm 0,34$	B9,7	60,52	+0,61	4	0,01	
49*	139006	α CrB	2,22	A0 V	+0,70	$\pm 0,10$	A0,0	60,14	+0,49	4	0,02	
50*	148857	λ Oph	3,85	A0	+0,05				+0,97	2	0,26	
51	161868	γ Oph	3,74	A0 V	+1,27	$\pm 0,32$	A0,3	60,09	+1,08	4	0,03	
52	172167	α Lyr	0,02	A0 V	+0,51	$\pm 0,09$	B9,7	80,16	+1,02	4	0,01	
53*	48915	α CMa	—1,44	A1 V	+1,43	$\pm 0,02$	A0,3	60,12	+0,96	4	0,06	
54*	60179	α GemA	1,99	A1 V	+1,30	$\pm 0,12$	A0,0	100,10	+0,94	4	0,02	
55*	95418	β UMa	2,36	A1 V	+0,60	$\pm 0,30$	A0,9	80,11	+0,72	3	0,14	
56*	140159	ι Ser	4,52	A1 V			A1,3	70,36	+1,50	3	0,07	
57*	170073	39 Dra	4,85	A1 V	+2,30	$\pm 0,45$	A1,5	90,21	+1,47	3	0,07	
58	18331	HR 875	5,17	A1 V	+1,65	$\pm 0,85$			+0,89	3	0,11	

Таблица 1 (продолжение)

№	HD	Название звезды	m_v	Sp(MK)	M_0	σ_{M_0}	$\overline{Sp}$	n	$\sigma_{\overline{Sp}}$	$\overline{M}_v$	n	$\sigma_{\overline{M}_v}$
59*	21447	HR 1046	5 ^m ,06	A1 V	+1 ^m ,25	$\pm 0^m,54$				+1 ^m ,60	3	0 ^m ,15
60	198001	ϵ Aqr	3,77	A1 V	-0,32	+0,62				+0,77	3	0,01
61*	103578	95 Leo	5,5	A2			A3,4	1		+1,50	3	0,04
62*	14489	9 Per	5,17	A2 I a	-7,85					-7,68	3	0,11
63*	197345	α Cyg	1,26	A2 I a	-7,65		A1,8	10	0,10	-7,67	3	0,05
64*	187982—3	HR 7573	5,67	A2 I a	-6,8		A1,5	6	0,17	-6,62	3	0,03
65*	207260	ν Cep	4,46	A2 I a	-6,9		A2,4	10	0,13	-7,02	3	0,02
66	1280	θ And	4,60	A2 V	+0,5	$\pm 0,7$				+1,05	3	0,08
67*	16970	γ Cet	3,46	A2 V	+1,88	$\pm 0,18$	A2,7	7	0,26	+1,02	2	0,05
68*	40183	β Aur	1,89	A2 V	+0,48	$\pm 0,28$	A1,4	8	0,11	+1,21	3	0,06
69*	82621	26 UMa	4,65	A2 V	+1,25	$\pm 0,62$	A1,5	7	0,06	+1,00	3	0,12
70	89021	λ UMa	3,46	A2 V			A1,9	4	0,18	+0,77	3	0,12
71	97633	θ Leo	3,32	A2 V	-0,30	$\pm 0,60$	A1,4	7	0,12	+0,70	3	0,12
72*	116656	ς UMa A	2,40	A2 V	+1,30		A2,0	9	0,14	+0,98	3	0,16
73*	116657	ς UMa B	3,96	A2 m	+2,15	$\pm 0,36$	A3,8	5	0,23	+1,75	3	0,17
74*	141003	β Ser	3,66	A2 IV	+1,35	+0,36	A2,4	6	0,12	+0,74	3	0,12
75*	155125	η Oph	2,42	A2 V	+1,27	$\pm 0,31$	A2,2	7	0,14	+1,07	3	0,05
76	223385	6 Cas A	5,6	A3 I a	-8,5					-8,7	3	0,02
77*	137422	γ UMi	3,05	A3 II—III			A3,0	7	0,21	-1,7	3	0,02
78	33111	β Eri	2,78	A3 III	+0,88	$\pm 0,21$				+1,07	3	0,20
79	50019	θ Gem	3,59	A3 III	+0,19	+0,72	A3,1	2	0,06	+0,89	3	0,20
80	156164	δ Her	3,14	A3 IV	+0,84	$\pm 0,31$	A3,1	6	0,22	+0,53	3	0,06
81*	56537	λ Gem	3,57	A3 V	+1,64	$\pm 0,25$				+1,63	3	0,11
82*	80081	38 Lyn	3,82	A3 V	+1,42	$\pm 0,42$	A2,9	8	0,27	+1,41	3	0,19
83	102647	β Leo	2,13	A3 V	+1,56	$\pm 0,14$	A3,2	6	0,27	+1,67	3	0,02
84*	106591	δ UMa	3,27	A3 V	+1,89	$\pm 0,21$	A2,9	7	0,08	+0,94	3	0,12
85	118098	ς Vir	3,38	A3 V	+1,10	$\pm 0,30$	A2,8	9	0,23	+1,20	3	0,13
86	216956	α PsA	1,16	A3 V	+1,79	$\pm 0,10$						
87	97603	δ Leo	2,56	A4 V	+0,57	$\pm 0,26$	A5,1	7	0,14			
88*	107276		6,7	A4 m						+2,2	1	
89*	108382	16 Com	5,10	A4 p	+0,5	$\pm 0,1$				+2,1	1	
90	122408	τ Vir	4,26	A5 III	+0,14	$\pm 0,62$	A3,8	8	0,20	+0,5	1	
91	34578	19 Aur	5,03	A5 II	—							
92*	13161	β Tri	3,00	A5 III	-0,7	$\pm 0,9$				+0,55	1	
93*	159561	α Oph	2,09	A5 III	+0,85	$\pm 0,20$	A5,1	7	0,12	+0,50	1	
94*	8538	δ Cas	2,70	A5 V	+0,10	$\pm 0,35$				+1,15	1	
95*	11636	β Ari	2,65	A5 V	+1,65	$\pm 0,18$	A3,4	7	0,14	+1,12	1	
96*	15089	ι Cas	4,7	A5 p	+1,2	$\pm 0,9$				+1,68	1	
97*	60178	α Gem B	2,85	A5 : m	+2,15	$\pm 0,12$	A3,9	6	0,20	+2,45	1	
98*	116842	80g UMa	4,00	A5 V	+2,05		A5,4	8	0,11	+2,12	1	
99	127762	γ Boo	3,06	A7 III	-0,97	$\pm 0,58$	A7,2	7	0,17			
100	6961	θ Cas	4,32	A7 V	-2	$\pm 1,5$						
101*	28319	θ^2 Tau	3,62	A7 V	+0,6	$\pm 0,8$						
102*	76644	ι UMa	3,11	A7 V	+2,20	$\pm 0,20$						
103	187642	α Aql	0,82	A7 IV, V	+2,31	$\pm 0,04$	A7,0	12	0,09			
104	203280	α Cep	2,44	A7 IV, V	+1,44	$\pm 0,18$	A5,8	11	0,06			
105*	137909	β CrB	3,65	F0 p	+1,11	$\pm 0,38$	A7,1	11	0,05			
106*	147547	γ Her	3,74	A9 III	-0,4	$\pm 0,9$	A7,3	9	0,11			
107*	7927	φ Cas	4,95	F0 Ia	-7,6		A7,8	10	0,11			
108*	31964	ϵ Aur	3,4	F0 I ap	-7,1							

Таблица 1 (окончание)

№	HD	Название звезды	m_v	SpMK	M_0	σ_{M_0}	$\overline{Sp}$	n	$\sigma_{\overline{Sp}}$	$\overline{M}_v$	n	$\sigma_{\overline{M}_v}$
109	25291		5 ^m ,07	F0 II								
110	17094	μ Cet	4,25	F0 IV	+2 ^m ,26	$\pm 0^m,31$						
111*	56986	δ Gem	3,55	F0 IV	+2,41	$\pm 0,49$	F0,2	6	0,24			
112	211336	ε Cep	4,17	F0 IV	+2,02	$\pm 0,27$						
113*	58946	ρ Gem	4,16	F0 V	+3,04	$\pm 0,21$	A7,3	2	0			
114*	110379	γ Vir	3,48	F0 V	+3,48	$\pm 0,15$	F0,3	3	0,20			
115*	182640	δ Aql	3,38	F0 IV—V	+2,31	$\pm 0,18$	F0,9	5	0,26			
116*	202444	τ Cyg	3,75	F0 IV	+2,08	$\pm 0,19$	F0,9	6	0,16			
117	219080	η And	4,55	F0 V	+2,81	$\pm 0,24$	F0,2	5	0,24			
118	163506	89 Her	5,46	F2 Ia	—7,1		F0:	2				
119	432	β Cas	2,26	F2 IV	+1,55	$\pm 0,21$	F2,2	6	0,09			
120	128167	σ Boo	4,48	F2 V	+3,48	$\pm 0,20$	F0,2	4	0,11			

Примечания к таблице 1

- M_v определено по принадлежности к ассоциации Орion I, $m_0 - M = 7^m,7$. Визуально-двойная, ADS 3823. Спутник: 7^m,4, 9" — спектрально-двойная, $P = 9^d,9$ [12].
- Спектрально- и затменно-двойная; $P = 180^d$, амплитуда $\sim 0^m,1$. Визуально-двойная ADS 11169, спутник: 11^m,0, 17". M_v определено по принадлежности к ассоциации Sgr III, B, $m_0 - M = 10^m,9$ [12].
- Визуально-двойная ADS 940.
- Алголь. Затменно- и спектрально-двойная; $P = 2^d,867$. Визуально-двойная ADS 2362, спутник: 12^m,58".
- Звезда в Плеядах. $M_v = +0^m,35$ по $m_0 - M = 5^m,25$.
- Звезда Ве.
- Спектрально-двойная, $P = 6^d,39$.
- «Кремниевая» звезда?
- M_v определено по принадлежности к ассоциации Cam I, $m_0 - M = 10^m,2$ [12].
- M_v определено по принадлежности к ассоциации Cyg V, C, $m_0 - M = 11^m,5$ [12].
- M_v определено по принадлежности к ассоциации Cyg IV, C, $m_0 - M = 10^m,1$ [12].
- Спектрально-переменная «хромово-кремниевая» звезда.
- «Магниева» звезда?
- Визуально-двойная ADS 13524, спутник: 8^m,7".
- Визуально-двойная ADS 12026, спутник: 12^m,6".
- Спектрально-двойная, $P = 17^d$.
- Визуально-двойная ADS 16944, спутник: 11^m,6".
- M_v определено по принадлежности к ассоциации Cam I, $m_0 - M = 10^m,2$ [12].
- M_v определено по принадлежности к ассоциации Mon II, $m_0 - M = 9^m,8$ [12].
- «Кремниевая» звезда? Спектрально-двойная, $P = 51^d$.
- Визуально-двойная ADS 9757, спутник: 7^m,0. $P = 90$ лет. Спектрально-двойная с двумя спектрами, $\Delta M = 0^m,75$.
- Визуально-двойная ADS 12880, спутник: 6^m,4, 2", $P = 321$ год.
- Визуально-двойная ADS 94, спутник: 11^m,4, 75". Спектрально-двойная, $P = 96^d,8$. Спектрально-переменная, «магниева» звезда.
- Визуально-двойная ADS 3572, спутник: 8^m,9, 6", G0.
- В ядре скопления Большой Медведицы. M_v определено по групповому параллаксу.
- В скоплении Волосы Вероники. M_v по $m_0 - M = 4^m,4$. Спектрально-переменная.

45. В скоплении Волосы Вероники. Спектрально-переменная, «хромово-стронциево-европиевая» звезда. Визуально-двойная ADS 8568, спутник: $6^m,7, 145''$, A3-звезда с металлическими линиями, двойная, $14^m, 2''$.
46. В ядре скопления Большой Медведицы. Спектрально-двойная, $P = 4,2$ года. Спектрально-переменная, слабо выраженная «хромово-европиевая» звезда.
47. Визуально-двойная ADS 8706, спутник: $5^m,4, 20''$, F0 V. Спектрально-и магнитно-переменная, «кремниевое-стронциево-европиевая» звезда, $P = 5^d,47$.
49. Затменно-и спектрально-двойная, $P = 17^d,4$ $m = 2^m,31 - 2^m,41$.
50. Визуально-двойная ADS 10087, спутник: $6^m,1, P = 133$ года.
53. Сирius. Визуально-и спектрально-двойная ADS 5423, спутник: $8^m,4, 8''$, A5 — белый карлик. $P = 50,04$ года.
54. Кратная система ADS 6175. Спутник B: $2^m,8, 6''$, A5m (HD 60178, звезда № 97 в этом списке). Компонент C: YY Gem, $8^m,6 - 9^m,1, 73''$. Все три компонента кратной системы (A, B и C) — спектрально-двойные, периоды: 2,9, 9,2 и 0,8 дня соответственно.
55. В ядре скопления Большой Медведицы. Имеет переменную лучевую скорость.
56. Визуально-двойная ADS 9744, оба компонента одинаковой яркости — $5^m,2$.
57. Кратная система ADS 11336, спутники: $7^m,9, 4''$ и $7^m,3, 89''$.
59. Визуально-двойная ADS 2565, спутник: $9^m, 15''$.
61. Спектрально-двойная $P = 7^d$.
62. В скоплении β, χ Персея. M_v по $m_0 - M = 11^m,85$ [12].
63. M_v по принадлежности к Cyg VII, A, $m_0 - M = 8^m,20$ [12].
64. M_v по принадлежности к ассоциации Vul II, $m_0 - M = 11^m,2$ [12].
65. M_v по принадлежности к ассоциации Ser I, C, $m_0 - M = 9^m,75$ [12].
67. Кратная система ADS 2080, спутник B: $6^m,2, F7$, спутник C: $10^m,2, 14', K5$.
68. Визуально-двойная ADS 4556, спутник: $10^m,5, 15''$. Спектрально-и затменно-двойная, $P = 4^d,0$, спектральные классы обоих компонентов A0p. $m_1 = m_2$. $\Delta M = \pm 0^m,75$.
69. В ядре скопления Большой Медведицы.
72. Визуально-двойная ADS 8891, спутник: $4^m,0, 14''$, A2 — HD 116657, ζ UMa B (№ 73). Спектрально-двойная, $P = 21^d$. С этими звездами имеет общее собственное движение звезда HD 116842 (№ 98 в этом списке). В скоплении Большой Медведицы.
73. ζ UMa B — звезда с металлическими линиями. См. примеч. к № 72.
74. Визуально-двойная ADS 9778, спутник: $10^m, 31''$. В скоплении Большой Медведицы.
75. Визуально-двойная ADS 10374, компонент A: $3^m,2$, спутник: $3^m,7, \Delta M = 0^m,5$.
77. Визуально-двойная ADS 17022, спутник: $8^m,0, A0 Ib$. M_v по принадлежности к ассоциации Cas I, A, $m_0 - M = 12^m,0$ [12].
81. Визуально-двойная ADS 6961, спутник: $9^m,95, 10''$.
82. Визуально-двойная ADS 7292, спутник: $6^m,7, 3''$.
84. В ядре скопления Большой Медведицы.
88. Звезда с металлическими линиями. В скоплении Волосы Вероники. M_v по $m_0 - M = 4^m,4$.
89. Спектрально-переменная. В скоплении Волосы Вероники. M_v по $m_0 - M = 4^m,4$.
92. Спектрально-двойная, $P = 31^d$.
93. Неразрешимая астрометрическая двойная. Переменная лучевая скорость.
94. Колебания блеска около $0^m,1$.
95. Спектрально-двойная, $P = 107^d$.
96. «Стронциевая» звезда. Кратная система ADS 1860. Компонент A: $4^m, 7$; компонент B: $7^m,0$; компонент C: $8^m,2, 7''$.
97. Звезда с металлическими линиями. См. примеч. к № 54. Спектрально-двойная с одним наблюдаемым спектром.
98. См. примеч. к № 72. Переменная лучевая скорость.

101. Спектрально-двойная, $P = 141^d$.
102. Визуально-двойная ADS 7114, спутник: M1, $10^m, 8$ (тесная двойная $11^m, 4, 11^m, 7$).
105. Спектрально-двойная, $P = 10,5$ лет. «Хромово-стронциево-европиевая» магнитно-переменная звезда.
106. Визуально-двойная ADS 10022, спутник: $9^m, 22''$.
107. M_v определена по принадлежности к галактическому скоплению NGC 457, $m_0 - M = 12^m, 6$.
108. Затменно- и спектрально-двойная. Амплитуда $\sim 0^m, 7$, $P = 27$ лет.
111. Визуально-двойная ADS 5983, спутник: $8^m, 0, 7''$, K4.
113. Визуально-двойная ADS 6109, спутник: $12^m, 3''$.
114. Визуально-двойная ADS 8630. Яркости и спектральные классы звезд A и B одинаковы, $d = 6''$.
115. Неразрешимая астрометрическая двойная, $P = 1250^d$. Спектрально-двойная.
116. Кратная система ADS 14787, спутники: $8^m, 0$ ($P = 50$ лет) и $12^m, 3, 93''$, M3. Спектрально-двойная, $P = 0^d, 14$.

§ 2. СТАНДАРТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Исходными стандартами при классификации звезд по спектральным классам служили (как и в работах [1, 2]) звезды, классифицированные в системе МК. В нашем материале (табл. 1) лишь пять звезд не были классифицированы в системе МК.

Для отбора стандартов при классификации звезд по абсолютной величине применялись в основном два метода. Для звезд главной последовательности величины M_v определялись преимущественно по тригонометрическим параллаксам и групповым параллаксам (для членов движущегося скопления Большой Медведицы), для сверхгигантов — по принадлежности этих звезд к пространственным группировкам горячих гигантов и сверхгигантов.

В общей сложности для 47 из 120 звезд (для 40%) были определены M_v с вероятной ошибкой σ_M не более $\pm 0^m, 30$, для 32 звезд (27%) — с $0^m, 30 < \sigma_M < 0^m, 60$.

Тригонометрические параллаксы были взяты из Общего каталога тригонометрических параллаксов [10]. Групповые параллаксы для семи звезд в ядре потока Большой Медведицы были взяты из работы О. Эггена [11].

Для сверхгигантов M_λ были определены так, как это изложено в [2, 12].

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Принцип классификации звезд B8—F2 не отличался по существу от принятого при классификации звезд O5 — B7 [2] или F0 — K5 [1].

Для звезд различных классов светимости (за основные классы светимости были приняты V, III и I) строились графики зависимостей W_λ наиболее сильных линий поглощения от спектрального класса. Графики строились для более широкого интервала спектральных классов — от B5 до F5 — для более уверенного выявления хода этих зависимостей вблизи границ изучаемого интервала (B8 — F2). При этом для звезд B5 — B7 и F0 — F5 использовались определения W_λ из работ [1, 2, 9], сведенные в стандартную систему, и спектральные классы в системе МК.

При помощи таких графиков были отобраны линии, наиболее пригодные для классификации. Далее были образованы комбинации линий, ведущих себя более или менее сходным образом при изменении спектральных классов и классов светимости. Эти комбинации (общим числом 21) были использованы в дальнейшем для классификации звезд по спектральным классам. Список их приводится в табл. 2.

Таблица 2

№ п/п	Линия или комбинация линий	Элемент	Интервал спектральных классов	
			I	III—V
1	$\lambda 4471$	He I	+ B8 — A1	+ B8 — A1
2	$\lambda 4026$	He I	+ B8 — A1	+ B8 — A1
3	$\lambda 3820$	He I	+ B8 — A0	+ B8 — A0
4	$\lambda 4388$	He I	+ B8 — A1	+ B8 — A1
5	$\lambda 4144 + \lambda 4009$	He I, (Fe I), + He I	+ B8 — A0	+ B8 — A0
6	$\lambda 4267$	C II	+ B8 — A0	+ B8 — A0
7	$\lambda 3934$	K, Ca II	—	B8 — F2 +
8	$\lambda 4128 + \lambda 4131$	Si II, Fe II + Si II	: B8 — A2 :	: B8 — A7 +
9	$\lambda 3854 + \lambda 3856 + \lambda 3863$	Si II	B8 — A2 :	B8 — F0
10	$\lambda 4481$	Mg II	+ B8 — F2 +	+ B8 — F0 +
11	$\lambda 4173 + \lambda 4179$	Fe II, (Ti II), (Cr II) + Fe II	B9 — F2 +	B9 — F2 +
12	$\lambda 4549 + \lambda 4584$	Ti II, Fe II + Fe II	B9 — F2 :	: B8 — F0 :
13	$\lambda 4352$	Fe II	B8 — F2 +	—
14	$\lambda 4924$	Fe II	—	A0 — F0 +
15	$\lambda 4300 - 3 + 2 \lambda 4417$	Fe II, Ti II + Fe II, Ti II	B9 — F2 +	B9 — A7 +
16	$\lambda 4300 - 3$	Fe II, Ti II	B9 — F2 +	B9 — A7 +
17	$\lambda 4046 + \lambda 4227$	Fe I + Ca I, (Fe I)	A2 — F2 +	A2 — F2 +
18	$\lambda 3934 + \lambda 4078$	Ca II + Sr II, (Fe II), (Cr II)	—	B8 — F2 +
19	$\lambda 4005 + \lambda 4031 - 4$	Fe I, (V II) + Mn I, (V II), (Fe II)	+ A0 — F2 +	A5 — F2 +
20	$\lambda 4385$	Fe II	—	A7 — F2 +
21	$\lambda 4340 + \lambda 4101$	H γ + H δ	—	A7 — F2 +

Примечание. Линия элемента, взятого в скобки, или слаба в бленде или отождествлена неуверенно.

Таблица 3

Критерий	Комбина- ции из табл. 2	Применимость		Критерий	Комбина- ции из табл. 2	Применимость	
		класс св. I	класс св. III—V			класс св. I	класс св. III—V
А	5/9	+	+	М	14		+
Б	1/8		+	Н	20		+
В	1/10	+	+	О	17	+	+
Г	4/12	+		П	19	+	+
Д	2/7		+	Р	18		+
Е	6/7		+	С	15	+	+
Ж	8/11	+		Т	7		+
З	11	+	+	У	9/17		+
И	1/12	+	+	Ф	9/15		+
К	10/18		+	Х	21/18		+
Л	13	+					

В двух последних столбцах знак « + » означает, что данная комбинация может быть использована в качестве критерия и за пределом данного интервала со стороны знака, знак « : » означает, что вблизи отмеченной этим знаком границы интервала критерий спектрального класса, включающий данную комбинацию, оказывается неуверенным.

В качестве критериев спектрального класса использовались как отношения W_λ этих комбинаций, так и значения W_λ непосредственно.

Список использованных критериев приведен в табл. 3.

Во всем интервале B8 — F2 используется 21 критерий (табл. 3) для классификации по спектральному классу. Для каждой звезды использовалось от одного до десяти критериев (в зависимости от спектрального класса звезды, числа линий с известными W_λ и др.), в среднем шесть-семь критериев.

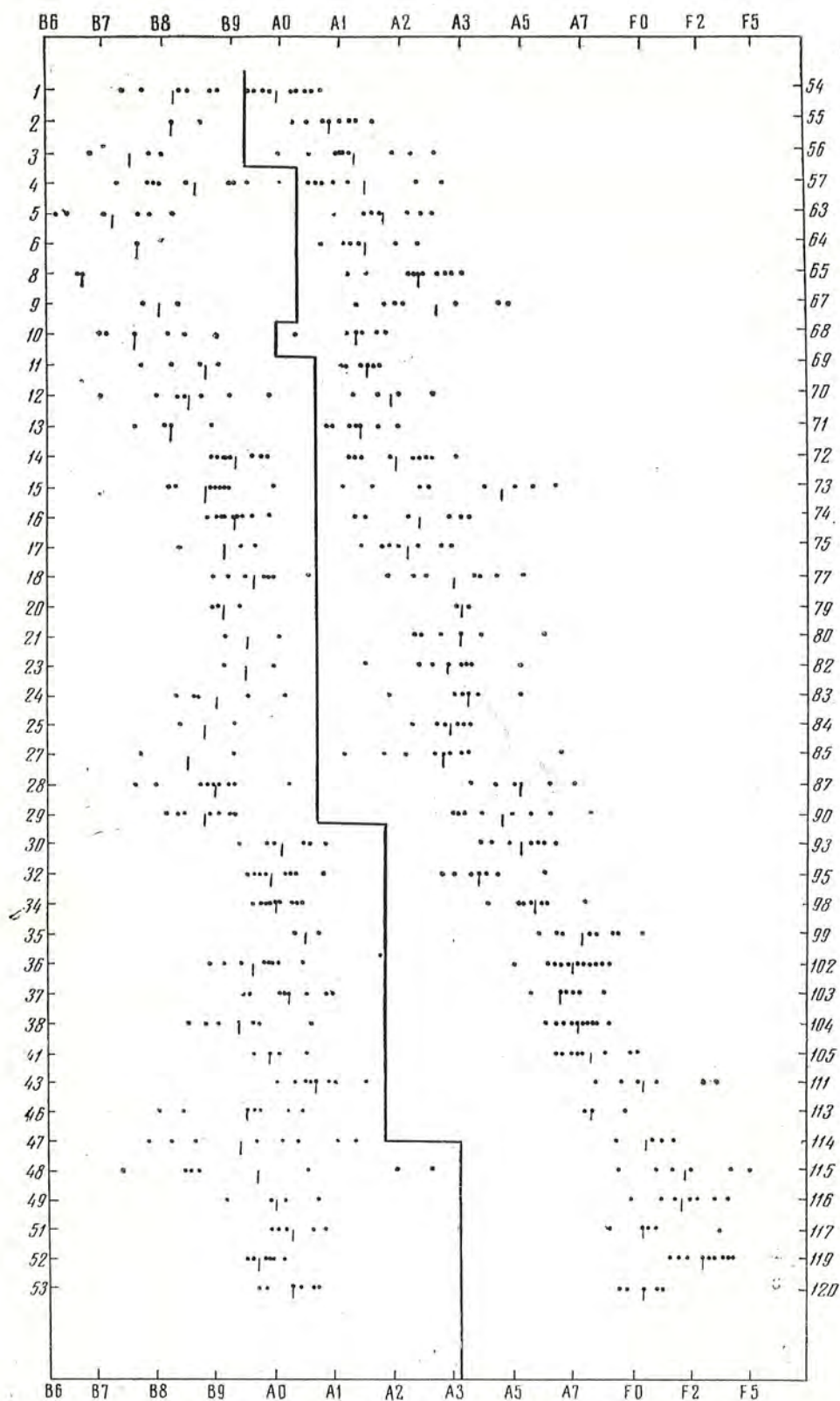
Опыт количественной классификации звезд O5 — B7 [2] и F0 — K5 [1] показал, что если исходить из получаемого нами спектрофотометрического материала, то при определении спектральных классов и абсолютных величин вполне достаточно одного приближения. Последующие приближения оказываются излишними в основном из-за ошибок в определении используемых W_λ . Поэтому в настоящей работе делалось только одно (первое) приближение. Спектральные классы, определенные для каждой звезды по различным критериям, усреднялись, выводился средний спектральный класс звезды и вероятная ошибка его определения. Спектральные классы были определены для 85 звезд в интервале B8 — F2. В целях сохранения по возможности равномерной температурной шкалы (относительного изменения эффективной температуры при переходе от одного спектрального подкласса к другому) были опущены как «несуществующие» спектральные подклассы A4, A6, A8, A9 и F1. (В работе [2] был опущен спектральный подкласс B4.)

Вероятная ошибка одного определения спектрального класса данной звезды в среднем порядка $\pm 0,4$ спектрального подкласса, вероятная ошибка окончательного, среднего значения спектрального класса звезды в среднем порядка $\pm 0,15$ спектрального подкласса.

Для иллюстрации разброса отдельных определений Sp_i по различным критериям от среднего для данной звезды значения $\bar{Sp}$ приводим фиг. 1.

На фиг. 2 приведено сравнение исходных спектральных классов звезд (система МК) с полученными нами окончательными спектральными классами звезд в интервале B8 — F2.

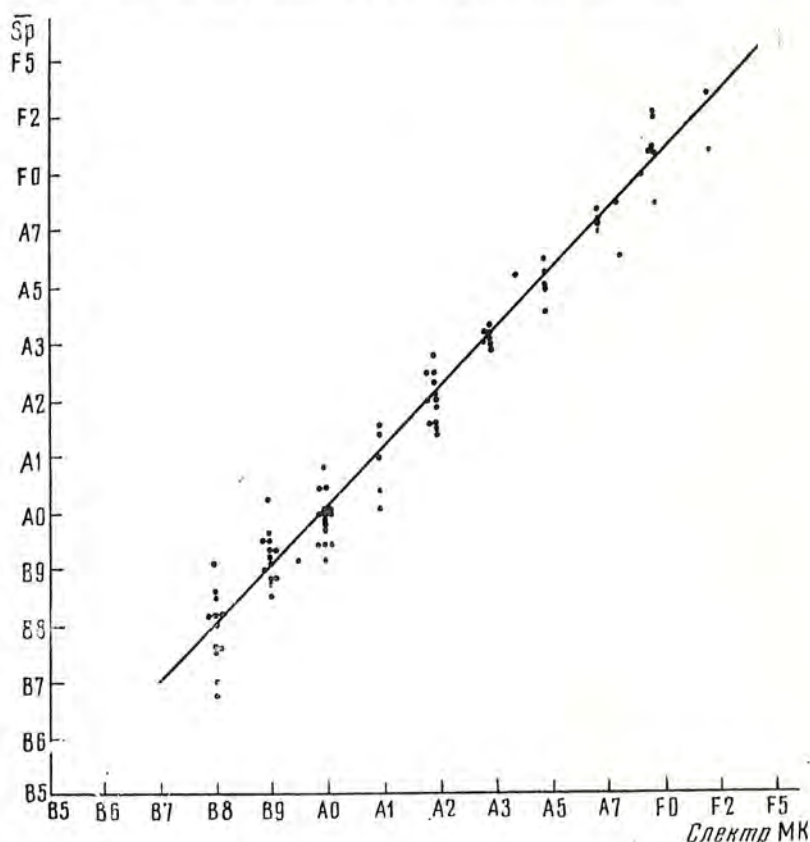
Из-за наличия в данном интервале спектральных классов значительного числа звезд с аномальными (и переменными) интенсивностями линий некоторых элементов в их спектрах, в частности, линии K Ca II, представляло некоторый интерес сопоставление спектральных классов, определенных по критериям, включающим линию K, со спектральными классами, определенными по линиям других элементов. Такое сопоставление (фиг. 3) показывает, что для подавляющего большинства звезд спектральные классы, определенные только по критериям, включающим в себя линию K Ca II, в пределах ошибок определения совпадают со средними спектральными классами (по всем критериям). Исключение составляют



Фиг. 1. Разброс отдельных определений Sp_i (точки) от среднего $\overline{Sp}$ (черточки) для изученных звезд; числа слева и справа — номера звезд по табл. 1

«металлические» звезды и спектрально-переменные звезды типа α^2 CVn, у которых спектральные классы по линии К оказываются более ранними, чем по остальным линиям, т. е. линия К заметно ослаблена против нормального.

Фиг. 4 (зависимость W_λ линии К от среднего спектрального класса) подтверждает это заключение. Из этого рисунка видно также, что, возможно, существуют звезды, у которых интенсивность линии К несколько больше нормальной для данного спектрального класса.

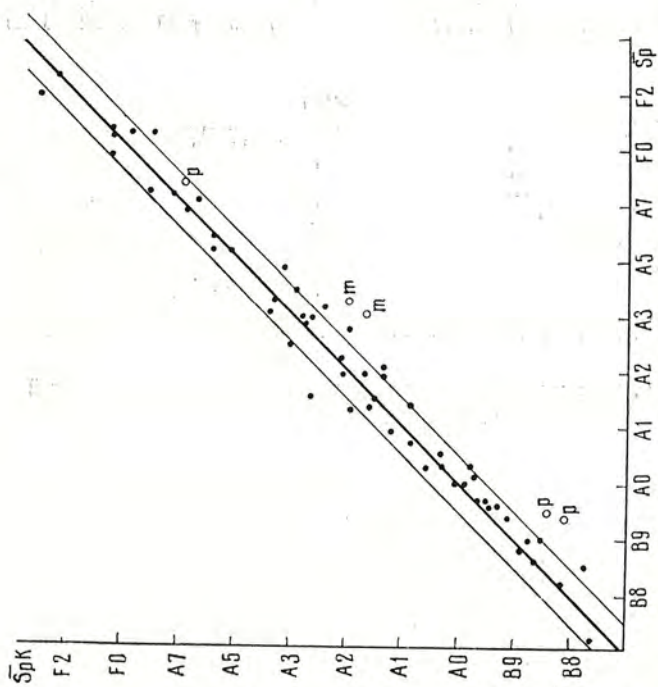


Фиг. 2. Сопоставление спектральных классов в системе МК и наших определений $\bar{S}_p$

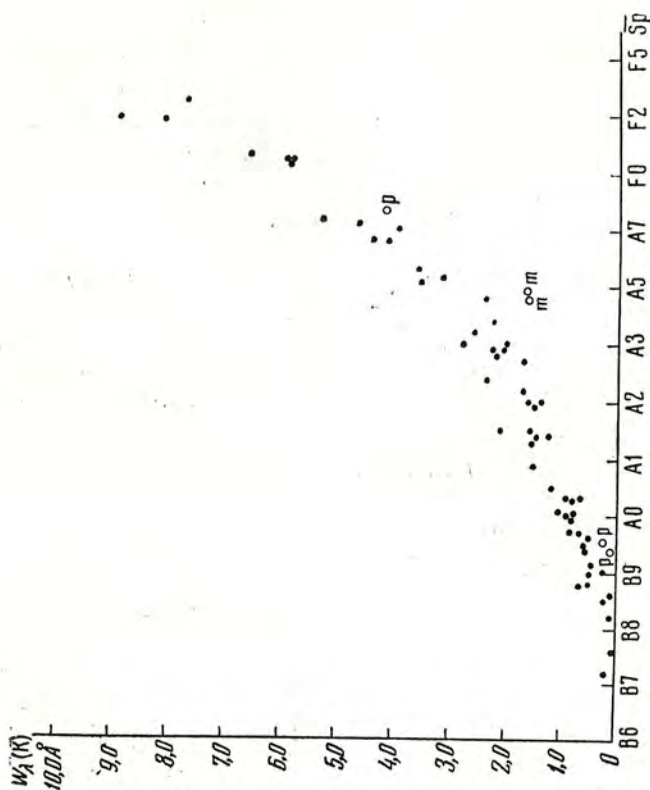
В связи со спектральной классификацией звезд нельзя не обратить внимания на следующее обстоятельство.

Сопоставление критериев, применяющихся для качественной классификации звезд А в системе МКК (или МК) [13, 14], и критериев, отобранных для этой цели в данной работе (табл. 2 и 3), показывает, что основные критерии в этих двух случаях совершенно различны. Причина этого заключается в различии дисперсий (125 Å/мм, МК и 75 Å/мм, наша система) и методом классификации — глазомерный, качественный в системе МК и объективный, количественный в нашей системе.

В системе МК линия Mg II λ 4481 является основным критерием при классификации звезд в интервале B5 — A2, дублет Si II λ 4128—31 — при классификации звезд в интервалах B2 — B8 и A2 — F2, бленды



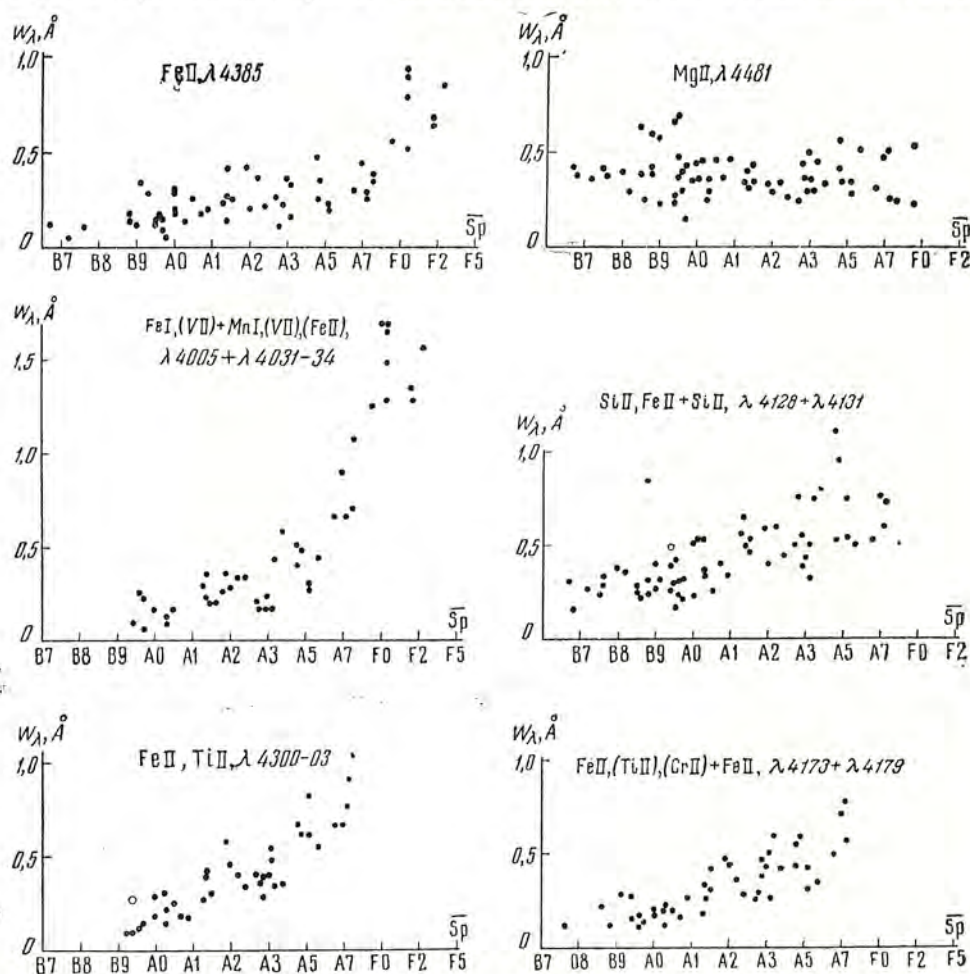
Фиг. 3. Сравнение $\overline{\text{Sp}}$ и спектральных классов, определенных по критериям, включающим в себя линию К Ca II (Sp K); ширина полосы между двумя линиями соответствует удвоенному значению вероятной ошибки одного определения Sp; r и m — соответственно звезды типа α^2 CVn и «металлические» звезды



Фиг. 4. Зависимость W_λ линии К от Sp; r и m — соответственно звезды типа α^2 CVn и «металлические» звезды

Mn I λ 4031—34 и Fe II, Ti II λ 4300 — 03 и линия Fe II λ 4385 — основные критерии в интервале от A0 — A2 до A7.

Анализ зависимостей интенсивностей указанных линий и blends от спектрального класса показывает, что интервалы уверенного применения оценок интенсивностей некоторых из указанных линий в качестве количественных критериев оказываются значительно смещенными или суженными по сравнению с принятыми в системе МК. В самом деле, линия Fe II



Фиг. 5. Зависимость W_{λ} некоторых линий и сочетаний линий от спектрального класса $\bar{Sp}$

λ 4385 и бленда Mn I λ 4031—34 используются нами в качестве критериев лишь для звезд A5 — F, так как для звезд A0 — A5 интенсивности этих линий достаточно малы (около 0,2 Å) и возрастают при изменении спектрального класса от A0 до A5 весьма незначительно, лишь на 20—30% (фиг. 5). С другой стороны, интенсивность бленды Fe II, Ti II λ 4300—03 довольно быстро растет, от $\sim 0,1$ Å для B9 до $\sim 0,75$ Å для A7 (фиг. 5). Линия Mg II λ 4481, используемая в системе МК и нами в качестве критерия, во всем рассматриваемом в данной работе интервале спектральных классов

(B8 — F2) практически не меняет своей интенсивности, но показывает значительную дисперсию около средней зависимости (фиг. 5). Весьма значительный разброс наблюдается также в зависимости интенсивностей линии Si II λ 4128—31 от спектрального класса (фиг. 5). Едва ли можно считать, что эта дисперсия обусловлена только ошибками определения W_λ . Сравнение с другими графиками на фиг. 5 подтверждает это. Столь значительный разброс в сочетании с относительно слабой зависимостью интенсивностей от спектрального класса делает определения спектральных классов звезд А по критериям, включающим в себя линии Mg II, λ 4481 и Si II, λ 4128—31, менее уверенными.

На фиг. 5 представлена также зависимость W_λ линий Fe II (Ti II), (Cr II) λ 4173—4179 от спектрального класса. Эти линии использовались нами в качестве критерия спектрального класса в интервале B9 — F0.

Вопрос о влиянии величины дисперсии спектрограмм на выбор критериев двумерной классификации звезд рассматривается весьма подробно в [13].

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН

В интервале B8 — A5 основными критериями абсолютной величины служили интенсивности водородных линий H_β — H_ζ (исключая H_ϵ — blends с H Ca II). Весь интервал B8 — A5 был разделен на семь участков. Для каждого участка по стандартным звездам (с известными M_v) строилась калибровочная кривая — зависимость между исходной абсолютной величиной звезды M_0 и эквивалентной шириной водородной линии (для каждой из указанных линий отдельно).

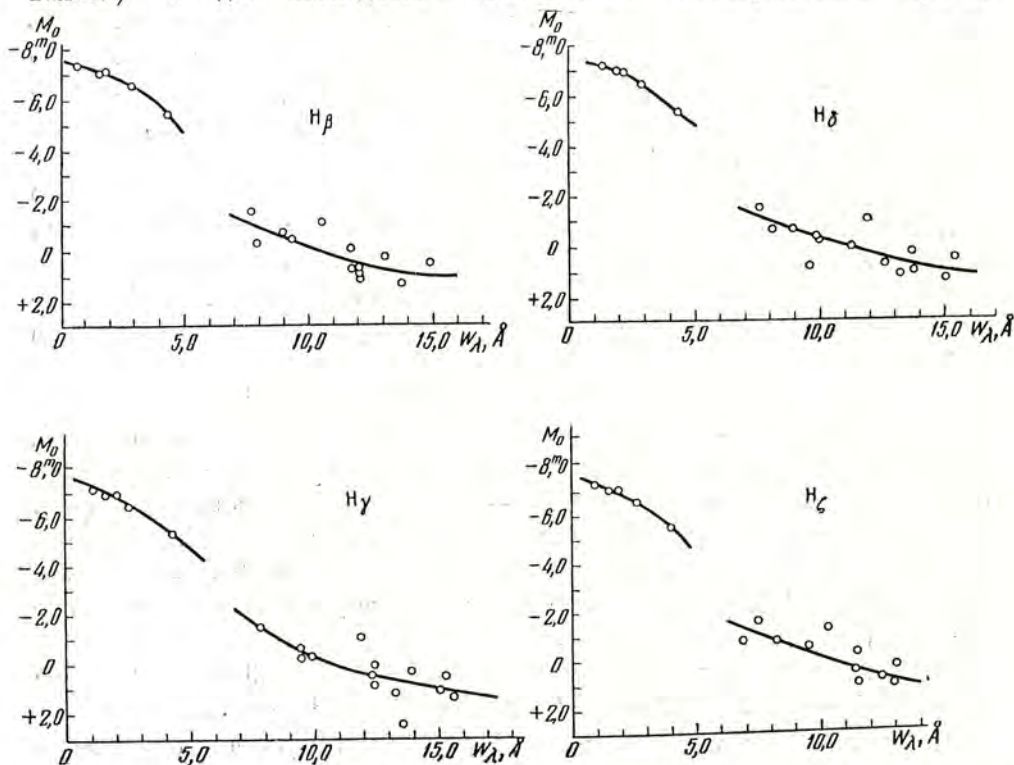
Были выбраны следующие участки: B7,5 — B8,9; B8,9 — B9,9; B9,9 — A0,5; A0,5 — A1,5; A1,5 — A2,5; A2,5 — A3,5; A3,5 — A5,4.

Построение зависимостей между M_0 и W_λ и проведение сглаженных кривых, для каждой из четырех линий водорода отдельно, несколько уменьшало случайные и систематические ошибки в получаемых по этим кривым $\bar{M}_v$ по сравнению с ошибками в величинах $\bar{M}_v$, найденных по средней кривой ($M_0, \bar{W}_\lambda$), где $\bar{W}_\lambda$ — средняя W_λ для всех рассматриваемых водородных линий. Лишь для интервала A3,5 — A5,4 была построена одна калибровочная кривая ($M_0, \bar{W}_\lambda$), так как число звезд в этом участке оказалось слишком малым для уверенного построения зависимостей (M_0, W_λ) отдельно для каждой водородной линии. Сравнение показало, что калибровочные кривые (для данной линии водорода) в различных участках интервала спектральных классов весьма близки между собой. Различия между ними сравнимы с величиной ошибки проведения этих средних кривых на графиках (M_0, W_λ). Это обстоятельство дало нам возможность не вводить для звезд в каждом данном участке поправки за спектральный класс в значения абсолютной величины, получаемые по W_λ непосредственно из калибровочной кривой.

По существу для звезд классов светимости III — V, с одной стороны, и звезд Ib — Ia, с другой, калибровочные кривые строились независимо друг от друга, так как для звезд А разрыв между наиболее яркими звездами класса светимости III и наиболее слабыми звездами класса светимости Ib достигает 4—6 звездных величин.

На фиг. 6 для звезд спектральных классов В8,9 — В9,9 приведены калибровочные кривые для линий $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и $H\zeta$.

Для первых четырех участков строилось по четыре калибровочных кривых, для следующих двух — по три кривых (линия $H\zeta$ не использовалась) и для последнего — одна общая калибровочная кривая



Фиг. 6. Пример калибровочных кривых для определения M_v звезд спектральных классов В8,9 — В9,9 по интенсивностям водородных линий

Кружки — индивидуальные звезды; линии — средние зависимости

(для линий $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$). По калибровочным кривым для каждой звезды находились величины M_i (число определений ≤ 4). Затем вычислялись $\bar{M}_v$ и вероятные ошибки одного определения M_i и среднего значения $\bar{M}_v$ — величины σ_{M_i} и $\sigma_{\bar{M}_v}$.

В итоге абсолютные величины были определены для 97 звезд спектральных классов от В7,5 до А5,4. Вероятная ошибка одного определения M_i (по одной водородной линии) составляет в среднем $\pm 0^m,13$. Вероятная ошибка окончательных значений абсолютных величин $\bar{M}_v$ составляет в среднем $\pm 0^m,07$. Для последнего участка А3,5—А5,4 ошибка в $\bar{M}_v$ может быть несколько больше, порядка $\pm 0^m,10$. Формально вычисленные ошибки $\sigma_{\bar{M}_v}$ очевидно, характеризуют собой внутреннюю точность определения M_v по измеренным W_λ при условии, что интенсивности линий водорода для звезд данного узкого участка спектральных классов определяются только абсолютной величиной звезды, т. е. предполагается, что относительное содержание водорода в атмосфе-

рах звезд А одинаково и другие факторы, влияющие на интенсивность линий, практически одинаковы.

Однако внимательный анализ калибровочных зависимостей (M_0, W_λ) с учетом а) ошибок определения исходных абсолютных величин стандартных звезд и б) ошибок определения эквивалентных ширин водородных линий в спектрах этих звезд заставляет предполагать, что по крайней мере для некоторых звезд, по-видимому, отклонения от средней зависимости (M_0, W_λ) настолько велики, что их трудно объяснить только ошибками в использованных M_0 и W_λ .

На это важное обстоятельство впервые обратили внимание Петри и Монселл [15] после сопоставления спектроскопических абсолютных величин звезд А с «тригонометрическими».

Этот вопрос автор предполагает изучить в ближайшем будущем более подробно.

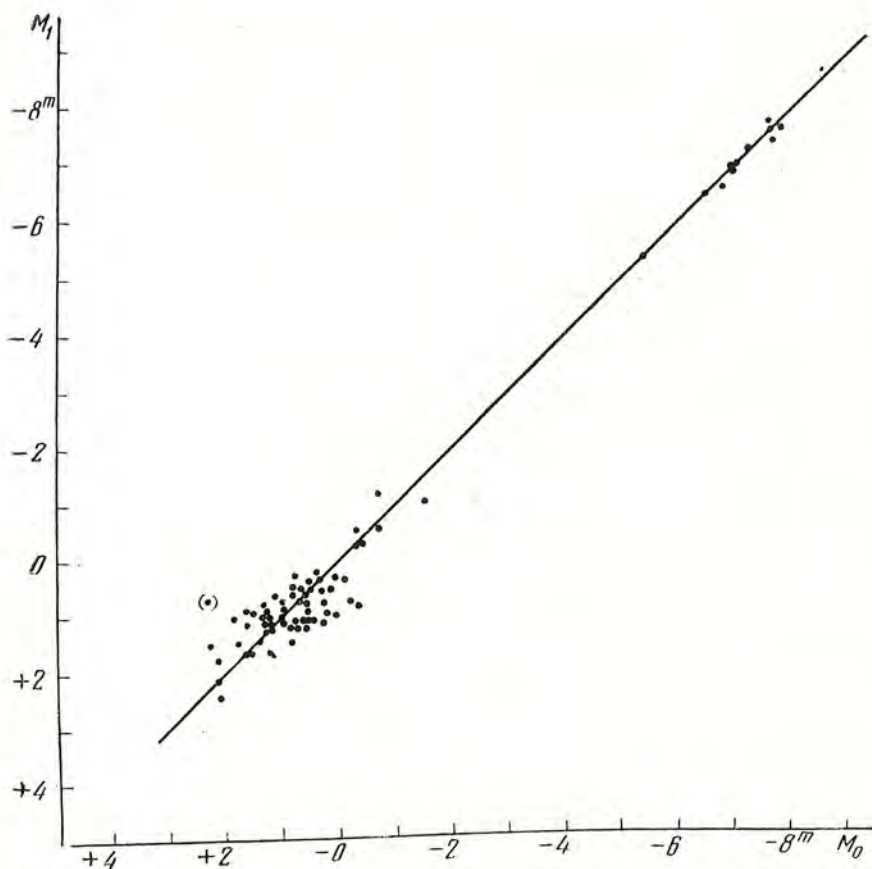
Для звезд более поздних, чем А5, эффект абсолютной величины в водородных линиях постепенно исчезает, и уже для звезд А7 интенсивность водородных линий перестает быть количественным критерием абсолютной величины звезды. Для интервала А7 — F2 по интенсивности водородных линий еще можно более или менее надежно качественно разделять звезды на классы светимости, для звезд же спектральных классов F5 и более поздних интенсивности водородных линий уже полностью перестают быть критерием абсолютной величины.

Учитывая, что точность определения эквивалентных ширин более слабых линий поглощения недостаточно высока, чтобы классифицировать звезды А7 — F2 по светимостям более точно, чем в системе МК, а также принимая во внимание слишком малое число звезд с измеренными W_λ для достаточно надежного подбора количественных критериев светимости звезд в этом интервале, мы не пытались классифицировать звезды А7 и более поздние по абсолютным величинам. Отметим лишь, что практически для всех звезд А7 — F2 главной последовательности в нашем списке имеются достаточно надежные определения тригонометрических параллаксов.

§ 5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННОЙ СИСТЕМЫ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН

Для звезд главной последовательности полученная нами система абсолютных величин основывается практически полностью на M_v , вычисленных по тригонометрическим параллаксам. Естественно ожидать поэтому, что между M_{tr} и M_{sp} для наших звезд нет в среднем систематических расхождений.

На фиг. 7 сопоставлены для наших звезд исходные абсолютные величины M_0 и M_v , определенные по интенсивностям водородных линий — M_1 . Нанесены все стандартные звезды (звезды с известными M_0) независимо от точности определения M_0 . Легко убедиться, что между системами M_0 и M_1 существует однозначное соответствие — полученные нами спектроскопические абсолютные величины звезд В8 — А5 главной последовательности не имеют никаких систематических ошибок в сравнении с системой M_0 , основанной на тригонометрических параллаксах.



Фиг. 7. Сопоставление исходных (M_0) и спектроскопических (M_1) абсолютных величин

Полученные абсолютные величины звезд-сверхгигантов жестко и достаточно надежно увязаны с системой абсолютных величин МК. В самом

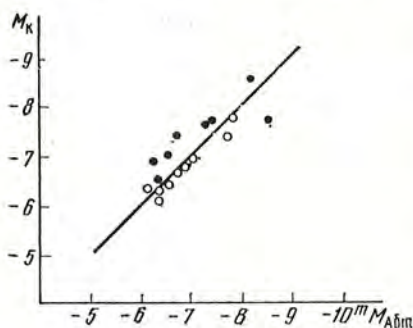


Рис. 8. Сопоставление M_v для сверхгигантов А по определениям Г. Абта ($M_{\text{Абт}}$) и по нашим определениям (M_K) Черные кружки — сверхгиганты, для которых нами определены спектроскопические M_v

деле, исходные M_v для сверхгигантов определялись по пространственным группировкам, расстояния до которых находились по ранним звездам, классифицированным и калиброванным в системе МК. Для ряда сверхгигантов В8 — А5 Г. Абт [16] определил индивидуальные абсолютные величины в системе МК. Мы произвели независимое определение M_v для 20 звезд-сверхгигантов методом, описанным в [12]. Сопоставление абсолютных величин 17 общих звезд представлено на фиг. 8. Систематических различий между двумя рядами M_v нет. Из этих звезд восемь имеются в табл. 1.

Наиболее обширная современная система спектроскопических абсолютных величин звезд О — А3 создана Р. Петри [15, 17]. Мы уже отмечали

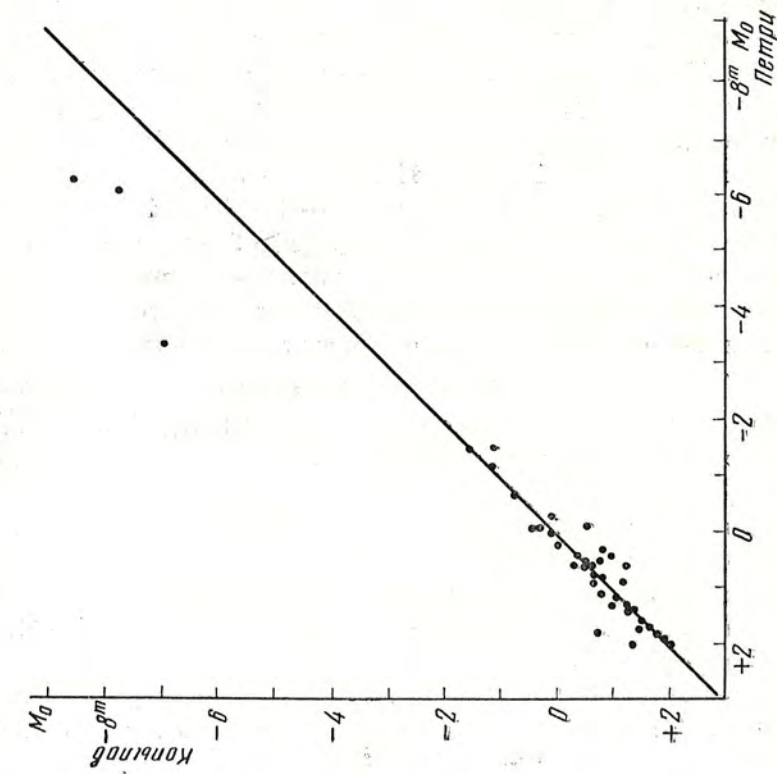
ранее [2] наличие систематических расхождений между системой абсолютных величин, полученной Петри, и нашей для звезд О9 — В7 [2]. В работе [15] Петри и Монселл определили абсолютные величины для 169 звезд В8 — А3 по эквивалентным ширинам линии H_γ . Для нахождения исходных абсолютных величин звезд использовались в основном тригонометрические (Общий каталог тригонометрических параллаксов звезд, 1935 г.) и групповые параллаксы. Исходные M_v были определены ими для 153 из 169 рассмотренных звезд. Спектроскопические абсолютные величины определялись по единой для всего интервала В8 — А3 и для звезд всех классов светимости редукционной кривой, но с последующим введением поправки за спектральный класс.

Исходные абсолютные величины 36 стандартных звезд, общих в списке Петри [15] и нашем (табл. 1), сопоставлены на фиг. 9. В основном это звезды галактического поля звезд в окрестностях Солнца и звезды ядра потока Большой Медведицы. Очевидно, что за исключением звезд-сверхгигантов, исходные системы M_v полностью совпадают. Некоторый разброс около средней линии обусловлен уточнением тригонометрических параллаксов в использованном нами каталоге тригонометрических параллаксов 1952 г. [10] по сравнению с каталогом 1935 г.

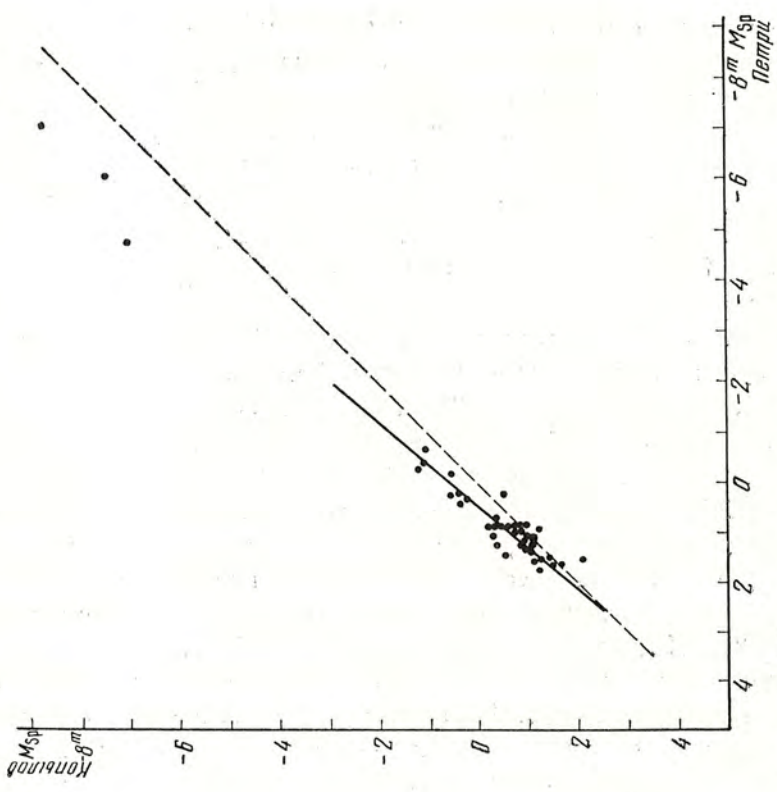
Однако при сопоставлении двух рядов спектроскопических абсолютных величин выявляются (фиг. 10) заметные систематические различия и для звезд главной последовательности — абсолютные величины звезд в системе Петри отличаются от M_v в нашей системе в среднем на $+0^m.30$. Сопоставление фиг. 9 и 10 показывает, что это систематическое различие возникло, по всей видимости, у Петри при построении средней калибровочной кривой. То, что такая значительная систематическая ошибка появилась у Петри, по-видимому, при калибровке, подтверждается сопоставлением исходных (стандартных) и окончательных (спектроскопических) M_v из его каталога [15] (фиг. 11). По всем звездам с достаточно надежными исходными M_v ($p \geq 1$, число звезд — 110, фиг. 11, слева) и по звездам с наиболее надежными исходными M_v ($p \geq 2$, число звезд — 75, фиг. 11, справа) результат получается один и тот же — наблюдаются определенные систематические отклонения полученных спектроскопических абсолютных величин от исходных, а именно, светимости абсолютно более слабых звезд (слабее $\sim +1^m.3$) несколько завышены по сравнению со стандартными, светимости абсолютно более ярких звезд ($M_v < +1^m.3$) в среднем занижены. Этот вывод вытекает и из простого сопоставления фиг. 9 и 10.

Возможная причина появления такого систематического расхождения может, по-видимому, заключаться в том, что средняя калибровочная кривая, используемая Петри, проведена несколько ниже истинной средней зависимости между M_v и W_λ для звезд, у которых $6,0 < W_\lambda < 12 \text{ \AA}$ (см. фиг. 2 из его работы [15]).

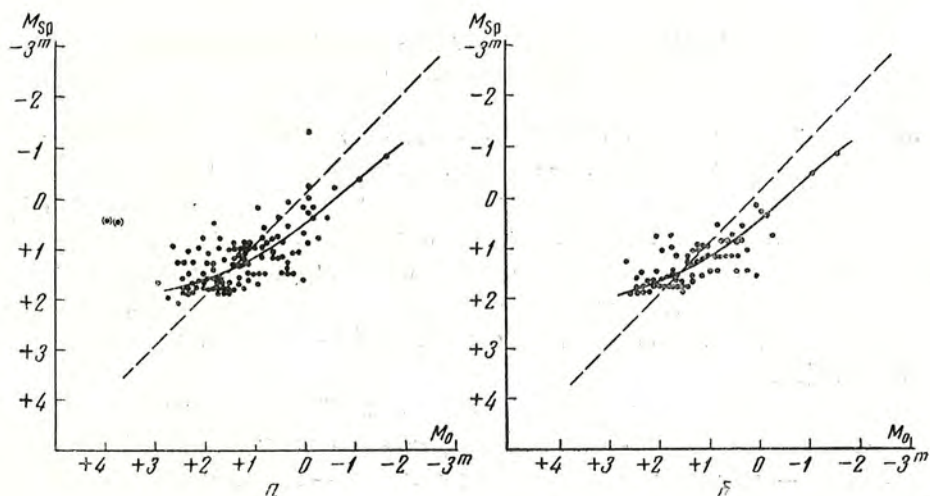
Это могло произойти потому, что Петри строил для звезд главной последовательности и звезд-сверхгигантов одну калибровочную кривую.



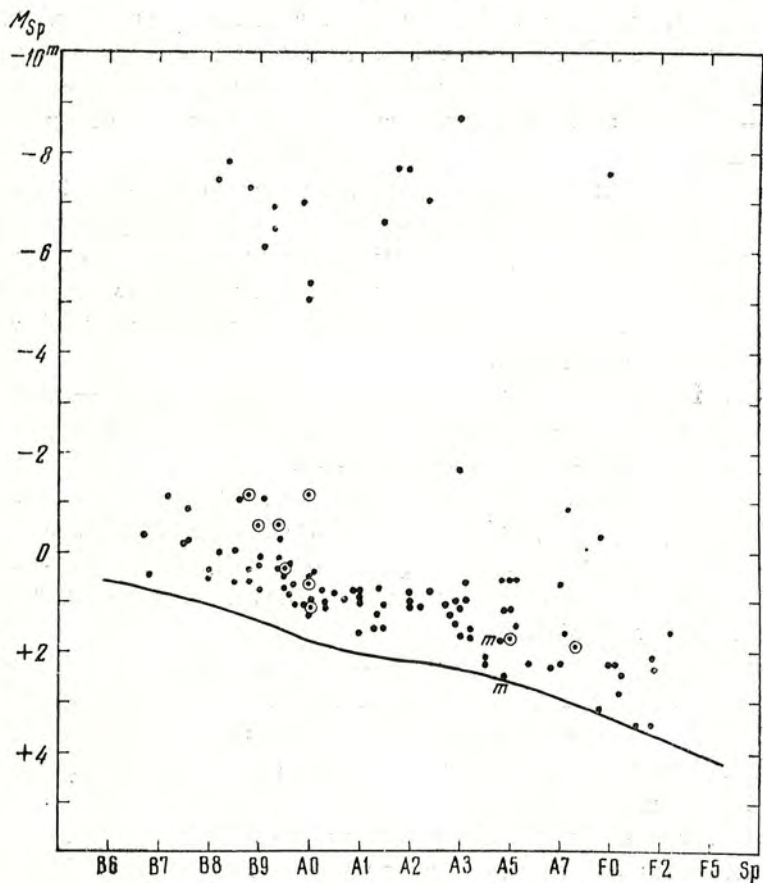
Фиг. 9. Сопоставление исходных стандартов (M_0) в системе Петри и в нашем для звезд В8 — А3



Фиг. 10. Сопоставление спектроскопических M_v по определениям Петри и нашим для звезд В8 — А3



Фиг. 11. Сравнение исходных и окончательных (спектроскопических) M_v в системе Петри для звезд B8 — A3
а — $p \geq 1$; б — $p \geq 2$



Фиг. 12. Диаграмма спектр — абсолютная величина для 120 звезд B8 — F2, имеющих количественные спектроскопические определения M_v и Sp по нашим данным (табл. 1)
Точки с кружками — звезды типа α^2 CVn; звезды со значком «m» — «металлические»

§ 6. ДИАГРАММЫ СПЕКТР — АБСОЛЮТНАЯ ВЕЛИЧИНА ДЛЯ ЗВЕЗД B8 — F2 И O5 — K5

M_v и Sp звезд из табл. 1 (восьмой и одиннадцатый столбцы) были нанесены на диаграмму спектр — абсолютная величина (фиг. 12). Если звезда не имела определения спектрального класса в нашей системе, то для нее брался спектральный класс в системе МК. Для звезд спектральных подклассов более поздних, чем A5, были взяты абсолютные величины, вычисленные по тригонометрическим параллаксам (из шестого столбца табл. 1). Сплошная линия на фиг. 12 — «линия нулевого возраста» из [2].

Отметим наиболее характерные свойства этой диаграммы.

а) Сверхгиганты Ib — Ia четко отделены от звезд главной последовательности — звезд классов светимости III—V. Полностью отсутствуют звезды B8 — F2 с абсолютными величинами от $-5^m,0$ до $-1^m,5$.

б) Полоса сверхгигантов и главная последовательность оказываются весьма широкими, около 3^m шириной.

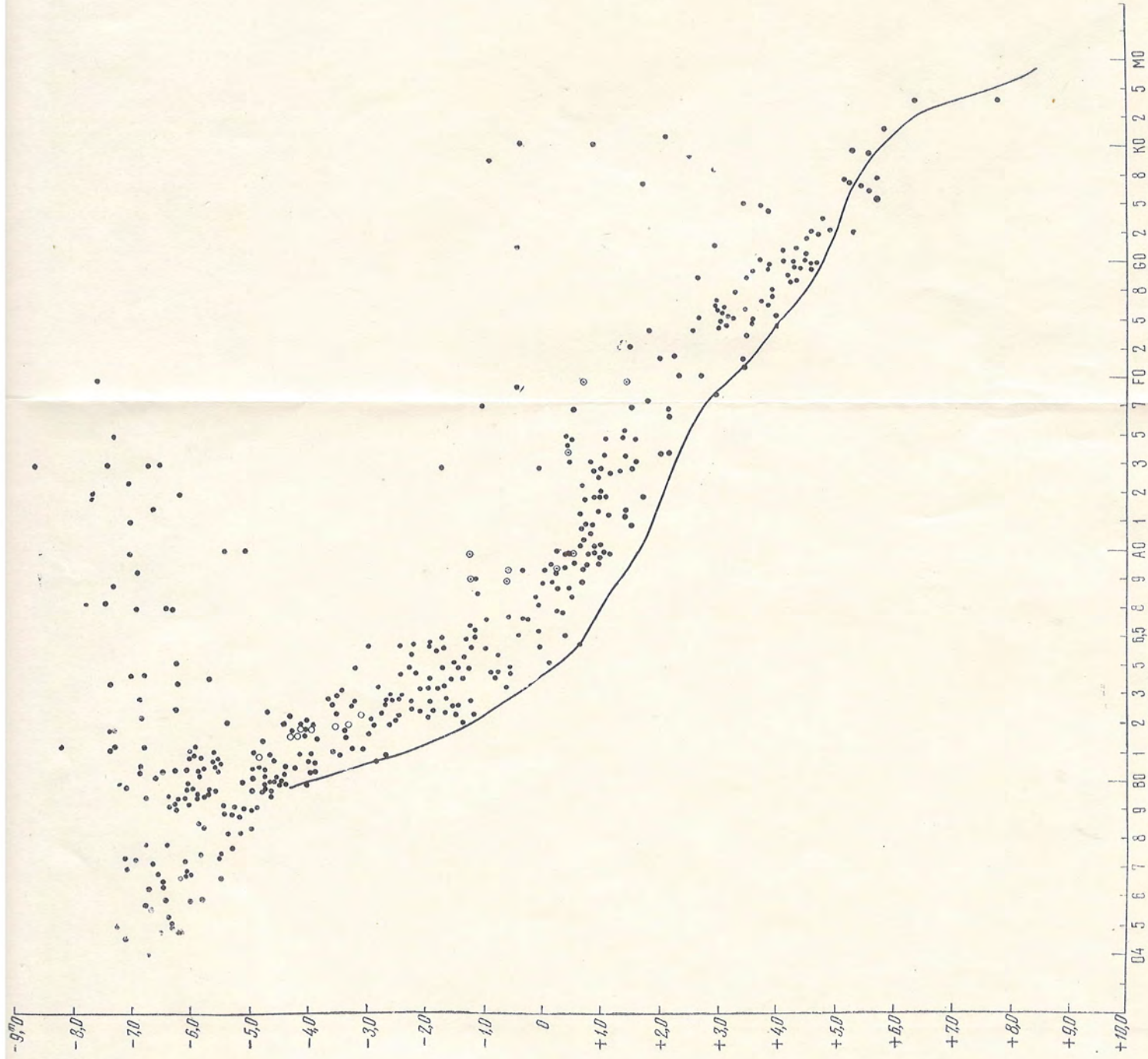
в) «линия нулевого возраста» является нижней границей главной последовательности. Нет ни одной звезды из нашего списка, которая располагалась бы на диаграмме ниже «линии нулевого возраста» в интервале B8 — A3, нет звезд и в непосредственной близости от линии нулевого возраста.

г) Спектрально- и магнитно-переменные звезды типа α^2 CVn (B9 — A0) располагаются преимущественно вблизи верхней границы главной последовательности. Распределение их на диаграмме весьма сходно с распределением звезд A класса светимости III. Две звезды с металлическими линиями (ζ UMa B и α Gem B) располагаются вблизи нижней границы главной последовательности.

На фиг. 13 представлена сводная диаграмма спектр — абсолютная величина для звезд O5 — K5 по данным Крымской обсерватории ([1, 2] и данные из табл. 1), всего около 440 звезд. Кроме этого, в области звезд-сверхгигантов спектрального класса A было добавлено несколько звезд с известными W_λ линии H_δ из работы Г. Абта [16]. Абсолютные величины этих звезд были определены по W_λ для линии H_δ при помощи соответствующих калибровочных кривых типа фиг. 6. Спектральные классы этих звезд взяты в системе МК.

Очевидно, что диаграмма спектр — абсолютная величина, представленная на фиг. 13, далеко не полная. В частности, совершенно отсутствуют поздние звезды высоких светимостей и звезды, располагающиеся левее и ниже главной последовательности, бедно представлены желтые и красные гиганты и карлики.

Укажем в связи с этим, что рассмотрение диаграммы фиг. 13 совместно с дополняющими ее двумя диаграммами для поздних (позднее G0) гигантов и сверхгигантов [18] и для звезд, имеющих хорошо определенные расстояния [19], дает более полное представление об основных свойствах главной последовательности и прилегающих к ней областей диаграммы.



Фиг. 13. Диаграмма спектр — абсолютная величина для 440 звезд O5 — K5, для которых в Крымской обсерватории проведена количественная спектральная классификация

Перечислим основные свойства диаграммы спектр — абсолютная величина, представленной на фиг. 13.

а) Значительная, до $3-4^m$, ширина главной последовательности и непрерывный переход внутри последней от звезд классов светимости V, располагающихся преимущественно вблизи нижней границы, к звездам классов светимости IV и III.

б) Имеется непрерывный переход от звезд В главной последовательности к звездам О. С главной последовательностью в области спектральных классов О9 — В2 сливается широкая полоса сверхгигантов Ib — Ia.

в) В области спектральных классов F8 — G5 от главной последовательности ответвляется широкая полоса субгигантов (IV) и гигантов (III).

г) Нет звезд ниже «линии нулевого возраста». Лишь в области спектральных классов G — M имеются звезды ниже этой линии.

д) Переменные звезды типа β CMA и α^2 CVn располагаются вблизи верхней границы главной последовательности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе и работах [1, 2] по количественной классификации звезд получены достаточно точные спектральные классы и абсолютные величины свыше 400 звезд в спектральном интервале О5 — К5. Метод определения спектральных классов во всех трех работах одинаков, исходная система спектральных классов одна и та же (система МК). Имеющаяся система абсолютных величин для звезд главной последовательности от В8 до А5 надежно увязана с системой тригонометрических параллаксов или определяется ею (для звезд А7 — К5). Для звезд более ранних, чем В8, и для звезд-сверхгигантов система абсолютных величин опирается на калибровку классов светимости в системе МК.

Таким образом, можно, по-видимому, утверждать, что в работах [1, 2] и в настоящей работе мы имеем дело с весьма однородной системой двумерной количественной спектральной классификации звезд О5—А5 одномерной количественной спектральной классификации звезд А7—К5, причем для последней категории звезд абсолютные величины могут быть вычислены с достаточной точностью по тригонометрическим параллаксам.

Спектральные классы в этой системе определялись достаточно точно. Вероятные ошибки определения спектральных классов, средние для звезд в различных спектральных интервалах, составляют 0,14—0,28 спектрального подкласса, в среднем $\pm 0,20$ спектрального подкласса. Вероятные ошибки определения абсолютных величин также невелики и составляют в среднем $\pm 0^m,10$.

Необходимость создания такой однородной системы количественной спектральной классификации звезд в широком диапазоне спектральных классов и абсолютных величин вполне очевидна и диктовалась следующими основными соображениями.

Наличие достаточного числа звезд, классифицированных в такой системе, позволило бы сделать некоторые новые выводы о структуре диаграммы спектр — абсолютная величина в рассматриваемом интервале спектральных классов — выводы, формулировавшиеся до сих пор лишь в самом общем виде вследствие недостаточной точности определения параметров, характеризующих положение звезд на этой диаграмме.

Изучение связи такой системы количественной классификации звезд с детально разработанной и широко распространенной системой качественной классификации звезд (МК), хорошо увязанной с фотометрической системой U, B, V , даст возможность, во-первых, сравнить точность количественных и качественных методов классификации звезд и, во-вторых, изучить более детально характер связи между количественными, спектральными и цветовыми характеристиками звезд, что имело бы большее значение для многих вопросов звездной астрономии и физики звездных атмосфер.

Такая система достаточно точной двумерной классификации звезд может служить своего рода надежным исходным стандартом при сравнении и оценке точности существующих систем классификации звезд, в том числе и систем, основанных на использовании методов широкополосной и узкополосной электрофотометрии, а также при дальнейшей разработке методов количественной и качественной классификации звезд.

Система двумерной количественной классификации звезд крайне необходима для изучения весьма широкого круга вопросов физики звездных атмосфер. В частности, детальное изучение изменения интенсивностей линий поглощения различных элементов со спектральным классом и абсолютной величиной и сопоставление результатов такого изучения с теоретическими расчетами интенсивностей линий в зависимости от $T_{\text{эфф}}$ и g позволит, во-первых, провести проверку обоснованности тех или иных предположений, положенных в основу теоретических расчетов, и, во-вторых, выполнить определение основных параметров, характеризующих физические условия в звездных атмосферах.

Очевидна также важность точной классификации звезд для изучения многих вопросов, связанных с наблюдательной проверкой различного рода гипотез о происхождении и эволюции звезд.

Автор искренне благодарен Т. М. Барташ за большую помощь при вычислениях и при подготовке статьи к печати.

Апрель 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская и М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 18, 3, 1958.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.
3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 189, 1960.
4. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 89, 1957.
5. E. G. Williams. Ap. J., 83, 279, 1936.
6. S. Günter. Zs. f. Ap., 7, 106, 1933.
7. P. Rudnick. Ap. J., 83, 439, 1936.
8. J. Stock. Ap. J., 123, 253, 1956.

9. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 123, 1958.
 10. L. F. Jenkins. General Catalogue of trig. stellar parallaxes, 1952.
 11. O. J. Eggen. A. J., 60, 407, 1955.
 12. И. М. Копылов. Астр. журн., 35, 390, 1958.
 13. W. W. Morgan, P. C. Keenan, E. Kellman. An Atlas of stellar spectra. Astrophys. Monograph., Chicago Univ. Press, 1943.
 14. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Ap. J., 117, 313, 1953.
 15. R. M. Petrie, C. D. Maunsell. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 8, 253, 1950.
 16. H. A. Abt. Ap. J., 126, 138, 1957.
 17. R. M. Petrie. Publ. Dom. Astrophys. obs., 9, 251, 1953; Vistas in Astronomy, 2, 1346, London, Pergamon Press, 1956; R. M. Petrie, B. N. Moys. Publ. Dom. Astrophys. obs., 10, 287, 1956.
 18. O. C. Wilson a. M. K. Vainu Bappu. Ap. J., 125, 661, 1957.
 19. П. П. Паренго. Астр. журн., 35, 169, 1958.
-

ФОТОГИДЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА С АНАЛИЗАТОРНОЙ ОПТИКОЙ ДЛЯ ИНСТРУМЕНТОВ МАЛЫХ ДИАМЕТРОВ

Ю. А. Сабинин, Е. Н. Беляев, В. А. Мясников

Рассматриваются принципы работы однокоординатной и двухкоординатной фотоэлектрических следящих систем для ведения или корректирования движения астрономических инструментов соответственно по одной или по двум координатам. Приведен анализ работы фотоэлектрических гидов с двухгранной оптической призмой (однокоординатная следящая система) и четырехгранной оптической пирамидкой (двухкоординатная следящая система), являющимися основными анализирующими элементами, которые выявляют направление и степень ухода изображения звезд с оптической оси гида.

Использованная авторами методика расчета предельной чувствительности фотогида полностью согласуется с опытными данными. Рассмотренные фотоследящие системы позволяют уверенно работать по звездам до пятой величины при диаметре гида около 100 мм.

Отличительной чертой описанных следящих систем является их простота, так как выход осуществлен непосредственно на двухфазные асинхронные исполнительные двигатели.

Экспериментальные исследования следящих систем с анализаторной оптикой были проведены в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 16" двойном астрографе и на телескопе системы Д. Д. Максудова MTM-500.

ALTERNATING CURRENT PHOTOGUIDES WITH ANALYZING OPTICS FOR TELESCOPES OF SMALL DIAMETER, by Y. A. Sabinin, E. N. Belayev and W. A. Mjasnikov.— The principles of operation of one-coordinate and two-coordinate photoelectric following systems for guiding or correcting the movement of astronomical instruments (correspondingly in one or two coordinates) are considered. An analysis is made of the operation of photoelectric guides with a bilateral optical prism (one-coordinate following system) and a square optical pyramid (two-coordinate following system), these being the main analyzing elements giving the direction and amount of deviation of the stellar image from the optical axis.

The results of the calculation of the limiting sensitivity of the photoguide entirely agree with observational data. The considered following systems permit reliable operation using stars of the fifth magnitude with a guiding telescope of about 100 mm in diameter.

A specific feature of the following systems is their simplicity as the command is given directly to two-phase asynchronous operating motors.

Experimental investigations of following systems were made at the Crimean Astrophysical Observatory with the 16" double-astrograph and the 20" Maksutov telescope.

При современных астрофизических исследованиях большое значение имеет фотографирование участков неба и спектрография небесных све-

тил. Экспозиции при этих работах достигают нескольких часов, причем все это время изображение наблюдаемого объекта должно удерживаться на оптической оси инструмента неподвижным относительно фотопластины. Удержание изображения наблюдаемого объекта неподвижным относительно фотопластины является достаточно сложной задачей. Наиболее просто она решается для инструментов на параллактической монтировке, но даже и при работе на таких инструментах астроному-наблюдателю все же приходится визуально контролировать положение светила и вводить коррекцию по обеим осям из-за неизбежной ошибки хода астрономических часов и из-за явления рефракции и различных гнутий инструмента. Эта визуальная корректировка утомительна и является непроизводительной тратой времени.

При пользовании инструментами на азимутальных монтировках, где в процессе слежения за звездами меняются, и притом неравномерно, две координаты — зенитное расстояние и азимут, применение какого-либо механического привода от механизма с равномерной скоростью совершенно невозможно, и поэтому, несмотря на явные преимущества такой монтировки относительно параллактической (разгрузка зеркала, уменьшение гнутия и др.), азимутальные монтировки не нашли применения в астрономической технике для крупных телескопов.

Для ведения и коррекции положения инструмента относительно наблюдаемого объекта необходимо использовать автоматическое устройство, позволяющее: 1) оценить величину угловой ошибки между оптической осью инструмента и наблюдаемым объектом по двум координатам (ϵ ; δ); 2) подать сигнал на исполнительные устройства, сводящие ошибку к заданному минимуму. Такие автоматические устройства — фотогиды — спроектированы, изготовлены и испытаны в Институте электромеханики АН СССР применительно к различным типам автоматизируемых астрономических инструментов и приборов. Фотогид полностью освобождает астронома от неблагоприятной задачи визуальной корректировки инструмента. При применении фотогида нужно только навести инструмент на необходимую звезду, далее система работает автоматически и удерживает изображение звезды неподвижным на плоскости фотопластины в течение всего времени, необходимого для экспозиции.

Рассматриваемые в данной статье фотогиды основаны на принципе разбиения светового потока, поступающего от наблюдаемого объекта, на два или четыре световых пучка посредством двухгранной призмы или четырехгранной пирамиды, последующей модуляции светового пучка, преобразования света в электрические сигналы при помощи фотоумножителя и усиления полученного сигнала перед подачей его на исполнительные устройства — электродвигатели, отрабатывающие ошибку, выявленную системой. В зависимости от задач, поставленных перед автоматическим устройством, фотогид может быть однокоординатным и двухкоординатным, т. е. реагировать на смещение наблюдаемого объекта только по одной координате или по двум координатам.

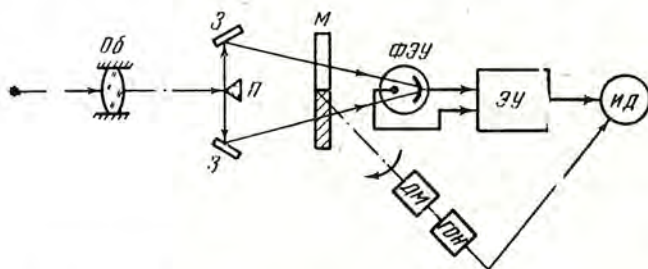
Наиболее употребительной является система, реагирующая на изменение положения наблюдаемого объекта по двум координатам

(прямого восхождения и склонения или зенитного расстояния и азимута). Но в некоторых случаях достаточно иметь систему, реагирующую на изменение только одной координаты, например поворот фотопластинки в фокальной плоскости инструмента при использовании инструмента в азимутальной монтировке.

Рассмотрим конструкции и схемы фотогидов «с анализирующей оптикой», разработанных в ИЭМ АН СССР.

§ 1. ОДНОКООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА

Однокоординатная система фотогида была спроектирована применительно к повороту фотокассеты и фокальной плоскости телескопа вокруг

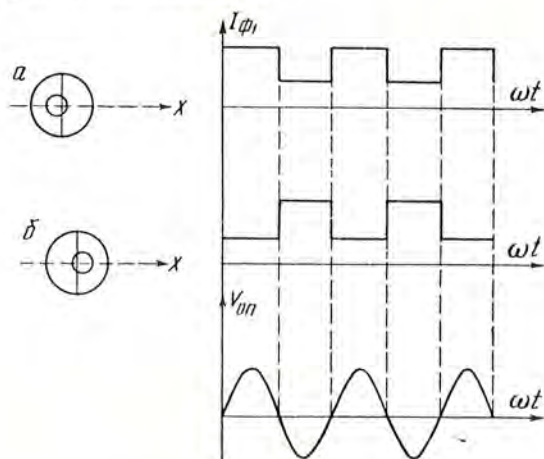


Фиг. 1. Структурная схема однокоординатной фотоследящей системы

оптического центра при использовании азимутальной монтировки. Общая структурная схема фотогида показана на фиг. 1. Луч света от наблюдаемого объекта проходит через объектив Об и фокусируется на острие призмы П. Отражаясь от граней призмы, свет направляется через полудисковый механический прерыватель света (модулятор) М на фотокатод приемного устройства (ФЭУ). Модулятор приводится во вращение от двигателя ДМ со скоростью $n = 4800 \text{ об/мин}$, что дает частоту модуляции $f_m = 80 \text{ гц}$. При выборе частоты модуляции исходили из следующего: 1) во избежание помех частота не должна быть кратной промышленной частоте $f = 50 \text{ гц}$; 2) спектр частот мерцаний звезд из-за флуктуаций атмосферы лежит в пределах до 100 гц , причем амплитуда мерцаний убывает, начиная с частоты $25-30 \text{ гц}$. Наивыгоднейшей частотой являлась бы частота выше 100 гц , но повышение частоты при употреблении полудискового модулятора света ограничивается надежностью подшипников и ряда механических деталей. В качестве приемного устройства, преобразующего модулированный световой сигнал в переменный электрический ток, используются сурьмяно-цезиевые фотоумножители типа ФЭУ-17, ФЭУ-19. Электрический сигнал от фотоумножителя усиливается и подается на управляющую обмотку двухфазного асинхронного двигателя — исполнительного элемента, осуществляющего отработку ошибки. На вторую обмотку двухфазного двигателя необходимо подать напряжение той же частоты, что и управляющий сигнал, но с фазой, сдвинутой относительно фазы управляющего сигнала на $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Это напряжение, называемое в дальнейшем опорным, снимается с генератора ГОН (фиг. 1),

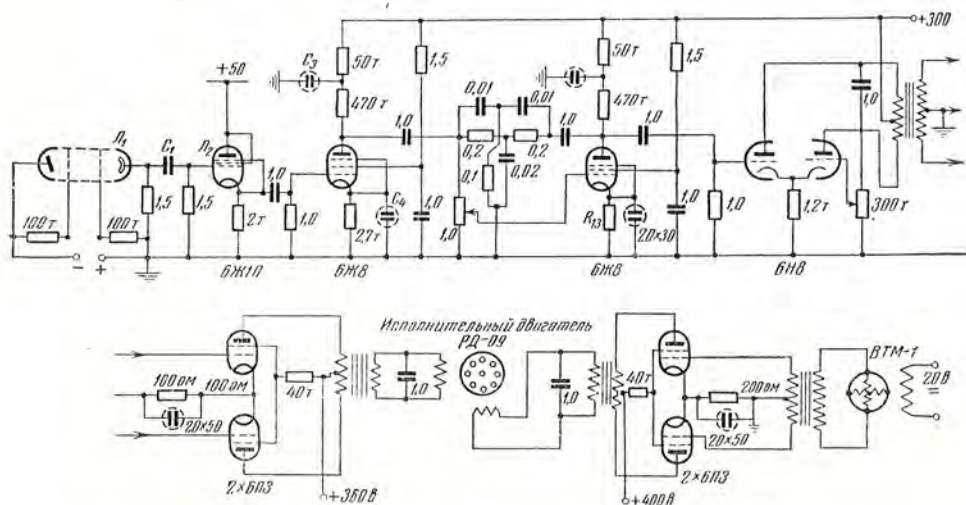
жестко связанного с модулятором частотами управляющего и опорного напряжений. Необходимый фазовый сдвиг между управляющим и опорным напряжениями получается при помощи фазорегулятора или поворотного статора генератора опорного напряжения.

Работа фотогида при слежении за перемещающимися объектами происходит следующим образом. Предположим, что изображение звезды находится точно на оптической оси прибора. В этом случае на фотокатод приходит световой поток постоянной интенсивности, с фотоумножителя не будет сниматься переменного сигнала, и система будет находиться в покое.



Фиг. 2. Диаграмма изменения фазы сигнала рассогласования в однокоординатной фотоследящей системе

Пусть изображение звезды сместилось влево от оптической оси фиг. 2,а и, следовательно, ушло с ребра призмы. Вследствие модуляции светового потока на фотоумножитель будет попадать переменный световой по-



Фиг. 3. Электрическая схема однокоординатной фотоследящей системы

ток с частотой, соответствующей скорости вращения полудиска. На выходе ФЭУ появится переменное напряжение с фазой, характеризующей направление ухода звезды. Если изображение звезды сместится вправо (фиг. 2,б) на выходе ФЭУ, переменное напряжение изменит фазу на $\varphi = 180^\circ$.

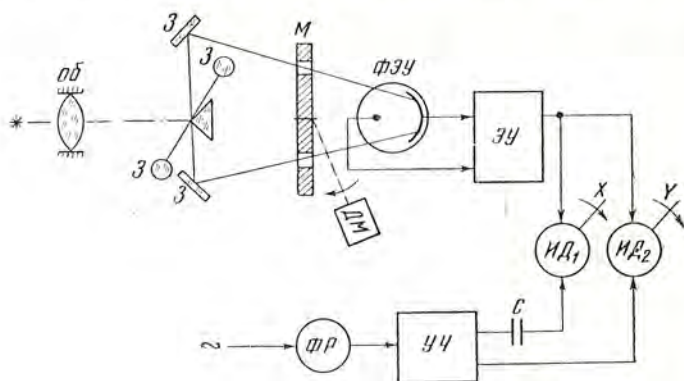
После усиления полученный сигнал поступает на управляющую обмотку исполнительного двухфазного двигателя, где сравнивается с опорным напряжением. При перемене фазы управляющего сигнала двигатель реверсируется.

Общая схема выполнения электронной части однокоординатного фотогида показана на фиг. 3.

Система однокоординатного фотогида была предназначена для поворота кассеты в фокальной плоскости телескопа; поэтому она выполнена с двигателями малой мощности. Использование ее для приводов большой мощности лимитируется только элементами схемы.

§ 2. ДВУХКООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА

Фотогид, устраняющий ошибку по двум взаимно перпендикулярным координатам, может применяться на любых астрономических инструментах, осуществляющих слежение за движущимися объектами. Схема двухкоординатного фотогида, показанная на фиг. 4, мало отличается от принципиальной схемы однокоординатного фотогида. Свет от объекта падает на четырехгранную пирамиду $П$. Отражаясь от ее граней, световой поток через вращающийся модулирующий полудиск $М$ попадает на фотокатод приемного фотоумножителя $ФЭУ$. Модулированный фототок усиливается в электронном усилителе и поступает на управляющие обмотки двухфазных двигателей $ИД_1$, $ИД_2$, осуществляющих кор-



Фиг. 4. Структурная схема двухкоординатной фотоследящей системы

рекцию по двум осям X , Y . Для лучшего подавления помех, появляющихся от мерцаний звезд, описываемая двухкоординатная система построена на рабочую частоту $f_m = 450$ гц (что достигается путем замены полудискового модулятора щелевым с девятью отверстиями). Один оборот диска модулятора соответствует девяти периодам изменения освещенности на фотокатод приемного устройства. Приводной двигатель модулятора — синхронный, этим достигается жесткая связь частоты и фазы модулируемого фототока относительно частоты и фазы питающего двигателя напряжения сети.

Применение синхронного двигателя для привода модулятора позво-

лило отказаться от генератора опорного напряжения и питать сетевые обмотки двухфазных двигателей опорным напряжением от умножителя частоты $УЧ$, повышающего частоту сети в девять раз. Для подстройки фазы в системе используется фазорегулятор $ФР$, поворачивающий фазу опорного напряжения.

Работу фотогида разберем на более простом примере использования полудискового ножа модулятора.

Пусть изображение звезды находится на оптической оси инструмента, как показано на фиг. 5, *I*, тогда в токе фотоумножителя $ФЭУ$ переменная составляющей не будет, так как в любой момент времени на фотокатод попадает половина светового потока $\frac{\varphi}{2}$.

Если изображение звезды сместится с оптической оси, то в токе фотоумножителя вследствие модуляции появляется переменная составляющая. В обмотках исполнительных двигателей фаза полученного сигнала сравнивается с фазой опорного напряжения, и исполнительные двигатели приводят инструмент в исходное положение (фиг. 5, *I*). Полезный сигнал при смещении изображения звезды по оси X сдвинут по фазе относительно сигнала при смещении по оси Y на $\frac{\pi}{2}$, что и требуется для ра-

боты исполнительных двигателей по двум взаимно перпендикулярным осям, так как фазы опорных напряжений соответственно тоже сдвинуты между собой на угол $\frac{\pi}{2}$ (фиг. 5, *VII*, *VIII*). На позиции *VI* фиг. 5 показан случай, когда изображение сместилось по двум осям X и Y , причем площадь светового пятна на плоскости по оси X в два раза больше, чем площадь пятна на плоскости оси Y . Там же приведен график изменения тока в фотоумножителе, соответствующий этому случаю.

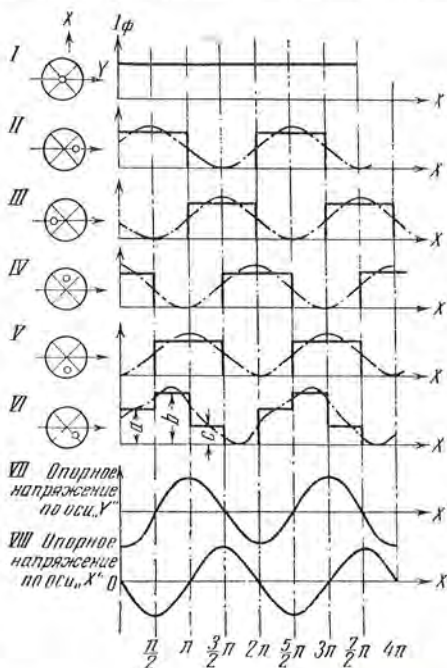
На этом примере можно вывести закономерность изменения фазы и амплитуды тока первой гармоники в сигнале, снимаемом с фотоумножителя. Так, при нахождении изображения звезды на позиции *VI* (фиг. 5) сигнал можно представить в виде ряда Фурье

$$F(\alpha) = A_0 + B_k \sin k\alpha + C_k \cos k\alpha,$$

где $\alpha = \omega t$.

Коэффициенты ряда Фурье определяются по формулам:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha) d\alpha,$$



Фиг. 5. Диаграмма изменения фазы сигнала рассогласования в двухкоординатной следящей системе

$$B_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha) \sin k\alpha d\alpha,$$

$$C_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha) \cos k\alpha d\alpha.$$

Пользуясь принятыми на фиг. 5, VI обозначениями, найдем значения коэффициентов, при этом получим:

$$A_0 = \frac{a+b+c}{4},$$

$$B_k = \frac{a+b-c}{k\pi},$$

$$C_k = \frac{a-b-c}{k\pi},$$

и выражение для сигнала запишется в виде

$$F(\alpha) = \frac{a+b+c}{4} + \frac{a+b-c}{k\pi} \sin \alpha + \frac{a-b-c}{k\pi} \cos k\alpha.$$

Положим $a = \beta b$; так как $a+c=b$, то можно написать $c = (1+\beta)b$, и для первой гармоники тока будем иметь

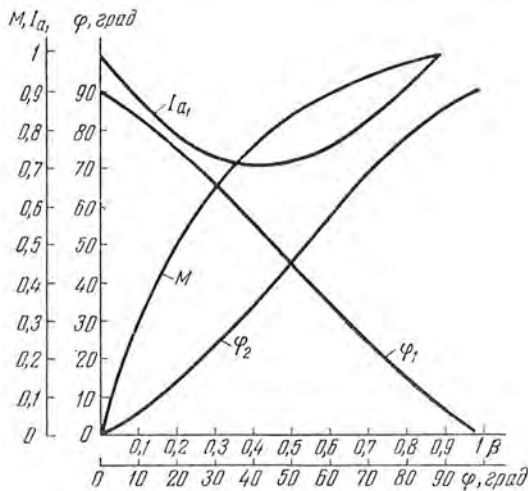
$$F(\alpha) = \frac{b}{2} + \frac{2\beta b}{\pi} \sin \alpha - \frac{2b(\beta-1)}{\pi} \cos \alpha.$$

Следовательно, амплитуда и фаза первой гармоники тока изменяются по закону

$$I_{a1} = \frac{2b}{\pi} \sqrt{2\beta(\beta-1)+1}$$

и

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1-\beta}{\beta}.$$



Фиг. 6. Кривые зависимостей момента и первой гармоники тока асинхронного двигателя РД-09 от угла сдвига фаз

$= 0,707 I_{a1\max}$. При этом момент будет равен 56% от $M_{\max}$, т. е. при соответствующем подборе двигателей по мощности $P_{\text{выбр.}} \approx 2P_{\text{необх.}}$ система

где k — коэффициент усиления ФЭУ;

$S_0 = 1$ а / люм — интегральная чувствительность ФЭУ;

$S_k = 50 \cdot 10^{-6}$ а / люм — чувствительность фотокатода.

Примем $I_{\text{вых}} = 0,1 \cdot 10^{-3}$ а.

Тогда

$$i_{\text{вх}} = \frac{0,1 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^4} = 0,05 \cdot 10^{-7} \text{ а}$$

и

$$\begin{aligned}\bar{U}_d^2 &= 2 \cdot 1,592 \cdot 10^{-19} \cdot 0,05 \cdot 10^{-17} \cdot 0,5^2 \cdot 10^{12} \cdot 8 \cdot 2 \cdot 10^4 \cdot 0,7 = \\ &= 4,45 \cdot 10^{-11} \text{ в}^2.\end{aligned}$$

2. Шум в лампах:

$$\bar{U}_{\text{ш}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f,$$

где k — постоянная Больцмана;

T — температура по Кельвину;

$\Delta f = 8$ гц;

$k = 1,37 \cdot 10^{-23}$;

$T = 273^\circ + 30^\circ = 303^\circ$.

Для лампы 6Ж1П $R = 400$ ом и соответственно

$$\bar{U}_{\text{ш6Ж1П}}^2 = 4 \cdot 1,37 \cdot 10^{-23} \cdot 303 \cdot 400 \cdot 8 = 5,31 \cdot 10^{-17} \text{ в}^2.$$

Для лампы 6Ж8 $R = 5800$ ом.

$$\bar{U}_{\text{ш6Ж8}}^2 = 4 \cdot 1,37 \cdot 10^{-23} \cdot 303 \cdot 5800 \cdot 8 = 5,74 \cdot 10^{-16} \text{ в}^2.$$

3. Шум на сопротивлениях:

$$\bar{U}_T^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f;$$

$$\bar{U}_T^2 \text{ ФЭУ} = 4 \cdot 725 \cdot 10^{-14} \text{ в}^2,$$

$$\bar{U}_T^2 \text{ усил} = 2,1 \cdot 10^{-16} \text{ в}^2.$$

4. Общее напряжение шумов:

$$\sqrt{\bar{U}_s^2} = \sqrt{\Sigma \bar{U}^2} = 0,65 \cdot 10^{-5} \text{ в}.$$

Для нормальной работы системы возьмем коэффициент преобладания полезного сигнала над шумом:

$$P = \frac{U_{\text{сигн}}}{\sqrt{\bar{U}_s^2}} = 5.$$

Тогда получим значение минимально допустимого полезного сигнала:

$$U_{\text{сигн. min}} = 5 \sqrt{\bar{U}_s^2} = 1 \cdot 10^{-5} \cdot 0,66 = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ в}.$$

Отсюда

$$i_{\text{min}} = \frac{U_{\text{сигн min}}}{R_{\text{НФЭУ}}} = \frac{3,3 \cdot 10^{-5}}{0,5 \cdot 10^6} = 6,6 \cdot 10^{-11} \text{ а}.$$

Но

$$i_{\text{min}} = S_0 \Phi.$$

Поэтому

$$\Phi = \frac{i_{\text{min}}}{S_0} = \frac{6,6 \cdot 10^{-11}}{1} = 6,6 \cdot 10^{-11} \text{ лм},$$

где Φ — световой поток в люменах.

В свою очередь: $\Phi = k_0 \cdot E \cdot Q_{\text{об}},$

где $k_0 \approx 0,6$ — коэффициент поглощения оптики;

E — освещенность в люксах;

$Q_{об}$ — площадь объекта в квадратных метрах, откуда освещенность равна

$$E = \frac{\Phi}{k_0 \cdot Q_{об}}.$$

Таким образом, зная диаметр объектива, получим минимальную величину звезды, которую можно использовать для уверенной работы фотогида. Приведенный расчет полностью подтверждается опытом.

§ 4. ИСПЫТАНИЯ ФОТОГИДОВ С АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ ОПТИКОЙ, ПРОВЕДЕННЫЕ В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

Испытания фотогидов были проведены на двух инструментах: двойном астрографе с диаметром гида 160 мм и менисковом телескопе системы проф. Максудова МТМ-500 с диаметром гида 110 мм. Система однокоординатного гидирования испытывалась на двойном астрографе, а двухкоординатный фотогид — на МТМ-500. Модуляторы с оптической частью и фотоприемным устройством были установлены на гидах инструментов. Фотографирование в обоих случаях производилось в главном фокусе инструмента.

В обоих случаях были получены удовлетворительные результаты. Ошибка ведения и коррекции не превышала одного диаметра изображения звезды при экспозициях от 30 мин. до 1 часа 30 мин. Фотогиды уверенно работали от звезд четвертой-пятой величины, а при благоприятных атмосферных условиях и от звезд шестой величины.

Исходя из рассмотрения принципов работы фотоследящих электрических систем с анализирующей оптикой, а также на основании экспериментальных результатов, можно сделать следующие выводы.

1. Применение призматического анализатора перемещений в качестве устройства, определяющего направление и степень ухода изображения звезд с оптической оси гидирования в сочетании с выходом непосредственно на двухфазные асинхронные исполнительные двигатели позволяет осуществлять простые и надежно работающие следящие системы.

2. Использование улучшенного модулятора светового потока, поднявшего частоту модуляции до 450 гц, позволило избежать трудностей, связанных с влиянием мерцаний звезд и помехами промышленной частоты.

3. Разобранные выше фотоследящие системы целесообразно, ввиду их простоты, применять в приводах, мощность исполнительных асинхронных двигателей которых не превышает 10—20 вт. Однако следует отметить, что при некотором усложнении эти системы могут работать с выходом на постоянном токе и, следовательно, иметь мощность исполнительных двигателей сотни и более ватт.

Апрель 1959 г.

ДВИЖЕНИЕ Ca^+ В ХРОМОСФЕРЕ И СВЯЗЬ ДВИЖЕНИЯ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

В. Е. Степанов

При помощи магнитографа и регистратора лучевых скоростей Крымской астрофизической обсерватории произведены измерения продольного магнитного поля по линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$, лучевых скоростей и яркости в линии $\text{H}_\beta \text{Ca}^+$. Исследовалось поле лучевых скоростей над активными областями Солнца во флоккулах и в невозмущенных областях хромосферы. Сопоставлены лучевые скорости с распределением магнитного поля на уровне фотосферы. Установлено наличие в хромосфере обширных областей с подъемами и опусканиями газа, протяженность которых достигает 200 тыс. км. Движение в этих областях носит характер крупномасштабной турбулентности. Характерный масштаб элементов 5000—20000 км и продолжительность жизни около 7 часов. Полная средняя скорость турбулентных элементов равна 3,6 км/сек. В невозмущенной хромосфере средняя скорость подъема газа равна $-0,96 \text{ км/сек}$, а опускания $+1,25 \text{ км/сек}$. Площадь, на которой происходят подъемы, составляет 56% всей площади невозмущенной хромосферы. Общий поток поднимающейся массы равен потоку опускающейся. Во флоккулах средняя скорость подъема газа равна $-0,97 \text{ км/сек}$, а опускания $+1,7 \text{ км/сек}$. Опускание газа происходит на площади, более чем в три раза превосходящей площадь подъема. Поток массы опускающегося газа в четыре раза больше поднимающегося. По-видимому, избыток опускающейся массы компенсируется выбросами материи при нестационарных процессах (вспышки, «усы», выбросы). Скорость подъема и опускания растет с увеличением яркости флоккулов. В особенно ярких флоккулах скорость подъема в среднем равна $-1,3 \text{ км/сек}$, а скорость опускания $+2,3 \text{ км/сек}$.

Если флоккул находится над участком с магнитным полем одной полярности, то во флоккуле в линии H_β газ опускается, а вокруг флоккула имеются восходящие движения. Когда флоккул расположен над магнитными полями различной полярности, то изменению полярности сопутствует изменение знака лучевой скорости. При этом над участком с большим магнитным полем происходит опускание газа. Около областей с сильными магнитными полями и большими $\partial H_{||}/\partial r$ нулевая линия скорости проходит близко или совпадает с нулевой линией магнитного поля. Между двумя значительно удаленными участками с сильными магнитными полями проходят две линии нулевой скорости.

Наличие магнитного поля значительно изменяет форму кривой распределения скоростей. Скорости с $v_{||} \geq 1,2 \text{ км/сек}$ встречаются в два и более раз чаще, чем при отсутствии магнитного поля.

Общий характер движения над магнитными полями говорит в пользу представления о движении газа вдоль силовых трубок магнитного поля.

THE MOTION OF Ca^+ IN CHROMOSPHERE AND THE CONNECTION OF THE MOTION WITH MAGNETIC FIELDS, by V. E. Stepanov. The magnetograph and recorder of radial velocities of the Crimean Astrophysical Observatory were used for measuring the longitudinal magnetic field in line $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$ and radial velocities and

brightness in $H_3\text{Ca}^+$. The radial velocity field above active solar regions in flocculi and in undisturbed chromospheric regions was investigated. The radial velocities were compared with the magnetic field distribution at the photospheric level. It was established that in the chromosphere there are extensive regions, with ascending and descending gas, which extend up to 200 000 km. The motion in these regions has the character of large-scale turbulence. The characteristic scale of the elements is 5000—20000 km and the life-time ~ 7 hours. The total mean velocity of turbulent elements is 3,6 km/sec. In the undisturbed chromosphere the mean velocity of the ascending gas is $-0,9^6$ km/sec and the descending $+1,25$ km/sec. The area from which there is an upward rise of gas comprises 56% of the whole area of the undisturbed chromosphere. The total flow of the ascending mass is equal to the downward flow. In flocculi the mean velocity of ascending gas is $-0,97$ km/sec and descending $+1,7$ km/sec. The area with a downward flow of gas is more than three times larger than that with an upward flow. The flow of descending gas exceeds that of the ascending gas by a factor of 4. Apparently the excess of the descending mass is compensated by the ejection of matter during non-stationary processes (flares, «moustaches», surges). The velocity of ascent and descent increases with increasing brightness of the flocculi. In especially bright flocculi the velocity of ascent is in the mean $-1,3$ km/sec, that of descent $+2,3$ km/sec.

If the floccule is above a region with a unipolar magnetic field, then in the floccule the gas in H_3 descends and there are upward motions around the floccule. If the floccule is above magnetic fields with opposite polarity, then a change in the polarity is accompanied by a change of sign of the radial velocities and above the region with a large magnetic field there are descending motions of gas. In the vicinity of regions with strong magnetic fields and large $\partial H_{||}/\partial r$ the zero velocity line is near or coincides with the zero line of the magnetic field. Between two considerably distant areas with strong magnetic fields there are two lines of zero velocity.

The presence of a magnetic field considerably changes the form of the velocity distribution curve. Velocities with $v_{||} \geq 1,2$ km/sec are met with two and more times oftener, than if the magnetic field were absent.

The general character of motion over magnetic fields favours the conception of gas motions along the tubes of force of the magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

М. Деландр [1], исследуя движения во флоккулах и в невозмущенной хромосфере, пришел к выводу, что в линии $K_3\text{Ca}^+$ во флоккулах имеет место опускание газа, а в невозмущенной хромосфере, непосредственно прилегающей к флоккулам, — подъемы.

Несколько ранее ряд исследователей [2, 3] обнаружили асимметричное расположение линий поглощения $K_3, H_3\text{Ca}^+$ относительно эмиссионных линий K_2, H_2 . Смещение линий они правильно объяснили различными скоростями ионизованного кальция, ответственного за поглощение и эмиссию. Независимо от М. Деландра, но несколько позже, Е. Сент-Джон [4] исследовал движение в хромосфере, используя по две опорные линии, расположенные соответственно в крыльях H_1 и K_1 . Измерения у восточного и западного краев и в центре диска Солнца длин волн H_2, H_3, K_2, K_3 относительно опорных фотосферных линий позволили автору установить, что в области флоккулов и в невозмущенной хромосфере происходит опускание газа со средней скоростью $+1,14$ км/сек. Определение лучевых скоростей в хромосфере над пятнами и во флоккулах, прилегающих к ним, было произведено Э. А. Гуртовенко [5]; за опорные

линии им были взяты хромосферные линии для невозмущенной хромосферы. Дисперсия скоростей по линии K_3 находилась в пределах от $-11,0$ до $+10,0$ км/сек при средней скорости подъема газа $+1,80$ км/сек. В. Д. Хохловой [6] были исследованы движения во флоккулах и в невозмущенной хромосфере в центральных частях и у края солнечного диска. Ею было произведено независимое определение длин волн фотосферных линий (взятых за опорные) по 16 линиям Fe лабораторного источника света, и измерена длина волны K_3 для края диска Солнца. В системе длин волн таблиц [7] длина волны невозмущенной линии K_3 в хромосфере, по определению В. Л. Хохловой, оказалась равной $\lambda 3933,684 \pm \pm 0,006$ Å. В результате исследования в свете линии K_3 В. Л. Хохлова пришла к выводу, что в невозмущенной хромосфере газ опускается со средней скоростью $+0,8$ км/сек (при дисперсии скоростей от $-1,0$ до $+1,1$ км/сек). Во флоккулах, расположенных недалеко от центра диска, газ поднимается со средней скоростью $-0,4$ км/сек. При этом дисперсия скоростей оказалась в интервале от $-2,0$ до $+1,1$ км/сек. Во флоккулах, расположенных у края диска Солнца, разброс скоростей значительно больше, чем для центральных частей диска, и находился в пределах от $-14,3$ до $+5,4$ км/сек. Метод измерения В. Л. Хохловой [6] аналогичен методу, примененному М. Деландром [1] и Е. Сент-Джоном [4].

Исследования Х. Х. Пласкета [8] и А. Б. Харт [9] показали существование фотосферных крупномасштабных движений. Крупномасштабные элементы протяженностью несколько десятков тысяч километров имеют дисперсию скоростей в пределах ± 300 м/сек. Поэтому измерения М. Деландра [1], Е. Сент-Джона [4] и В. Л. Хохловой [6] дают скорость движения хромосферного газа относительно фотосферного газа. Определяемые ими скорости движения могут отличаться от истинных на $0,6$ км/сек. В измерениях Э. А. Гуртовенко [5] возможна ошибка в определении нуль-пункта скоростей ≥ 2 км/сек, так как в невозмущенной хромосфере возможны большие скорости как подъема, так и опускания газа.

В настоящей работе исследуется поле лучевых скоростей во флоккулах и в невозмущенной хромосфере и делается сопоставление с магнитным полем, определяемым на уровне фотосферы. Метод измерения лучевых скоростей, примененный в настоящем исследовании, как мы увидим ниже, не нуждается в использовании опорных фотосферных линий и поэтому свободен от недостатков прежних методов.

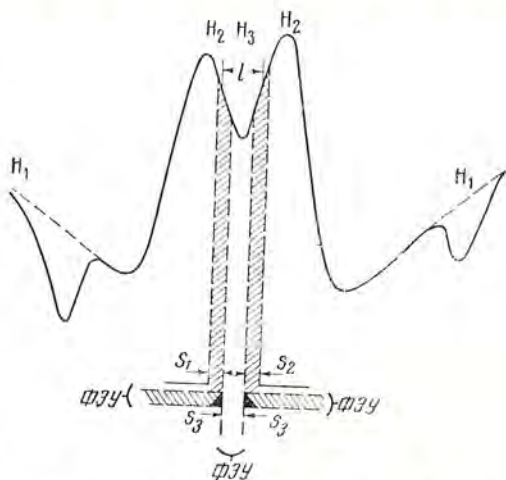
§ 1. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Измерение лучевых скоростей, продольного магнитного поля и яркости в свете центральной остаточной интенсивности производилось при помощи магнитографа и регистратора лучевых скоростей Крымской астрофизической обсерватории [10, 11, 12]. Эти три характеристики физического состояния газа на поверхности Солнца могут регистрироваться прибором одновременно. Постоянная слагающая сигнала, поступающего в магнитограф, при помощи поворота плоскопараллельной пластинки

удерживает линию симметрично относительно двух щелей фотометра. Угол поворота пластинки регистрируется на отдельном записывающем устройстве и дает величину и знак лучевой скорости. По предложению А. Б. Северного [12] между двумя щелями фотометра была помещена третья щель, так что свет от центральной части линии использовался для регистрации интенсивности на отдельном записывающем устройстве. При получении наблюдательного материала для настоящего исследования движений была использована линия H_3 Ca^+ . Контур этой линии во флоккуле и схема расположения щелей фотометра представлены на фиг. 1.

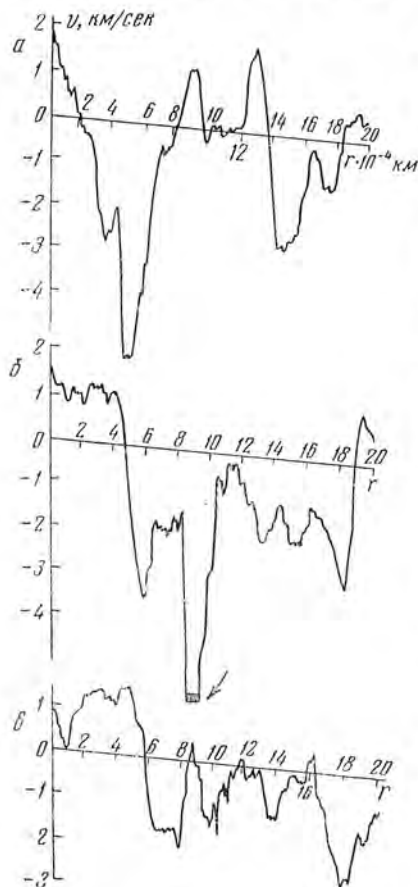
Ввиду трудности определения поля по хромосферной линии H_3 оно измерялось при помощи фотосферной линии λ 5250, так что записи поля и лучевых скоростей относятся к несколько различным уровням атмосферы Солнца.

Для записи только лучевой скорости и яркости нет необходимости в применении перед щелью спектрографа модулятора круговой поляризации. Поэтому он устанавливался лишь тогда, когда требовалось производить запись магнитного поля. Как было показано ранее [10], модулятор круговой поляризации пропускает всего 25% света. Поэтому при регистрации лучевых скоростей без модулятора чувствительность прибора существенно увеличивалась — в три раза, и мы могли работать с более низкой щелью спектрографа. Высота щели при получении основного материала, использованного в настоящей статье, была взята равной 0,5 мм при изображении Солнца диаметром 210 мм; ширина щели равнялась 0,2 мм. Так как в области спектра λ 5000 Å интенсивность света значительна, мы могли записывать магнитное поле в фотосфере, не изменяя высоты щели и даже несколько уменьшив ее ширину. Ширины щелей фотометра магнитографа и регистратора скоростей составляли $s_{1,2} = 0,050$ Å и $s_3 = 0,050$ Å. Расстояние l между крайними щечками щелей s_1 и s_2 составляло 0,150 Å. Выбор величины l имеет существенное значение при определении лучевых скоростей. Вследствие относительных движений в линиях H_2 и H_3 внешние части линии H_3 могут быть значительно искажены эффектом несимметричного блендирования. С возрастанием яркости флоккула при одном и том же смещении линий H_2 и H_3 уменьшается глубина линии поглощения и асимметрия сказывается больше. При l , равной 0,150 Å, часть контура H_3 , по которой произво-



Фиг. 1. Схема контура линии H Ca^+ во флоккуле и расположение щелей фотометра магнитографа и регистратора лучевых скоростей

дятся измерения лучевых скоростей, остается симметричной при относительных скоростях в линиях до $5,0 \text{ км/сек}$. При 8 км/сек она делается настолько неглубокой, что внутри контура H_3 уже невозможно уравнивание потоков света, попадающих на щели $s_{1,2}$, и плоскопараллельная пластинка компенсатора лучевых скоростей смещает линию со щелей на $3,7 \text{ \AA}$ (обычно в сторону длинных волн). Примеры записи лучевой скорости показаны на фиг. 2; на фиг. 2, б видно, что всегда легко установить, когда



Фиг. 2. Примеры записей лучевых скоростей

уходит линия со щели (см. участок записи, отмеченный стрелкой). При выбранных щелях фотометра обычно это случается только в непосредственной близости к солнечному пятну, где очень сильно возрастают относительные скорости в линиях эмиссии и поглощения (H_2 суживается, а H_3 делается неглубокой и может даже перейти на крыло H_2 [13]). Уход линии со щели происходит также и в области вспышек.

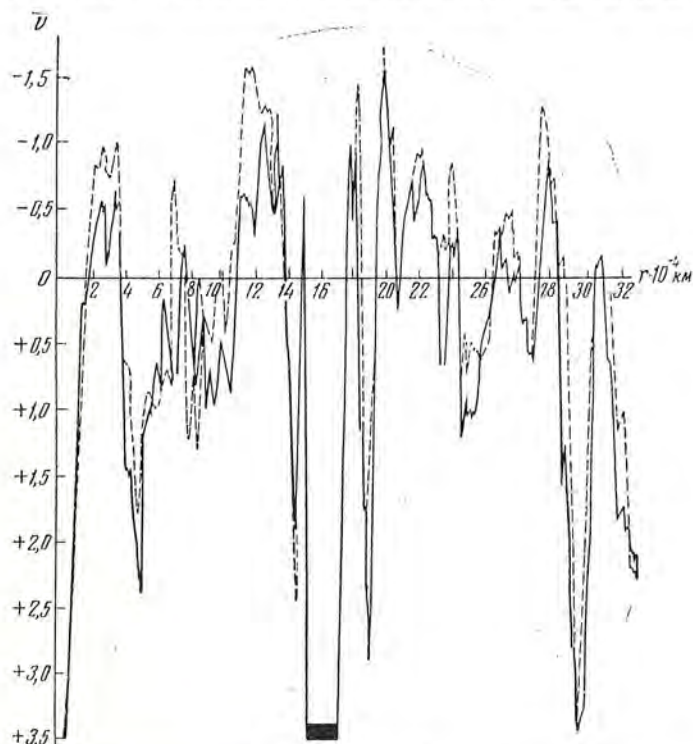
Повторяемость записей вдоль одного и того же разреза поверхности Солнца представлена на фиг. 3. Отдельные отклонения доходят до $\pm 1,0 \text{ км/сек}$, и точность записи лучевой скорости определяется вероятной ошибкой одного измерения $\mu = \pm 0,33 \text{ км/сек}$.

Эта ошибка обусловлена главным образом неточностью проведения разреза по одной и той же линии на поверхности Солнца, поэтому фактическая точность записи более высокая.

Прежде чем приступить к записи лучевых скоростей, необходимо произвести балансировку двух фотомножителей, расположенных за двумя крайними щелями фотометра.

При работе в зеленой и красной частях спектра балансировка осуществляется по непрерывному спектру. Поскольку в области линии $H \text{ Ca}^+$ непрерывный спектр отсутствует, уравнивание фототоков ФЭУ нами делалось по линии H_3 в невозмущенном участке. Для этого выбирались невозмущенные участки в полярных областях Солнца. Балансировка производилась следующим образом: линия H_3 устанавливается на среднюю щель s_3 (см. фиг. 1) по минимуму отклонения записывающего прибора фотометра яркости. В этом случае она расположена симметрично относительно двух щелей s_1 и s_2 . Затем последовательно выводим линию со щели s_3 в длинноволновую и коротковолновую области так, чтобы показания записывающего прибора были

одинаковыми. Если при этом плоскопараллельная пластинка отклоняется не на равные углы (в противоположных направлениях), то фотомножители, расположенные за щелями s_1 и s_2 , не сбалансированы. Балансировка осуществляется изменением напряжения на делителях фотомножителей до тех пор, пока при равных изменениях яркости на щели s_3 не будет достигнуто равенство углов поворота пластинки. В течение часа

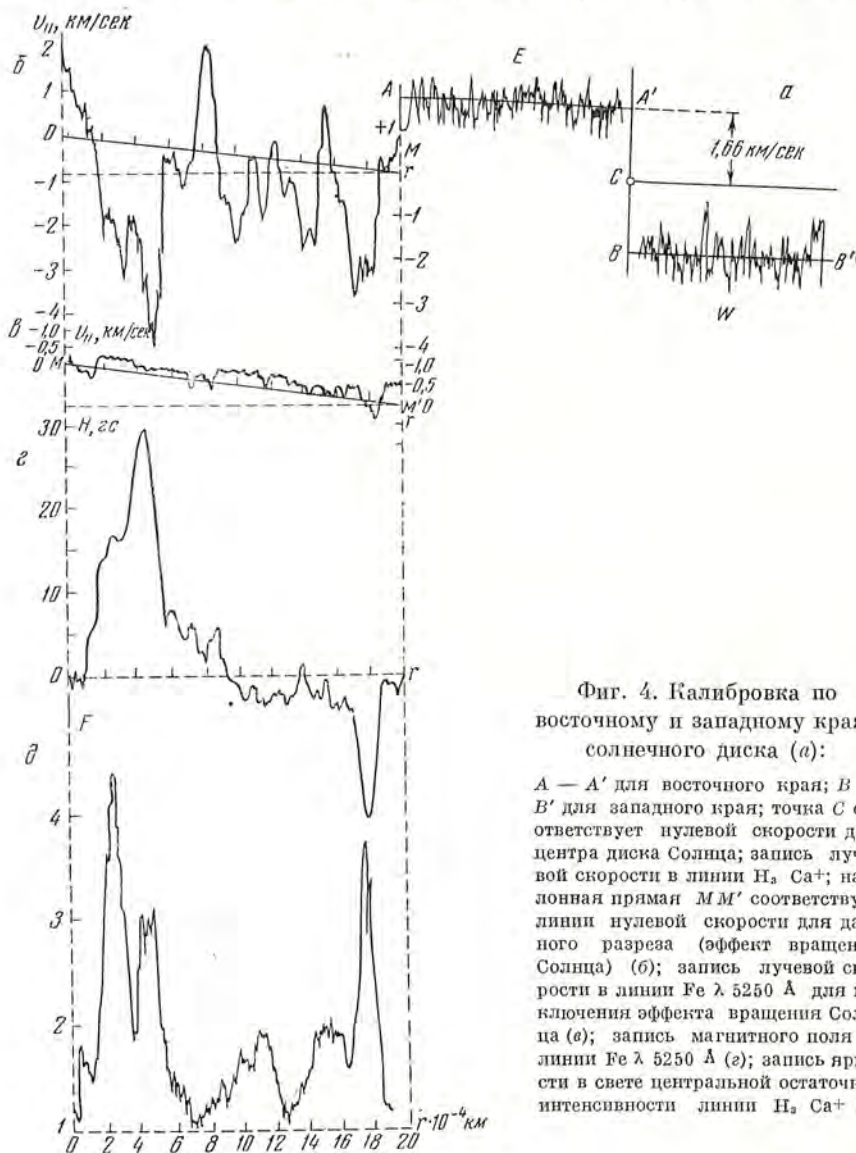


Фиг. 3. Повторяемость записи лучевых скоростей вдоль одного и того же разреза поверхности Солнца (вероятная ошибка одного измерения $\mu = \pm 0,33$ км/сек)

после включения прибора происходит медленная разбалансировка. Поэтому включение прибора производится заблаговременно. В течение последующих часов работы, как показал опыт, балансировка прибора не нарушается.

Для получения картины движения в некотором участке диска Солнца необходимо произвести следующие операции: 1) калибровку или определение масштаба записи; 2) определение положения нуль-пункта скоростей на ленте. Если исследуемая область имеет значительную протяженность или не находится в центральной части диска, производится учет эффекта вращения Солнца. Калибровка записи и нуль-пункт скоростей определяются путем записи лучевых скоростей вблизи восточного и западного краев диска Солнца. Известно [4, 6], что на Солнце имеются значительные тангенциальные движения, которые дают смещения линий дополнительно к тем, которые вызваны вращением Солнца. Поэтому для исключения случайных тангенциальных движений необходимо произвести усреднение по возможно большей площади поверх-

ности Солнца. Это достигается быстрым перемещением изображения края Солнца в направлении, перпендикулярном к суточной параллели. При этом длина разреза на поверхности Солнца составляет 500 000 км. Так как постоянная времени записи $\tau = 3,5$ сек., при быстром перемещении



Фиг. 4. Калибровка по восточному и западному краям солнечного диска (а):

А — А' для восточного края; В — В' для западного края; точка С соответствует нулевой скорости для центра диска Солнца; запись лучевой скорости в линии H_2 Ca^+ ; наклонная прямая ММ' соответствует линии нулевой скорости для данного разреза (эффект вращения Солнца) (б); запись лучевой скорости в линии $Fe \lambda 5250 \text{ \AA}$ для исключения эффекта вращения Солнца (в); запись магнитного поля по линии $Fe \lambda 5250 \text{ \AA}$ (г); запись яркости в свете центральной остаточной интенсивности линии H_2 Ca^+ (д)

изображения тангенциальные движения сглаживаются и можно более уверенно провести средние линии, определяющие линейную скорость вращения на восточном и западном краях Солнца. Значительная протяженность разреза дает уверенность в практически полной компенсации случайных тангенциальных движений. Обычно разрез у края Солнца мы делали на расстоянии от центра диска $\rho = 0,864$. Принимая линейную скорость вращения Солнца на экваторе 2,41 км/сек и учитывая изменение этой скорости с гелиографической широтой, а также положение

полюса Солнца относительно точки севера, легко вычислить эффективную величину составляющей вдоль луча зрения линейной скорости вращения.

При выбранном расстоянии от центра диска Солнца разность лучевой скорости между западным и восточным краями составляет 3,32 км/сек. На фиг. 4 представлена запись лучевой скорости для целей калибровки и определения нуль-пункта. Расстояние между прямыми $A - A'$ и $B - B'$ определяет масштаб записи и очевидно, что середина этого расстояния дает положение, соответствующее нулевой скорости для центра диска Солнца.

В табл. 1 даны величины расстояний между $A - A'$ и $B - B'$, полученные при калибровках, произведенных в течение одного дня с интервалами, равными примерно одному часу. Как видим, ошибка при калибровке составляет около 2%. Это означает, что нуль-пункт скорости определяется с точностью до ± 30 м/сек. Из этой же таблицы следует, что при единичной калибровке наибольшая ошибка в определении нуль-пункта скорости составляет ± 100 м/сек.

Исключение эффекта вращения при записях протяженной области можно провести путем вычисления. Однако мы для этой цели использовали запись лучевых скоростей по линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$, которая производилась одновременно с записью магнитного поля по этой же линии. Так как лучевые скорости крупномасштабных движений в фотосфере редко превосходят 300 м/сек, а смещение линии, вызванное турбулентностью в камере спектрографа, порядка 100 м/сек, то наклон нулевой линии скоростей для данного разреза, вызванный эффектом вращения, можно провести достаточно уверенно, чего нельзя сделать по линии $\text{H}_3 \text{ Ca}^+$. Конечно, при этом мы вводим ошибку, вызванную дифференциальным эффектом вращения для линий, образующихся на различных глубинах. Но эта ошибка при разрезе поверхности вдоль всего радиуса диска Солнца достигает всего лишь величины 0,14 км/сек. На фиг. 4, кроме калибровочной записи, представлены: запись лучевой скорости в линии H_3 и в $\lambda 5250 \text{ \AA}$, запись магнитного поля по этой же линии и кривая изменения остаточной интенсивности в H_3 . Точка C означает положение нуль-пункта скорости для центра диска Солнца, а наклонная линия $M - M'$ — линию нулевой скорости для данного разреза поверхности Солнца.

На определение нуль-пункта скоростей для центра Солнца по восточному и западному краям может оказать влияние эффект давления. Соударения не только расширяют, но и смещают линию. Для уровня с высоким потенциалом возбуждения возмущающий атом водорода проникает внутрь орбиты возбужденного электрона, и такое столкновение вызывает смещение в сторону коротких волн [14]. Для резонансных линий H и K Ca^+ смещение вследствие соударений происходит в сторону

Т а б л и ц а 1

Мировое время	Расстояние между $A - A'$ и $B - B'$, мм
7 ^h 46 ^m	30,5
8 43	32,5
9 57	30,0
10 50	33,5
12 00	32,5
13 00	31,3
Среднее	31,7 $\pm$ 0,6

длинных волн. Расширение и смещение энергетических уровней тем больше, чем больше давление. Однако, как впервые отметил Е. Сент-Джон [4], для линий Н и К, образующихся в хромосфере, эффектом центр — край можно пренебречь. По расчетам В. Л. Хохловой, для линии К Ca^+ различие в давлении на эффективных уровнях образования линии на краю и в центре диска хромосферы Солнца на два порядка меньше, чем в фотосфере. Для фотосферных же линий наблюдаемое смещение порядка $0,2 \text{ км/сек}$ [15]. Таким образом, можно считать, что нуль-пункт скоростей, определяемый при регистрации лучевых скоростей на восточном и западном краях диска Солнца, получается с точностью, превышающей $\pm 0,1 \text{ км/сек}$. Так как скорости в хромосфере, как правило, значительно превосходят эту величину, можно считать, что картина движений, записанная на регистраторе лучевых скоростей, вполне реальна.

§ 2. ОБЩИЙ ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ В ХРОМОСФЕРЕ

Движения ионизованного кальция в хромосфере имеют очень сложную структуру. На фиг. 2 представлены разрезы различных участков Солнца. Из этих записей видно, что в большинстве случаев переход от восходящих к нисходящим движениям происходит постепенно. На протяжении 1000 км лучевая скорость в среднем изменяется на $0,15 \text{ км/сек}$. Но иногда наблюдаются участки с резко выраженным спадом или подъемом (см. фиг. 2, б), где на 1000 км скорость возрастает в 4—5 раз быстрее. В ряде случаев встречаются «столообразный» подъем или опускание газа (см. фиг. 2, б), когда на большом протяжении возникает перепад скорости в $2—3 \text{ км/сек}$ и больше, а внутри этого участка изменения лучевой скорости малы. Кроме того, на общем фоне подъема и опускания имеются отдельные участки протяженностью в $4000—20000 \text{ км}$ со скоростями $2—4 \text{ км/сек}$.

На фиг. 5, а, 6, а и 7, а представлены карты лучевых скоростей различных областей поверхности Солнца, полученные в различные дни. Карты фиг. 5, а получены с высотой щели спектрографа, эквивалентной 22000 км на поверхности Солнца при расстоянии между разрезами $\sim 9700 \text{ км}$. Карты фиг. 6 и 7 сняты при большом гелиографическом разрешении. Высота щели эквивалентна 3300 км , а расстояние между разрезами составляло 4900 км . Так как разрезы делались в направлении суточной параллели, то точность локализации участков с максимальными лучевыми скоростями определяется главным образом расстояниями между разрезами.

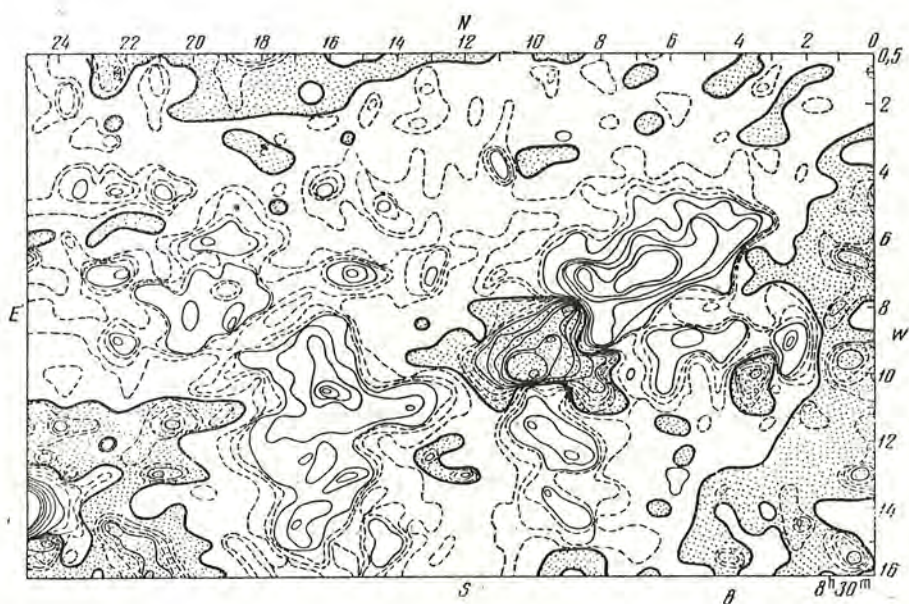
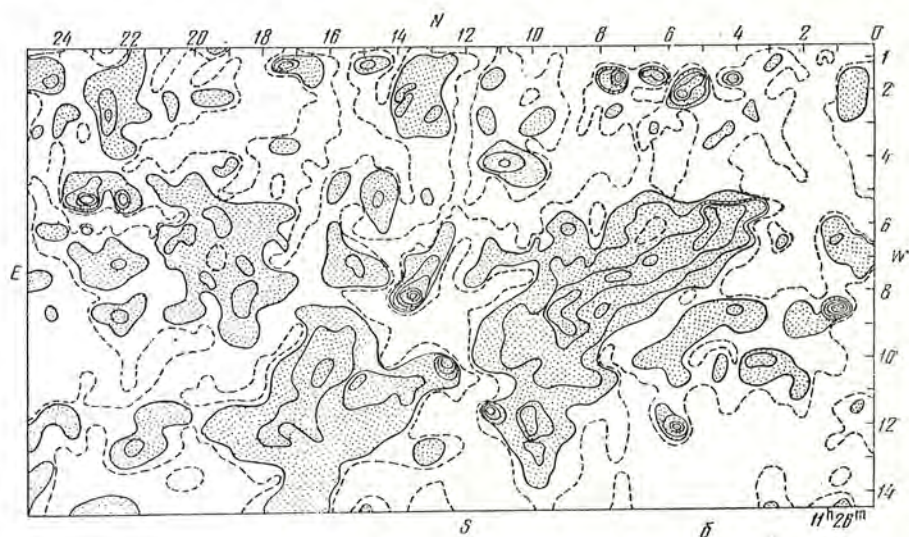
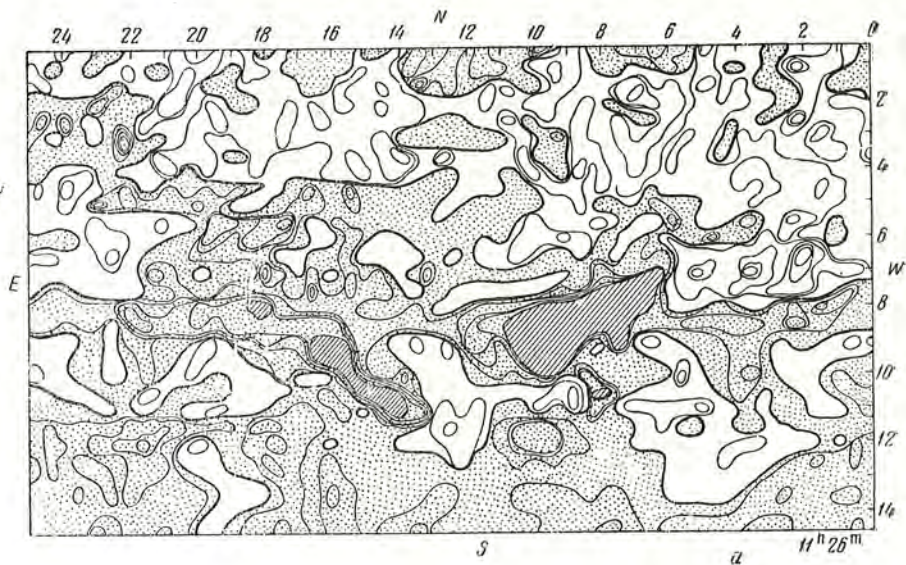
Из приводимых карт видно, что подъемы и опускание газа происходят на больших площадях поверхности Солнца протяженностью до 200000 км . Сравнение карт яркости флоккулов в линии H_β (см. фиг. 5, б, 6, б, 7, б) с полем лучевых скоростей говорит о преимущественном опускании газа над флоккулами. Область подъема газа во флоккулах занимает всего 21% площади всех флоккулов. Подъем происходит со средней скоростью — $0,97 \text{ км/сек}$, а опускание со скоростью $+1,7 \text{ км/сек}$.

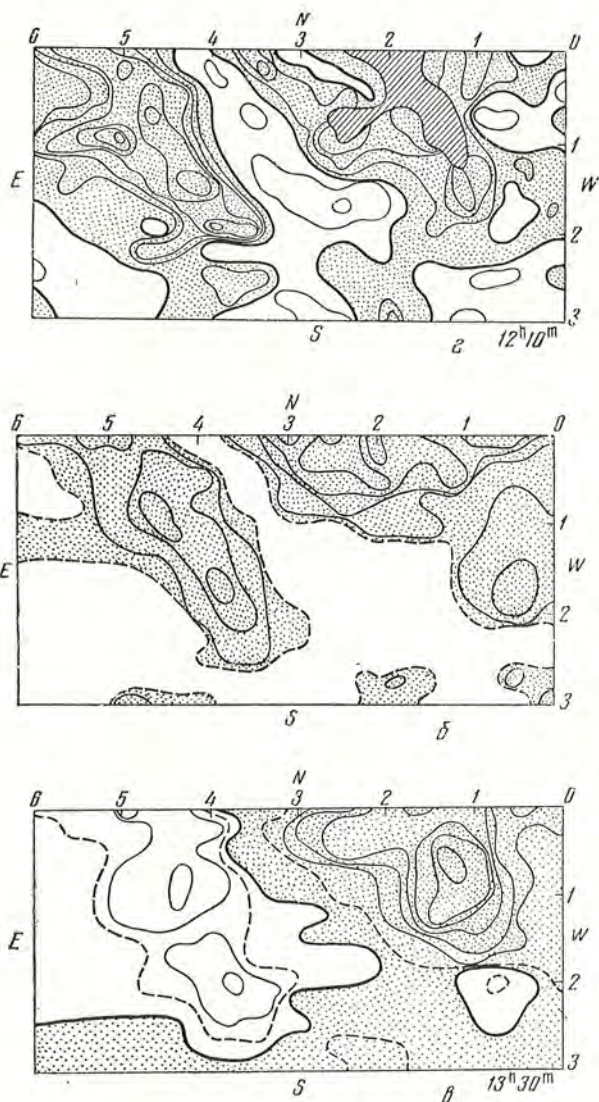
В очень ярких флоккулах средняя скорость подъема равна $-1,2$ км/сек, а скорость опускания $+2,3$ км/сек. Таким образом, средние скорости как подъема, так и опускания газа растут с яркостью флоккула. В невозмущенных областях площадь, занимаемая подъемом газа, больше площади опускания и составляет 56% общей площади невозмущенной хромосферы. Средняя скорость подъема равна скорости подъема во флоккулах, а скорость опускания равна $+1,25$ км/сек, т. е. меньше, чем во флоккулах. В табл. 2 эти данные по картам, записанным в разные дни, представлены отдельно для различных участков солнечной поверхности. В этой же таблице приводятся относительные величины потоков масс подъема и опускания (потоком массы мы называем произведение площади на среднюю скорость). В невозмущенной хромосфере поток массы, переносимый

Таблица 2

Дата и характер движения	В невозмущенной хромосфере			Во флоккулах			В ярких флоккулах		
	$v \parallel$, км/сек	S, относит. единицы	$v \parallel \cdot S$	$v \parallel$, км/сек	S, относит. единицы	$v \parallel \cdot S$	$v \parallel$, км/сек	S, относит. единицы	$v \parallel \cdot S$
30.X 1958 г.									
Подъемы	-1,02	427	-436	-1,02	107	-109	-1,30	30	-39
Опускания	+1,3	338	+439	+1,69	247	+417	+2,38	69	+164
2.XI 1958 г.									
Подъемы	-0,72	109	-78	-0,73	69	-50	-0,96	16	-15
Опускания	+1,07	98	+105	+1,40	138	+193	+1,7	21	+36
25.III 1959 г.									
Подъемы	-0,96	28	-27	-0,89	8	-7	-0,69	3	-2
Опускания	+1,38	14	+19	+3,8	16	+61	+4,6	9	+41
29.III 1957 г.									
Подъемы	-0,98	43	-42	-1,14	19	-22	-1,13	8	-9
Опускания	+1,22	36	+44	+1,60	51	+82	+1,75	31	+54
Среднее									
Подъемы	-0,96	607	-583	-0,97	203	-197	-1,20	57	68
Опускания	+1,25	486	+607	+1,70	452	+768	+2,26	130	294

движением вверх, равен потоку массы опускающегося газа. Над флоккулами опускается в четыре раза больший поток, чем поднимается. Этот избыток потока массы над возмущенными областями, по-видимому, является результатом оседания части газа, выбрасываемого при нестационарных процессах, локализованных в небольших участках (вспышки, «усы», выбросы), которые не регистрируются при наших измерениях. Детальное сравнение поля скоростей и поля флоккулов показывает, что флоккулы в большинстве случаев как бы окружены областями, где происходят преимущественно подъемы газа. Это яснее можно проиллюстрировать на фиг. 8, где представлена схема расположения флоккулов и скелеткарты лучевых скоростей за 29 марта 1959 г. Здесь яркий флоккул в центральной части карты окружен с трех



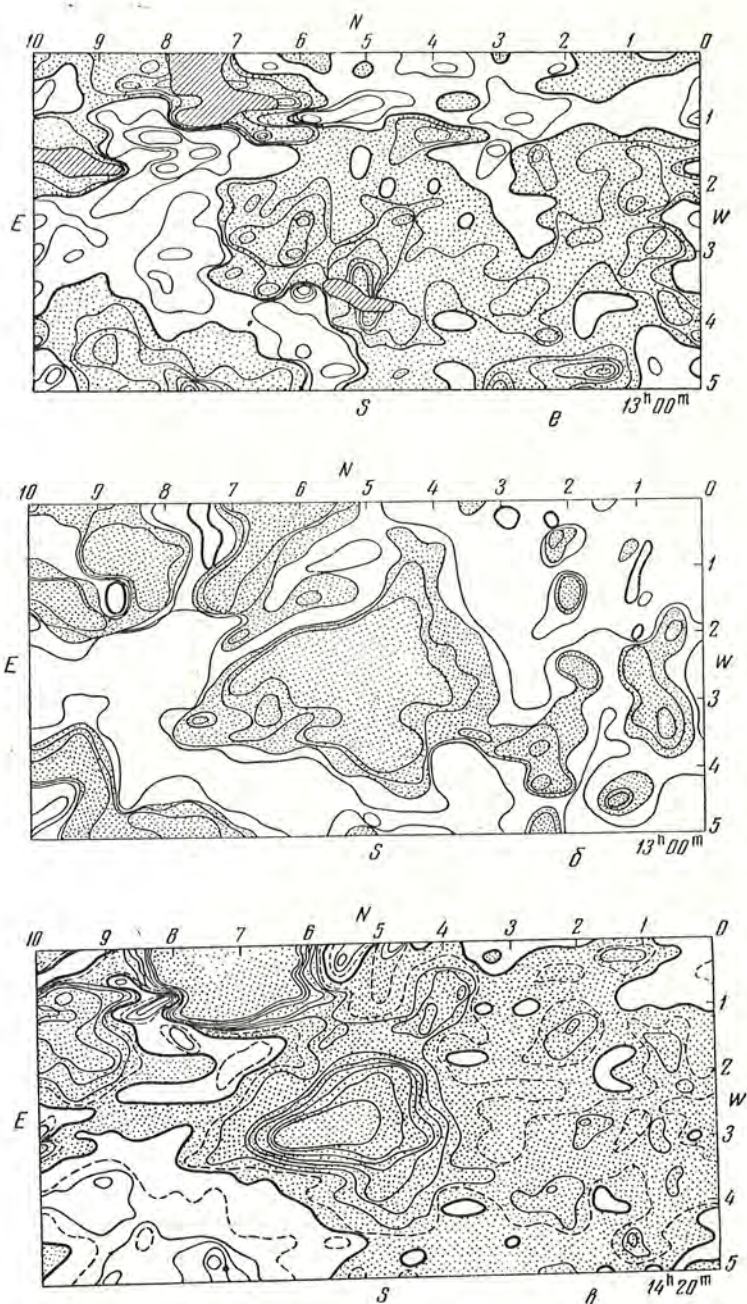


Фиг. 5. Карты лучевых скоростей яркости и магнитного поля за 30.X 1958 г. (масштаб — в одном делении 19 500 км; координаты центра карты $\varphi = -10^\circ$, $L = 115^\circ$; разрезы проведены вдоль суточной параллели; гелиографическое разрешение $3'',6 \times 28''$)

а — карта лучевых скоростей в линии $H_2 Ca^+$; сплошные линии — линии равной скорости — проведены через 1 км/сек; темные области, покрытые точками, — области опускания газа; светлые — подъема; заштрихованные области — места, где происходил уход линии со щелей фотометра; средний момент наблюдения $11^h 26^m$ Мир. вр.; б — карта яркости в свете линии $H_2 Ca^+$; сплошные линии — линии равной яркости — проведены при увеличении яркости в целое число раз; пунктирная линия — при увеличении яркости в полтора раза; области, покрытые точками, обозначают расположение флоккулов; светлые — невозмущенная хромосфера; среднее время наблюдения $11^h 26^m$ Мир. вр.; в — карта магнитных полей в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Изогауссы сплошными линиями проведены через 10 гс, пунктирными — через 2,5 гс; области северной полярности покрыты точками; заштрихованные области обозначают зашкаливание прибора; среднее время наблюдения $8^h 30^m$ Мир. вр.

Фиг. 6. Карты лучевых скоростей, яркости и магнитного поля за 25.III 1959 г. (масштаб карт — в одном делении 19 500 км; координаты центра карты $\varphi = +18^\circ$, $L = 11^\circ$; гелиографическое разрешение $1'',8 \times 4'',6$)

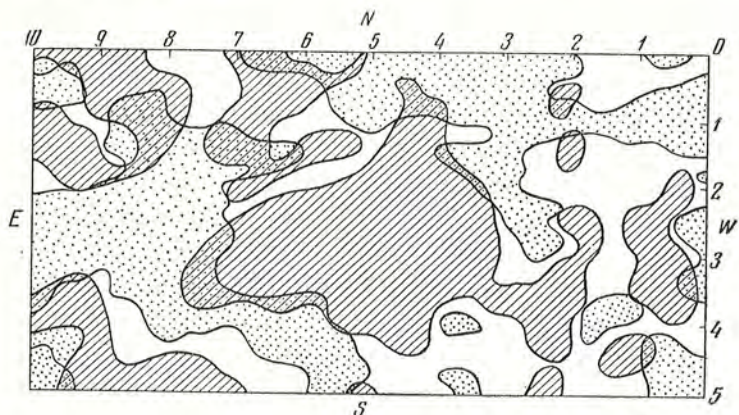
а — карта лучевых скоростей в линии $H_2 Ca^+$; линии равной скорости проведены через 1 км/сек; области, покрытые точками, — области опускания газа; светлые — подъема; заштрихованные области — участки, где происходил уход линии со щелей фотометра; среднее время наблюдения $12^h 10^m$ Мир. вр.; б — карта яркости в линии $H_2 Ca^+$; линии равной яркости проведены при увеличении яркости в целое число раз; области, покрытые точками, — места расположения флоккулов. Среднее время наблюдения $12^h 10^m$ Мир. вр.; в — карта магнитного поля в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$; линии равной яркости проведены через 7 гс, пунктирные — через 3,5 гс; области зашкаливания при $H > 50$ гс — заштрихованы; темные области обозначают северную полярность; светлые — южную; среднее время наблюдения $13^h 30^m$ Мир. вр.



Фиг. 7. Карты лучевых скоростей, яркости и магнитного поля за 29.III 1959 г.
(масштаб карт — в одном делении 19 500 км; координаты центра карты $\varphi = +23^\circ$,
 $L = 298^\circ$; гелиографическое разрешение $1''{,}8 \times 4''{,}6$)

a — карты лучевых скоростей в линии $H\&K^+$; линии равной скорости проведены через 1 км/сек; области с точками — области опускания газа; светлые — подъема; заштрихованы области, в которых происходил уход линий со щелей фотометра; среднее время наблюдений $13^{\text{h}}00^{\text{m}}$ Мир. вр.;
b — карта яркости в линии $H\&K^+$; линии равной яркости проведены при увеличении яркости в целое число раз; области с точками — места расположения флоккулов; среднее время наблюдений $13^{\text{h}}00^{\text{m}}$ Мир. вр.;
c — карта магнитных полей в линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$; изогауссы проведены через 7 Гс; области северной полярности покрыты точками; области зашкаливания при $H > 50$ Гс заштрихованы; среднее время наблюдений $14^{\text{h}}20^{\text{m}}$ Мир. вр.

сторон (с северной, восточной и западной) областями подъема. Это же наблюдается и на картах, записанных в другие дни. Как было уже указано выше, на это явление, существенное для хромосферы, впервые обратил внимание М. Деландр [1].



Фиг. 8. Схема расположения флоккулов и скелет карты лучевых скоростей за 29.III 1959 г.

Области, отмеченные точками, — области подъема газа; заштрихованные области — места расположения флоккулов

Результаты Е. Сент-Джона [4] и В. Л. Хохловой [6] о преимущественном опускании газа в невозмущенных областях хромосферы нами не подтверждаются. По-видимому, выводы этих авторов связаны со случайным выбором областей исследования. Что же касается движений в области флоккулов, то наш результат подтверждает в основном выводы прежних исследований. Как можно видеть из табл. 3 работы [6], в одном и том же флоккуле могут иметь место как опускания, так и подъемы газа. Это можно проследить на фиг. 7, а, б (квадрат 0, 1 (по вертикали) — 8, 9, 10 (по горизонтали) и 0, 1 (по вертикали) — 5, 6, 7 (по горизонтали)). В одном и том же флоккуле действительно наблюдаются области с п р о т и в о п о л о ж н ы м направлением движения. Такие объекты легко найти и на фиг. 5, а, б и 6, а, б.

§ 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЙ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Как нами было уже показано в работе [16], яркость флоккула в свете линии $K_{232} Ca^+$ в среднем возрастает с величиной напряженности магнитного поля. Было установлено, что в ряде случаев наблюдается кольцевая структура флоккулов над областями с четко выраженным относительным максимумом магнитного поля, причем наиболее темная часть флоккула находится над этим максимумом. Из наших материалов мы не обнаружили наличия кольцевых флоккулов в линии H_3 , и в среднем яркость флоккула растет с величиной напряженности поля. Вследствие этого общий характер движений при сопоставлении с магнитным полем

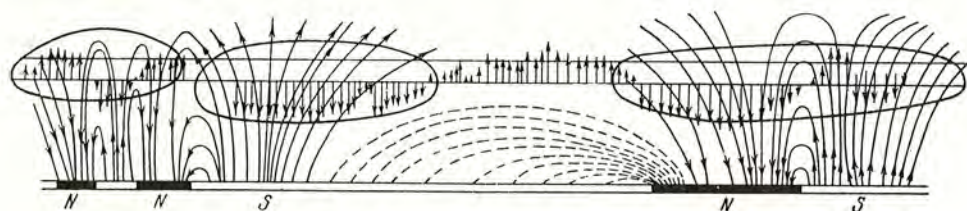
такой же, как и при сопоставлении с флоккулами. Над областями с максимальными магнитными полями (см. фиг. 5, *а, в*, 6 *а, в*, 7, *а, в*) наблюдается преимущественно опускание газа. В областях же слабых полей ($H < 7,5$ *гс*) имеют место как опускание, так и подъемы. Причем последние занимают большую площадь. Иногда линия нулевой скорости тесно следует линии нулевой напряженности магнитного поля, либо смещена на 5000—10 000 *км*. Это можно увидеть при сравнении фиг. 7, *а* и *в*. Нулевая линия лучевой скорости, проходящая с юго-востока, с севера и с северо-востока от участка с сильным магнитным полем, расположенным в центральной части карты 7, *б*, повторяет нулевую линию магнитного поля. Это же можно увидеть для участка с сильным полем в квадрате 0, 1—6, 7, 8, где нулевые линии повторяют друг друга, огибая этот участок с юго-востока. В квадрате 4—4 линии нулевой скорости и нулевого поля почти совпадают друг с другом. На фиг. 5, *а* и 5, *в* близкое расположение нулевых линий наблюдается в юго-восточной части карты и для участка сильного магнитного поля в квадрате 8, 9, 10 (по вертикали) — 9, 10, 11 (по горизонтали). Эти линии огибают участок с южной, восточной и северо-восточной сторон. На фиг. 6, *а* и *в* нулевая линия скорости, проходящая в направлении с северо-востока на юго-запад в средней части карты, также следует линии нулевого магнитного поля. Таким образом, как правило, наблюдаются участки сильного поля и больших его градиентов, где линии нулевой скорости и нулевые линии магнитного поля повторяют друг друга. В этих участках наиболее вероятен выход из фотосферы в хромосферу магнитных полей значительных напряженностей. Здесь, по-видимому, ионизованный газ движется вдоль силовых трубок магнитного поля ($\rho v^2 < \frac{H^2}{4\pi}$), и линию нулевой скорости мы наблюдаем вдоль огибающей вершин арочной структуры магнитного поля, т. е. там, где имеет место трансверсальное поле. Поэтому можно думать, что наблюдающееся смещение линии нулевой скорости относительно линии магнитного поля в фотосфере определяется его структурой и характеризует смещение нулевой линии поля при переходе от уровня фотосферы на уровень образования линии H_3 в хромосфере.

Если принять, что на высоте образования линии H_3 плотность вещества составляет 10^{-13} — 10^{-14} *г/см³* и v порядка 2 *км/сек*, то из соотношения

$$\rho v^2 < \frac{H^2}{4\pi}$$

мы получим, что поле с напряженностью $H = 0,1$ — $0,2$ *гс* должно уже существенно влиять на движения ионизованного газа. Исследования градиентов магнитного поля показали, что в области солнечных пятен магнитное поле изменяется в пределах от 0,5 до 2 *гс/км* [17, 18, 19]. Определение градиента поля путем записи магнитографом в близких и далеких крыльях линий D_1 , D_2 На показали, что в фотосфере в не пятен изменение поля с высотой составляет 0,2—0,04 *гс/км* [20]. В хромосфере, по нашим предварительным определениям, изменение магнитного поля более

медленное и равно $0,005 \text{ гс/км}$ при $H = 50 \text{ гс}$; над пятнами это изменение на два порядка больше. Таким образом, градиент магнитного поля, во-первых, изменяется с высотой не линейно (чем больше высота, тем медленнее происходит изменение поля) и, во-вторых, величина градиента, по-видимому, зависит от напряженности поля — чем больше поле в фотосфере, тем оно быстрее изменяется с высотой. Поэтому поля с напряженностью больше 10 гс на уровне фотосферы могут давать в хромосфере поля в несколько десятков гауссов.



Фиг. 9. Схема движений в хромосфере, наблюдаемых вдоль луча зрения, полярности магнитных полей на уровне фотосферы и предполагаемое направление силовых линий

Если рядом находятся две или несколько областей с сильными магнитными полями, но с разными полярностями, то в области с наибольшим напряжением поля имеет место опускание газа, а в области с меньшей напряженностью, но другой полярности поля — подъем газа. Существование таких областей можно видеть на фиг. 7, а и в. В северо-восточном участке этих карт изменению полярности сопутствует изменение направления лучевой скорости. Полярности N соответствует опускание, а полярности S — подъем газа. Если две области с сильными магнитными полями значительно удалены друг от друга, то в них всегда наблюдается опускание газа, а между этими областями на значительной площади происходит подъем газа. На этих картах, снятых с высоким гелиографическим разрешением, наиболее сильные движения наблюдаются в участках с большими градиентами магнитных полей.

Наблюдаемую картину движений в хромосфере можно представить схематически (фиг. 9). На этой схеме обозначены наблюдаемые лучевые скорости, расположение магнитных полей на уровне фотосферы и предполагаемое направление магнитного поля в хромосфере. Направление стрелок, характеризующих наблюдаемые скорости вдоль луча зрения, не следует считать за реальные движения, направление которых при H больше $0,3 \text{ гс}$ уже должно полностью совпадать с направлением силовых трубок магнитного поля. Фиг. 9 представляет весьма упрощенную картину сложных движений в хромосфере.

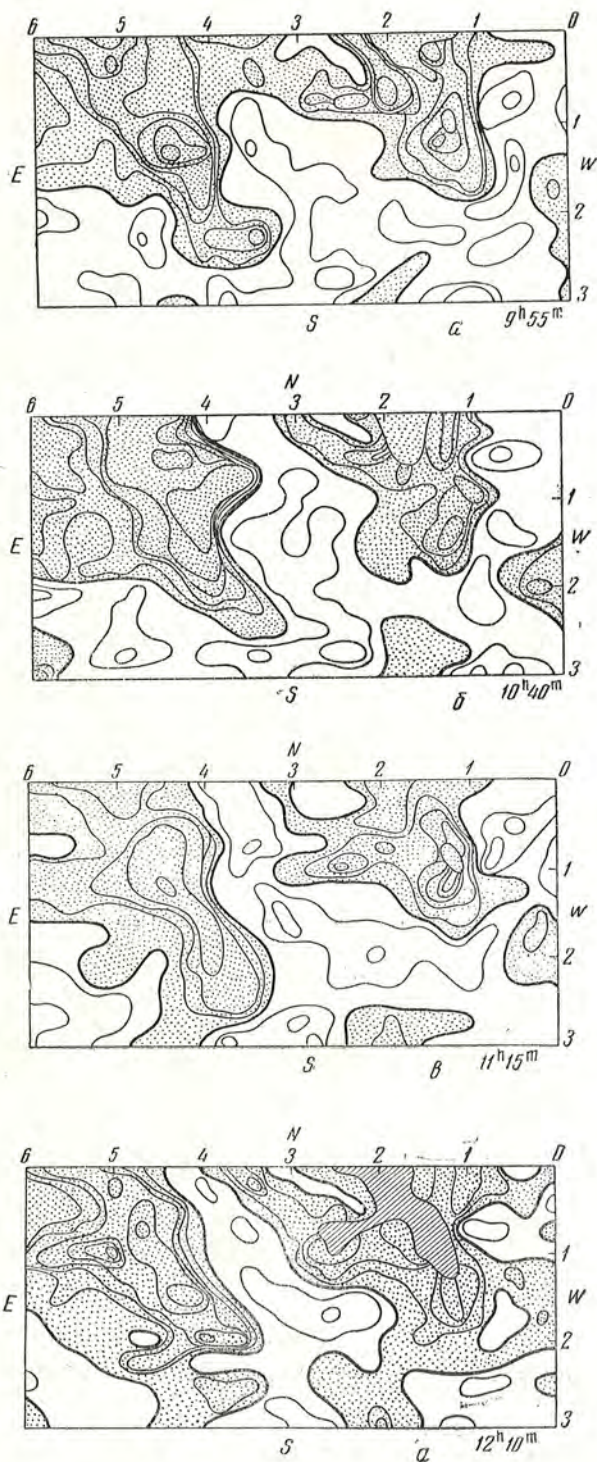
Уточняя картину движения в области флоккула и в его окрестности, описанную Деландром, следует заключить, что если флоккул находится над мультиполярной магнитной областью, то в лучевых скоростях будет иметь место в основном чередование опускания и подъема в соответствии с изменением полярности магнитного поля, а в окрестности флоккула будет наблюдаться преимущественно подъем газа.

§ 4. ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ СО ВРЕМЕНЕМ И ДВИЖЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Для установления изменения поля лучевых скоростей в хромосфере со временем были записаны одни и те же участки поверхности Солнца через определенные интервалы времени. Картины изменения поля скоростей 25 и 29 марта 1959 г. представлены на фиг. 10 и 11. Общий промежуток времени между первой и второй записью 23 марта составлял 2 часа 30 мин., а 29 марта 5 час. 14 мин. Как мы видим, общий характер движения достаточно устойчив на протяжении пяти часов. Отдельная обширная область, на которой происходит подъем и опускание газа, в общем сохраняется в течение времени наблюдений, однако медленно и последовательно меняет свои очертания. Чем изрезаннее и сложнее поле скоростей, чем чаще чередуются направления движений и чем меньше скорости, тем быстрее перемещаются линии нулевых скоростей, а следовательно, и общая площадь, на которой наблюдается один определенный вид движения. Мы рассмотрим более подробно изменение со временем поля скоростей на фиг. 11. Как мы уже отмечали выше, на общем фоне подъема и опускания газа имеются отдельные участки с протяженностью 5000—20 000 км, в которых отмечаются относительно большие скорости. На рассматриваемых нами картах имеется 49 таких участков, из них 10 прослеживаются в течение всего периода наблюдений.

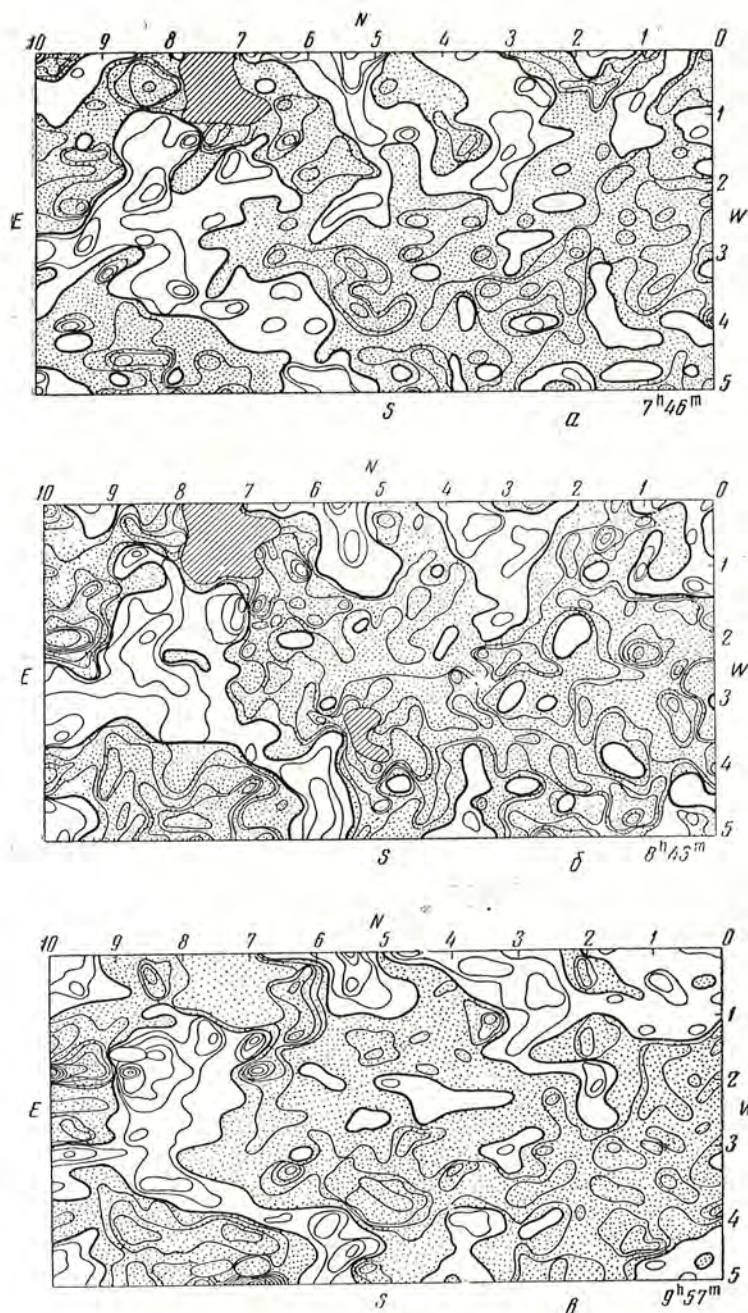
Некоторые участки, просуществовав два-три часа и, постепенно уменьшая скорость, перестали быть видимыми на общем фоне поля скоростей; в ряде случаев исчезнувший участок с максимальной скоростью вновь появляется при следующих наблюдениях; иногда на месте исчезнувшего появляется новый с противоположным направлением движения. Также имеются случаи, когда на равномерном фоне поля скоростей появляются участки, которые затем прослеживаются до последнего момента наблюдений. Можно предполагать, что такие участки являются отдельными крупномасштабными элементами турбулентности, на которые распадается общее движение массы газа в хромосфере. Сопоставляя общее число наблюдавшихся элементов в первый момент наблюдений и число (из них) исчезнувших в течение пяти часов, можно приближенно оценить время жизни турбулентного элемента. Нетрудно рассчитать, что оно длится около семи часов.

Можно проследить за перемещением отдельных турбулентных элементов в хромосфере. На фиг. 12 представлена схема последовательных перемещений элементов. Здесь отдельно выделены опускающиеся и поднимающиеся элементы. Можно рассчитать и полную скорость движения элементов. В табл. 3 даны тангенциальные, лучевые и полные скорости этих элементов за каждый промежуток времени наблюдений, а на фиг. 13 приведено изменение полной скорости для пяти турбулентных элементов. Средняя полная скорость опускающихся и поднимающихся элементов соответственно равна 3,6 км/сек. Сейчас еще трудно сказать, каков характер этих движений в зависимости от магнитного поля, а также какова величина магнитного поля, связанного с ними. Для решения этого вопроса имеются значительные наблюдательные трудности.



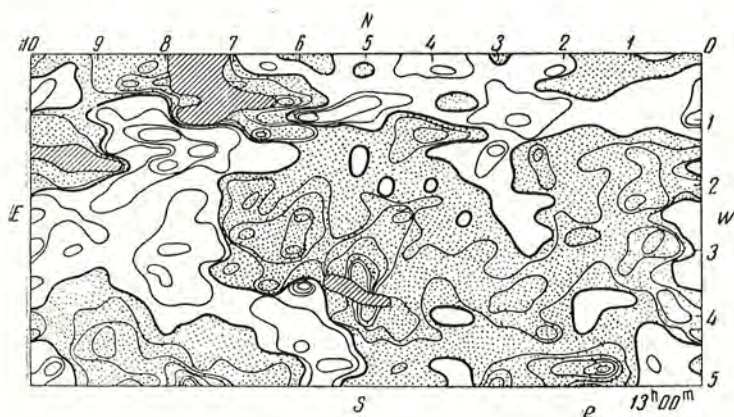
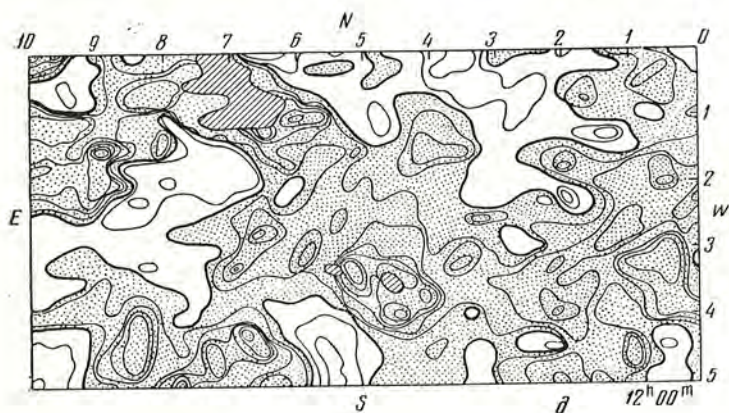
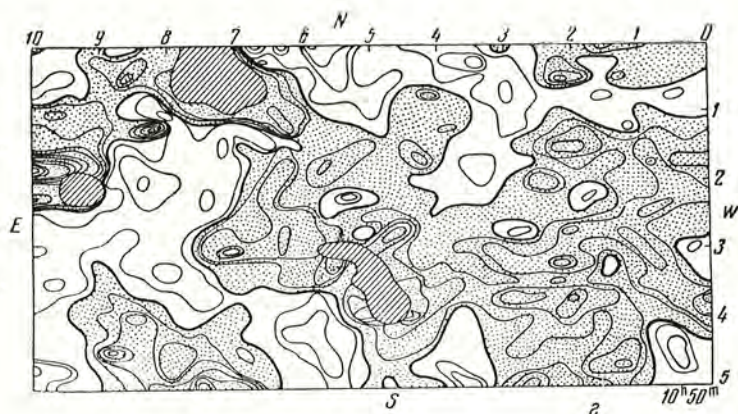
Фиг. 10. Последовательность изменений со временем поля лучевых скоростей
25.III 1959 г.

Линии одинаковой скорости проведены через 1 км/сек; области, отмеченные точками, — области опускания; светлые — подъема газа; масштаб карт — в одном делении 19500 км; гелиографическое разрешение $1'',8 \times 1'',6$



Фиг. 11. Последовательные изменения поля
 Линии одинаковой скорости проведены через 1 км/сек; * области, отмеченные
 в одном делении 19 500 км;

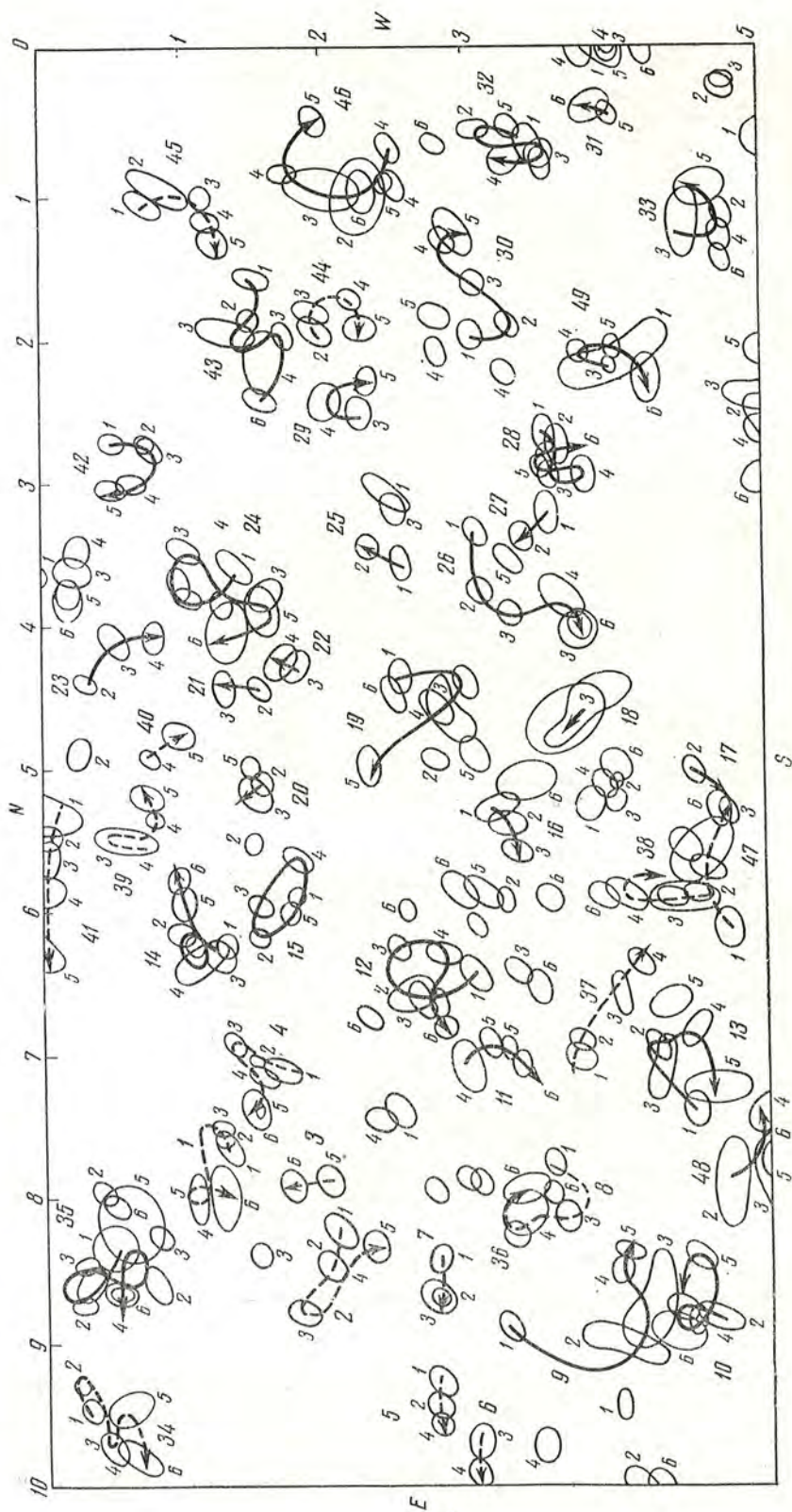
Можно только отметить, что наиболее быстрое перемещение этих элементов и более прямолинейная траектория их наблюдается над областями слабых фотосферных полей ($H < 7,5$ гс). В области сильных полей их траектория более запутана, либо они не имеют тангенциальной составляющей скорости движения. Кроме того, они наблюдаются чаще



лучевых скоростей со временем 29.III 1959 г.

точками, — области пускания, светлые — подъема газа; масштаб карт — разрешение гелиографическое $1'',8 = 4'',6$

в области слабых полей или в области сильных полей с большими градиентами. Таким образом, исследование во времени движений в хромосфере показало наличие устойчивой циркуляции и что эта циркуляция имеет, по-видимому, турбулентный характер. Здесь, однако, необходимы дальнейшие исследования.



Фиг. 12. Схема последовательных перемещений турбулентных элементов

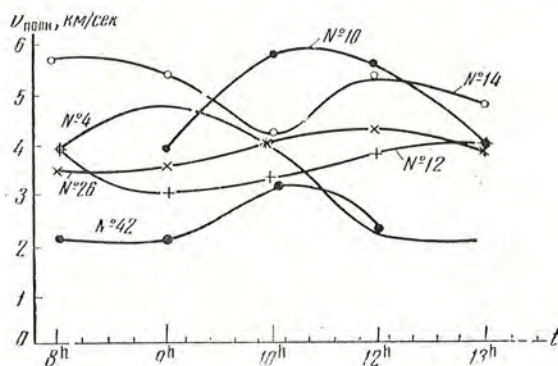
Овалы — расположение элементов; цифры — последовательность перемещения во времени: № 1—7^h_{48m}, № 2—8^h_{43m}, № 3—9^h_{57m}, № 4—10^h_{50m}, № 5—12^h_{00m}, № 6—13^h_{00m}; сплошная линия — траектории опускающихся элементов; пунктирная — поднимающихся

Таблица 3

№	Лучевые скорости, км/сек					Тангенциальные скорости, км/сек					Полные скорости, км/сек				
	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5
1		-2,1	-2,9	-2,5	-2,5		2,2	2,9	1,2	1,6		3,0	4,1	2,7	3,0
2	-3,44	-4,5	-5,2	-2,3		1,56	1,6	3,6	1,4		3,8	4,8	6,4	2,7	
3					-1,9					1,7					2,5
4	-3,34	-4,6	-3,2	-1,8	-1,9	1,99	0,4	2,3	1,3	0	3,9	4,8	4,0	2,1	1,9
5	-2,36					1,42					2,8				
6			-3,4					1,4					3,7		
7	-2,13	-1,9				1,99	0				2,9	1,9			
8				-1,5	-1,4				0,9	2,2				1,8	2,6
9	+2,88	+3,6	+3,6	+4,1		4,97	1,5	2,0	0,7		5,7	3,9	4,1	4,7	
10		+2,9	+4,3	+4,8	+3,0		2,6	4,0	2,8	2,6		3,9	5,8	5,6	4,0
11				+3,7	+3,4				1,8	0,7				4,2	3,5
12	+2,7	+2,1	+2,3	+3,3	+3,7	2,90	2,1	2,4	1,8	1,4	4,0	3,0	3,4	3,8	4,0
13	+3,7	+4,5	+2,5	+2,9		2,6	1,6	3,1	2,3		5,0	4,2	3,9	3,7	
14	+5,2	+5,2	+4,1	+4,7	+4,7	2,3	1,5	0,9	2,6	0,7	5,7	5,4	4,2	5,4	4,8
15		+2,6	+2,1	+2,5			1,2	3,1	2,0			2,9	3,7	3,2	
16	+3,5	+3,3				0,8	1,1				3,6	3,5			
17		+2,4					1,4					2,8			
18		+4,1					0,4					4,1			
19		+2,9	+3,5	+4,0			1,5	0,6	2,1			3,3	3,6	4,5	
20		+2,5					0,8					2,6			
21		+1,7					1,3					2,2			
22			+1,9					1,1					2,2		
23		+1,4	+1,7				1,8	2,4				2,3	3,0		
24	+2,4	+2,8	+2,1	+1,7	+2,5	2,7	1,8	3,4	1,6	1,9	3,6	3,3	4,0	2,4	3,1
25	+2,6					1,5					3,0				
26	+2,7	+3,2	+2,9	+4,2	+3,8	2,8	1,8	2,8	0,9	0	3,5	3,6	4,0	4,3	3,8
27	+3,3					2,3					4,0				
28	+3,6	+3,0	+3,0	+3,4	+2,9	1,0	1,1	2,0	1,5	0,8	3,7	3,2	3,6	3,8	3,0
29			+2,0	+1,6				2,0	1,5				2,8	2,2	
30	+3,2	+3,3	+3,3			2,1	2,3	2,6			3,8	4,0	4,2		
31				+3,2	+3,3				0,5	1,0				3,3	3,5
32	+4,3	+4,2	+3,0			3,1	1,4	2,4			5,3	4,4	3,8		
33		+4,7	+3,6				2,0	2,0				5,1	4,1		
34	-0,9	-1,6	-1,8	-1,2	-1,4	1,1	1,8	1,5	1,8	1,8	1,5	2,4	2,3	4,9	2,3
35	+4,3	+3,4	+3,6	+3,6	+3,4	3,1	1,5	2,1	2,7	2,8	5,3	3,8	4,2	4,4	4,3
36			-2,4	-1,5	-1,5			2,6	1,2	2,6			3,5	1,9	3,0
37	-1,7	-1,5	-1,9			1,0	1,9	1,5			1,9	2,4	2,4		
38	-2,2	-2,5	-2,2			0	1,6	1,5			2,2	3,0	2,7		
39		-2,6	-2,3				0,6	2,0				3,3	3,0		
40				-1,4					1,8					2,3	
41	-4,0	-4,0	-4,0	-3,2		2,6	0,6	3,1	2,8		4,8	4,5	5,0	4,2	
42	-2,1	-2,0	-2,2	-1,7		0,8	0,4	2,3	1,6		2,2	2,1	3,2	2,3	
43	+2,3	+2,9	+2,8	+3,3	+4,2	2,1	1,1	1,8	1,4	2,9	3,1	3,1	3,4	3,6	5,1
44		-2,0	-1,7	-1,6	-1,3		0,6	2,3	0,9	2,3		2,8	2,8	1,8	2,6
45		-1,8	-1,3	-1,7			1,2	0,9	0,9			2,2	1,6	1,9	

№	Лучевые скорости, км/сек					Тангенциальные скорости, км/сек					Полные скорости, км/сек				
	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5
46	+4,9	+4,0	+2,7	+3,6	+3,7	2,7	0,9	2,6	3,0	3,8	5,6	4,1	3,7	4,7	5,3
47	-1,9		-3,0	-2,3	-2,3	1,1		1,2	0,5	1,6	2,2		3,3	2,3	2,9
48		+4,6	+5,6				2,6	1,5				5,3	5,8		
49			+2,7	+4,2	+3,9			3,2	1,2	2,0			4,2	4,4	4,4
Полные средние скорости											3,7	3,5	3,7	3,7	3,5

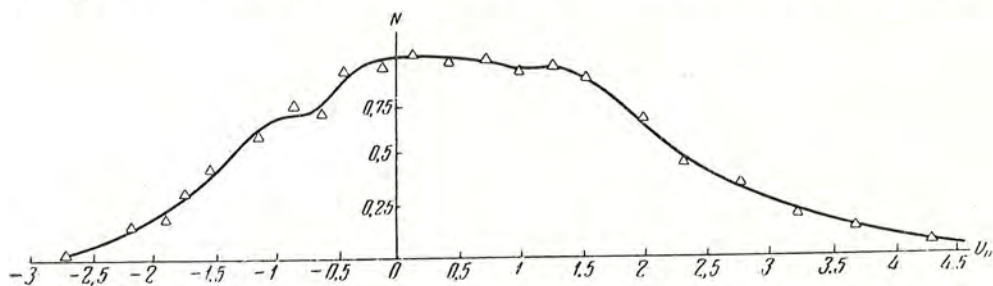
Средние моменты: $t_1 = 8^{\text{h}}15^{\text{m}}$, $t_2 = 9^{\text{h}}20^{\text{m}}$, $t_3 = 10^{\text{h}}23^{\text{m}}$, $t_4 = 11^{\text{h}}25^{\text{m}}$, $t_5 = 12^{\text{h}}30^{\text{m}}$



Фиг. 13. Изменение во времени полной скорости некоторых турбулентных элементов

§ 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

На картах за четыре дня наблюдений была определена частота встречаемости скорости данной величины. Для этого производился подсчет скоростей через равные отрезки расстояний на всей площади. На фиг. 14 дана кривая распределения $v_{||}$, которая представляет не что иное, как распределение по совокупности. Функция распределения имеет совер-



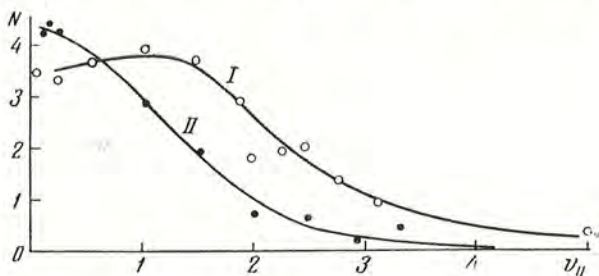
Фиг. 14. Кривая распределения лучевых скоростей

По оси абсцисс отложена величина скорости (вправо — от начала координат — опускания, влево — подъема); по оси ординат — частота встречаемости скорости данной величины и знака

шенно необычный вид. Для подъемов и опускания газа имеются вторые мало выделяющиеся относительные максимумы.

Для подъемов они встречаются при $v_{\parallel} = -0,9$ км/сек, а для опускания — при $v_{\parallel} = +1,25$ км/сек. Кривая распределения несимметрична. Частота встречаемости больших скоростей в случае опускания газа значительно больше, чем для подъема. Это является прямым следствием уже полученных выше результатов (см. табл. 2). Для выяснения причины появления в функции распределения вторичных максимумов были определены функции распределения скоростей для областей с $H \leq 7,5$ гс и для $H > 7,5$ гс. На фиг. 15 представлены эти кривые распределения.

Наличие магнитного поля сильно изменяет форму функции. Вершина распределения делается плоской со слабо выраженным максимумом при $v_{\parallel} = 1$ км/сек. Вся кривая распределения сдвинута в сторону больших скоростей. Для области над слабыми фотосферными полями функция распределения имеет более обычный вид, но отличается от нормального распределения большей частотой появления движений с большими скоростями. При наличии сильного магнитного поля скорости больше 1,2 км/сек встречаются чаще (вдвое и более), чем в отсутствие сильных полей.

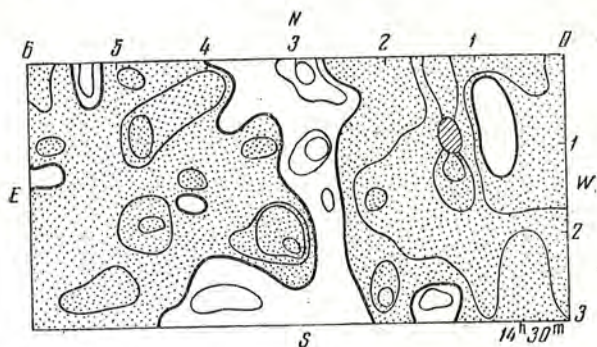


Фиг. 15. Кривые распределения скоростей
I — при магнитном поле в фотосфере $H > 7,5$ гс;
II — при $H \leq 7,5$ гс

§ 6. О НАДЕЖНОСТИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Применение фотоэлектрического метода для записи лучевых скоростей требует известной проверки. Для этого после записи лучевых скоростей 25 марта 1959 г. были получены спектрограммы в области H_3 с линейной дисперсией 5,26 мм/Å. Для всего участка поверхности Солнца, где была произведена запись, были сфотографированы спектры в десяти разрезах, отстоящих один от другого на расстоянии 10 000 км на поверхности Солнца. Измерение лучевых скоростей H_3 делалось через 5000 км вдоль каждого разреза. Определения лучевых скоростей производились на измерительном приборе, сконструированном по идее А. Б. Северного и работающем на принципе уравнивания световых потоков, проходящих через две щели, которые выделяют крылья линии поглощения [22]. За опорные линии были взяты фотосферные линии № 1 и № 7 табл. 4. Ширина и высота щелей измерительного прибора были приняты такими же, как и для фотометра магнитографа и регистратора лучевых скоростей. Принцип действия этого измерительного прибора по существу не от-

личается от принципа действия регистратора лучевых скоростей. На первый взгляд казалось бы, что нет необходимости в проверке работы регистратора при помощи прибора, который по принципу действия от него ничем не отличается. Однако из-за отсутствия непрерывного спектра в области H_{232} применение балансировки по линии поглощения нуждается в проверке. Балансировка же измерительного прибора осуществляется по фону пластинки. Этот измерительный прибор позволяет производить наведение на линию с точностью до 1 мк. Однако исследования показали,



Фиг. 16. Карта лучевых скоростей за 25.III 1959 г. в 14°30' Мир. вр., построенная по измерениям спектрограмм

ми ранее (фиг. 6, а, б, в), оказалось, что для записями необходимо нуль-пункт скорости сместить на +2 км/сек. На фиг. 16 представлена эта карта лучевых скоростей с исправленным нуль-пунктом. Как видим, она весьма сходна с картами, полученными по записям с магнитографом. Имеются некоторые несходства в областях малых движений. Это различие вполне естественно, так как лучевые скорости, измеренные по спектрограммам, дают движение газов хромосферы относительно движений в фотосфере. Как указывалось выше, наличие движений в фотосфере может внести ошибку при отдельных измерениях до 0,7 км/сек. Величина максимальных скоростей по записям на магнитографе и регистраторе скоростей несколько выше, чем на карте фиг. 16. Непрерывная запись вдоль разреза позволяет выявить максимальные величины скоростей, в то время как при измерении спектрограмм через определенные интервалы эти места могут быть пропущены или даже не зафиксированы на снимке. Разрезы при получении спектрограмм брались в два раза менее часто. И несмотря на эти причины, приводившие к искажению общей картины поля скоростей, имеется удовлетворительное соответствие карт фиг. 6 с картой фиг. 16 при $v_{\parallel} > 1,0$ км/сек. Смещение нуль-пункта скоростей на 2 км/сек эквивалентно введению поправки в длину волны H_{β} Ca^{+} , равной $\Delta\lambda = -0,026$ Å. Таким образом, длина волны H_{β} в хромосфере в системе длин волн таблиц Роуланда равна $3968,468 \pm \pm 0,005$ Å. Ошибка определена из возможной неточности изменения

что микрофлуктуация чувствительности фотоэмульсии приводит к погрешности ± 10 мк, что при данной линейной дисперсии спектрографа составляет в лучевых скоростях ошибку ± 144 м/сек.

После измерения всех разрезов была построена карта лучевых скоростей. При сравнении этой карты с картами лучевых скоростей этой же области, записанными

магнитографом, для наилучшего согласия с записями необходимо нуль-пункт скорости сместить на +2 км/сек. На фиг. 16 представлена эта карта лучевых скоростей с исправленным нуль-пунктом. Как видим, она весьма сходна с картами, полученными по записям с магнитографом. Имеются некоторые несходства в областях малых движений. Это различие вполне естественно, так как лучевые скорости, измеренные по спектрограммам, дают движение газов хромосферы относительно движений в фотосфере. Как указывалось выше, наличие движений в фотосфере может внести ошибку при отдельных измерениях до 0,7 км/сек. Величина максимальных скоростей по записям на магнитографе и регистраторе скоростей несколько выше, чем на карте фиг. 16. Непрерывная запись вдоль разреза позволяет выявить максимальные величины скоростей, в то время как при измерении спектрограмм через определенные интервалы эти места могут быть пропущены или даже не зафиксированы на снимке. Разрезы при получении спектрограмм брались в два раза менее часто. И несмотря на эти причины, приводившие к искажению общей картины поля скоростей, имеется удовлетворительное соответствие карт фиг. 6 с картой фиг. 16 при $v_{\parallel} > 1,0$ км/сек. Смещение нуль-пункта скоростей на 2 км/сек эквивалентно введению поправки в длину волны H_{β} Ca^{+} , равной $\Delta\lambda = -0,026$ Å. Таким образом, длина волны H_{β} в хромосфере в системе длин волн таблиц Роуланда равна $3968,468 \pm \pm 0,005$ Å. Ошибка определена из возможной неточности изменения

нуль-пункта скоростей при согласовании карт фиг. 6 с картой фиг. 16. Длина волны линии H_β для хромосферы по определению Сент-Джона равна 3968,476 Å. Различие в длинах волн составляет всего 0,008 Å и находится в пределах ошибок нашего определения и измерения Сент-Джона.

Таблица 4

№ п/п	λ Роуланда	Элемент и интенсивность линии	λ Мур	№ мультиплета	Потенциал возбуждения		j	Терм
					нижний	верхний		
1	3966,075	Fe 2	3966,066	45	1,60	4,71	2—3	$a^3F - y^3D^0$
2	3966,511	Fe 2	3966,532	562,652,766	3,28	6,39	0—1	$z^5D^0 - j^5F$
3—4	3966,642	Fe 3	3966,630	282,562	2,75	5,86	3—4	$a^3G - z^1G^0$
		Zr	3966,65	8	0,15	3,26	4—3	$a^3F - x^3F^0$
5	3967,433	Fe 2	3967,423	604	3,29	6,40	4—3	$b^3H - u^3G^0$
6	3968,494	Ca ⁺ 700	3968,470	1	0,00	3,11	$1/2-1/2$	$4^2S - 4^2P^0$
7	3969,270	Fe 10	3969,261	43	1,48	4,59	4—3	$a^3F - y^3F^0$
8	3969,762	Cr 2	3969,748	38	2,63	5,64	5—6	$a^5G - y^5H^0$
9	3970,274	1	—	—	—	—	—	—
10	3970,401	Fe 2	3970,391	488	3,06	6,17	1—0	$c^3P - w^3P^1$

Вторая проверка надежности нашего метода заключалась в сравнении результатов измерений лучевых скоростей, произведенных на измерительном приборе [16], с результатами, полученными методом построения контуров линии. Это необходимо было сделать для выяснения влияния возможной асимметрии H_β на запись лучевых скоростей. Для получения лучевых скоростей методом контуров линии в качестве опорных фотосферных линий были взяты линии табл. 4. Сравнение результатов измерений двумя методами приводится в табл. 5.

Таблица 5

Разрез	$v_{ }$, км/сек		(a) — (b), км/сек
	измерит. прибор с двумя щелями (a)	по контурам линий (b)	
0	0,79	0,83	—0,04
0,25	1,20	0,82	+0,38
0,5	0,14	0,27	—0,13
0,75	—	—	—
1,00	—	—	—
1,25	0,74	0,58	+0,16
1,50	1,00	1,2	—0,20
1,75	0,06	0,14	—0,08
2,00	0,40	0,48	—0,08
2,25	0,80	0,87	—0,07
2,50	0,16	0,37	—0,21
2,75	0,46	0,36	—0,10
3,00	0,96	0,82	+0,14

Различие результатов находится в пределах ошибок обоих методов. Измерение контуров вдоль одного разреза линии $H\beta Ca^+$ показало, что ее асимметрия (при $\Delta\lambda \pm 0,075 \text{ \AA}$, что соответствует $l = 0,150 \text{ \AA}$) не приводит к ошибкам в определении лучевых скоростей, превосходящим $0,1 \text{ км/сек}$. Таким образом, можно считать, что измерения при помощи регистратора лучевых скоростей являются вполне надежными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В хромосфере Солнца имеются обширные области устойчивых подъемов и опускания газа. Протяженность этих областей достигает $200\,000 \text{ км}$. Общее движение, по-видимому, представляет собою движение крупномасштабных турбулентных элементов с характерным размером $5000\text{—}20\,000 \text{ км}$ и со средней продолжительностью существования, равной 7 час. Средняя полная скорость опускающихся и поднимающихся элементов равна $3,6 \text{ км/сек}$.

2. В невозмущенных областях хромосферы над слабыми магнитными полями в фотосфере ($H < 7,5 \text{ гс}$) общая масса опускающегося газа равна массе поднимающегося. Средняя скорость подъема равна $-0,96 \text{ км/сек}$, а опускания $+1,25 \text{ км/сек}$. Площадь, на которой происходит подъем газа, составляет 56% всей площади невозмущенной области. Во флоккулах площадь, на которой происходит опускание газа, составляет 79% общей площади флоккулов. Скорость подъема равна скорости подъема в невозмущенных областях, а скорость опускания равна $+1,7 \text{ км/сек}$.

В участках расположения особенно ярких флоккулов, так же как и на всей площади флоккулов, происходит преимущественно опускание газа со скоростью $+2,3 \text{ км/сек}$, а средняя скорость подъема $-1,3 \text{ км/сек}$. Таким образом, с яркостью флоккулов растет как скорость подъема, так и опускания газа. Масса, опускающаяся над всей площадью флоккулов, примерно в 4 раза превосходит массу поднимающегося газа. Возможно, этот избыток потока массы компенсируется выбросами при нестационарных процессах, локализованных в небольших объемах (вспышки, «усы», выбросы).

3. Области флоккулов, как правило, окружены областями подъема газа. Если флоккул расположен над магнитными полями различной полярности, то изменению полярности сопутствует изменение направления движения. При этом над магнитным полем с большей напряженностью имеет место опускание газа. Если флоккул расположен над магнитным полем одной полярности, то, как правило, наблюдается только опускание газа.

4. Вблизи сильных магнитных полей и в области больших градиентов нулевая линия скорости проходит близко к нулевой линии магнитного поля. Это явление, как и чередование знака скорости с изменением полярности, по-видимому, говорит в пользу движения газа вдоль силовых трубок магнитного поля. Как правило, между двумя значительно удаленными участками с сильными магнитными полями находятся две линии нулевой скорости. Это указывает на слабое влияние магнитного поля на

движение газа в промежутке между участками с сильными магнитными полями.

5. Наибольшие скорости подъема и опускания наблюдаются там, где имеются большие градиенты магнитных полей, а также над областями со слабым магнитным полем ($H < 7,5$ гс).

6. Функция распределения скоростей имеет асимметричный вид. Более часто встречаются большие скорости в области опускания. Имеются относительные максимумы при $v = +1,25$ и при $v = -0,9$ км/сек.

Наличие магнитного поля значительно изменяет форму функции распределения скоростей. Вершина функции распределения делается плоской и имеет слабо выраженный максимум при $v = 1$ км/сек. Вся кривая распределения как бы сдвинута в сторону больших скоростей. Скорости с $v > 1,2$ км/сек встречаются в два-три и более раз чаще, чем в отсутствие магнитного поля.

В заключение выражаю благодарность член-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение основных вопросов исследования, а также Н. С. Никулину и А. Г. Гарунову за оказание помощи в наблюдениях и обработке материалов.

11 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. Deslandres. *Comp. Rend.*, 4, 1, 1910.
2. L. E. Yewell. *Ap. J.*, 3, 89, 1896.
3. W. S. Adams. *Ap. J.*, 23, 45, 1906.
4. Ch. E. St. John. *Ap. J.*, 32, 1, 36, 1911.
5. Э. А. Гуртовенко. *Астр. циркуляр*, № 133, 8, 1953.
6. В. Л. Хохлова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 17, 177, 1957.
7. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев и С. М. Райский. *Таблицы спектральных линий*. Гостехиздат, 1952.
8. H. H. Plaskett. *M. N.*, 114, 251, 1954.
9. A. B. Hart. *M. N.*, 114, 17, 1954.
10. Н. С. Никулин, А. Б. Северный и В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 19, 5, 1958.
11. Н. С. Никулин, А. Б. Северный и В. Е. Степанов. *Астр. циркуляр*, № 183, 9, 1957.
12. Н. С. Никулин. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 22, 3, 1960.
13. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. *Наст. том*, стр. 299.
14. J. L. Spitzer. *M. N.*, 110, 3, 216, 1950.
15. М. Миннарт. *Солнечная система*. Под ред. Дж. Койпера. Т. I. ИЛ, 1957, стр. 148.
16. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 21, 152, 1959.
17. G. E. Hale, S. B. Nicholson. *Magnetic observations of Sunspots*, 1917—1926, 1, 6, 1958.
18. R. B. King. *Ap. J.*, 80, 136, 1934.
19. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 21, 180, 1959.
20. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 22, 42, 1960.
21. A. B. Severny, V. Bumba. *Observatory*, 78, 902, 33, 1958.
22. А. В. Брунс, В. Бумба. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 22, 134, 1960.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ОДИНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

В. Бумба

Целью работы является исследование напряженностей и конфигураций магнитного поля одиночных солнечных пятен при помощи спектрографа БСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР фотографическим и фотоэлектрическим (при помощи магнитографа) методами.

Измерение величины напряженности магнитных полей фотографическим методом. Детальное рассмотрение полученных кривых показало, что изменение напряженности поля H с расстоянием ρ от центра пятна можно в области полутени хорошо представить формулой $H = a/\rho^3$, где a — величина магнитного момента поля, которая меняется с диаметром пятна от $\sim 10^{27}$ гс·см³ до $\sim 10^{30}$ гс·см³ для изучаемых нами пятен. При этом величина $\lg a$ связана довольно хорошей линейной зависимостью с логарифмом максимальной величины абсолютной напряженности поля $\lg H_{\max}$, измеряемой в центре пятна:

$$\lg H_{\max} = 0,27 \lg a - 4,82.$$

Исследование влияния дрожания и разрешающей силы инструмента на полученные результаты показало, что несогласие наших результатов с прежними результатами вполне естественно и объясняется искажающим влиянием дрожания (большие выдержки) и малой разрешающей силой инструментов у прежних наблюдателей.

Изучение магнитного поля пятен при помощи магнитографа. Изучение отдельных карт «изогаусс» и исследование их изменения с положением пятна на диске привело к следующим результатам: магнитное поле каждого одиночного пятна имеет две полярности, одна из которых является основной (большая напряженность поля). В центре диска главная полярность окружена со всех сторон вторичной полярностью, очень слабой, но на больших расстояниях от центра вторичная полярность концентрируется в основном на стороне, противоположной центру диска. Эта вторичная полярность очень слаба, если пятно находится вблизи центра диска, но ее интенсивность быстро растет с удалением пятна от центра. Полученные результаты легко объяснить, если принять, что силовые линии одиночного пятна расположены в виде «веера», который часто бывает разбит на отдельные «трубки» силовых линий.

Было определено направление силовых линий в пятне. Удалось исследовать наклон силовых линий до расстояния в 2,3 радиуса пятна, где он равен нулю.

Магнитное поле в хромосфере. Изменение магнитного поля с высотой. Из хода напряженности магнитного поля в фотосфере и хромосфере (измеряемой при помощи линий К и H Ca⁺) удалось построить высотные карты изогаусс. Высота возникновения линий К и H над пятном определялась при помощи геометрического смещения сужения этих линий над пятном вблизи края диска (discutiруется модель хромосферы над пятном). Вертикальное распределение напряженности магнитного поля в области пятна показывает, что над ядром пятна напряжен-

ность в общем уменьшается, но над полутенью получается своего рода «магнитная инверсия». Кроме того, распределения указывают на то, что «веер» силовых линий («трубок») уплотняется в верхних слоях. Оценка градиента магнитного поля над ядром пятна дает величину $\Delta H/\Delta h \lesssim 0,5$ гс/км. Для двух пятен определялся градиент и при помощи вычислений геометрических высот возникновения нескольких фотосферных линий (в области К и Н), для которых можно измерить величину магнитного расщепления. Полученные данные подтверждают результаты, выведенные из вертикальных карт изогаясс.

RESULTS OF THE INVESTIGATION OF THE SINGLE SUNSPOT MAGNETIC FIELD, by V. Bumba.— The strengths and configurations of the magnetic field of single sunspots were studied photographically and photoelectrically (with a magnetograph) by means of the spectrograph of the solar tower telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

The measurement of the magnetic field strengths by the photographic method. A detailed inspection of the obtained curves showed that the formula $H = a/\rho^3$ gives a good representation of the dependence of the field strength H on the distance to the center of the spot in the region of the penumbra. Here a is the magnetic momentum of the field, which varies with the diameter of the spot from $\sim 10^{27}$ gauss·cm³ to $\sim 10^{30}$ gauss·cm³ for the spots considered. There is a fairly close linear dependence between $\lg a$ and $\lg H_{\max}$ ($H_{\max}$ being the maximum absolute field strength in the center of the spot):

$$\log H_{\max} = 0,27 \log a - 4,82.$$

The investigation of the influence of seeing and resolving power of the instrument on the derived results showed that the discrepancy between our results and previous results is quite natural and explained by the disturbing effect of seeing (long exposures) and low resolving power of the instruments used by previous observers.

The investigation of the magnetic field of spots by means of the magnetograph. The study of separate charts of «isogauss» and the investigation of their variation with the position of the spot on the disk led to the following results: the magnetic field of each single spot has two polarities, one of which is the principal polarity (with larger field strength). In the center of the disk the principal polarity is surrounded on all sides by the secondary polarity, which is very weak. However at large distances from the center the secondary polarity is concentrated mainly on the side opposite to the center of the disk. This secondary polarity is very weak if the spot is near the center of the disk, but its intensity increases rapidly with increasing distance of the spot from the center. The obtained results are easily explained if it is adopted that the lines of force of a single spot form a «fan», which is often broken-up into separate «tubes» of lines of force.

The direction of lines of force in the spot was found. It was possible to investigate the inclination of the lines of force up to a distance of 2,3 radii of the spot, at which distance the inclination is zero.

The magnetic field in the chromosphere. The variation of the magnetic field with height. The change of the magnetic field strength in the photosphere and chromosphere (measured in the K and H lines of Ca⁺) permitted charts of isogausses for different heights to be drawn. The height of formation of H and K lines above the spot was determined by a geometrical shift of the narrowing of these lines above a spot near the solar limb (a model of the chromosphere above a spot is discussed). The vertical distribution of magnetic field strength in the region of the spot shows that above the umbra the strength in general decreases, but above the penumbra there is a sort of «magnetic inversion». Besides, the distribution shows that the «fan» of the lines of force («tubes») becomes denser in the upper layers. The estimate of the magnetic field gradient above the umbra gives $\Delta H/\Delta h \lesssim 0,5$ gauss/km. For two spots the gradient was also determined by calculating the geometrical heights of formation of

several photospheric lines (in the region of H and K lines) for which the value of magnetic splitting could be measured. The derived data confirm the results obtained from the vertical charts of isogausses.

ВВЕДЕНИЕ

Работы по изучению характеристик магнитного поля солнечных пятен (кроме исследований общеизвестных закономерностей о распределении и изменении со временем полярностей в группах солнечных пятен) содержат прежде всего попытки определить ход напряженностей магнитного поля в пятнах. Несколькими авторами найдено [1—3], что напряженность поля изменяется довольно медленно внутри ядра и полутени и довольно резко падает к внешней границе пятна (формула Броксона $H = H_m(1 - r^2/b^2)$ [1] и формула Маттига $H = H_m[1 - (r/b)^4]e^{-2(r/b)^2}$ [2], где H — абсолютная величина напряженности поля, H_m — максимальная величина H , r — расстояние от центра пятна, b — внешний радиус полутени). Кроме того, Хейлом и его сотрудниками установлено распределение направления силовых линий магнитного поля внутри пятна [4]. Некоторые авторы [5, 6] изучали градиент магнитного поля над пятном и оценили его довольно неопределенно от 0,5 до 5 гс/км.

Однако до сих пор не существует работ, в которых бы одновременно, для одного и того же солнечного пятна исследовалось как магнитное поле, так и движения, хотя наблюдения эффекта Эвершеда заставляют считать, что вещество вытекает из пятен не вдоль магнитных силовых линий, и это обстоятельство трудно согласовать с теоретическими заключениями магнитогидродинамики. Следовательно, экспериментальное изучение связи магнитного поля и движений в солнечных пятнах является хорошей прямой проверкой некоторых теоретических выводов магнитной гидродинамики.

Нами было поставлено несколько работ по исследованию магнитных полей и движений в одиночных солнечных пятнах, выполненных на спектрографе БСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, конечной целью которых является сопоставление результатов наблюдений с теоретическими выводами о движении солнечной плазмы в магнитном поле солнечных пятен. Цель настоящей работы — исследование напряженностей и конфигураций магнитного поля в одиночных пятнах фотографическим путем и при помощи магнитографа и исследование изменений магнитного поля с высотой над пятном.

§ 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ. ПРОГРАММА НАБЛЮДЕНИЙ

Из наблюдений эффекта Эвершеда Сент-Джоном [7, 8] и Абетти [9] вытекает, что регулярный эффект Эвершеда наблюдается преимущественно у одиночных пятен с круглой формой ядра и полутени. Для этих пятен по наблюдениям Гротриана и сотрудников [10, 11] напряженность магнитного поля долгое время остается практически постоянной. Наши пред-

варительные наблюдения привели к заключению, что у этих пятен можно ожидать самую простую картину поля и движений. Поэтому в нашей работе главным образом изучались о д и н о ч н ы е п я т н а, принадлежащие к типам *H* и *I* по Цюрихской классификации. Но следует подчеркнуть, что изучение одиночных пятен можно рассматривать только как п е р в ы й ш а г к решению вопроса о связи движений и магнитных полей в солнечных пятнах, поскольку нельзя забывать, что эти пятна представляют собой п о с л е д н и й (видимый в интегральном свете) этап развития группы солнечных пятен, отличающихся от других фаз развития именно своей относительной устойчивостью во времени.

Большинство авторов измеряли магнитное поле солнечных пятен при помощи одной из первых трех линий железа, приведенных в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Длина волны λ , Å	Интенсивность		Уровень линии		Потенциал возбуждения, уровень		Картина Зеемана	gh^2 , см ²
	диск	пятно	нижний	верхний	нижний	верхний		
5250,248	2	3	a^5D_0	z^7D_1	0,424	2,471	$\frac{(0), 3}{1}$	$83 \cdot 10^{-10}$
6173,348	5	5	a^5P_1	y^5D_0	2,213	4,212	$\frac{(0), 5}{2}$	95
6302,508	5	4	z^5P_1	e^5D_0	3,674	5,629	$\frac{(0), 5}{2}$	100
4886,339	3	3	y^5D_3	$h^5D_2^0$	4,436	6,662	$\frac{(0), 3}{2}$	36

Эти линии в магнитном поле образуют нормальный триплет Зеемана и имеют большой фактор Ланде g , следовательно, и большое расщепление. Их интенсивность также удобна для фотографических измерений. Но из-за большой разрешающей силы и дисперсии спектрографа БСТ [12] (при помощи которого был получен весь наблюдательный материал) в спектре ядер больших пятен практически нельзя найти участок спектра, свободный от линий, так что в непосредственной близости от приведенных выше линий имеются линии, которые могут в случае сильных полей пререкрываться с компонентами расщепленной линии. После ряда предварительных измерений было решено взять в качестве основной линии для измерения магнитных полей пятен линию железа λ 6302,503 Å. Эта линия находится между двумя атмосферными линиями молекулы кислорода: λ 6302,771 Å и λ 6302,005 Å практически постоянной интенсивности (2), необыкновенно резкими и поэтому очень удобными для привязки при измерениях положения расщепленных компонент. Только при очень больших полях крылья красной σ -компоненты триплета частично блендируются с первой из атмосферных линий, а синяя σ -компонента триплета блендируется слабой линией неизвестного происхождения, наблюдающейся лишь в очень больших пятнах и при очень больших напряженностях поля, также расщепляющейся в магнитном поле. Поскольку мы не наблюдали очень

больших пятен, бленды практически не мешали определению величины напряженности.

Кроме линии λ 6302,508 Å, в редких случаях были использованы для измерения магнитных полей линии железа λ 5250,218 Å и некоторые линии титана, расположенные в области линий натрия D_{1,2}, которые снимались для определения величины эффекта Эвершеда.

Для измерения магнитных полей при помощи магнитографа была взята линия λ 4886,339 Å, физические характеристики которой приведены в табл. 1, выбранная А. Б. Северным для измерения сильных полей [13]. Из-за малого расщепления эта линия позволяет измерять относительно большие поля на линейной части рабочего диапазона магнитографа.

Поскольку наш наблюдательный материал получался с целью одновременного исследования (для одного и того же пятна) как магнитного поля, так и движения, программа наблюдений включала в себя довольно большое число пунктов. Во-первых, для каждого пятна получались фотографии серии разрезов при щели спектрографа, параллельной радиусу Солнца, и при щели, перпендикулярной радиусу. В каждой серии делалось не менее пяти разрезов при одном направлении щели: через центр каждого ядра, на границе ядра и полутени и через середину полутени (иногда и по границе полутени и фотосферы). Отдельные разрезы привязывались к особенностям тонкой структуры ядра и полутени (к «заливам», малым пятнам и т. п.), которые обозначались на детальной зарисовке, сделанной на экране гйда телескопа. По тому же рисунку проводилась и гидировка, причем тщательно проверялось положение щели относительно выбранных деталей. Кроме того, отдельные разрезы получались для разных спектральных участков (около λ 5690 Å, D_{1,2} и H_α для определения эффекта Эвершеда, около H Ca⁺ для исследования эффекта Эвершеда и магнитных полей и около λ 6302 Å для изучения магнитных полей). Снимки делались в большинстве случаев на пластинках Ilford HP3, в некоторых случаях на пластинках Agfa Rot Rapid, Agfa Blau Rapid, проявление велось при помощи стандартного проявителя. После получения фотографических разрезов проводились фотоэлектрические измерения при помощи магнитографа.

Подготовка программы началась летом 1956 г. Первые спектрограммы получены в декабре 1956 г. Наблюдения закончились в октябре 1957 г. За время наблюдений было снято 10 групп солнечных пятен типа G, H, I по Цюрихской классификации, при этом было получено 12 отдельных серий разрезов (некоторые пятна наблюдались по два раза), соответствующих ориентации щели вдоль и поперек радиуса Солнца. Кроме того, были получены спектрограммы 19 пятен, дающие 26 отдельных серий разрезов при ориентации щели только вдоль или поперек солнечного радиуса и проходящие только через центр пятна. В общей сложности для исследования магнитных полей и скоростей было нами получено около 700 спектральных разрезов пятен в разных областях спектра и 52 серии разрезов при помощи магнитографа, что представляет собой также более 700 отдельных фотоэлектрических разрезов.

§ 2. ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

а) Метод измерений

Измерения магнитных полей проводились по методу, описаному в статьях [14, 15]: спектр пятна снимался через помещаемую перед щелью спектрографа поляроидную насадку, представляющую набор полосок: поляроида с последовательным чередованием взаимно-перпендикулярно ориентированных осей. Перед насадкой помещалась четвертьволновая пластинка. Полученный спектр состоит из полос высотой 0,33 мм с взаимно-перпендикулярным направлением плоскостей поляризации. Высота каждой полоски достаточна, чтобы примерно $\frac{2}{3}$ ее не были искажены светом, рассеянным на краях полосок.

Измерения магнитных полей проводились на визуальном компараторе ИЗА-2. Нить окуляра наводилась три раза на центр тяжести одной из компонент расщепленной линии железа λ 6302,5 Å и три раза на центр тяжести атмосферной линии λ 6302,8 Å в центре каждой полоски.

В работе [15] показано, что ошибка определения величины напряженности поля составляет несколько десятков гаусс. В нашем случае, когда нужно получить ход напряженности поля вдоль всего разреза, ситуация значительно осложняется: луч зрения в разных точках разреза пересекает силовые линии под разными углами, вследствие чего не только расстояния компонент, но и их относительные интенсивности меняются от полоски к полоске. В случае продольного поля, когда практически исчезает компонента π , можно в лучшем случае измерять напряженность поля с точностью до нескольких десятков гаусс. Но в промежуточном случае, как только появляется одновременно σ -компонента и π -компонента, т. е. луч зрения пересекает силовые линии под некоторым углом, начинается взаимное блецирование этих компонент, и конечная ширина этих σ - и π -компонент ставит предел точности измерения величины поля.

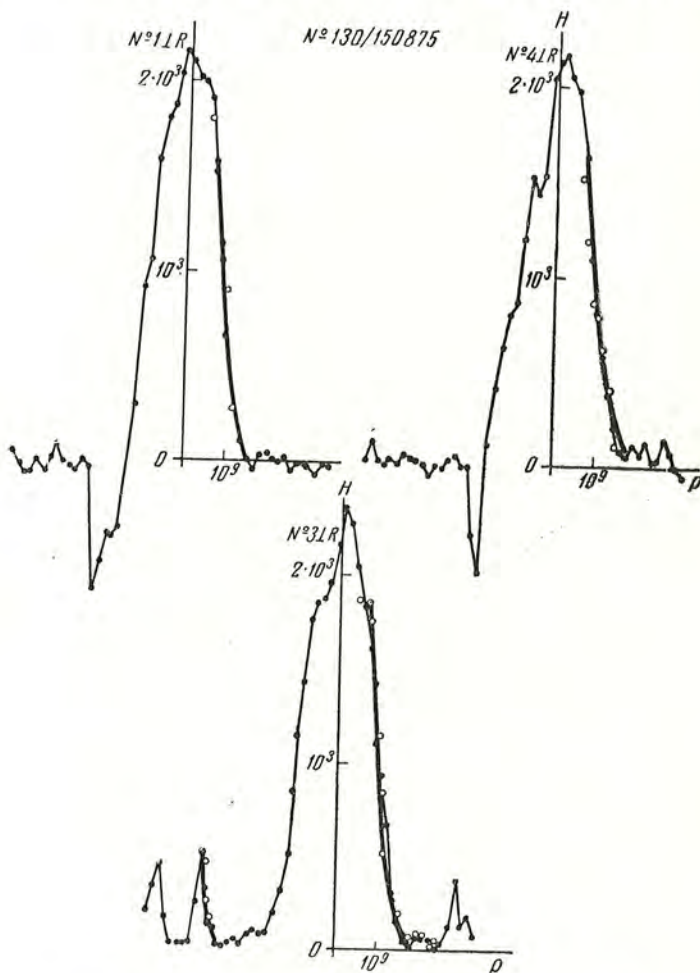
Из сказанного следует, что мы получаем очень точные измерения напряженности поля в чисто продольном эффекте Зеемана, когда просматриваем поле вдоль силовых линий. В промежуточных случаях, по мере увеличения угла между лучом зрения и силовыми линиями — γ , поле занижается (по оценке Сирса [16] на величину $\cos \gamma$ — без учета рассеянного света фотосферы, о котором будет говориться в параграфе о поле в хромосфере).

б) Полученные результаты

Ход абсолютной величины напряженности магнитного поля был детально исследован для 34 разрезов 11 пятен, основная часть которых была получена при очень хороших условиях видимости.

Уже первое рассмотрение полученных кривых (фиг. 1) для отдельных разрезов показывает, что эти кривые отличаются своим характером от кривых распределения поля в пятне, приведенных Броксоном [1] и Маттигом [2]: в области полутени имеется очень быстрое нарастание напря-

женности поля. При переходе к ядру пятна рост поля замедляется, но в самом ядре имеются отдельные пики и максимумы. Рост кривой напряженности в области полутени более крутой, чем по формулам



Фиг. 1. Изменение напряженности магнитного поля H с расстоянием ρ от центра пятна

Броксона и Маттига, и напряженность поля достигает нуля не на границе полутень — фотосфера, как это следует из формул, а простирается в фотосферу на расстояние, приблизительно равное ширине полутени.

Присутствие малых пятен или ядер как вблизи пятна, так и в полутени, проявляется на таких кривых в виде отдельных пиков. Если обратить внимание на полярность измеряемых полей, то мы видим, что, как правило, в части пятна, расположенной ближе к краю диска Солнца, наблюдается трансверсальный эффект Зеемана (в области полутени) и затем изменение полярностей. С другой стороны пятна, расположенной ближе к центру диска, смену полярностей можно наблюдать

уже вне полутени, где измеренная величина поля меньше. Простое объяснение этого эффекта смены полярностей, наблюдавшегося уже Хейлом [4], приведено далее в дискуссии измерений, полученных на магнитографе.

Надо отметить, что для большинства изучаемых разрезов спектрограммы были получены при очень спокойном изображении Солнца, когда его колебания имели амплитуду $\leq 0'',5$, в крайнем случае $1''$. Если иметь в виду, что рабочая ширина щели равна $0,17$ мм, то при диаметре изображения Солнца ~ 30 см ширина щели соответствует как раз $1''$, а дрожание изображения из-за колебаний атмосферы составляет примерно половину ширины щели. У исследованных пятен диаметр ядра был порядка 10^9 см. Одна секунда дуги при фокусе телескопа $f = 35$ м составляет в среднем $7,2 \cdot 10^7$ см на поверхности Солнца. При таких малых колебаниях изображения размер области пятна, размываемый дрожанием, составляет меньше десятой части диаметра ядра. Ясно, что при таких хороших условиях дрожание практически не сказывается на полученных кривых, и что только благодаря хорошим условиям наблюдения и высокому качеству инструмента у нас получаются кривые, отличные от кривых Броксона и Маттига.

Искажающее влияние рассеянного света и других факторов, о которых будет сказано дальше и которые действуют прежде всего в ядре больших пятен, мы пока не учитываем, так как при больших полях в ядре пятна эти факторы практически не влияют на положение σ -компонент (хотя и могут изменять их интенсивность).

Если предположить, в качестве рабочей гипотезы, что на определенном расстоянии от центра пятна магнитное поле пятна можно приблизительно представить дипольным полем, вектор магнитного момента $\mathbf{a}$ которого лежит вблизи поверхности Солнца и направлен вдоль оси пятна, то величина напряженности поля в точке с радиусом-вектором ρ определяется формулой [17]

$$H' = \frac{a}{\rho^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}, \quad (1)$$

где φ — угол радиуса-вектора с поверхностью фотосферы. Так как основная часть измеряемой линии железа $\lambda 6302,5$ Å возникает в полутени и фотосфере (т. е. в интересующих нас областях пятна) в довольно узком слое толщиной d порядка 10^7 – 10^8 см, между тем как ρ имеет порядок величины 10^9 см, то можно (поскольку $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = a/\rho \leq 0,1$), пренебречь в формуле (1) членом $3 \sin^2 \varphi$ и получить выражение

$$H \approx \frac{a}{\rho^3}. \quad (1')$$

Из наблюдаемых кривых хода напряженности поля для каждого разреза можно определить величину H и ρ (если только пятно не очень далеко от центра диска). Если поле действительно может быть описано формулой (1'), то магнитный момент поля, подсчитанный по формуле (1'), $a = H\rho^3$, для каждой точки фактической кривой должен иметь примерно одинаковую величину. Так как в большинстве случаев поле

симметрично относительно оси пятна, то можно для увеличения точности брать среднее распределение поля для обеих половин пятна (ось симметрии находилась делением хорд пополам). Только при больших расстояниях пятна от центра диска ($\alpha > 50^\circ$) ход кривой напряженности поля становится асимметричным в том смысле, что на стороне, ближней к центру диска, кривая спадает менее круто, чем по закону $1/\rho^3$.

Таким образом были обработаны разрезы, результаты обработки которых приведены в табл. 2. Все обработанные разрезы давали для участка крутого спада кривой, проходящего над полутенью пятна, практически одинаковые величины магнитного момента a (приведенные также в табл. 2 одновременно с максимальным значением напряженности поля для каждого разреза).

Таблица 2

Номер разреза	Расстояние от центра диска α	a , гс·см ³	$\lg a$	$H_{\max}$, гс	$\lg H_{\max}$
130/150857 № 1 $\perp R$	33°	$4,46 \cdot 10^{29}$	29,830	2160	3,300
№ 2 $\perp R$		9,66		2090?	
№ 3 $\perp R$		6,68		2360	
№ 4 $\perp R$		6,18		2175	
		$6,76 \cdot 10^{29}$		2239	
Малое пятно № 33	33	$2,76 \cdot 10^{27}$	27,441	500	2,700
166a/190957 центр пятна	18	$3,62 \cdot 10^{30}$	30,559	3110	3,493
192a/101057 » »	28	$6,28 \cdot 10^{29}$	29,798	1940	3,288
166a/200957 » »	25	$2,92 \cdot 10^{30}$	30,466	2958	3,471
168a/200957 » »	33	$1,17 \cdot 10^{30}$	30,068	2090	3,320
164a/200957 » »	40	$1,55 \cdot 10^{29}$	29,190	1320	3,120
2513/181057 малое пятно	30	$2,90 \cdot 10^{28}$	28,463	822	2,915
2513/181057 центр пятна	30	$1,10 \cdot 10^{30}$	30,042	2525	3,403

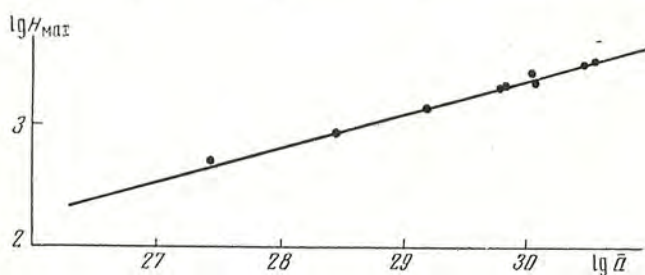
Примером хорошей сходимости величины a могут служить разрезы пятен, приведенные в табл. 3 и на фиг. 1. Из сказанного следует, что в плоскости, перпендикулярной к нормали к поверхности Солнца, магнитное поле одиночного пятна от границы ядра и полутени можно аппроксимировать примерно полем, описываемым формулой (1'), т. е. его напряженность уменьшается пропорционально $1/\rho^3$. При этом магнитный момент a имеет порядок величины $\sim 10^{27}$ гс·см³ для совсем малых пятен и достигает величины 10^{30} гс·см³ для больших пятен, и наверное может быть еще больше, так как в нашем материале отсутствуют наблюдения очень больших пятен. Фиг. 2 показывает, что между магнитным моментом пятна и максимальной величиной абсолютной напряженности поля, измеряемой в центре пятна, имеется довольно хорошая зависимость. Из этого рисунка видно, что $\lg a$ связано линейной зависимостью с $\lg H_{\max}$:

$$\lg H_{\max} = 0,27 \lg a - 4,82. \quad (2)$$

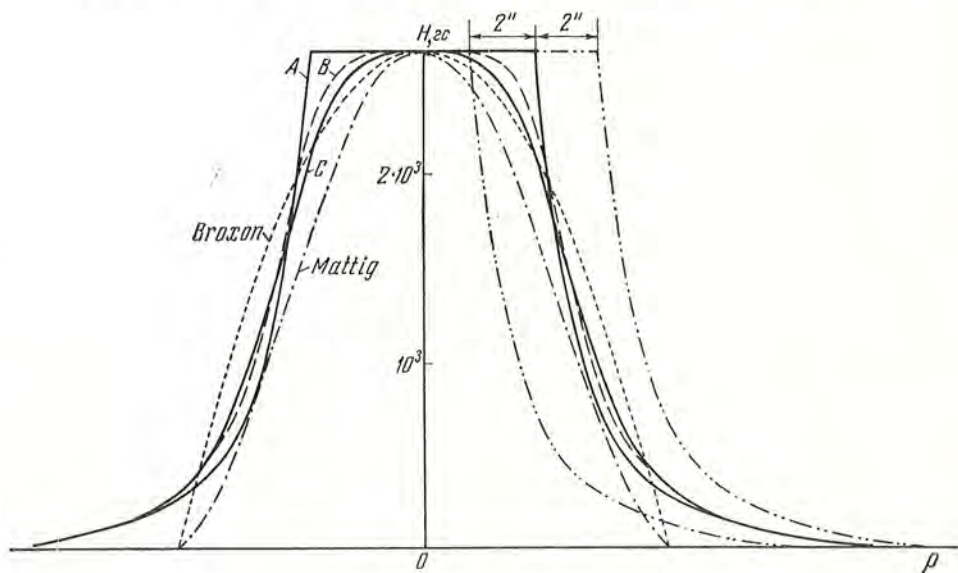
Вряд ли при случайной связи обеих величин точки так хорошо ложились бы на прямую. Естественно ожидать наличие физической связи

Таблица 3

Расстояние точки от центра ядра ρ , мм	Напряжен- ность поля, H , эс	ρ , см	a , эс·см ³
№ 130/150857 № 4 R			
7	1390	$6,02 \cdot 10^8$	$3,04 \cdot 10^{29}$
8	860	6,88	2,74
9	650	7,74	3,02
10	500	8,60	3,18
11	400	9,45	3,38
12	300	10,31	3,30
13	250	11,18	3,48
14	190	12,03	3,30
15	150	12,90	3,20
16	110	13,77	2,86
			$a = 3,16 \cdot 10^{29} \pm 0,073 \cdot 10^{29}$
№ 166a/200957			
13	1900	$11,18 \cdot 10^8$	$2,64 \cdot 10^{30}$
14	1680	12,03	2,92
15	1380	12,90	2,96
16	1160	13,77	3,00
17	950	14,60	2,98
18	820	15,48	3,04
19	740	16,34	3,08
20	610	17,20	3,12
21	530	19,06	3,12
			$a = 2,98 \cdot 10^{30} \pm 0,048 \cdot 10^{30}$
№ 105/200757 № 2 R			
13	1820	$11,18 \cdot 10^8$	$2,54 \cdot 10^{30}$
14	1560	12,03	2,72
15	1300	12,90	2,78
16	1130	13,77	2,92
17	920	14,60	2,88
18	740	15,48	2,76
19	620	16,34	2,68
			$a = 2,76 \cdot 10^{30} \pm 0,048 \cdot 10^{30}$

Фиг. 2. Связь между магнитным моментом пятна $\overline{a}$ и максимальной напряженностью магнитного поля пятна $H_{\max}$

между величинами a и H_{max} , хотя в самом ядре пятна поле меняется медленнее, чем $1/\rho^3$. Если дальнейшие исследования подтвердят существование этой связи, то, по нашему мнению, она будет иметь важное значение для выяснения вопроса, например, о сохранении магнитного потока при переходе от одного пятна к другому в дипольной группе и для



Фиг. 3. Искажающее действие дрожания на ход кривой напряженности магнитного поля пятна (пятно № 164a/200957)

понимания некоторых других вопросов, связанных с природой магнитного поля пятен. Следует также отметить, что поле на границе полутени и фотосферы у всех исследованных пятен независимо от их размера имеет величину напряженности, близкую к 300 гс. Все эти вопросы требуют дальнейшего более внимательного исследования и разработки.

Рассмотрим теперь влияние дрожания и разрешающей силы телескопа на вид кривой распределения напряженности поля в группе. С этой целью был построен график фиг. 3. На этом рисунке представлен (при спокойном изображении) ход напряженности поля в полутени и вне пятна № 164/200957 в зависимости от расстояния от центра пятна (для ядра только схематически), так как он получается из измерений по формуле (1') (кривая A). Предположим, что дрожание возросло на $4''$. В зависимости от частоты дрожания получим (графическим путем) результирующую, искаженную дрожанием кривую хода напряженности поля. Распределение поля, искаженное дрожанием, было получено обычным образом [18] как результат наложения неискаженных кривых, распределенных по закону Гаусса. Кривая B получена при малой частоте дрожания, кривая C получается при частоте на порядок больше, чем у кривой B. Здесь же приведены кривые, вычисленные по формулам Броксона и Маттига (у них на границе полутени и фотосферы $H = 0$). Из сравнения полученных кривых видим, что если увеличить дрожание

или уменьшить разрешающую способность телескопа, результирующие искаженные кривые не очень отличаются от кривых Броксона и Маттига. Это указывает на то, что их результаты в значительной мере искажены влиянием дрожания и низкой разрешающей силы.

§ 3. ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЯТЕН ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТОГРАФА

а) Метод работы с магнитографом

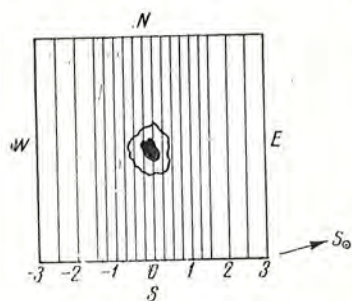
Сразу же после окончания и испытания нового магнитографа Крымской астрофизической обсерватории летом 1957 г. автору была дана возможность включить в программу своих наблюдений дополнительные исследования магнитного поля одиночных пятен при помощи этого нового инструмента. Работа с магнитографом велась по схеме, описанной в статье [19]. В качестве рабочей линии была взята линия $\lambda 4886 \text{ \AA}$ (см. табл. 1).

Пока не существует полной теории, дающей зависимость силы сигнала магнитографа от величины расщепления измеряемой линии и интенсивности ее компонент, т. е. при одновременном действии напряженности поля и наклона силовых линий. Принято говорить, что магнитограф измеряет приблизительно составляющую напряженности поля по лучу зрения [20]. Но только в тривиальном случае нулевого поля или если имеет место поперечный эффект Зеемана (когда интенсивности обеих σ -компонент равны), инструмент имеет нулевую разность сигналов и мы действительно измеряем равную нулю составляющую поля по лучу зрения (луч зрения пересекает силовые линии перпендикулярно). При измерении чистого продольного поля величина разности сигналов пропорциональна абсолютной величине напряженности поля (модулятор пропускает только одну или другую σ -компоненту). В случае промежуточного поля, когда луч зрения пересекает силовые линии под произвольным углом γ , как вытекает из формулы Сирса, модулятор пропустит не только одну σ -компоненту, а и часть второй, в зависимости от величины угла γ . Поэтому при интерпретации записей магнитографа все время надо иметь в виду, что на величину сигнала действует как величина расщепления линии, обусловленная напряженностью поля, так и интенсивность отдельных σ -компонент из-за наклона силовых линий. Следовательно, при сопоставлении магнитных карт с фотографиями или зарисовками пятен, например, не всегда удается совместить максимум поля с ядром пятна. Кроме того, «нулевая линия», записанная магнитографом, может обозначать действительную нулевую линию, с напряженностью поля, равной нулю (как это бывает на больших расстояниях от пятен, где поле уже слабое). Но нулевая линия может представлять собой линию смены полярностей, где составляющая по лучу зрения равна нулю, но абсолютная величина напряженности поля достигает больших значений, как это реализуется в рассмотренных нами случаях. Обычно это бывает в тех частях пятна, где при фотографических наблюдениях мы видим одновременно все три компоненты линии (в полутени пятна).

Разрезы (сканирование) пятен (групп) делались при помощи зарисовок на экране гида. Расстояние между последовательными разрезами на экране гида (0,1 мм на экране ~175 км на Солнце) менялось от 2,5 мм в окрестности пятна до 5 мм, изредка до 10 мм — на больших расстояниях от пятна. Примером может служить зарисовка разрезов пятна № 112/010857, выполненная на экране гида (фиг. 4).

б) Результаты работы с магнитографом

Из 52 серий разрезов групп солнечных пятен, сделанных нами в течение пяти летних месяцев 1957 г., было отобрано 18 наблюдений, охватывающих 11 одиночных пятен, которые во время прохождения по диску не показали заметных изменений своей формы. Эти серии наблюдений приведены в табл. 4. Для каждого пятна даны его гелиографические координаты, расстояние от центра диска в долях солнечного радиуса ρ и градусах α , максимальная величина напряженности поля и полярность, определенные фотографически.



(Фиг. 4. Пример расположения отдельных разрезов при исследовании магнитного поля пятна при помощи магнитографа (пятно № 112/010857))

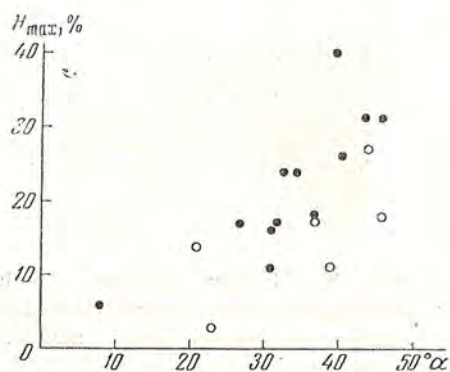
Из таблицы видно, что для пяти пятен из одиннадцати удалось получить по две записи в разных положениях на диске, а для одного получены даже три записи.

Таблица 4

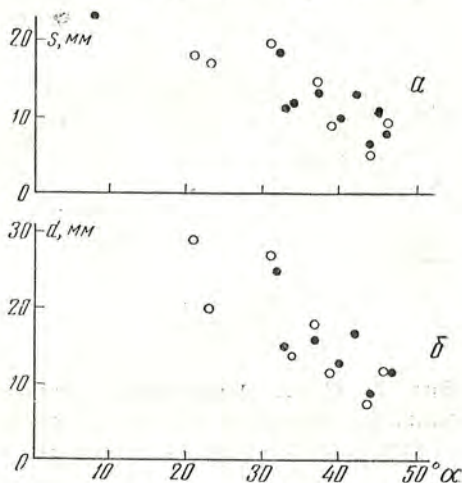
№ группы	Гелиографические координаты		ρ	α	N фотограф.	Полярность
	L	φ				
.87/050757	40° W	12° S	0,67	42°	26	S
91/050757	12 W	13 S	0,46	27	21	S
96/120757	1 E	34 N	0,51	31	19	N
96/130757	12 W	35 N	0,53	32	20	N
102a/180757	32 E	23 N	0,60	37	25	S
111/240757	21 E	8 N	0,35	21	22—28	N
102a/240757	45 W	23 N	0,72	46	23	S
111/260757	7 W	10 N	0,13	8	22	N
112/260757	43 E	13 S	0,72	46	24	S
114a/010857	2 W	28 S	0,56	34	27	S
112/010857	37 W	12 S	0,64	40	24	S
114a/020857	14 W	28 S	0,60	37	26	S
114a/030857	28 W	28 S	0,69	44	23	S
130/150857	32 E	23 N	0,63	39	23	S
130/160857	18 E	23 N	0,40	23	—	S
123/160857	30 W	13 N	0,51	31	(20)	N
159/120957	24 E	43 S	0,69	44	25	S
158/120957	25 W	15 S	0,53	33	19	N

Записи самописца магнитографа обрабатывались простейшим образом, на ленте записи наносились линии одинаковой напряженности *, и на месте, где эти линии пересекали запись поля, отсчитывались координаты и переносились на карту. Таким образом на карте были получены линии одинаковой напряженности — «изогауссы».

Основной результат этих измерений представлен на фиг. 5, на которой изображен солнечный диск с картами изогаусс отдельных пятен, наклеенными согласно их координатам. Одни и те же пятна, наблюдающиеся несколько раз в разном положении на диске, соединены стрелками.



Фиг. 6. Изменения максимального значения напряженности поля вторичной полярности с расстоянием от центра солнечного диска. Черные кружки относятся к пятнам, расположенным в западной половине, светлые — в восточной

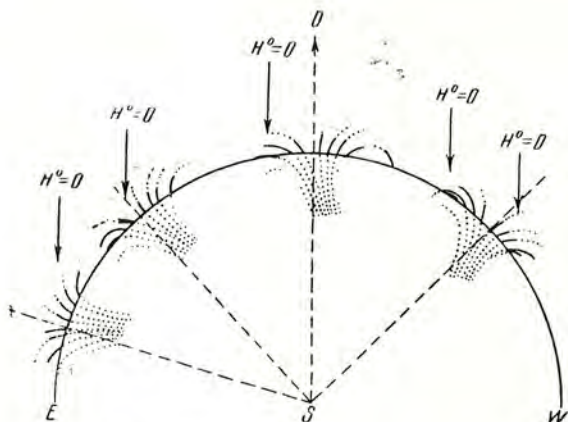


Фиг. 7. Изменение расстояния нулевой линии от максимума главной полярности в зависимости от положения пятна на диске (а) и расстояния между максимумами главной и вторичной полярностей с расстоянием пятна от центра солнечного диска (б); черные кружки относятся к пятнам, расположенным к западу, светлые — к востоку от центра Солнца

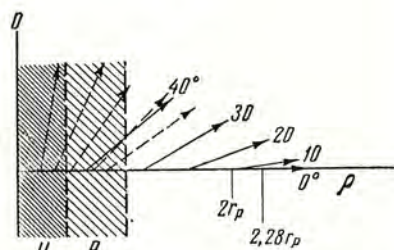
С первого взгляда видно, что карта магнитного поля каждого пятна содержит две полярности: северную и южную, одна из которых является основной (больше напряженность поля). В центре диска главная полярность окружена со всех сторон вторичной полярностью, очень слабой. Но на больших расстояниях от солнечного центра вторичная полярность концентрируется в основном на стороне, противоположной центру диска, т. е. если пятно находится на восточной части диска, вторичная полярность лежит ближе к восточному краю; если же пятно перешло на запад от центрального меридиана, вторичная полярность сместилась так, что стала ближе к западному краю Солнца. Хорошим примером такого смещения области вторичной поляр-

* В произвольных единицах; абсолютная калибровка величины напряженности не производилась, так как основной целью измерений являлось расширение качественных представлений о конфигурации поля.

ности является пятно № 102а, наблюдавшееся на востоке и на западе солнечного диска, или пятно № 112. Только в юго-западной части диска вторичная полярность появляется одновременно также на стороне пятна, обращенной к солнечному центру, однако она всегда слабее противоположной. (Смотри пятно № 114а, которое наблюдалось три дня подряд.)



Фиг. 8. Схема расположения силовых линий магнитного поля пятна при разных расстояниях пятна от центра диска



Фиг. 9. Наклон силовых линий магнитного поля в пятне и вблизи пятна, определенный при помощи магнитографа (сплошные линии), в сравнении с измерениями Джоя и Никольсона (пунктир)

$$r_u = 6,9 \cdot 10^8 \text{ см}, r_p = 1,4 \cdot 10^8 \text{ см}$$

На фиг. 6 мы нанесли измеренную максимальную напряженность поля в *вторичной* полярности (в единицах максимальной величины напряженности *главной* полярности) в зависимости от расстояния от центра диска. Из этого графика можно видеть, что напряженность вторичной полярности очень слаба, если пятно находится вблизи центра диска, но быстро растет с удалением пятна от центра, так что на расстоянии $\alpha \approx 50^\circ$ она достигает одной трети максимального значения напряженности поля *главной* полярности.

Далее на фиг. 7 представлено изменение расстояния между нулевой линией (граница между полярностями) и максимумом *главной* полярности в зависимости от положения пятна на диске (кривая *a*). Кривая показывает такую же зависимость для расстояния между максимумами *главной* и *вторичной* полярностей.

Все полученные результаты можно легко объяснить, если принять, что силовые линии одиночного пятна расположены в виде веера, приблизительно как в модели Каулинга [21] (фиг. 8), или как в поле диполя, согласно формуле (1). В зависимости от положения пятна на диске луч зрения пересекает силовые линии под разными углами. Нулевая линия на магнитной карте, как уже было сказано, соответствует трансверсаль-

ному полю, луч зрения пересекает силовые линии под прямым углом. Изменение полярностей происходит следующим образом (см. схему на фиг. 8): если в области главной полярности силовые линии направлены вверх от поверхности Солнца, то по мере удаления от пятна мы переходим через нулевую линию, где эффект чисто трансверсальный, в область вторичной полярности, где силовые линии имеют составляющую по лучу зрения, направленную к поверхности Солнца.

Если пятно расположено в б л и з и ц е н т р а диска Солнца, трансверсальное поле в этом случае располагается относительно далеко от ядра пятна, в том месте, где абсолютные значения напряженности поля уже малы. Поэтому измеряемая максимальная напряженность в области вторичной полярности тоже мала, как хорошо видно на фиг. 6. Но по мере приближения пятна к к р а ю д и с к а трансверсальное поле все больше приближается к ядру пятна, к области б о л ь ш о й напряженности поля, следовательно, и измеряемая максимальная напряженность вторичной полярности у в е л и ч и в а е т с я, что тоже хорошо видно на приведенном графике.

Восточно-западную а с и м м е т р и ю в распределении вторичных полярностей на карте Солнца (фиг. 5) и появление в т о р о й, более слабой вторичной полярности в юго-западной части диска можно объяснить н е б о ь ш и м н а к л о н о м м а г н и т н о й о с и п я т н а относительно нормали к поверхности Солнца к северо-востоку, как видно и на схеме фиг. 8.

Кривую зависимости расстояния между нулевой линией и максимумом главной полярности от положения пятна на диске (фиг. 7, а) можно использовать для определения направления силовых линий в пятне при помощи приведенных выше геометрических соображений так, как это сделали Джой и Никольсон в работе [4]. Результаты (с поправкой на сокращение) приведены на фиг. 9, в сравнении с результатами Джоя и Никольсона. Так как оба результата были получены для разных рядов наблюдений, разных пятен (которые могли иметь разные характеристики) и так как для сопоставления нужно было бы предположить, что средние радиусы полутени (пятна) r_p равны друг другу, согласие обоих измерений удовлетворительное, как это хорошо видно из рисунка. К сожалению, наш материал, полученный при помощи магнитографа, содержит только пятна, близкие к центру Солнца, поэтому нам не удалось определить направление силовых линий вблизи ядра. Но, с другой стороны, магнитограф позволил выйти за пределы пятна вплоть до того места, где наклон силовых линий к поверхности Солнца близок к 0° . Как видно из фиг. 9, наклон силовых линий становится равным нулю на расстоянии, равном $\sim 2,3$ радиуса пятна. Следует отметить, что обычно при экстраполяции наблюдений Джоя и Никольсона принимается, что наклон, равный нулю, достигается непосредственно на границе пятна.

Следует также подчеркнуть, что представление о «веере» силовых линий довольно схематично. На самом деле этот «веер» имеет отдельные струи или «трубки» силовых линий, как хорошо видно на магнитных

картах пятен вблизи центра солнечного диска: вторичная полярность окружает здесь главную полярность не со всех сторон, а отдельными областями, не непрерывно.

§ 4. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ХРОМОСФЕРЕ. ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ВЫСОТОЙ $\frac{21}{2}$

а) Метод измерений и наблюдательный материал

Летом 1957 г. было обнаружено [22], что измерения магнитного поля в линии H_β при помощи магнитографа дают вблизи пятна и над самым пятном довольно большую величину напряженности, хотя щель фотометра магнитографа находилась на расстоянии всего лишь $0,07 \text{ \AA}$ от центра линии H_β . При этом запись линии H_β приблизительно воспроизводила записи, полученные в линиях $\lambda 4886 \text{ \AA}$ и $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Так как центральная часть линии возникает в хромосфере, по де Ягеру [23], на высоте порядка $\sim 2000 \text{ км}$, этот результат означал, что магнитное поле пятна проникает в хромосферу над пятном без значительного ослабления.

Немного позже удалось обнаружить магнитное поле в хромосфере над пятном и фотографическим путем [22]. Сначала были получены при помощи стандартной поляроидной насадки и пластинки в четверть волны спектрограммы, которые показывали магнитное расщепление над пятном у линий ионизованного кальция K_2 и H_2 , а затем удалось получить фотографии расщепления линий в магнитном поле над пятном и для высших членов Бальмеровской серии водорода: H_α , H_β , H_γ , H_δ (см. [22]).

Зеemanовская картина резонансных линий ионизованного кальция K и H довольно проста:

$$\begin{aligned} \text{для } H: 4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}, \text{ картина расщепления } \frac{(2), 4}{3}; \\ \text{для } K: 4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}, \text{ картина расщепления } \frac{(1), 3, 5}{3}. \end{aligned}$$

При фотографическом исследовании расщепления этих линий над пятном основное затруднение вызывали большие выдержки, порядка 10 мин., что связано с поглощением света в поляроидах насадки в синей области. Поэтому для получения хорошего материала здесь требуются устойчивые изображения и тщательная гидрировка.

Линии водорода имеют сложную тонкую структуру и их Зеemanовская картина сложнее. Например, H_α имеет семь составляющих тонкой структуры и на каждую из них магнитное поле влияет по-разному (см. табл. 5). (Суммарный фактор Ланде для линии H_α , который также приведен в таблице, очень близок к единице.) Из-за сильного расширения линий и множества составляющих непосредственно замерить тонкую структуру линий водорода в магнитном поле на наших спектрограммах нельзя. Но обе суммарные компоненты, как левополяризованная, так и правополяризованная, показывают заметную асимметрию на фотометрических разрезах, соответствующую распределению интенсивности в отдельных слагающих.

Таблица 5

Обозначение составляющей линии H_{α}	$mg - m'g'$	Переход	Фактор Ланде ($mg - m'g'$) (с учетом интенсивности со- ставляющих)
a	$\frac{(1), (3), 15, 17, 19, 21}{15}$	$^2D_{5/2} - ^2P_{3/2}$	1,1
d	$\frac{(1), 3, 5}{3}$	$^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$	1,17
c	$\frac{(1), 11, 13}{15}$	$^2D_{3/2} - ^2P_{1/2}$	0,83
b	$\frac{(4), (12), 8, 16, 24}{15}$	$^2D_{3/2} - ^2P_{3/2}$	0,94
f	$\frac{(2), 4}{3}$	$^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$	1,33
e	$\frac{(2), 4}{3}$	$^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$	1,33
g	$\frac{(1), 3, 5}{3}$	$^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$	1,17
Среднее			$(mg - m'g') = 1,04$

Еще более сложная структура у линий с более высоким квантовым числом. Так, в линии H_{β} в пятне появляется слабая линия на расстоянии примерно $0,2 \text{ \AA}$ от ядра H_{β} , подверженная магнитному расщеплению, усиливающаяся в больших пятнах. Она ограничивает синее крыло расщепленной линии H_{β} над пятном и затрудняет измерения. Линия такого же характера находится почти в центре H_{γ} в пятне. Линия H_{δ} очень сильно блендируется.

Поэтому для оценки величины напряженности магнитного поля в хромосфере над пятном по линиям водорода лучше было использовать линию H_{α} .

Таблица 6

День наблюдения	Номер пятна	Гелиографические координаты		Расстояние от центра		Максималь- ная напря- женность	Поляр- ность
		L	φ	ρ	α		
190957	166a	$8^{\circ}W$	$23^{\circ}N$	0,31	18°	2800—3000	N
200957	166a	$20 W$	$23 N$	0,42	25	2800	N
	164a	$40 W$	$13 N$	0,65	40	1600	N
101057	192a	$7 E$	$19 N$	0,22	13	2400	N
	190a	$18 W$	$17 S$	0,475	28	2000	S
111057	192A	$8 W$	$18 N$	0,24	14	2400	N
181057	200B	—	—	—	—	—	—

Данные о пятнах, над которыми можно было измерить величину магнитного поля в хромосфере, приведены в табл. 6. Для всех этих пятен был определен также ход величины напряженности поля в фотосфере,

в большинстве случаев — при помощи линии железа λ 5250 Å, и некоторых линий титана из области линий $D_{1,2}$ натрия.

Линии К и Н измерялись таким же образом, как и фотосферные линии, т. е. на визуальном компараторе. Из-за отсутствия опорных атмосферных линий в данной области измерялось расстояние центров тяжести право- и левополяризованной компоненты в двух соседних полосках. Чтобы уменьшить ошибки измерения, измерялись фиолетовая и красная компоненты K_2 и H_2 отдельно. В большинстве случаев делались две серии измерений (одно измерение из трех наведений нити на линию), и потом результаты для фиолетовой и красной линий усреднялись.

Так как поляроиды поляроидной насадки, которыми мы пользовались, теоретически в данной области не должны уже полностью поляризовать свет, а должны пропускать около 30—40% неполяризованного света, было рассмотрено, каким образом это отразится на измеряемой величине напряженности поля. В случае, близком к случаю продольного поля, в одной полоске насадки полностью пройдет, скажем, левополяризованная компонента, и так как другую, правополяризованную, компоненту поляроид полностью не «запирает», то частично пройдет и эта составляющая. В соседней полоске обе компоненты поменяются местами. Обе компоненты в одной данной полоске будут блендироваться, и для относительно небольших полей мы будем в синей части спектра, как в случае фотосферных линий, так и для линий K_2 , H_2 , измерять центр тяжести бленды обеих компонент, что поведет к занижению действительной напряженности поля.

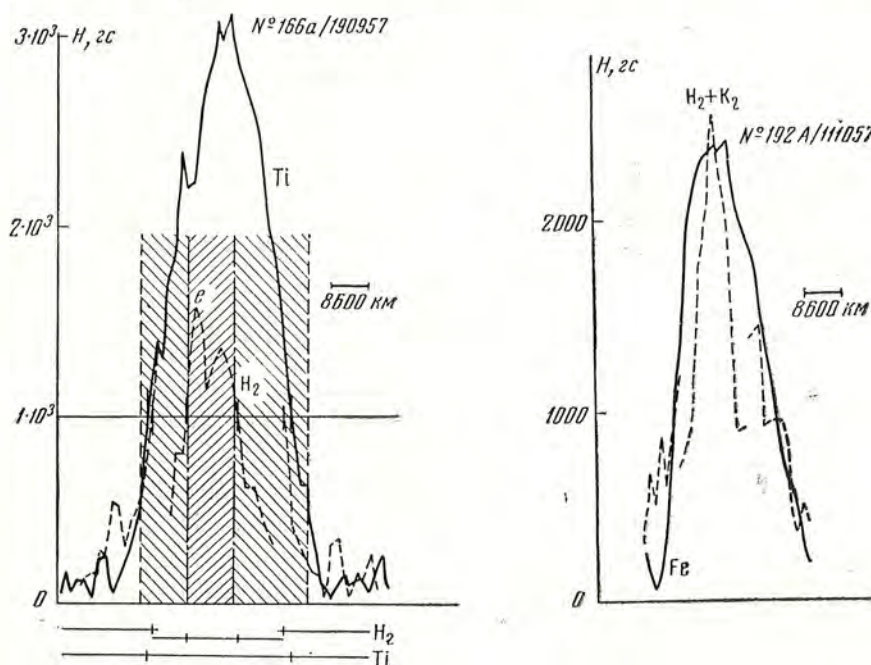
Но если тщательно рассмотреть имеющиеся спектрограммы в области линий ионизованного кальция, то обнаруживается, что поляризация в этой спектральной области должна быть более полной, чем ожидалось, так как на спектрограммах в случае продольного поля у хорошо расщепленных линий видна в основном только одна из σ -компонент. Следовательно, если существует занижение измеряемых нами полей из-за неполной поляризации в поляроидной насадке, то небольшое.

Оценка величины магнитного поля при помощи линии H_α делалась только для двух пятен по причине малой точности и трудоемкости метода. В случае линии H_α нужно было получить для каждой компоненты регистрограмму, найти ось симметрии компоненты и измерить ее расстояние от нескольких атмосферных линий.

б) Магнитное поле в хромосфере

Для первых четырех пятен (табл. 6) был определен ход напряженности магнитного поля как в фотосфере, так и в хромосфере по линиям К и Н кальция. Пример результатов показывают графики на фиг. 10. Порядок величины напряженности поля в хромосфере по измерениям линий К и Н сравним с порядком величины поля в фотосфере у всех изучаемых пятен. Пятно № 166а на фиг. 10 является примером пятна, где поле в хромосфере достигает лишь около половины напряженности поля в фотосфере, а в пятне № 192а поле в хромосфере сравнимо, даже одна

точка (правда, не очень уверенная) лежит выше «фотосферной» величины напряженности. К сожалению, для систематического исследования этого вопроса нашего материала недостаточно, но, по-видимому, напряженность магнитного поля в хромосфере над пятном может сильно колебаться от пятна к пятну.



Фиг. 10. Ход напряженности магнитного поля в фотосфере и хромосфере для двух пятен

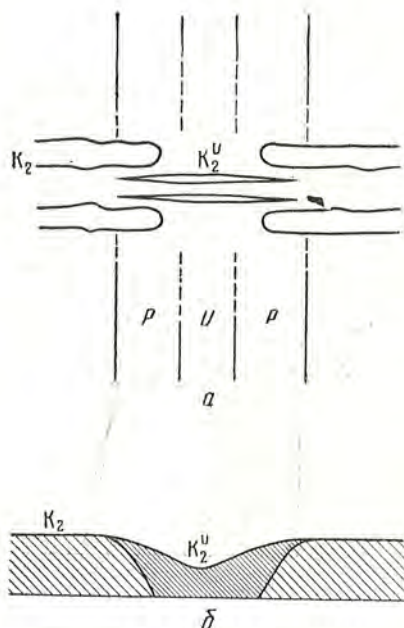
Оценка напряженности магнитного поля в хромосфере по линии H_α дает для пятна № 192a/101057 величину 1660 гс, для пятна № 200B/161057—1430 гс.

На полученных графиках можно видеть, что от границы полутени хромосферная напряженность растет примерно параллельно фотосферной напряженности (по абсолютной величине она в среднем на несколько сотен гауссов ниже фотосферной). Но примерно на одной трети расстояния от границы полутени этот рост обрывается. Это объясняется тем, что в этом месте измерения нормальной линии K_2 или H_2 обрываются и начинаются измерения по более узким линиям K_2 или H_2 , имеющим над ядром пятна особую структуру, о чем будет сказано немного позже. Напряженность поля по измерениям линии над ядром начинается вновь от малых значений и достигает максимума примерно в центре ядра.

Если знать высоту, на которой возникают в солнечной атмосфере хромосферные и фотосферные линии, можно простейшим образом из графиков хода напряженности поля в фотосфере и хромосфере построить картину распределения магнитного поля с высотой. Но хромосфера над пятном до сих пор мало изучалась. Даже оценки числа атомов в

хромосфере над пятном имеют чисто качественный характер, поэтому трудно даже прикинуть высоту возникновения линий кальция и водорода над пятном. Многие авторы предполагают, что хромосфера над пятном понижена, особенно в линиях ионизованного кальция [24].

Линии К, Н и H_α над пятном. Если наблюдать линии К и Н ионизованного кальция над пятном при хороших изобра-



Фиг. 11. Схематическое изображение линий кальция над пятном (а) и (б) хромосферы в области пятна

жениях и небольшом дрожании, можно видеть, что они сильно отличаются от тех, которые приводятся на фотографиях, снятых с малой дисперсией: у них совсем другая форма, чем та, которая им до сих пор приписывалась (например [24]). Линии не переходят непрерывно, плавно в свою суженную часть, а кончаются, как правило, характерным ярким флоккулом (иногда особой формы), и над пятном появляются вновь, немного уже, в форме, которую мы назвали «мостом», как это видно на схематическом рисунке (фиг. 11) и фотографиях (фиг. 12). Следует подчеркнуть, что практически всегда кальциевые линии над пятном, если их наблюдать при хороших условиях, имеют заметный центральный абсорбционный провал, который бывает в центре ядра сильно сужен из-за влияния магнитного поля на линию.

Асимметричное расположение провала K_3 (или H_3) приводит к тому, что обыкновенно фиолетовая сторона линии K_2 или H_2 бывает шире и ярче. Следует далее отметить довольно частое явление: если пятно находится далеко от центра солнечного диска, то со стороны пятна, противоположной центру Солнца, «мост» простирается на несколько тысяч километров внутрь нормальных абсорбционных линий K_3 или H_3 , возникающих над фотосферой вокруг пятна (см. фиг. 11 и 12); между тем, с другой стороны пятна (ближней к центру диска) довольно часто «мост» сливается с нормальной линией. Кроме того, концы нормальных линий K_2 и H_2 возле границы ядра бывают сильно сдвинуты относительно концов узких линий K_2 и H_2 над пятном из-за доплеровских смещений, как видно, например, на фиг. 12.

Вопрос образования линий ионизованного кальция над пятном — трудный вопрос. По-видимому, он очень тесно связан с магнитным полем в хромосфере над пятном. В качестве рабочей гипотезы можно предложить простую модель хромосферы над пятном, которая качественно позволит объяснить наблюдаемый «мост» в линиях ионизованного кальция над пятном. Эта модель схематически представлена на фиг. 11, б. Можно

предположить, что благодаря магнитному полю физические условия в хромосфере над пятном существенно отличаются от условий в нормальной хромосфере. (Например, меньшая турбулентная скорость и, может быть, меньшее число ионов кальция над пятном.) Можно как бы «отделить» область хромосферы, охваченную «веером» силовых линий магнитного поля, от области с малой плотностью силовых линий. Таким образом получим, что область нормальной хромосферы вокруг пятна (малой плотности силовых линий), в которой возникают нормальные линии K_2 и H_2 , лежит и в же области «хромосферы над пятном», образующей подобие веера или «гриба», и быстро исчезает по мере приближения к пятну. Такая схема объясняет резкое окончание нормальных линий K_2 и H_2 в полутени пятна и постепенное нарастание «моста». При такой схеме будут наблюдаться узкие эмиссионные линии K_2 и H_2 , принадлежащие хромосфере над пятном одновременно с нормальными линиями K_3 и H_3 , возникающими из-за самопоглощения. Следует отметить, что эта модель не противоречит новейшим наблюдениям эффекта Вильсона [25]. Открытым вопросом в этой модели остается ход температуры с высотой. Но в то же время эта модель позволяет высказать некоторые суждения о характере поля и движений над пятном, которые, как увидим дальше, не противоречат ни поведению магнитного поля с высотой, ни поведению скоростей. Даже большое взаимное смещение линий на этой границе (фиг. 12) говорит о резком разрыве скоростей движений в обеих областях.

Следует еще подчеркнуть, что при помощи предложенной модели можно хорошо объяснить приведенный выше наблюдаемый факт, заключающийся в том, что при косом наблюдении пятна (т. е. если пятно находится в нескольких десятках градусов от центрального меридиана), мы будем наблюдать характерный переход «моста» — линии K_2 и H_2 над пятном — в область нормальных линий K_3 и H_3 четко лишь на стороне пятна, лежащей дальше от центра. На стороне пятна ближе к центру «мост» обрывается сразу, без сужений линий K_2 и H_2 над пятном, и сразу начинаются нормальные линии K_3 и H_3 (см. фиг. 12). В самом деле, при косом прохождении луча зрения в хромосфере над пятном на той стороне пятна, которая лежит ближе к солнечному центру, луч зрения проходит через всю толщу хромосферы над пятном, и переход от нормальной хромосферы в область пятна очень резкий. На противоположной стороне переход из одной области в другую медленный, и луч зрения проходит все более тонкие слои хромосферы над пятном (см. схему на фиг. 11, б).

Обратимся теперь к линии H_α в области пятен. Линия H_α над пятном также сужена или «уплотнена». Если пятно находится близко к краю солнечного диска, то «уплотнение» линии H_α сдвинуто в направлении к краю Солнца таким же образом, как центр «моста» в линиях K и H (см. фиг. 13). Если связать наличие уплотнения в линии H_α с изменением физических условий в хромосфере над пятном, как мы это сделали для линий кальция, то можно объяснить смещение этих образований вблизи солнечного края просто геометрическим эффектом и таким образом оценить «эффективную» высоту возникновения рассматриваемых линий над пятном.

Таким образом была сделана оценка «эффективных» высот хромосферы над пятном для четырех пятен в линии H_{α} . Для этого на МФ-4 получались регистрограммы вдоль линии H_{α} в ее центре и вне его. Результаты приведены в следующей таблице:

051157 пятно	A	$h_{\text{эфф}} \approx 1900 \text{ км}$
	B	3200 км (менее точно)
091157	C	1800 км
	D	2200 км (менее точно)
$h_{\text{эфф}} \approx 2000 \text{ км}$		

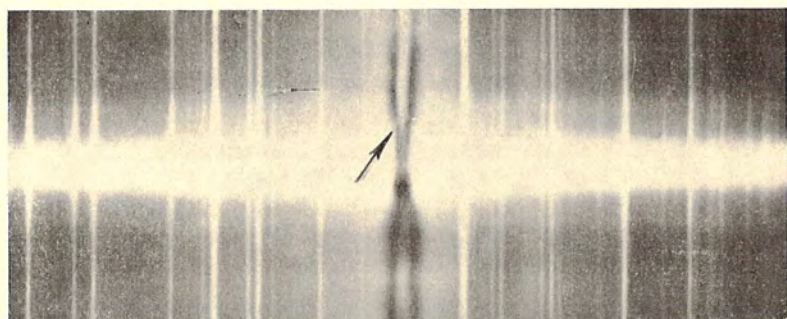
Для двух пятен (два измерения для каждого пятна) по линиям H кальция получены следующие данные:

101057 пятно	№ 2481, 2480	$h_{\text{эфф}} \approx 2600 \text{ км}$
—1256	A	3080 км

(Для пятна 2481/101057 из смещения уплотнения в линии H_{ϵ} была получена высота $h_{\text{эфф}} \approx 400 \text{ км}$.)

Таким образом, можно заключить, что, вероятно, «эффективная» высота в линии H_{α} хромосферы над пятном равна примерно 2000 км, а в линиях K и H ионизованного кальция немного выше. Следовательно, хромосфера над пятном ниже, чем над невозмущенной фотосферой, как вытекает из сравнения полученных нами высот с высотами, вычисленными для нормальной хромосферы де Ягером ([23], $h'_{\text{эфф}} \approx 3000-5000 \text{ км}$).

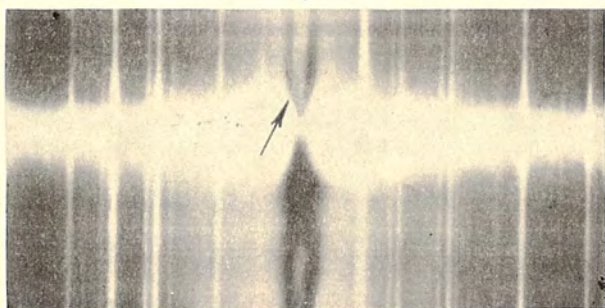
Распределение напряженности магнитного поля с высотой. При помощи приведенных выше высот можно построить схематические карты вертикального распределения напряженности магнитного поля для всех измеренных пятен в различных моделях хромосферы над пятном: а) для модели с просто пониженной хромосферой над ядром пятна, б) для модели, основанной на предложенном нами объяснении «моста», в) для пятна, над которым хромосфера выше, чем окружающая пятно. Примеры таких карт для двух пятен приведены на фиг. 14. Из них мы видим, что принятие определенной модели определяет схематически изогaussы в вертикальной плоскости над пятном, особенно — над полутенью. Из двух первых, более вероятных моделей вытекает следующее общее заключение (фиг. 14, а, б): над ядром пятна напряженность в общем уменьшается, но в некотором участке полутени напряженность поля сначала растет и только начиная с определенной высоты уменьшается, т. е. над полутенью получается своего рода «магнитная инверсия». Если из данных фиг. 14 оценить скорость убывания напряженности поля с высотой, то получим для величины градиента магнитного поля над ядром пятна $UH/Uh \leq 0,5 \text{ гс/км}$. Из-за неоднозначности связи между изогaussами и силовыми линиями магнитного поля нельзя при помощи приведенных моделей определить однозначно ход силовых линий с высотой в хромосфере над пятном. Однако можно отметить, что ни одна из моделей не противоречит результатам, полу-



a

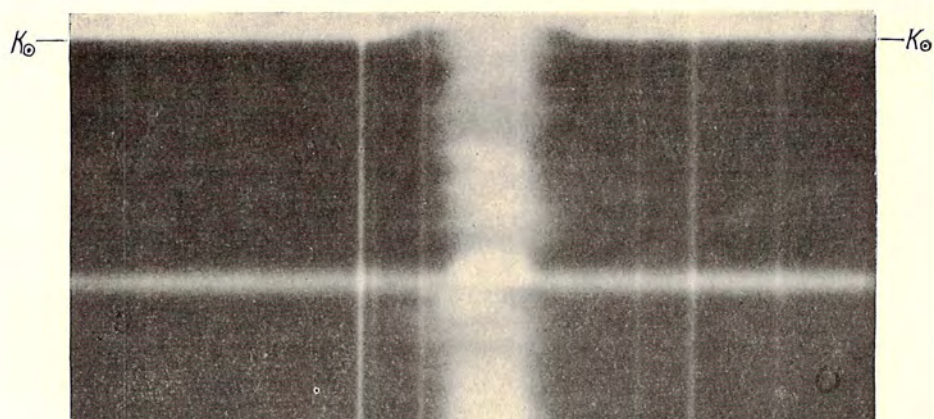


б

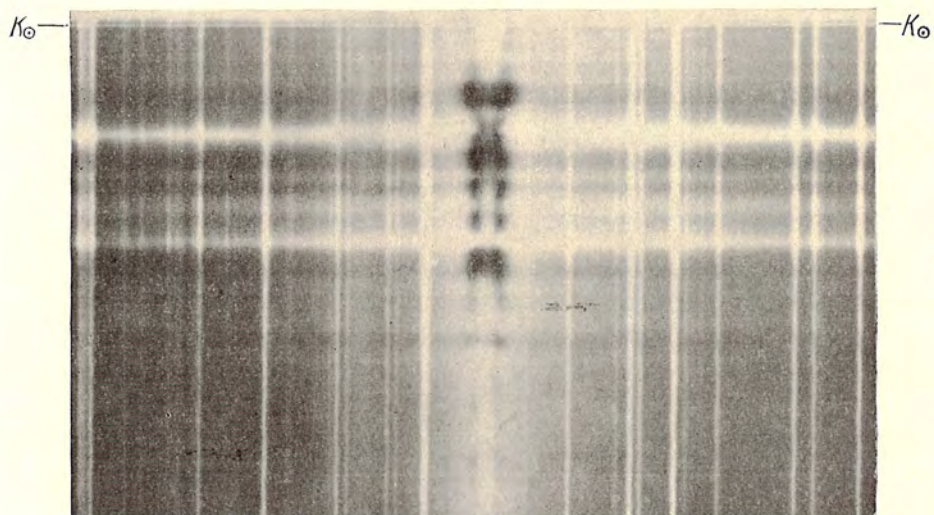


в

Фиг. 12. Спектрограммы линий кальция над пятном («мост»);
стрелкой обозначены места с большим сдвигом линии из-за скоростей



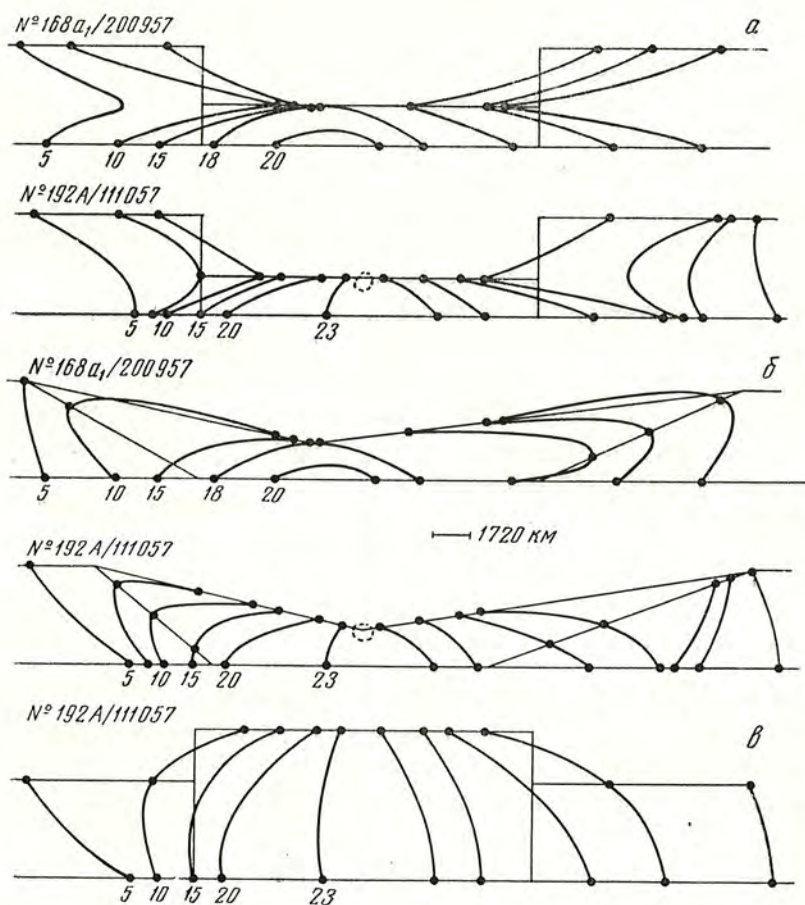
a



b

Фиг. 13. Сдвиг «уплотнения» в линии H_{α} (a) и «моста» в линии $H\text{ Ca}^+$ (б) над пятном, находящимся вблизи края солнечного диска ($K_{\odot}$)

ченным при помощи магнитографа. «Магнитная инверсия» над полутенью в моделях *a* и *б* может, напротив, обозначать, что «веер» силовых линий (силовых «трубок») более сжат в верхних слоях (силовые линии в «веере» на определенной высоте более плотны, если сделать вертикальный разрез), чем на границе фотосферы с хромосферой.



Фиг. 14. Вертикальное распределение магнитного поля над пятном

Градиент магнитного поля. Наш наблюдательный материал дает возможность определить градиент магнитного поля для двух пятен более точно и детально, чем это можно сделать при помощи только что рассмотренных схематических карт изогаусс в вертикальном сечении. Мы воспользовались с этой целью тем обстоятельством, что благодаря быстрому нарастанию коэффициента поглощения по мере приближения к ядру линии К или Н эффективный уровень образования фразунгоферовых линий, расположенных в крыльях этих сильнейших линий солнечного спектра, также зависит от расстояния $\Delta\lambda$ от центра К или Н, на котором находится рассматриваемая линия. (Конечно, эффективный уровень образования линий зависит и от числа возбужденных атомов и от

сил осцилляторов этих самых линий.) В приведенной спектральной области имеется известное количество линий поглощения с разной роуландовской интенсивностью, для которых известны силы осцилляторов. Кроме того, в этой области имеется и большое число линий с нормальным триплетом Зеемана или с относительно несложной картиной расщепления линии в магнитном поле. Таким образом, подсчитав для некоторых линий высоту возникновения и измерив величину расщепления, мы можем определить градиент магнитного поля в области пятна.

Примем, что эффективная высота возникновения линии равна геометрической глубине, на которой оптическая толща в линии имеет порядок единицы [23]. Далее мы покажем, что это предположение неплохо соответствует действительности, и оценим величину неточности, которую мы вносим этим предположением в определение эффективной высоты возникновения ядра линии поглощения.

Определим геометрические высоты, на которых оптическая глубина в ядре линии τ_λ равна 1 и 5. Для этих вычислений мы воспользовались для фотосферы моделью Минаерта [26], а для хромосферы моделью Ван де Холста [27], так как эти две модели довольно хорошо можно привязать друг к другу на переходе от фотосферы к хромосфере. Для пятна была взята модель Мишара [28].

Оптическую толщу в линии можно представить формулой

$$\tau_\lambda = \int_{h_0}^{\infty} (n^{\text{II}} s_\lambda^{\text{II}} + n_{\text{H}} k_\lambda) dh, \quad (3)$$

где n^{II} — число атомов, находящихся в состоянии, из которого возникает изучаемая линия, s_λ^{II} — коэффициент поглощения в данной линии, n_{H} — число атомов нейтрального водорода, k_λ — общий коэффициент непрерывного поглощения водорода, который дается формулой

$$k_\lambda = k_\lambda(\text{H}^-) p_e + k_\lambda(\text{H}), \quad (4)$$

где $k_\lambda(\text{H}^-)$ — коэффициент поглощения отрицательными ионами водорода, рассчитанный на один нейтральный атом и $p_e = 1$, который мы взяли из таблиц Чандрасекара и Брина [29]. Коэффициент поглощения на один нейтральный атом водорода в основном состоянии, учитывающий свободно-связанные и свободно-свободные переходы, $k_\lambda(\text{H})$, был вычислен по формуле, приведенной Пласскеттом [30]:

$$k_\lambda(\text{H}) = 1,044 \cdot 10^{-2} \lambda^3 e^{-u_1} (1 - e^{-u}) \left[\frac{1}{27} e^{u_2} + \frac{1}{64} e^{u_3} + \frac{e^{u_3}}{2u_1} \right], \quad (5)$$

где

$$u_n = \frac{R'hc}{n^2 kT},$$

$$u = \frac{h\nu}{kT} = \frac{1,4385}{\lambda T},$$

R' — постоянная Ридберга, n — квантовое число; остальные постоянные имеют обычное значение.

Было принято, что солнечная атмосфера содержит 20% гелия. Обилие остальных элементов было взято из новейших данных Гольдберга, Мюллера и Аллера [31].

Оптическая толща в области линий К и Н ионизованного кальция вычислялась по формулам

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\lambda}^K &= \int_{h_0}^{\infty} (n^2 s_{1/2} s_{\lambda}^K + n_H k_{\lambda} + n^2 s_{1/2} s_{\lambda}^H) dh, \\ \tau_{\lambda}^H &= \int_{h_0}^{\infty} (n^2 s_{1/2} s_{\lambda}^H + n_H k_{\lambda} + n^2 s_{1/2} s_{\lambda}^K) dh, \end{aligned} \right\} \quad (3')$$

где $n^2 s_{1/2}$ было вычислено при помощи формулы Саха — Больцмана и s_{λ}^{π} для близких расстояний от центра линии до расстояния $\Delta\lambda = 0,426 \text{ \AA}$ вычислялось при помощи формулы

$$s_{\lambda} = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi} m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e - \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 d \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \right)}{(\nu - \nu_{ik} - \Delta\nu)^2 + \delta_{ik}^2}, \quad (6)$$

где $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, а $\Delta\nu_D = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT}{\mu_H}}$ — доплеровская полуширина линии и f_{ik} — сила осциллятора данной линии.

При определении s_{ν} были использованы таблицы Гарисона [32], в которых приведено отношение $\frac{s_{\nu}}{s_0}$, где $s_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2 f_{ik}}{m_e c \Delta\nu_D}$. (6')

Для линий К и Н в фотосфере и пятне учитывалось, кроме эффекта Доплера и затухания вследствие излучения, и затухание вследствие столкновений ионов кальция с нейтральными атомами водорода. Поэтому

$$\delta_{ik} = \frac{1}{4\pi} \Sigma A_{nn'} + \frac{1}{2} n_H \rho^2 V. \quad (7)$$

Здесь V , согласно кинетической теории,

$$V = \sqrt{\frac{8}{\pi} RT \left(\frac{1}{\mu_H} + \frac{1}{\mu_{Ca}} \right)}, \quad (8)$$

где μ_H и μ_{Ca} — атомные веса обеих частиц. Согласно Аллеру [32],

$$\rho = \left(12,15 \frac{C}{V} \right)^{\frac{1}{5}}, \quad (9)$$

где $C = 1,51 \cdot 10^{-32}$.

В результате вычислений для (7) были получены величины:

$$\left. \begin{aligned} \delta^K &= 1,473 \cdot 10^7 + 2,54 \cdot 10^{-13} \cdot n_H V^{3/4}, \\ \delta^H &= 1,382 \cdot 10^7 + 2,54 \cdot 10^{-13} \cdot n_H V^{3/4}. \end{aligned} \right\} \quad (7')$$

Для расстояний от центра кальциевых линий $\Delta\lambda > 0,426 \text{ \AA}$ коэффициент поглощения ионов кальция вычислялся по формуле

$$s_{\lambda} = \frac{e^2}{m_e c} \delta_{ik} = \frac{f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik})^2 + v_{ik}^2} \quad (6'')$$

для ряда значений $\Delta\lambda$ от $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ до $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$.

Вычисление интеграла (3') проводилось графическим путем, результаты представлены на фиг. 15 и 16.

Для вычислений оптической толщи в фотосферных линиях в области К и Н была использована формула

$$\tau_{\lambda}^{\pi} = \int_{h_{*}}^{\infty} [n^{s_{1/2}} (s_{\lambda}^K + s_{\lambda}^H) + n_H k_{\lambda} + n^{\pi} s_{\lambda}^{\pi}] dh. \quad (3'')$$

Влияние крыла соседней кальциевой линии было заметным лишь в области между линиями К и Н.

Для вычислений коэффициента поглощения в ядре фотосферной линии бралась простая формула с учетом одного эффекта Доплера:

$$s_{\lambda}^{\pi} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta \nu'_D}, \quad (6''')$$

где

$$\Delta \nu'_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_t^2}.$$

Турбулентная скорость v_t при расчетах для пятна бралась, так же как и для фотосферы, равной $v_t = 1 \text{ км/сек}$. (Небольшое изменение турбулентной скорости, в два-три раза, очень слабо влияет на высоту возникновения линии, как показывают наши вычисления.)

Для ряда линий железа и титана в исследованных нами спектральных областях известны относительные силы осцилляторов, прежде всего — по измерениям Кингов [33]. Для некоторых из этих линий железа ими определены также абсолютные силы осциллятора; для титана абсолютные силы осцилляторов приведены Алленом [34]. Поэтому можно было сделать графическим методом привязку относительных и абсолютных сил осцилляторов. Результаты для спектральных областей около линий кальция К и Н приведены в табл. 7 и 8, соответственно. Из этих таблиц также видно, что большинство приведенных в них линий железа и титана принадлежит всего к трем-четырем мультиплетам, так что ошибка в определении сил осцилляторов может сказываться прежде всего в смещении шкалы высот.

Интегрирование уравнения (3''), т. е. получение оптических толщ, проводилось графически. Результаты, полученные для фотосферы, приведены также в табл. 7 и 8.

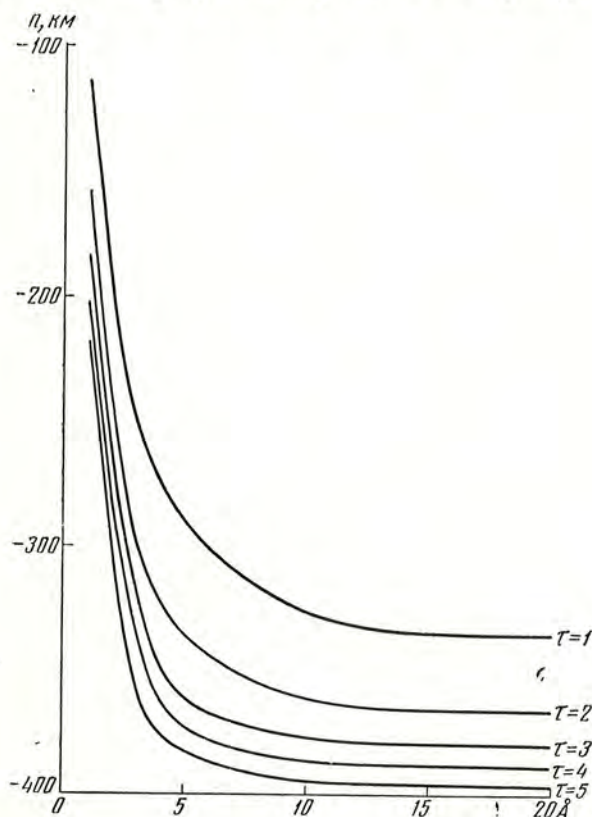
Таблица 7

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент	Переход	Интенсивность		Потенциал возбуждения		Картина расщепления	$g^m - g^m'$	$(gm - g'm')\lambda^2$	f_{ik}	$h\tau_{\lambda=1, \kappa, \lambda}$	$h\tau_{\lambda=5, \kappa, \lambda}$
			диск	пятно	нижний	верхний						
3917, 186	Fe I	$a^5F_2 - y^5D_3^0$	5	6	0,986	4, 136	$\frac{(1), (2), (0), 5, 4, 3, 2, 1}{2}$	1,87	$28,7 \cdot 10^{-10}$	0,0011	20	-88
3920, 271	Fe I	$a^5D_0 - z^5D_1^0$	10	7	0,121	3, 269	$\frac{(0), 3}{2}$	1,5	23,1	0,0089	160	78
3924, 430	Ti I	$a^3F_2 - z^3P_2^0$	1	2	0,000	3, 147	—	1,15	17,7	0,0044	-143	-335
3922, 925	Fe I	$a^5D_3 - z^5D_4^0$	12d?	8	0,051	3, 197	$\frac{(0), 3}{2}$	1,5	23,1	0,0015	200	101
3924, 535	Ti I	$a^3F_3 - y^3D_3^0$	4	4	0,020	3, 166	$\frac{(9), (6), (3), 22, 19, 16, 13, 10, 7}{12}$	1,21	18,6	0,013	-58	-170
3927, 935	Fe I	$a^5D_1 - z^5D_2^0$	8	7	0,110	3, 252	$\frac{(0), 3}{2}$	1,5	23,1	0,0043	200	101
3929, 887	Ti I	$a^3F_2 - y^3D_2^0$	2	3	0,000	3, 140	$\frac{(6), (3), (x), 10, 7, 4, 1}{6}$	0,916	14,15	0,013	-69	-189
3930, 310	Fe I	$a^5D_2 - z^5D_3^0$	8	8	0,087	3, 227	$\frac{(0), 3}{2}$	1,5	23,2	0,0030	230	121
3930, 515	Eu II	$a^7S_3^0 - z^7P_3$	0	—	0,21	3, 35	$\frac{(1), (2), (3), 21, 22, 23, 24, 25, 26}{12}$	1,96	30,2	0,357	—	—
3940, 892	Fe I	$a^5F_3 - y^5D_4^0$	5	4	0,954	4, 086	$\frac{(3), (2), (1), (0), 9, 8, 7, 6, 5, 4, 3}{4}$	1,877	29,2	0,0067	150	41
3944, 018	Al I	$3^2P_{1/2}^0 - 4^2S_{1/2}$	15	10	0,000	3, 13	$\frac{(2), 4}{3}$	1,33	29,8	0,043	250	130
3944, 746	Fe I	$b^3P_1 - v^5P_1^0$	2	2	2,833	5, 961	$\frac{(2), (x), 3, 5}{2}$	2,0	31,2	0,000004	-314	-391
3947, 780	Ti I	$a^3F_3 - z^3P_2^0$	2	2	0,020	3, 147	—	—	—	0,012	-66	-177
3948, 682	Ti I	$a^3F_2 - y^3D_1^0$	4	3	0,000	3, 125	$\frac{(0), (1), 2, 3, 4, 5}{6}$	0,7	10,9	0,06	32	-71
3948, 902	Ca I	$4^3P_0^0 - 6^3S_1$	1	0	1,871	5, 00	$\frac{(0), 4}{2}$	2,0	31,2	0,0035	—	—

Таблица 8

λ, A	Элемент	Переход	Интенсивность		Потенциал возбуждения		Картина расщепления	$g^m - g'^m$	$(g^m - g'^m)\lambda^2$	f_{ik}	$h\tau_{\lambda=1, \kappa \lambda}$ $h\tau_{\lambda=5, \kappa \lambda}$
			диск	пятно	нижний	верхний					
3956, 342	Ti I	$a^3F_3 - y^3D_2^0$	4	4	0,020	3,440	$\frac{(2), (1), (0), 45, 44, 43, 42, 41}{12}$	4,0	15,65·10 ⁻¹⁰	0,044	7 —88
3958, 221	Ti I	$a^3F_4 - y^3D_3^0$	5	5	0,048	3,466	$\frac{(0), (1), (2), (3), 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48}{12}$	4,424	47,60	0,062	12 —90
3964, 537	Al I	$3^2P_{3/2}^0 - 4^3S_{1/2}$	20	15	0,014	3,43	$\frac{(1), 3, 5}{3}$	4,169	18,32	0,087	310 222
3962, 863	Ti I	$a^3F_2 - y^3F_3^0$	3	3	0,000	3,414	$\frac{(10), (5), (0), 3, 8, 13, 18, 23}{12}$	4,5	23,55	0,010	—87 —212
3964, 281	Ti I	$a^3F_3 - y^3F_4^0$	2	3	0,020	3,414	$\frac{(0), (2), (4), (6), 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21}{12}$	4,5	23,5	0,0075	—83 —213
3964, 528	Fe I	$b^3P_1^0 - c^3P_2^0$	3	2	2,833	5,446	$\frac{(2), (0), 13, 11, 9}{6}$	2,0	31,5	0,00023	—267 —373
3966, 075	Fe I	$a^3F_2 - y^3D_3^0$	3	—	1,601	4,713	$\frac{(4), (2), (0), 0, 2, 4, 6, 8}{3}$	2,0	31,5	0,000008	—217 —331
3969, 270	Fe I	$a^3F_4 - y^3F_3^0$	40	—	1,478	4,588	$\frac{(0), (2), (4), (6), 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21}{12}$	4,5	23,7	0,032	180 73
3970, 078	H	$2^2P^0 - 7^2D$	5 N	—	10,45	13,26	—	—	—	0,0127	— —
3974, 996	Eu II	$a^7S_3^0 - z^7P_4$	0 d?	0	0,21	3,31	$\frac{(1), (2), (3), 21, 22, 23, 24, 25, 26}{12}$	2,08	32,8	0,46	— —
3973, 726	Ca I	$4^3P_2^0 - 6^3S_1$	2	(3)	1,89	5,00	$\frac{(0), (1), 2, 3, 4}{2}$	1,25	19,8	0,01	— —
3984, 777	Ti I	$a^3F_2 - y^3F_2^0$	4	4	0,000	3,400	$\frac{(x), 2}{3}$	0,667	10,57	0,077	49 —71
3982, 490	Ti I	$a^3F_2 - z^5S_2^0$	2	3	0,00	3,095	—	—	—	0,0078	—110 —225

Из приведенных в табл. 7 и 8 данных видно, что полученные результаты дают довольно широкую шкалу высот с общим диапазоном около

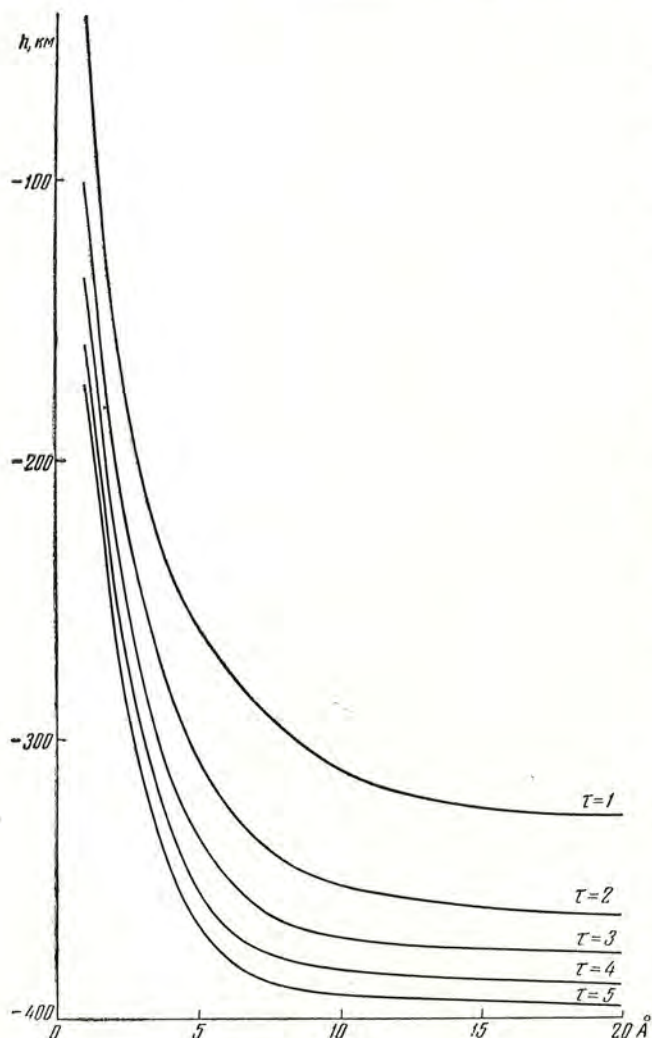


Фиг. 15. Связь между оптической и геометрической глубиной в крыльях линии К ионизованного кальция

500 км для линий титана и железа. Если включить в список и линии алюминия и ионизованного кальция, то интервалы высот сильно увеличатся в направлении больших высот. Линии титана в среднем возникают ниже, чем линии железа. Толщина слоя атмосферы, в котором оптическая толщина увеличивается от единицы до пяти, для железа примерно 100 км, для линий титана она на 10—20% больше.

Вопрос о вычислениях оптических толщ для центров линий в ядре пятна при помощи модели Мишара намного сложнее. Во-первых, если сравнить модель фотосферы Минаерта с моделью пятна Мишара, то можно видеть, что в модели пятна шкала геометрических высот на порядок шире, чем в модели фотосферы: если оптическая глубина в непрерывном спектре $\tau_{5000} = 1$ в фотосфере достигается на геометрической глубине порядка —200 км, то в пятне она достигается лишь на глубине порядка —2000 км. Во-вторых, поскольку до сих пор нет работ, которые давали хотя бы грубую модель хромосферы над пятном, для ядер большинства изучаемых линий нельзя определять геометрическую глубину, так как из характера хода подынтегрального выражения в (3") вытекает, что

оптическая толща $\tau_\lambda = 1$ достигается в слоях, лежащих выше уровня фотосферы пятна. Только для трех самых слабых линий удалось оценить их высоту возникновения — она порядка — 1000 км. Между тем для



Фиг. 16. Связь между оптической и геометрической глубиной в крыльях линии H ионизованного кальция

сильных линий можно ожидать, что они в этой шкале высот возникают очень высоко, почти в нижней хромосфере. Эти трудности, возникающие при вычислении оптических толщ в пятне, видны из фиг. 17, где приводятся кривые хода величины $s_\lambda^2 n^2$ как для фотосферы, так и для пятна для трех типичных линий: линии железа $\lambda 6302 \text{ \AA}$ с потенциалом возбуждения $\chi = 3,671 \text{ эв}$, $\lambda 5250 \text{ \AA}$ ($\chi = 0,121 \text{ эв}$) и линии титана $\lambda 3948 \text{ \AA}$, возникающей с уровня a^3F_3 ($\chi = 0,020 \text{ эв}$).

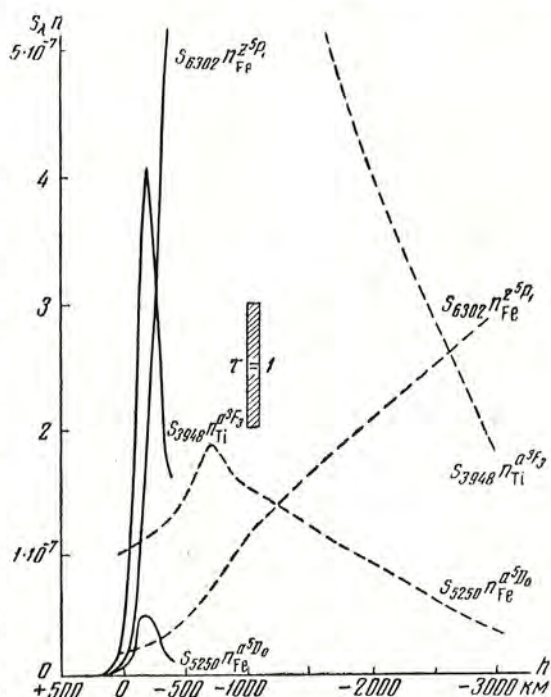
На границе фотосферы и хромосферы число атомов на данном уровне быстро уменьшается с высотой, как видно из фиг. 18, где изображен ход числа поглощающих атомов в зависимости от вы-

соты для тех же самых линий в фотосфере и в пятне. Но в пятне, где число поглощающих атомов почти не уменьшается с высотой, величина $s_\lambda^2 n^2$ на уровне $h = 0$ имеет очень большое значение. Единственный вывод, который можно сделать из полученных результатов, такой: последовательность высот возникновения линий в пятне остается для железа и для титана такая же, как в фотосфере, с той разницей, что линии титана в пятне (по модели Мишара) будут возникать в общем выше, чем линии железа.

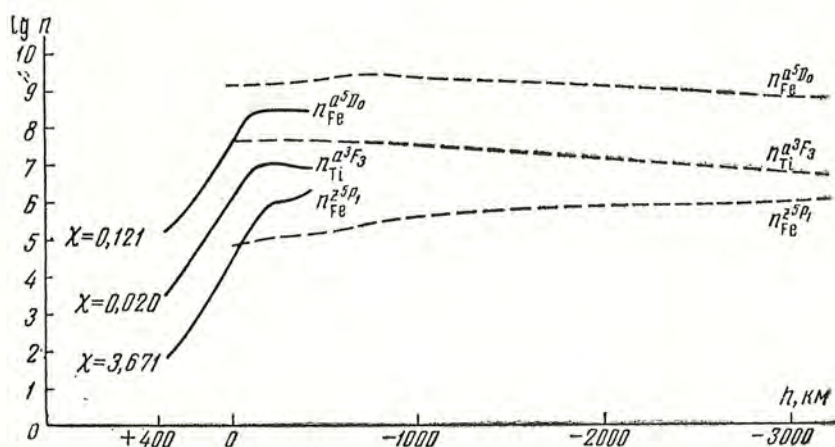
Таким образом, вычисление оптических толщ в ядре линий железа и титана, проведенное по модели Мишара, которая считается самой близ-

кой к действительности и самой обоснованной, приводит к следующему результату: в ядре линий оптическая толща $\tau_\lambda = 1$ достигается очень высоко, по-видимому, в нижней хромосфере, а в непрерывном спектре оптическая глубина $\tau_{5000} = 1$ лежит очень глубоко. Обратно говоря, по модели пятна Мишара в непрерывном спектре пятно представляет собой глубокую впадину в фотосфере, но в ядре линий возвышение. (Разность обеих глубин составляет, по-видимому, $\sim 2000-3000$ км, может быть и больше.)

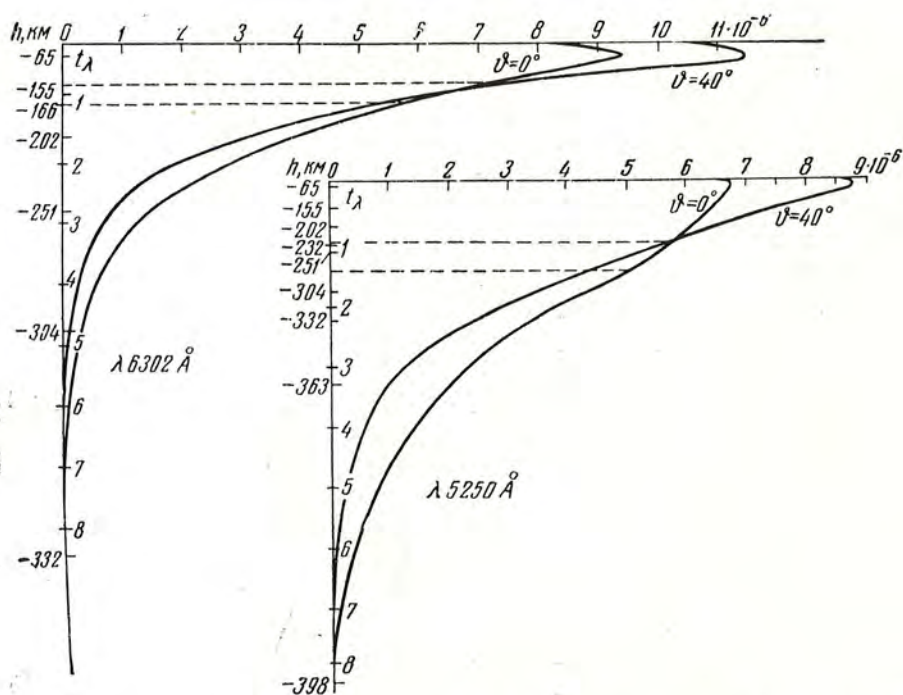
В заключение нужно еще показать, что, приняв за эффективную высоту возникновения ядра линии геометрическую высоту, на которой оптическая глубина в ядре линии $\tau_\nu = 1$, мы не вносим в наши результаты существенной ошибки. Когда мы изучаем, в какой мере участвуют в полном излучении $I_\nu(0, \vartheta)$ некоторого участка солнечного диска в непрерывном спектре слои атмосферы различной



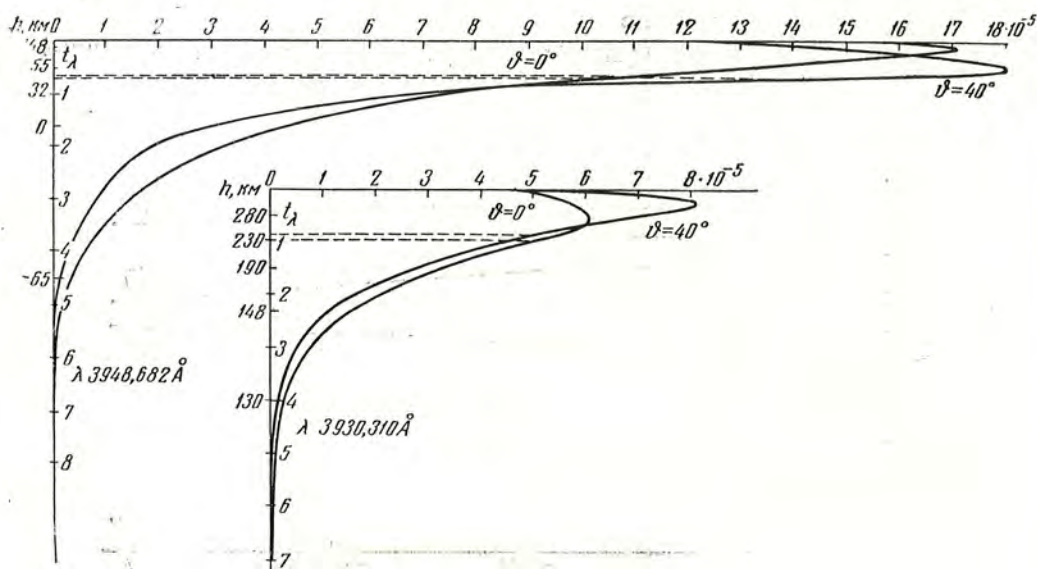
Фиг. 17. Ход коэффициента поглощения, умноженного на число атомов в нижнем для изучаемой линии состоянии, с высотой в фотосфере (сплошная кривая) и в пятне (пунктир)



Фиг. 18. Изменение населенности некоторых уровней трех изучаемых линий с высотой в фотосфере (сплошная линия) и в пятне (пунктир)



Фиг. 19. Ход подынтегральной функции $i_{\nu}(t_{\nu})e^{-t_{\nu}\sec\theta\sec\vartheta}$ при $\vartheta = 0^{\circ}$ и $\vartheta = 40^{\circ}$, для линий $\lambda 5250 \text{ Å}$ и $\lambda 6302 \text{ Å}$



Фиг. 20. Ход подынтегральной функции $i_{\nu}(t_{\nu})e^{-t_{\nu}\sec\theta\sec\vartheta}$ при $\vartheta = 0^{\circ}$ и $\vartheta = 40^{\circ}$, для линий $\lambda 3930,3 \text{ Å}$ и $\lambda 3948,7 \text{ Å}$

оптической глубины τ_v , то из формулы

$$I_v(0, \vartheta) = \int_0^{\infty} j_v(\tau_v) e^{-\pi_v \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_v, \quad (10)$$

где $j_v(\tau_v)$ — функция источника, вытекает, что для небольших расстояний от центра диска ($\vartheta \leq 40-50^\circ$), как раз на оптической глубине, близкой к $\tau_v = 1$, находится слой, соответствующий «эффективной глубине» возникновения излучения данной частоты; половина излучения этой частоты возникает в более глубоких слоях, а другая половина в более высоких слоях солнечной атмосферы, где $\tau_v < 1$ (см., например, фиг. 44 в [35]).

Рассмотрение той же формулы (10) было сделано и для четырех типичных фотосферных линий; две из них достигают $t_v = 1$ на малой геометрической глубине, а две на большой. Функция источника была взята по данным Швестки [36]:

$$j_v(t_v) = B_v(t_v) + (1 - \lambda_v) B_v(0) \cdot \frac{\frac{2}{3} \beta_v - (1 + \eta_v)}{(1 + \eta_v) \left(1 + \frac{2}{3} \alpha_v\right)} \cdot e^{-\alpha_v t_v}, \quad (11)$$

где t_v — полная оптическая глубина, учитывающая как коэффициент поглощения в линии, так и непрерывный коэффициент поглощения; $B_v(t_v)$ — функция Планка, $\eta_v = \frac{\sigma_v}{\kappa_v}$, а σ_v и κ_v — коэффициенты поглощения, пересчитанные на 1 г массы. Величина $\lambda_v = \frac{1 + \varepsilon_v \eta_v}{1 + \eta_v}$. Здесь ε_v учитывает роль истинного селективного поглощения — численные данные взяты из [26, стр. 118], а $\beta_v = \frac{3}{8} \cdot \frac{h\nu}{kT_0} \cdot \frac{\bar{\kappa}}{\kappa_v}$, где $\bar{\kappa}$ — средний коэффициент поглощения [37], $\alpha_v = \sqrt{3\lambda_v}$.

Результаты вычислений приведены на фиг. 19 и 20, где представлен ход подынтегральной функции $j_v(t_v) e^{-t_v \sec \vartheta} \sec \vartheta$ для $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 40^\circ$ (все изучаемые пятна лежат в этом интервале ϑ). На этих графиках приведены данные для всех четырех линий: λ 5250 Å Fe, λ 6302 Å Fe, линии λ 3930,310 Å Fe, лежащей вблизи ядра линии К (и поэтому возникающей на большой высоте), и линии λ 3948,682 Å Ti, также лежащей в крыле линии К.

Мы видим, что у всех четырех линий «эффективная глубина образования» лежит очень близко к $t_v = 1$, хотя условия возникновения сильно отличаются для каждой из этих линий. Приведенная на графиках шкала геометрических высот говорит о том, что самое большое расстояние «эффективной глубины» от линии $t_v = 1$ (см. фиг. 19, 20) достигает приблизительно 30 км. Из этого вытекает, что определенные нами эффективные высоты возникновения ядра линий поглощения будут иметь ошибку не более 20—30 км, и наше предположение о том, что эффективная высота возникновения линии лежит приблизительно на оптической глубине $t_v = 1$, можно считать довольно близким к действительности.

Хотя в исследованной области спектра имеется довольно большое количество линий, которые в магнитном поле пятна дают нормальный

триплет Зеемана, для большинства из них силы осцилляторов неизвестны. Поэтому было решено применить для определения градиента магнитного поля только линии из табл. 7—8, для которых известны силы осцилляторов, хотя большинство этих линий в магнитном поле показывает аномальный эффект Зеемана.

Для всех этих линий был определен средний фактор Ланде по формуле

$$g = \frac{3}{2} + \frac{s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}, \quad (12)$$

с учетом веса каждой составляющей аномального эффекта Зеемана в соответствии с ее интенсивностью, которая дается формулой (13) [38]: для переходов $j \rightarrow j+1$, $m \rightarrow m+1$, $m \rightarrow m-1$ отношение интенсивностей отдельных составляющих

$$\left. \begin{aligned} I_V : I_0 : I_R &= \frac{1}{2} (j+m+2)(j+m+1) : (j+1)^2 - m^2 : \frac{1}{2} (j-m+ \\ &+ 2)(j-m+1) \\ \text{и для переходов } j \rightarrow j, m \rightarrow m+1, m \rightarrow m-1 \\ I_V : I_0 : I_R &= \frac{1}{2} [j(j+1) - m(m+1)] : m^2 : \frac{1}{2} [j(j+1) - m(m-1)]. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

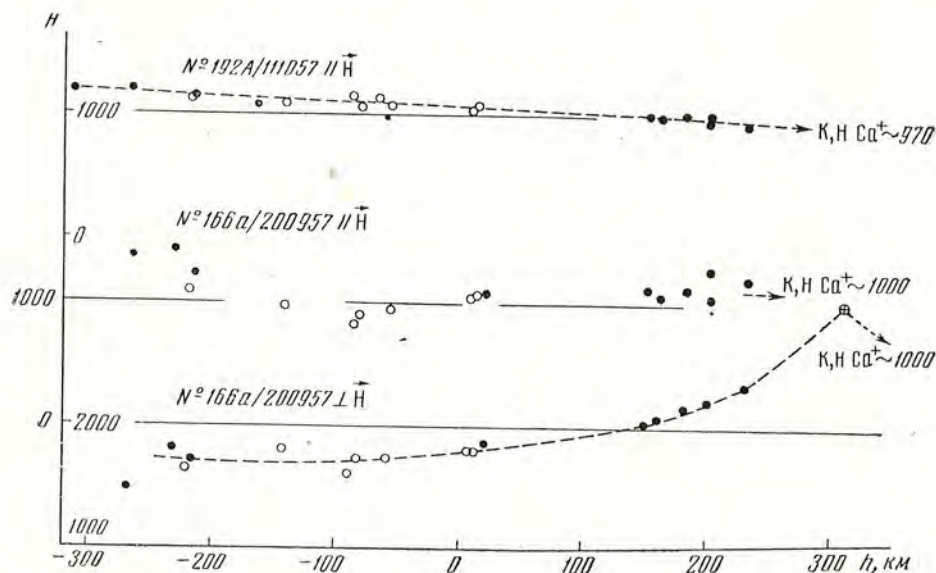
Результаты приведены в табл. 7 и 8 совместно факторами $(gm - g'm')\lambda^2$, годными для прямых подсчетов напряженности поля.

Разрешающая сила спектрографа ставит для точности измерений определенный предел. Около линий кальция К и Н, где фактор Ланде для большинства линий близок единице (см. табл. 7 и 8) в случае произвольной ориентации поля относительно луча зрения, когда отдельные компоненты блендируются, этот предел точности смещается в направлении возрастающих напряженностей к величине, близкой 1000 гс. В ядре пятна практически всегда имеется сильная π -компонента, что тоже поведет к понижению точности измерений величины расщепления в ядре пятна. Кроме того, имеется большой наблюдательный материал, из которого вытекает, что некоторые линии теряют в ядре пятна четкость своих отдельных компонент до такой степени, что теряется характерная картина «змейки» в спектре, снятом через поляроидную насадку, и линии совсем размываются. Особенно хорошо это заметно на некоторых линиях в области линий К и Н и линий $D_{1,2}$.

Из приведенных фактов следует, что для большей уверенности измерений градиента магнитного поля следует использовать места с наибольшими продольным или поперечным полями, где ошибки измерений минимальные.

Наши результаты, полученные прежде всего с магнитографом, показывают, что наибольшее продольное и поперечное поле встречается преимущественно в полюсах пятна. Из вычислений высот образований ядер отдельных линий было сделано заключение, что надежные результаты можно получить только для модели фотосферы вне пятна. Поэтому определение градиентов магнитного поля было сделано только для области полутени пятна. При этом мы предположили, что для полутени лучше пользоваться моделью фотосферы, чем моделью пятна. Трудно оценить величину ошибки, которая возникнет из этого допущения, так как физические условия

в полутени известны еще меньше, чем для пятна. Но следует отметить, что в области линий К и Н спектр полутени очень слабо отличается от спектра фотосферы, окружающей пятно, и понижение интенсивности непрерывного спектра в области полутени очень незначительно, между тем как спектр ядра отличается очень сильно от непрерывного спектра фотосферы и спектра полутени. Кроме того, ясно, что если бы было возможно применить для определения градиента поля в полутени модель пятна Мишара, это означало бы только увеличение интервала высот и, следовательно, уменьшение абсолютной величины градиента поля.



Фиг. 21. Ход величины напряженности магнитного поля с высотой
Черные кружки — Fe; светлые — Ti; кружки с крестиком — Al

Выбор части полутени, в которой были произведены измерения расщепления отдельных линий, был сделан при помощи линии железа $\lambda 3925,2 \text{ \AA}$ и линии титана $\lambda 3954,5 \text{ \AA}$ — нормальных триплетов, которые обладают большим множителем Ланде. По виду их компонент можно было установить область вдоль линии с чисто продольным или чисто трансверсальным эффектом без блендирования.

Таким образом удалось определить величины градиента для двух областей полутени (продольного и трансверсального поля) в пятне № 166a/200957 и для одной области полутени (продольного поля) пятна № 192A/111057. Измерения линии проводились как в области линии К, так и линии Н. Результаты измерений изображены на фиг. 21, где представлено изменение величины напряженности магнитного поля с высотой. (Каждая величина является средней величиной всего измеряемого участка линии.) Для продольного поля пятна № 192А поле очень медленно убывает с высотой со средней величиной градиента $\sim 0,3 \text{ гс на } 1 \text{ км}$. Пятно № 192А было больше, чем пятно № 166a. Может быть поэтому для продольного

поля результаты, полученные при помощи линий титана, систематически ниже, чем измерения по линиям железа.

Особенным является ход величины напряженности поля в трансверсальном эффекте пятна № 166а. Поле здесь не убывает с высотой, а, наоборот, растет, достигает максимального значения для линии алюминия и вновь уменьшается, как указывают измерения величины расщепления линий K_2 и H_2 , которые дают для напряженности значение примерно 1000 гс.

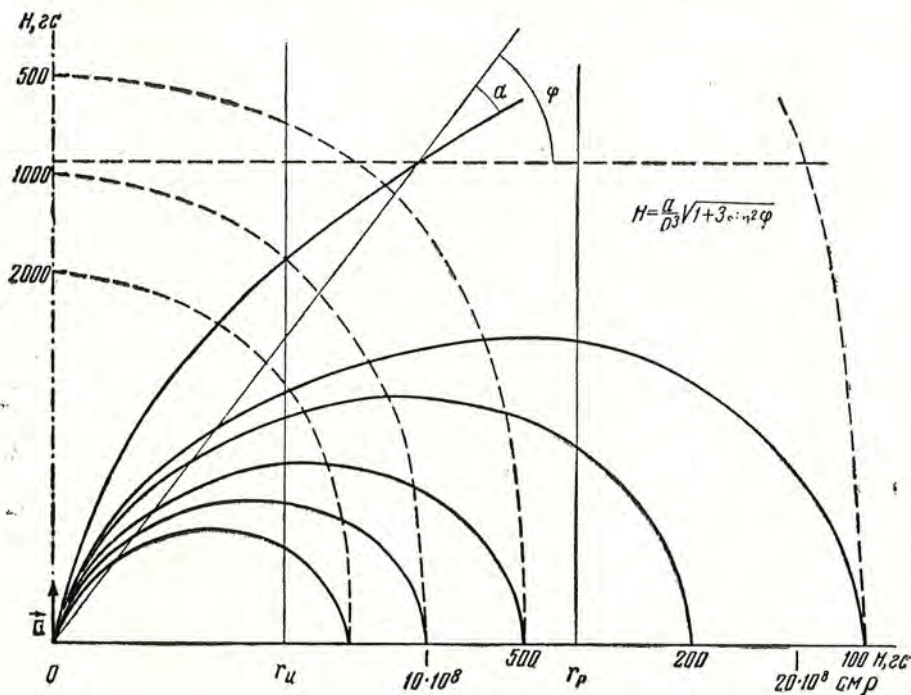
Этот особенный ход напряженности магнитного поля в трансверсальном эффекте, когда напряженность сначала растет до некоторой высоты над границей фотосферы и хромосферы (высота порядка нескольких сот километров), а потом вновь уменьшается с высотой («магнитная инверсия»), находится в хорошем согласии с вертикальным распределением магнитного поля над пятном. Эта «магнитная инверсия» также хорошо совпадает с нашей моделью хромосферы над пятном, полученной из представлений о возникновении «моста» в линиях К и Н над пятном, т. е. она может являться индикатором (прямым или косвенным) резких изменений с высотой физических условий в атмосфере над пятном. Подобная инверсия, как мы увидим дальше [39], может быть связана также с изменением направления движений в атмосфере над пятном. Этот результат об инверсии поля был получен, правда, только для одного пятна, но по хорошим спектрограммам с резкими σ -компонентами в четко выраженном трансверсальном эффекте, и поэтому можно считать его достаточно уверенным.

В заключение параграфа о градиенте магнитного поля следует отметить, что если сравнить величины градиента поля, полученные из хода напряженности магнитного поля с высотой, то мы видим, что они совпадают с оценкой градиента, полученной для ядер семи пятен, из измерений расщепления кальциевых линий и линии H_α . Эти значения несколько меньше величин, определенных (при помощи первого метода) Хаутгастом и Слейтерсом [5] и Барановским и Степановым [6]. Первый метод Хаутгаста и Слейтерса основан на грубой оценке дивергенции силовых линий в пятне, точнее говоря, на предположении, что на каждую десятую часть радиуса пятна дивергенция силовых линий увеличивается на 7° . Из проведенных нами измерений наклона силовых линий над пятном и неопределенности хода силовых линий над ядром, видим, что это предположение довольно искусственно. Метод Э. А. Барановского и В. Е. Степанова, который основан на измерениях асимметрии контура линий натрия $D_{1,2}$, требует очень точной физической модели для ядра пятна. С другой стороны, оценка градиента по измерениям величины расщепления линий кальция в хромосфере очень проста и не требует никаких особых предположений. Поэтому в области ядра пятна нам кажется более обоснованной для градиента магнитного поля величина $\Delta H/\Delta h \leq 0,5$ гс/км, тогда как над полутенью градиент может быть порядка нескольких десятых гаусса на километр, но может достигать и величин, близких к нулю, или даже иметь обратный знак (в случае «магнитной инверсии»).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

КАРТИНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ОДИНОЧНОГО ПЯТНА

На основе приведенных выше исследований магнитного поля в области пятна можно построить предварительную, схематическую картину распределения силовых линий магнитного поля. Поскольку большинство полученных результатов приводит к представлению о распределении силовых линий в пятне в виде веера, нам кажется целесообразным рассмотреть, в какой степени отличается этот «веер» от силовых линий поля магнитного диполя как одного из простейших видов магнитного поля.



Фиг. 22. Силовые линии поля магнитного диполя

На фиг. 22 представлен веер силовых линий поля диполя с магнитным моментом $a = 10^{30}$ гс/см³, направленным вдоль нормали к поверхности Солнца в центре пятна. В случае дипольного поля из связи угла между радиусом-вектором и силовой линией α с углом между радиусом-вектором и горизонтальной плоскостью φ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi, \quad (14)$$

можно определить положение диполя. Нам приблизительно известно направление вектора поля в разных местах пятна (см. фиг. 9). Если теперь воспользоваться формулой (14) и попытаться определить (графическим способом) из наблюдаемой конфигурации силовых линий местонахождение магнитного диполя в пятне, то оказывается, что он должен находиться глубоко под поверхностью пятна, на глубине порядка

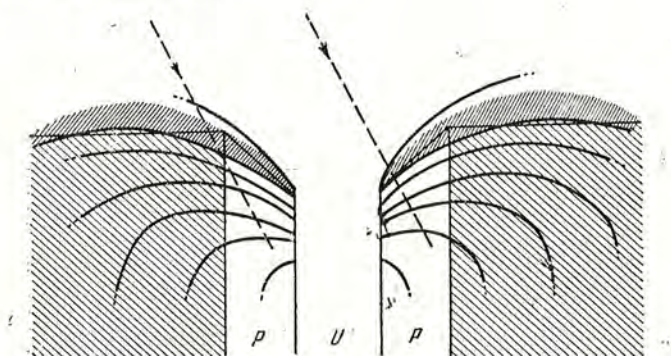
величины 0,2—0,3 радиуса Солнца. Это значит, что на графике фиг. 22 нужно было бы провести поверхность пятна (границу между фотосферой и хромосферой в области пятна) в самой верхней части «веера» силовых линий, где напряженность поля уменьшается с увеличением расстояния ρ от вертикальной оси (оси диполя) практически на порядок медленнее, чем вблизи экваториальной плоскости диполя, где напряженность убывает пропорционально $1/\rho^3$, т. е. убывает так, как дают наши измерения. Это протнворечне между распределением направлений магнитного вектора на поверхности пятна и ходом полной напряженности поля с расстоянием от центра пятна можно бы было пытаться устранить изменением ориентации диполя на 90° , но это вызывает новые трудности, которые пока трудно устранить без предположения о большей сложности поля пятна, чем поля диполя. Поэтому оставим пока в стороне вопрос о точной форме поля и попытаемся лишь суммировать наши представления о «веере» силовых линий.

Если исходить из представлений о дипольном поле, то можно из приведенного выше сопоставления направления силовых линий и хода напряженности сделать заключение, что «веер» силовых линий должен быть как бы более концентрированным в некоторой плоскости, чем у дипольного поля. «Магнитная инверсия» в области полутени, полученная из измерений напряженности поля в трансверсальном эффекте пятна № 166а, вытекающая также и из вертикального распределения магнитного поля над пятном (нарастание интенсивности магнитного поля с высотой), должна сопровождаться и нарастанием плотности силовых линий с высотой. Следовательно, «веер» силовых линий на небольшой высоте над границей фотосферы и хромосферы будет более концентрированным. Как показывают карты магнитного поля солнечных пятен, полученные при помощи магнитографа, этот «веер» в большинстве случаев состоит из отдельных «трубок» силовых линий. Кроме того, сами магнитные карты говорят в пользу плоского, ограниченного сверху «веера» силовых линий с повышенной плотностью силовых линий немного выше границы фотосферы и хромосферы. Это вытекает из вида областей вторичной полярности, именно из того, что в большинстве случаев эти области окружают основную полярность в виде длинных, узких полей, внешняя граница которых (на стороне, противоположной основной полярности) является, по всей вероятности, местом пересечения верхней плоскости «веера» с поверхностью фотосферы. Если бы плотность силовых линий с высотой уменьшалась медленнее, без резкого перехода (например, как в поле диполя), область вторичной полярности должна была бы быть более широкой.

Образно можно себе представить распределение силовых линий над пятном в виде большого «гриба» (шляпка которого является областью повышенной плотности силовых линий). Схематическое изображение этого распределения представлено на фиг. 23 (масштаб в направлении вертикальной оси значительно увеличен). На рисунке обозначены силовые линии (более жирными линиями), определяющие результирующее расщепление линий поглощения, так же как и область с повышенной плотностью силовых линий (густо заштрихована). По-видимому, следует также

считать, что поверхность Солнца в области пятна слегка понижена, как это вытекает из наблюдений эффекта Вильсона и из некоторых теоретических соображений [25, 40].

Если вернуться к нашей модели хромосферы над пятном, построенной с целью объяснения возникновения особой формы линий К и Н над пятном, то видим, что область, ответственную за возникновение «моста», можно отождествить с большей вероятностью с областью повышенной плотности силовых линий или с областью, лежащей немного выше нее. Напомним, что, согласно нашему предположению, форма линий кальция является следствием резкого изменения физических условий в той области солнечной атмосферы, в которой эти линии возникают. Основной причиной этого изменения может быть только магнитное поле, которое или само изменяет условия возникновения линий, или отделяет — «экранирует» эту область от нормальной хромосферы.



Фиг. 23. Схематическая картина распределения магнитного поля в области одиночного пятна

В заключение следует напомнить, что в нашей работе мы совсем не касаемся поведения магнитного поля в области ядра пятна. Этому сложному вопросу будет посвящена отдельная статья. Наш наблюдательный материал также не дает представлений о распределении силовых линий в более высоких слоях хромосферы над пятном (область возникновения протуберанцев).

Приношу глубокую благодарность член-корр. АН СССР А. Б. Северному за внимание, полезные советы и обсуждение многих вопросов при выполнении работы. Также приношу благодарность В. Л. Хохловой, В. Е. Степанову, С. И. Гопасюку за ценные советы во время обсуждений разных вопросов настоящей работы и Н. Годовникову за помощь при некоторых вычислениях.

Апрель 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. W. Broxon. Phys. Rev., 62, 521, 1942.
2. W. Mattig. Zs. f. Ap., 31, 273, 1951.
3. E. H. Schröter. Zs. f. Ap., 33, № 1, 20, 1953.

4. G. E. Hale, F. Ellerman, S. B. Nicholson, A. H. Joy. *Ap. J.*, 49, 153, 1919.
5. J. Houtgast, Van Sluimers. *B. A. N.*, 10, № 388, 325, 1948.
6. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 21, 180, 1959.
7. Ch. E. St. John. *Ap. J.*, 34, 57, 1911.
8. Ch. E. St. John. *Ap. J.*, 34, 131, 1911.
9. G. Abetti. *The Sun.*, New York, 1938, p. 172.
10. K. Brunckow, W. Grotrian. *Zs. f. Ap.*, 26, 313, 1949.
11. W. Grotrian, H. Künzel. *Zs. f. Ap.*, 26, 325, 1949.
12. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 15, 31, 1955.
13. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 20, 22, 1958.
14. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 16, 3, 1956.
15. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 18, 66, 1958.
16. F. H. Sears. *Ap. J.*, 38, 104, 1913.
17. Х. Альфвен. *Космическая электродинамика*. ИЛ, 1952, стр. 10.
18. Zdeněk. *Praktická fyzika*. Praha, 1958, str. 54.
19. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 19, 3, 1958.
20. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 20, 52, 1958.
21. T. G. Cowling. *M. N.*, 106, № 3, 218, 1946.
22. A. B. Severny, V. Bumba. *Observatory*, 78, № 902, 33, 1958.
23. C. de Jager. *B. A. N.*, 13, № 474, 133, 1957.
24. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 13, 96, 1955.
25. R. E. Loughhead, R. J. Bray. *Australian J. of Phys.*, 2, № 2, 177, 1958.
26. М. Миннаерт. *Солнце*. Под ред. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 113.
27. Х. К. Ван де Хольст. *Солнце*. Под ред. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 210.
28. R. Michard. *Ann. d. Aph.*, 16, № 4, 217, 1953.
29. S. Chandrasekhar, F. H. Breen. *Ap. J.*, 104, 430, 1946.
30. H. H. Plaskett. *Vistas in Astronomy*, 1, p. 639, N. Y., 1955.
31. M. J. Minnaert. *M. N.*, 117, № 315, 1957.
32. Л. Аллер. *Астрофизика*. Т. I, ИЛ, 1955, стр. 282.
33. A. S. King, R. B. King. *Ap. J.*, 82, 377, 1935; *Ap. J.*, 87, 24, 1938; *Ap. J.*, 95, 78, 1942.
34. C. W. Allen. *Astrophysical Quantities*. London, 1955.
35. А. Унзольд. *Физика звездных атмосфер*. ИЛ, 1949, стр. 104.
36. Zdeněk. *Hvězdné atmosféry*. Praha, 1954, p. 113.
37. S. Chandrasekhar, G. Münch. *Ap. J.*, 104, 449, 1946.
38. A. Landé. *Handbuch d. Phys.*, 21, 378, 1929.
39. В. Бумба. *Наст. том*, стр. 277.
40. Т. Дж. Каулинг. *Солнце*. Под ред. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 464.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ЭВЕРШЕДА
В ОДИНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

В. Бумба

Цель настоящей работы — изучение тонкой структуры фотосферных линий в эффекте Эвершеда, измерение величины эффекта Эвершеда в отдельных пятнах, для большинства из которых измерялось магнитное поле в работе [15], и изучение изменения скоростей движения в зависимости от положения пятна на диске.

Тонкая структура линий в эффекте Эвершеда. Большое изображение Солнца, большая дисперсия и прежде всего короткая выдержка при хороших атмосферных условиях позволили нам обнаружить, что, как правило, в эффекте Эвершеда линия в целом не смещается, но что она сильно асимметрична, так что смещен центр тяжести линии. Асимметричная линия, которую мы назвали за ее характерный вид «флажком», часто переходит в максимуме эффекта Эвершеда в четкую отдельную слабую линию — «спутник», расстояние которой от центра невозмущенной линии может превышать 5 км/сек. Направление «флажков» у самых сильных из фотосферных линий ($D_{1,2}$ Na; $b_{1,2,3}$ Mg) противоположно направлению «флажков» у слабых и средних линий. Систематические наблюдения «флажков» и «спутников» показывают некоторые закономерности в их поведении в зависимости от положения пятна на диске. Асимметрия растет с уменьшением интенсивности линии, «флажки» являются следствием Допплеровских смещений линии.

Измерения эффекта Эвершеда. Все измерения проводились на новом фотоэлектрическом спектрокомпараторе [20]. Измерения величины смещения центра тяжести асимметричной линии дают довольно четко выраженную зависимость радиальных скоростей от расстояния пятнышка от центра диска (α). Эмпирическим путем получается для положительной радиальной скорости (в направлении от наблюдателя) эта зависимость в форме $v_r^+ = 2v \sin \alpha$, а для отрицательной скорости (в направлении к наблюдателю) в виде $v_r^- = v(\sin \alpha + \cos \alpha)$. Следовательно, для $\alpha \approx 45^\circ$ обе скорости равны друг другу.

RESULTS OF THE STUDY OF THE EVERSHED EFFECT IN SINGLE SUN-SPOTS, by V. Bumba. — The present investigation deals with study of the fine structure of the photospheric lines in the Evershed effect, the measurement of the Evershed effect in separate spots (the magnetic fields of most of these spots were measured in [15]) and the study of the variation of the velocity of motion in dependence on the position of the spot on the disk.

The fine structure of lines in the Evershed effect. The large image of the Sun, high dispersion and first of all short exposures during favorable atmospheric conditions permitted us to detect that as a rule in the Evershed effect the line as a whole is not shifted, but has a strong asymmetry, and therefore the center of gravity of the line is displaced. The asymmetrical line which, because of its characteristic form, we have termed as «flag» at the maximum of the Evershed effect often becomes

a sharp separate weak line — «satellite». The distance of the latter from the center of the undisturbed line can exceed 5 km/sec. The direction of the «flags» of the most intense photospheric lines ($D_{1,2}$ Na $b_{1,2,3}$ Mg) is opposite to that of the «flags» of the weak lines and lines of average intensity. Systematic observations of the «flags» «and satellites» show some regularities in their behavior depending on the position of the spot on the disk. The asymmetry increases with decreasing intensity of the line. The «flags» are a result of Doppler line shifts.

Measurements of the Evershed effect. All the measurements were made with the new photoelectric spectrocomparator [20]. Measurements of the displacement of the center of gravity of the asymmetrical line show a rather well-defined dependence of the radial velocity on the distance of the spot to the disk center (α). This dependence was found empirically and for positive (directed from the observer) radial velocities in $v_r^+ = 2v \sin \alpha$, for negative (directed to the observer), $v_r^- = v (\sin \alpha + \cos \alpha)$. Consequently both velocities are equal if $\alpha \approx 45^\circ$.

ВВЕДЕНИЕ

Хотя движения в солнечных пятнах исследовались некоторыми наблюдателями в интегральном свете [1—4], основные представления об этих движениях (эффекте Эвершеда) оказалось возможным получить только на основе спектроскопических исследований. Изучением эффекта Эвершеда занимались в основном Эвершед [5, 6], Сент-Джон [7—10], Абетти [11] и Кинмен [12, 13]. Их результаты довольно хорошо совпадают: по их мнению, движения материи в пятне, результатом которых является эффект Эвершеда, протекают радиально к оси пятна и практически параллельно солнечной поверхности, в нижних слоях пятна в направлении от оси пятна, а в более высоких слоях атмосферы — над пятном в направлении к оси пятна, со скоростями в среднем около 1—2 км/сек.

Если сравнить результирующее направление движения с направлением силовых линий магнитного поля, полученных Хейлом и сотрудниками [14] для других пятен, можно видеть, что вещество должно, по этим результатам, вытекать из пятен не вдоль силовых линий поля. Предположение же Абетти [11], что у некоторых пятен движение идет, как лава, спускающаяся по склонам вулкана, еще больше увеличивает угол между направлением движения и силовыми линиями. Это противоречит теоретическим заключениям гидромагнетики.

Однако до сих пор не существует работ, в которых бы для одного и того же солнечного пятна одновременно исследовались как магнитное поле, так и движения. Поэтому нами было поставлено исследование магнитных полей и движений в одиночных солнечных пятнах, конечной целью которого является сопоставление результатов наблюдений с теоретическими выводами о движении солнечной материи в магнитном поле пятен. Первая работа [15] была посвящена исследованию напряженностей и конфигураций магнитного поля одиночных пятен и исследованию изменений магнитного поля с высотой над этими пятнами. Целью настоящей работы является изучение тонкой структуры линий в эффекте Эвершеда, измерение величины эффекта Эвершеда в отдельных пятнах, для большинства из которых измерялось магнитное поле, и изучение изменения скоростей движения в зависимости от положения пятна на диске.

§ 1. ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНЫХ УЧАСТКОВ И ПРОГРАММА НАБЛЮДЕНИЙ

В нашей работе главным образом изучались одиночные пятна, принадлежащие к типам *H* и *I* по Цюрихской классификации (см. [15]). Наблюдения проводились на спектрографе Башенного солнечного телескопа (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [16].

При изучении величины эффекта Эвершеда Эвершед, Сент Джон и Абетти привязывали свои измерения к солнечным линиям, снятым в центре диска. Однако вследствие большой разрешающей силы и дисперсии спектрографа БСТ использование спектра солнечного центра как опорного привело бы к большим ошибкам из-за тонкой структуры солнечных линий. Поэтому нужно было воспользоваться другим способом измерений, в котором «реперами» являлись атмосферные линии. Заметим, что Кинмен, хотя и применял метод Эвершеда, пользовался линиями атмосферы как опорными линиями.

К сожалению, надежные атмосферные линии встречаются только в красной области солнечного спектра, для которой решетка спектрографа БСТ используется в IV порядке, между тем как в синей и фиолетовой областях спектрограф работает в VI и VII порядках (для $\lambda \approx 5900 \text{ \AA}$ дисперсия $\sim 0,29 \text{ \AA/мм}$; для $\lambda \approx 3950 \text{ \AA}$ дисперсия $\sim 0,19 \text{ \AA/мм}$). Следует заметить, что в солнечном спектре очень мало атмосферных линий, пригодных для наших целей. Пригодность этих линий определяется условием, чтобы их интенсивность не очень сильно менялась со временем (поэтому линии H_2O не подходят) и чтобы линия была не слишком далеко и не слишком близко от измеряемой линии.

Для измерений эффекта Эвершеда надо выбрать солнечные линии, не подверженные магнитному расщеплению. Но таких линий в желтой и красной областях спектра очень мало, и только рядом с одной из них, а именно возле линии $\lambda 5961,508 \text{ \AA}$ Fe, $y^5F_1 - f^5D_0$, находится слабая атмосферная линия $\lambda 5692,429 \text{ \AA}$, интенсивность которой, однако, меняется в зависимости от атмосферных условий. (Недалеко от этой пары линий лежит также несколько линий ионизованных элементов — в основном Sc^+ , что может представлять интерес для дальнейшего изучения поведения ионов в пятне.)

Как выяснилось в процессе измерений, линия $\lambda 5691,5 \text{ \AA}$ не очень подходит для исследований именно из-за переменной интенсивности атмосферной линии, которая в сухую погоду была очень слабой, так что в измерениях возникали большие ошибки. Поэтому в качестве основной области для наблюдений эффекта Эвершеда была выбрана область спектра около линий $D_{1,2}$ натрия, и за основную линию для измерений взята линия $\lambda 5927,800 \text{ \AA}$ с очень небольшим расщеплением в магнитном поле. Рядом с этой линией находится очень хорошая линия атмосферы $\lambda 5928,296 \text{ \AA}$. Кроме того, в данной области есть и несколько линий с простой картиной расщепления в магнитном поле, которые можно использовать для измерений магнитного поля, если не удавалось снять линию $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ и выполнить всю программу. Характеристики этих линий приведены в табл. 1.

Таблица 1

Длина волны, Å	Элемент	Интенсивность		Мультиплет	Потенциал возбуждения, уровень		Картина Зеемана	$g\lambda^2$, см ²
		диск	пятно		нижний	верхний		
5880,278	Ti	—1	5	$a^3P_1 - z^3P_2^0$	1,048	3,147	$\frac{(0)3}{2}$	$52 \cdot 10^{-10}$
5889,977	Na(D ₂)	30	70?	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}^0$	0,00	2,095	$\frac{(1)3,5}{3}$	
5892,885	Ni	4d?	4	$a^3P_0 - z^1P_1^0$	1,977	4,072	$\frac{(0)1}{1}$	35
5895,944	Na(D ₁)	20	50?	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}^0$	0,00	2,093	$\frac{(2)4}{3}$	46,4
5899,308	Ti	1	6	$a^3P_1 - y^3D_2^0$	1,048	3,140	$\frac{(0)(2)5,7,9}{6}$	35
5903,343	Ti	—1	5	$a^3P_2 - z^3P_1^0$	1,062	3,153	$\frac{(0)3}{2}$	52
5918,562	Ti	0	0	$a^3P_2 - z^3P_2^0$	1,062	3,147	$\frac{(x)3}{2}$	52

Кроме того, сами линии натрия $D_{1,2}$, ядра которых возникают в нижней хромосфере, могут дать дополнительную информацию о движениях на большой высоте.

Дополнительно была также включена в программу наблюдений область линии H ионизованного кальция, которая является хорошим высотным «зондом» для солнечной атмосферы (см. [15]). Для того чтобы иметь представление о состоянии хромосферы в области пятна, иногда снималась также линия H_α .

Чтобы определить как радиальную, так и тангенциальную компоненту движения, если последняя существует, для каждого пятна нужно было получить фотографии серии разрезов при щели спектрографа, параллельной радиусу Солнца, и при щели, перпендикулярной к радиусу. В каждой серии делалось не менее пяти разрезов при одном направлении щели (см. [15]).

Была сделана попытка одновременно со спектром пятна фотографировать положение щели спектрографа относительно пятна при помощи плоскопараллельной пластинки, наклоненной под углом 45° и стоящей перед щелью. Пластика бросала слабое изображение пятна в особую камеру с нитью, изображающую щель и точно совпадающую с положением щели. Но пластинка, хотя и довольно большой толщины (~ 10 мм), быстро нагревалась и портила изображение деталей на щели.

Таким образом, максимальная программа наблюдений включала в себя следующие операции (написаны в той последовательности, как они исполнялись):

- 1) зарисовка пятна и выбор положения разрезов;
- 2) разрезы в области $\lambda 5690$ Å, щель параллельна R: а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;
- 3) разрезы в области $D_{1,2}$, щель параллельна R: а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

4) разрезы в области λ 6302 Å, щель параллельна R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

5) разрезы в области H Ca^+ , щель параллельна R : а) без поляроидной насадки;

6) разрезы в области H_α , щель параллельна R : а) без поляроидной насадки;

7) разрезы в области λ 5690 Å, щель перпендикулярна к R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

8) разрезы в области $D_{1,2}$, щель перпендикулярна к R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

9) разрезы в области λ 6302 Å, щель перпендикулярна к R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

10) разрезы в области H Ca^+ , щель перпендикулярна к R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

11) разрезы в области H_α , щель перпендикулярна к R : а) без поляроидной насадки, б) с поляроидной насадкой;

12) получение спектрогелиограмм Солнца в лучах H_α и K Ca^+ ;

13) зарисовка всего Солнца для быстрого определения положения пятна (точное положение определялось по фотогелиограммам, снятым в Симеизе);

14) серия разрезов на магнитографе.

Каждая пластинка содержала две-три спектрограммы и фотометрическую шкалку. В конце каждой серии снимался край диска Солнца при двух ширинах щели для определения величины рассеянного света. Снимки делались в большинстве случаев на пластинках Ilford HP-3, в некоторых случаях на пластинках Agfa Rot Rapid, Agfa Blau Rapid, и проявление велось при помощи стандартного проявителя.

Редко удавалось выполнить полную программу. Следует напомнить, что для получения хорошего наблюдательного материала нужно, чтобы выполнялось несколько условий, основными из которых являются: а) хорошее качество изображений, б) малое дрожание изображения.

Наилучшие условия наблюдения на БСТ Крымской астрофизической обсерватории бывают весной и в конце лета в утренние часы, но длятся они не больше одного, иногда двух часов. Часто при выполнении этих двух условий «а» и «б» не выполняются другие необходимые требования, такие, как наличие пятна, подходящего для исследования в нужных положениях на диске.

Примерно за 12 месяцев наблюдений (в 1956 и 1957 гг.) было снято 10 групп солнечных пятен типа G , H , I и при этом получено 12 отдельных серий разрезов (некоторые пятна наблюдались два раза), соответствующих ориентации щели вдоль и поперек радиуса Солнца. Кроме того, были получены спектрограммы 19 пятен, образующие 26 отдельных серий разрезов при ориентации щели только вдоль или поперек солнечного радиуса и проходящие только через центр пятна. В общей сложности для исследования скоростей и магнитных полей пятен было нами получено фотографическим путем около 700 спектральных разрезов пятен в разных областях спектра.

§ 2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЛИНИЙ В ЭФФЕКТЕ ЭВЕРШЕДА

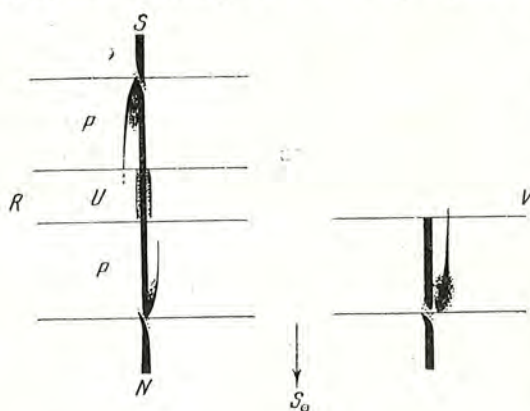
а) Наблюдения «флажков»

Прежде чем измерять смещение линий в эффекте Эвершеда, нужно изучить характерные свойства тонкой структуры линий в

Таблица 2

Наблюдатель	Год	Литература	Масштаб изображения, сек. дуги на 1 мм	Количество пятен	Дисперсия, Å/мм	Смещение, эквивал. 1 км/сек. мм	Спектральная область, Å	Выдержка, сек.	Дрожание, сек. дуги	Расстояние измеренных точек, км
Эвершед	1909	[22]	16,30	12	1,1	0,0141	4650	30	—	—
	1909	[5]	16,30	4	1,1	0,0141	4650	30	—	—
	1910	[6]	16,30	5	1,1	0,0141	4650	30	—	—
	1909	[23]	16,30	—	1,1	0,0141	4650	30	—	—
	1916	[24]	22	2	—	—	—	5—30	—	—
Сент-Джон	1913	[9]	11	11	0,56	0,0248	4490	60—180	—	<i>D</i>
Абетти	1932	[11]	11	26	1,2	0,0132	4800	—	—	<i>D</i>
Кинмен	1952	[12]	10,3	1	1,5	0,0131	5900	5—6	7—10	3730
	1953	[13]	10,3	4	1,5	0,0131	5900	2,5—5	7—10	2240(746)
Бумба	1957	—	5,9	22	0,29	0,0678	5900	1—2	0,5—1	840

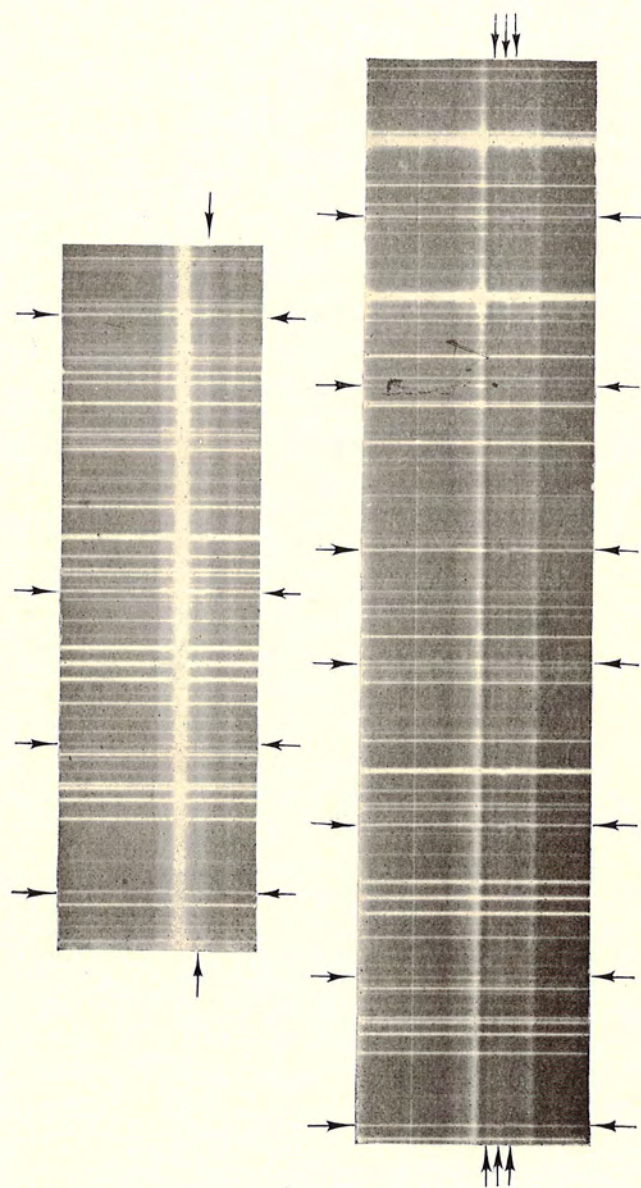
этом эффекте. Эта тонкая структура сразу бросается в глаза, когда наблюдения ведутся при хороших изображениях и малом дрожании, при помощи такого большого и мощного инструмента, каким является БСТ. Прежние наблюдатели не обращали внимания на форму линий в эф-



Фиг. 1. Зарисовка «флажков» в группе № 159a/120957, λ 5927,8 Å

фекте Эвершеда. Их методика съемки и измерений даже не позволяла поставить такой вопрос. В табл. 2 (которая является расширенной таблицей Кинмена [12]) приведены основные технические данные о прежних измерениях эффекта Эвершеда в сравнении с данными настоящей работы. Из прежних наблюдателей самый большой инструмент использовал Сент-Джон (Маунт Вилсон): у него как изображение Солнца, так и дис-

персия (3-й или 2-й порядок решетки) относительно велики, но экспозиции у него были порядка 1—3 мин., причем гидировка была неточной, как



Фиг. 2. Спектрограмма с несколькими «флажками» в получении большой группы солнечных пятен

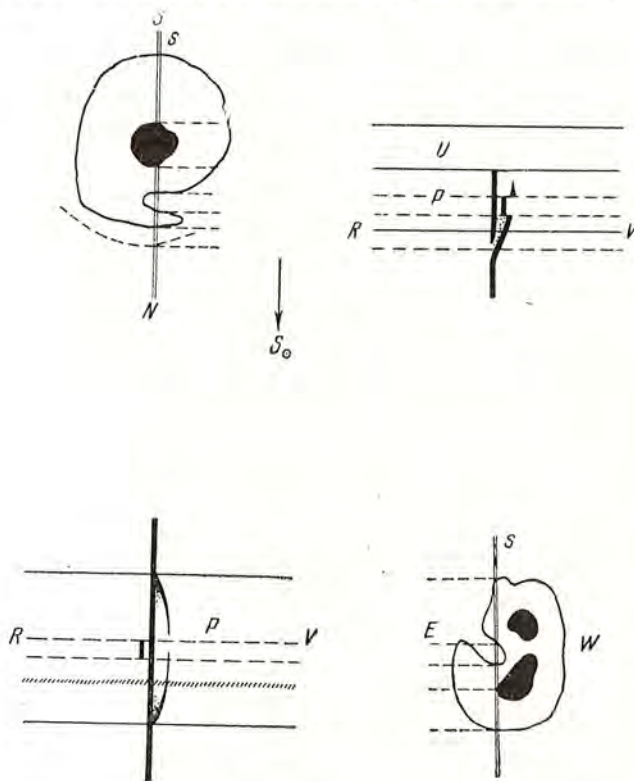
вытекает из его работы [9]. Кроме того, он снимал не весь спектр пятна, а лишь небольшую его часть около самой границы пятна и фотосферы. У Эвершеда выдержки также в большинстве случаев превышают полминуты при умеренной дисперсии. Эвершед измерял смещение линий, комбинируя негативный спектр с позитивным. При таком методе практически не является асимметрия линии. Абетти, как и Сент-Джон, снимал не весь спектр пятна. Кинмен наблюдал с наименьшей дисперсией и при большом дрожании изображений (с амплитудой дрожания в среднем от 7" до 10"). Кроме того, Кинмен для измерений применял метод Эвершеда.

Из приведенной таблицы ясны большие преимущества спектрографа БСТ Крымской астрофизической обсерватории. Не только большие изображения Солнца (материал получен при изображении Солнца ~ 30 см), но и большая дисперсия и прежде всего короткая выдержка при малом дрожании и хороших условиях наблюдений (которые несколько раз удавалось использовать), позволили обнаружить, что, как правило, в эффекте Эвершеда линия в целом не смещается, но что она сильно асимметрична, так что смещен центр тяжести линии. Асимметричная линия часто переходит в максимум эффекта Эвершеда в четко отделенную линию — «спутник», расстояние которой от центра невозмущенной линии соответствует скорости около 5 км/сек и более. Асимметрия линии в эффекте Эвершеда имеет очень характерный вид, и часть линии, обладающей такой асимметрией, была нами названа «флажком» из-за своей типичной формы.

«Флажки» можно хорошо наблюдать у всех фотосферных линий визуально, если только дрожание не превосходит 2—3". На фиг. 1 приведены зарисовки типичных «флажков», наблюдавшихся 12 сентября 1957 г. в группе № 159а. Можно привести и другие примеры визуальных наблюдений «флажков». Во время просмотра спектра в большей группе пятен в тот же самый день, в средней части группы — большой, расчлененной полутени с несколькими ядрами и быстрыми изменениями в конфигурации ядер — наблюдался разрыв непрерывности на границе «флажка» (эквивалентная скорость ~ 2 км/сек), который исчез через 2—3 мин. при тщательной гидировке и появился вновь в соседней части полутени на 2—3 мин. Через 5 мин. появился новый разрыв непрерывности линии («флажки» по обе стороны линии) на прежнем месте. Как правило, самые большие «флажки» с самыми быстрыми изменениями наблюдаются в областях с богато развитой полутенью в больших группах пятен (фиг. 2).

При очень хороших условиях наблюдений 13 сентября 1957 г. можно было наблюдать в той же группе № 159а тонкую грануляционную структуру «флажка», так же как и грануляционную структуру основной линии, возле которой возник «флажок» (в полутени пятна). Но элементы этой грануляции были больше и имели меньшую плотность (находились на большем расстоянии), чем в фотосфере. Около 10 час. у того же пятна образовался в полутени «залив», где в более темную полутень проникала более яркая фотосферная материя. Когда щель спектрографа пересекала этот «залив», то «флажок», который в этой части пятна, как обычно, наблюдался, в полоске более яркого непрерывного фона фотосферного «залива»

был резко прерван и имел меньшее смещение (фиг. 3, сверху). Тот же самый эффект можно было наблюдать вблизи западного края солнечного диска, при щели, стоящей практически перпендикулярно к радиусу Солнца (фиг. 3, внизу). В этом случае основной «флажок» показывал движение



Фиг. 3. Зарисовка «флажков» в «заливе» фотосферы, сверху для группы № 159a/130957, щель $\parallel R$, внизу — X/150957, щель $\perp R$

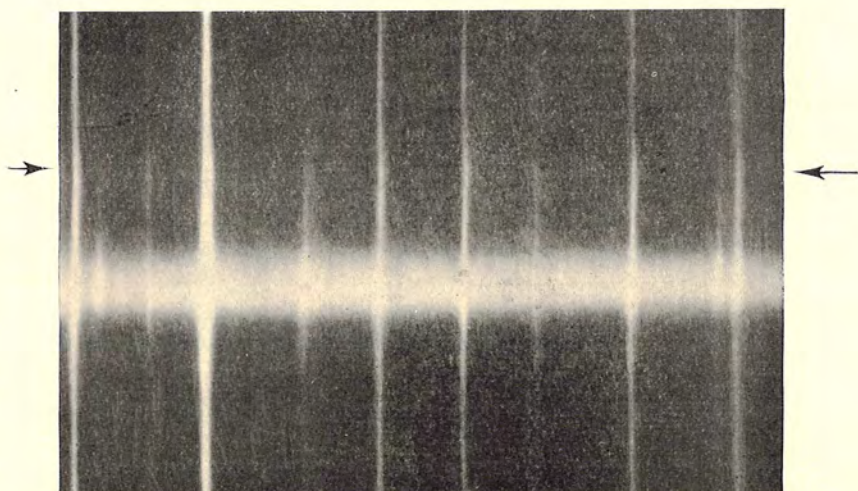
в направлении к наблюдателю, но движение в «заливе», индикатором которого являлся «спутник», имело обратный знак.

Форма «флажка» зависит от ориентации щели спектрографа относительно радиуса Солнца.

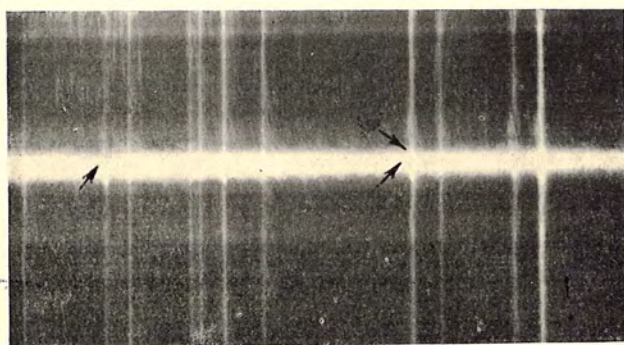
У сильных фотосферных линий, например у триплета магния $b_{1,2,3}$ или у дублета натрия $D_{1,2}$, можно в месте максимума эффекта Эвершеда (в максимуме асимметрии) часто наблюдать слабую асимметрию («флажок») в виде только небольшого размытия ядра линии в противоположном направлении.

Фотографическим путем «флажки» наблюдать труднее и хорошие спектрограммы можно получить только при наилучших и спокойнейших изображениях. На спектрограммах, полученных при заметном дрожании, «флажки» теряют свою характерную форму и линия показывает лишь некоторую асимметрию: кажется, что она действительно смещена в целом (фиг. 4).

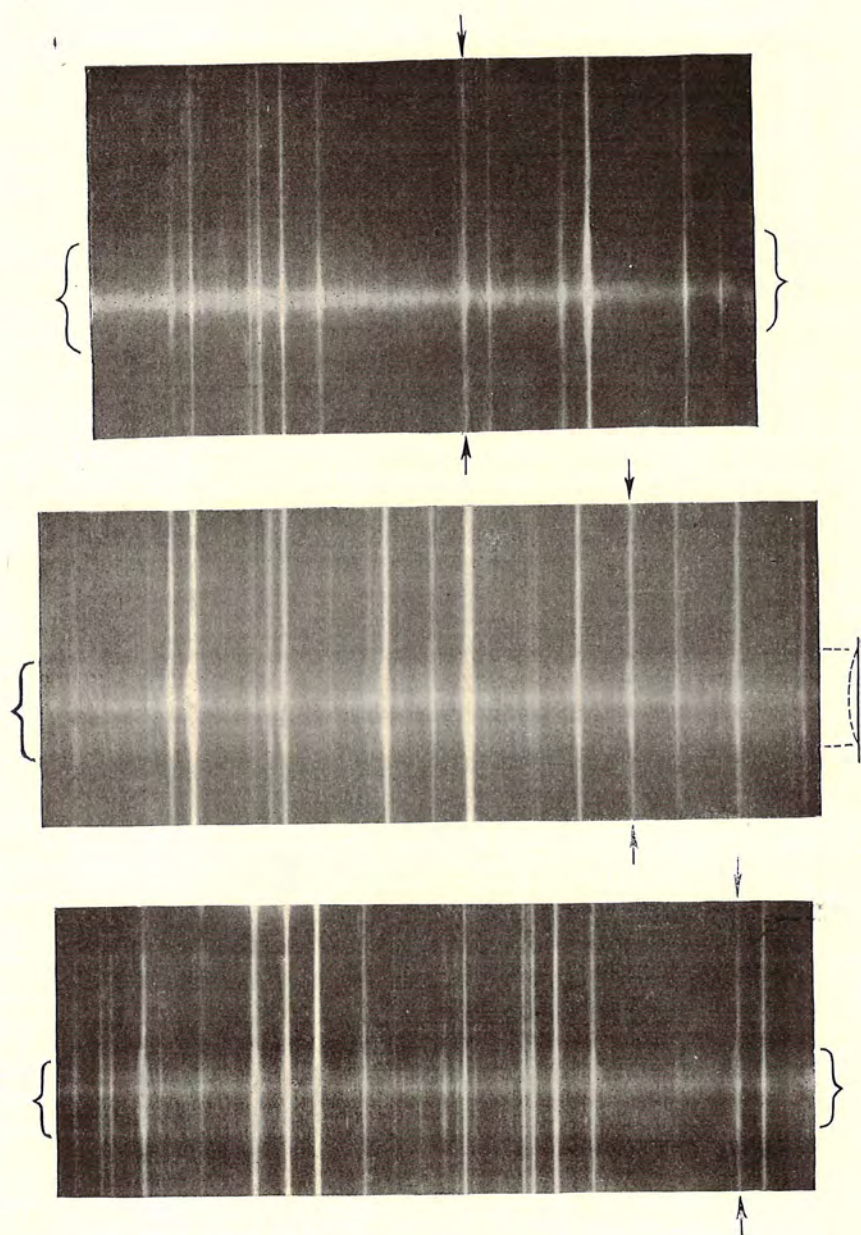
Следует отметить, что при систематических наблюдениях «флажков»



Фиг. 4. Искажаящее влияние дрожания на «флажки»



Фиг. 5. Переход «флажка» в слабый спутник



Фиг. 6. Переход «флажков» в спутник при разрезе, перпендикулярном солнечному радиусу

у одиночных пятен визуальным и главным образом фотографическим способом обнаруживаются некоторые закономерности зависимости формы «флажка» от расстояния пятна от центрального меридиана. При ориентации щели спектрографа вдоль солнечного радиуса, когда пятно относительно близко к центру диска ($10-20^\circ$), асимметрия линии слабее выражена, чем на более далеких расстояниях, и «спутник» практически не наблюдается. На расстояниях около 30° асимметрия больше на стороне пятна, более близкой к наблюдателю (ближе к центру диска), и переходит затем в слабый «спутник», расстояние которого от основной линии увеличивается по мере приближения к границе полутени и ядра (фиг. 5). На противоположной стороне пятна асимметрия меньше, и «спутник» очень трудно заметить. При еще большем удалении пятна от центра диска ($\alpha \approx 50^\circ$) асимметрия и «спутник» практически одинаковы на обеих сторонах пятна.

Линии натрия $D_{1,2}$ показывают слабое размытие ядра линии при среднем расстоянии пятна от центра Солнца и то лишь на стороне пятна, ближайшей к наблюдателю: сдвиг здесь направлен в другую сторону, чем у фотосферных линий, т. е. от наблюдателя к красному концу спектра. При больших расстояниях пятна от солнечного центра слабое размытие (сдвиг) ядер линий $D_{1,2}$ можно наблюдать на обеих сторонах пятна, в направлении, всегда в противоположном направлении фотосферных «флажков».

При щели, перпендикулярной к солнечному радиусу, «флажки» появляются вблизи границы полутени с ядром, на обоих концах пятна, причем направление «флажков» одинаковое у обоих «флажков» (фиг. 6). Если пятно находится довольно далеко от центра диска ($\alpha \approx 50^\circ$), «флажок» в области ядра переходит в «спутник», хорошо видимый как раз в центральной части разреза (см. фиг. 6). К объяснению всех этих фактов наблюдений можно подойти лишь после измерения скоростей в эффекте Эвершеда.

б) Искажающее влияние инструментальных ошибок и рассеянного света на «флажки»

Прежде чем провести обсуждение наблюдений «флажков», нужно оценить величину эффектов, которые могут искажать наблюдаемую линию. О влиянии качества изображения и дрожания уже говорилось. Кроме этих искажений, которые вносит атмосфера, нужно учесть еще влияние оптических свойств телескопа и спектрографа, т. е. влияние дифракций, абберраций и инструментального контура, а также совместное влияние атмосферы и телескопа на появление рассеянного света.

Проверка оптики телескопа и спектрографа осуществлялась следующим образом. Качество изображений, даваемых телескопом, проверялось по наблюдениям звезд: измерялся кружок рассеяния при помощи окулярного микрометра. Кроме того, наблюдалась светящаяся точка с известным диаметром в автоколлимационной схеме. Эти измерения подтвердили, что измеренный диаметр кружка рассеяния практически совпадает с теоретической величиной (для $f = 35$ м и $\lambda 6000$ Å он равен примерно

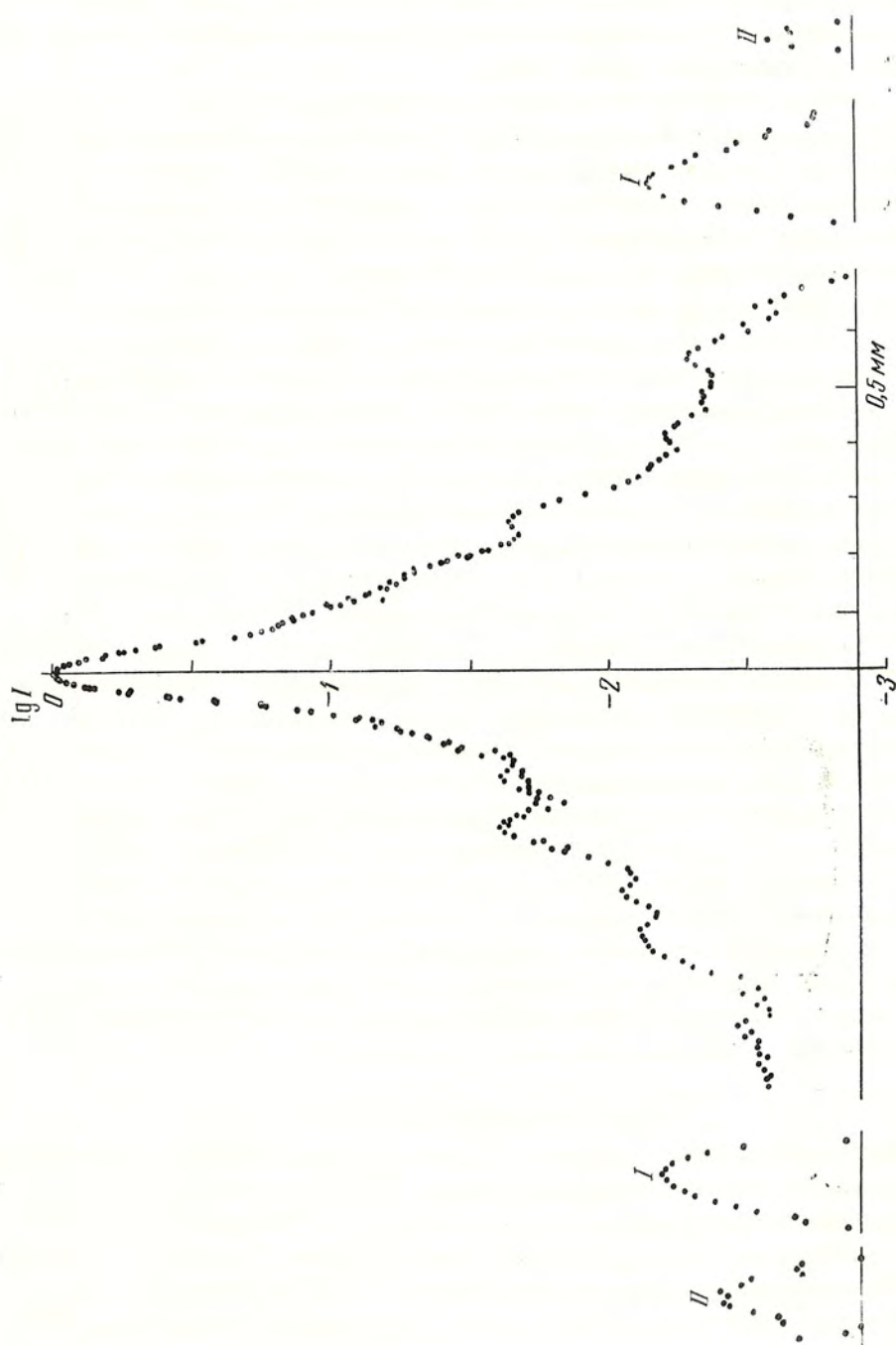
0",4). Иногда можно заметить, что телескоп обладает слабым астигматизмом, который, однако, настолько слаб, что на качество изображений не может влиять. Качество дифракционной картины, даваемой спектрографом, проверялось таким образом: измерялся диаметр изображения светящейся точки, которая помещалась перед входной щелью спектрографа. При этом решетка поворачивалась так, чтобы можно было наблюдать изображение точки в фокальной плоскости спектрографа в нулевом порядке. Оказалось, что у спектрографа измеренный радиус дифракционного кружка также соответствует теоретической величине ($\sim 0,06$ мм).

Инструментальный контур спектрографа был определен при помощи зеленой линии аргона $\lambda 5570,289 \text{ \AA}$ и двух прилегающих к ней линий $\lambda 5562,225 \text{ \AA}$ и $\lambda 5580,39 \text{ \AA}$, которые возбуждались в разрядной трубке. Трубка помещалась без всякой оптики прямо перед щелью спектрографа, параллельно щели (контролем служила равномерность освещения решетки) для определения ядра контура, и перпендикулярно к щели (в результате чего интенсивность линий повышалась на порядок) для определения интенсивности роуляндовских духов решетки. Измерения проводились осенью, когда температура воздуха в спектрографе и башне примерно одинакова, после долгого проветривания, ночью (чтобы исключить механические сотрясения) в безветренную погоду и при постоянном давлении воздуха.

Измерения проводились в III и IV порядке. Самая короткая и самая долгая выдержка были: для III порядка — 2 мин. и 162 мин., а для IV порядка — 1 мин. и 81 мин. для ядра и крыльев соответственно. При фотометрической обработке спектрограмм, снятых с самой большой выдержкой, нужно было учитывать влияние показателя Шварцшильда.

Таким образом, была получена полуширина инструментального контура: для III порядка $\Delta\lambda_{\text{инстр}}^{\text{III}} = 0,027 \text{ \AA}$ и для IV порядка $\Delta\lambda_{\text{инстр}}^{\text{IV}} = 0,023 \text{ \AA}$. Если сравнить этот результат с теоретической разрешающей силой спектрографа $\Delta\lambda_{\text{теор}}^{\text{III}} = 0,021 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{\text{теор}}^{\text{IV}} = 0,016 \text{ \AA}$, видим, что по нашим измерениям практическая разрешающая сила спектрографа на 20—25% ниже теоретической. Однако следует отметить, что, к сожалению, в нашем распоряжении не было изотопически чистого криптона, как этого требовала высокая разрешающая сила спектрографа БСТ, так что полуширина инструментального контура, измеренная нами, может быть завышена. На это указывает также то, что естественная полуширина линии неизотопически чистых источников линий [17, 18] того же порядка величины, что и полуширина инструментального контура. Если же учесть естественную ширину линии искусственного источника, то разрешающая сила спектрографа практически равна теоретической.

На фиг. 7 приведен полученный нами инструментальный контур для IV порядка. Из этого рисунка сразу видно, что он принадлежит высококачественной решетке и выделяется среди всех до сих пор опубликованных инструментальных контуров заграничных решеток своей очень малой асимметрией. Слабая асимметрия наступает только при интенсивности $I \approx 0,15 I_0$ (I_0 — интенсивность в ядре линии); в III порядке асимметрия возникает еще позже, при $I \approx 0,1 I_0$.



Фиг. 7. Инструментальный контур спектрографа БСТ (IV порядок)

Слабые спутники при $I \approx 0,025 I_0$ практически не играют никакой роли — также как и духи решетки, интенсивность которых меньше 1% (в IV порядке $I_0 \approx 0,006 I_0$ и в III порядке $I_0 \approx 0,005 I_0$).

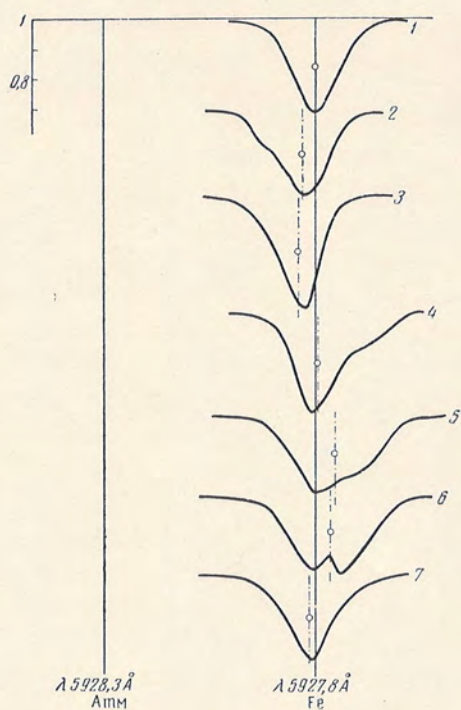
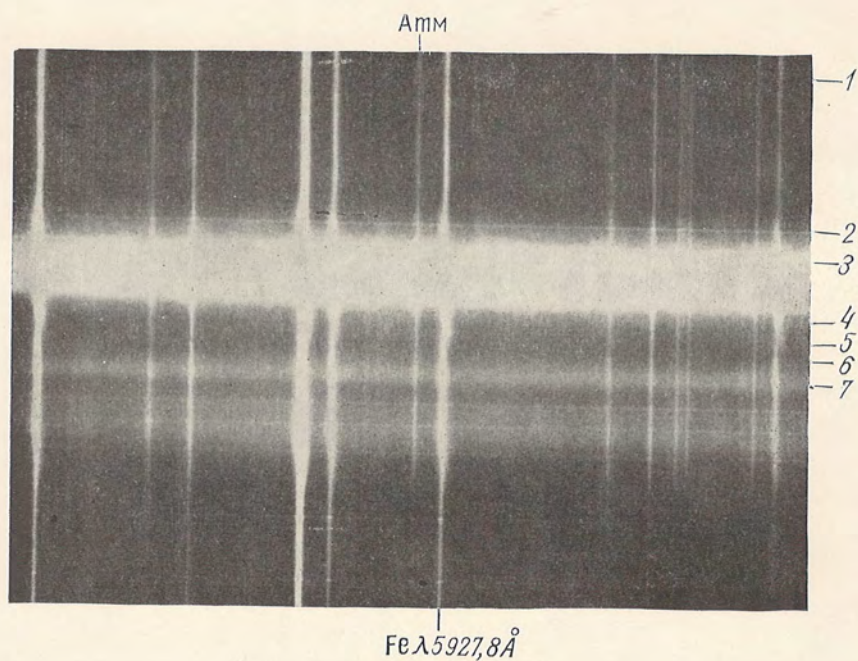
Из приведенного видно, что никакие инструментальные искажения контура линии не могут в заметной степени повлиять на наблюдаемую тонкую структуру линии в эффекте Эвершеда.

Остается оценить еще влияние рассеянного света. Как вытекает из исследований разных авторов [13, 19], основная составляющая рассеянного света в получаемых спектрах Солнца — инструментального происхождения. Влияние рассеянного света в спектре пятна сказывается в основном в ядре пятна таким образом, что на спектральные линии в пятне налагаются изображения фотосферных линий вблизи пятна. (Обратное влияние рассеянного света от пятна на фотосферные линии вблизи пятна ничтожно.) «Флажки», а потому и максимум эффекта Эвершеда лежит на внутренней границе полутени и фотосферы. По исследованию Кинмена [12, 13], интенсивность света фотосферы, рассеивающегося внутрь пятна, достигает как максимум 10% от интенсивности света фотосферы вблизи самой внешней границы пятна (ошибка в функции распределения рассеянного света около 10% вносит в эту величину ошибку лишь 1—2%). Самую большую долю в рассеянном свете фотосферы внутри пятна вносит свет от самых близких к пятну областей фотосферы. Поскольку иногда вблизи пятна движения достигают относительно больших скоростей ($\sim 0,5$ км/сек и больше) и имеют нерегулярный характер, трудно точно определить ошибки радиальных скоростей в эффекте Эвершеда. Можно лишь сказать, что рассеянный свет фотосферы будет немного углублять ядро асимметричной линии, и тем самым уменьшать ее асимметрию. При измерении центра тяжести линии (т. е. величины скорости в эффекте Эвершеда) это не должно привести к существенным ошибкам, как можно хорошо себе представить из рассмотрения техники измерений эффекта Эвершеда (см. [20]). Таким образом, ошибка из-за рассеянного света в определении радиальных скоростей может достигать лишь нескольких процентов ($< 10\%$) измеренной величины скорости. Так же влияет рассеянный свет и на форму «флажка», т. е. уменьшает его асимметрию. Когда «флажок» переходит в «спутник», рассеянный свет, из-за большого смещения «спутника», практически не искажает наши измерения.

в) Рассмотрение «флажков»

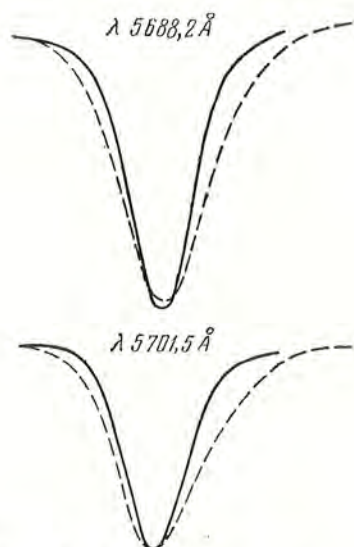
Из сказанного выше вытекает, что искажающие влияния инструмента и атмосферы, если не считать дрожания и качества изображений, влияют очень слабо на форму «флажков», а тем самым и на величину смещения линии в эффекте Эвершеда, так что этим влиянием можно пренебречь.

Много ценной информации о «флажках» можно получить из их фотометрических разрезом. На спектрограмме (фиг. 8), где снята линия $\lambda 5927,8 \text{ \AA}$ в большой группе 6 января 1957 г. со щелью, направленной вдоль радиуса Солнца, отмечены места, в которых сделаны фотометрические разрезы этой линии, приведенные ниже на той же фиг. 8. Поскольку рядом с линией $\lambda 5927,8 \text{ \AA}$ находится атмосферная линия, можно хорошо



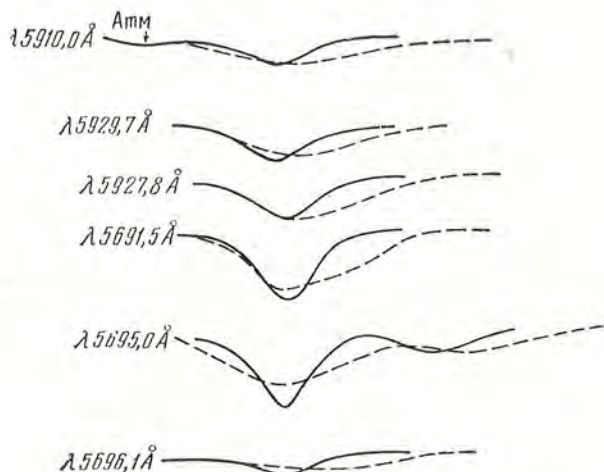
Фиг. 8. Фотометрические разрезы «флажка» и спутника в линии $\lambda 5927,8 \text{ \AA}$ и спектрограмма с отмеченными положениями разрезов

проследить, в какой части линии асимметрия больше выражена и какая часть линии больше смещена из-за этой асимметрии. На примере приведенных разрезов и из рассмотрения большого количества наблюдательного материала вытекает, что у средних и сильных линий поглощения асимметрия очень слабо влияет на ядро линии и что у этих линий по-



Фиг. 9. Асимметрия крыльев у сильных линий

Сплошная линия — невозмущенная фотосфера; пунктир — «флажок»



Фиг. 10. Асимметрия у слабых линий

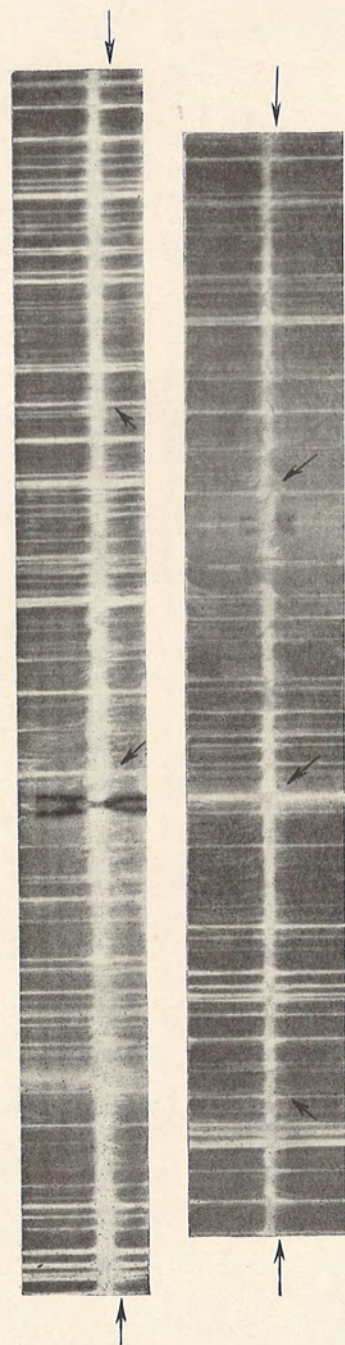
Сплошная линия — невозмущенная фотосфера; пунктир — «флажок»

является только асимметрия крыльев (см. также фиг. 9, где приведены разрезы двух сильных линий). Между тем у слабых линий (фиг. 10) практически вся линия смещена. У слабых линий как будто вся линия подвергнута эффекту, вызывающему «флажки». Чем линия сильнее, тем меньше этот эффект влияет на ядро, и у очень сильных линий, как уже было сказано, он выражен только в далеких крыльях. Направление смещения центра тяжести линии из-за ее асимметрии соответствует результирующему эффекту Эвершеда. Поскольку «флажки», как вытекает из сказанного, являются только тонкой структурой линии в эффекте Эвершеда, естественно, что все наблюдения должны быть в согласии с заключениями, полученными из наблюдений «флажков». Эффект, вызывающий асимметрию линий, таким образом, может быть вызван только движением материи в солнечных пятнах, и «флажки» являются следствием доплеровских смещений линий. Нарастание асимметрии с уменьшением интенсивности линии говорит только о том, что скорость этих движений меняется с глубиной. Как уже было показано Сент-Диконом, для эффекта Эвершеда эта скорость с глубиной растет, что соответствует увеличению асимметрии с уменьшением интенсивности линии.

Эти выводы хорошо подтверждаются наблюдениями «флажков» в области линий кальция К и Н. На фиг. 11 приведена спектрограмма области линии Н. На первый взгляд заметно, что «флажки» четко видны

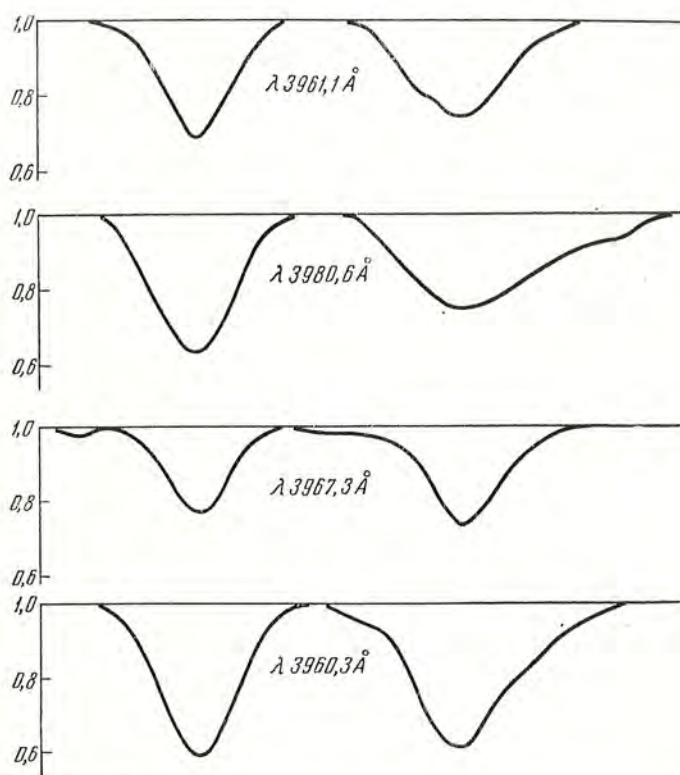
у линий, находящихся в крыльях линии Н, но чем ближе к ее центру, т. е. чем выше уровень, на котором образуется линия, тем хуже видны «флажки». У нескольких слабых линий, в самой близости от ядра линии Н, «флажки» совсем исчезают, и у сильной линии λ 3969,3 Å, ядро которой образуется довольно высоко (см. табл. 7 и 8 в [15]), можно даже заметить на негативе слабый «флажок» в противоположную сторону, т. е. в том же направлении, в каком смещена линия Н₂ и в каком наблюдается сдвиг «флажка» у линий D_{1,2}. Тот же самый эффект показывают и регистрограммы, полученные на МФ-4 для некоторых линий рассматриваемой области (фиг. 12). При тщательном рассмотрении регистрограмм и спектрограмм создается впечатление, что в некотором слое солнечной атмосферы, именно в том, в котором образуется основная часть средних и сильных линий, скорость движения меняется медленно и движения практически отсутствуют. Но ниже этой области (и выше ее, хотя здесь эффект слабее) скорость очень быстро растет (иногда даже скачком). Это следует из рассмотрения тех случаев, когда рядом с основной линией наблюдается «спутник». Только направленное движение с резко выраженным изменением скорости, т. е. движение в определенном слое со скоростью, резко меняющейся на границе слоя, может создать столь четко отделенную линию, как, например, на фиг. 1 или на спектрограммах, полученных со щелью перпендикулярно к радиусу Солнца.

Эти заключения подтверждаются также нашими оценками геометрических и оптических глубин возникновения ядер линий поглощения [15]. Если вернуться к фиг. 19, 20 работы [15], то видим, что ядро линии λ 3948,7 Å и прежде всего λ 3930,3 Å возникает очень высоко в солнечной атмосфере. Так как в области этих линий коэффициент поглощения растет очень быстро с геометрической глубиной, крылья этих линий возникают также высоко. Если рассмотреть образование «флажков» у этих двух линий, то можно заметить, что первая из них, линия титана, образующаяся ниже, имеет только очень слабый «флажок», между тем как другая линия, линия железа, образующаяся выше, практически не имеет «флажка». У линий же D_{1,2} Na и b_{1,2,3} Mg «флажки» слабые и направлены даже в другую сторону. Как уже было сказано, чем глубже образуется линия, тем сильнее выражен «флажок», а у самых глубоких, слабых линий образуется «спутник». Это согласуется с тем соображением, что у линий, ядра которых образуются на больших глубинах (от —200 до —300 км), крылья образуются еще глубже («флажок» образуется в крыле линии). Кроме того, из-за влияния эффекта Доплера коэффициент поглощения уменьшается и уровень $t_v = 1$ опускается еще глубже (от —400 до —500 км). Поэтому, вероятно, «спутники» возникают на глубине, где оптическая толща $\tau_v = 1$ в частотах непрерывного спектра. Если мы перенесем эти заключения на модель пятна (Мишара), то разность геометрических глубин между эффективным слоем, на котором возникает ядро линии, и слоем, на котором возникает «флажок» (асимметрия крыла), увеличится больше чем на порядок. Это означает, что указанная разность может достигать величины порядка даже нескольких (трех и больше) тысяч километров, т. е. может быть сравнима с размером ядра пятна или ширины полутени.



Фиг. 11. Спектрограммы области линии Н ионизованного кальция с «флажками»

В заключение нашего рассмотрения «флажков» следует отметить, что так как «флажки» представляют собой тонкую структуру эффекта Эвершеда, измерение эффекта Эвершеда является только измерением центра тяжести «флажка» — центра тяжести асимметрии линии. Поэтому мы и



Фиг. 12. Регистрограммы «флажков» некоторых линий области линии H Ca⁺

при дискуссии эффекта Эвершеда должны всегда иметь в виду этот факт, т. е. нужно всегда учитывать его тонкую структуру и то обстоятельство, что измерение только центра тяжести линии не может дать полного представления как о физике самого эффекта, так и об абсолютных величинах скоростей, достигаемых при движениях в солнечных пятнах.

§ 3. ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА ЭВЕРШЕДА

а) Измерения

После изучения тонкой структуры эффекта Эвершеда нужно еще более детально рассмотреть метод измерений величины смещения линии, так как асимметрия линии существенным образом влияет на количественные результаты таких измерений.

До сих пор все измерения эффекта Эвершеда проводились визуально. Эвершедом и Кинменом они проводились при помощи так называемого компаратора Эвершеда [12], в котором наложением перевернутой позитивной копии на негатив увеличивалась точность измерений — линии становились

таким образом более четкими, однако при этом стирались все детали линии. Сент-Джон и Абетти, которые получали на одной пластинке один под другим спектры противоположных краев пятна, измеряли просто расстояние между линиями в обоих спектрах, не обращая внимания на асимметрию измеряемых линий.

Нашей задачей не являлось получение абсолютных величин скоростей. Как было показано при обсуждении «флажков», даже измеряя величину смещения центра тяжести асимметричной линии, мы измеряем только какую-то эффективную радиальную скорость движений в тех слоях атмосферы, в которых образуется основная часть линии. Кроме того, так как скорость вращения Солнца является функцией высоты, то, измеряя смещение линий в эффекте Эвершеда относительно положения линий в спектре центра Солнца, как это в большинстве работ делалось, мы внесли бы в наши измерения величины скорости неопределенность из-за разной высоты эффективного слоя образования линии в спектре центра и в спектре пятна.

Поэтому мы пользовались одним из самых простых методов измерения, который позволяет быструю обработку наблюдательного материала: мы измерили смещение центра тяжести изучаемой линии относительно а т м о с ф е р н о й л и н и и, лежащей вблизи нее. Чтобы определить направление движения и найти области пятна с нулевой скоростью, нами был введен, как мы его называли, «уровень нулевой локальной скорости». Если статистически усреднить все наблюдаемые радиальные движения (в направлениях к наблюдателю и в противоположном) по всей области поверхности Солнца, в центре которой находится пятно, то при большом количестве измерений (при условии, что в фотосфере не преобладают систематические движения одного направления) мы получим величину смещения наблюдаемой линии, довольно близко соответствующую скорости, которую будет иметь исследуемая область солнечной атмосферы только за счет вращения Солнца, движения наблюдателя и таких систематических эффектов, как лимб-эффект. Эта величина усредненного смещения линии и характеризует движение «уровня нулевой скорости» относительно наблюдателя, и все локальные движения можно привязывать к этому уровню. Следовательно, таким образом, полученные измерения величины скоростей дают нам правильную картину поля скоростей (на определенной высоте в солнечной атмосфере) в области пятна, в которую уже не нужно будет вносить какие-либо поправки.

Практически это означало, что измеренные расстояния линий — атмосферной и фотосферной, полученные для всех разрезов одного направления (вдоль или поперек солнечного радиуса), одного и того же пятна усреднялись, т. е. определялось медианное значение (графическим способом). Такое усреднение можно было сделать благодаря тому, что все спектрограммы были сняты с высотой щели ≥ 20 мм, так что на спектрограммах рядом со спектром пятна находился спектр большой области невозмущенной фотосферы, и измерения проводились вдоль всего разреза. Кроме того, то, что вместо арифметических средних мы пользовались медианным значением, исключало влияние отдельных экстремальных величин скорости на среднюю величину.

Все измерения проводились на новом фотоэлектрическом спектрокомпараторе, который был по идее А. Б. Северного сконструирован А. В. Брунсом в отделе приборостроения Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [20]. До получения нового фотоэлектрического компаратора нами было сделано несколько десятков тысяч измерений смещения линии на нормальном визуальном компараторе, так что мы имели возможность оценить преимущества нового фотоэлектрического инструмента.

Все пробные измерения на новом инструменте показали, что точность наведения на линию очень велика и практически не меняется с изменением характеристики щелей компаратора [20]. Серия десяти измерений с трехкратным наведением на каждую линию дает среднюю квадратическую ошибку одного измерения положения атмосферной линии $\pm 0,000291$ мм и для железной солнечной линии $\pm 0,000382$ мм, что соответствует средней квадратичной ошибке расстояния между этими линиями в скоростях $\pm 7,03$ м/сек. В сравнении со средней точностью, получаемой на визуальном компараторе эта точность на порядок выше. Следует отметить, что измерения на фотоэлектрическом компараторе дают более однородные величины ошибок отдельных измерений, чем визуальные измерения.

Ввиду того, что движения воздуха в спектрографе вносят в наши измерения большую и трудно оцениваемую ошибку [20], получаемая точность измерительного инструмента более чем на порядок выше точности, которую можно достигнуть при помощи невакуумного спектрографа. Это обстоятельство позволило значительно ускорить наши измерения, так как не нужно было делать три наведения на линию, а достаточно было одного с точностью $1-2 \mu$, которую новый инструмент при одном наведении гарантирует. (Сравни с пятью наведениями при визуальных измерениях [20]!) Кроме того, большим препятствием к достижению точных измерений на визуальном компараторе является усталость глаз, быстро возрастающая с увеличением длительности измерений. При работе с новым инструментом этот фактор совсем не вступает в действие.

Новый компаратор позволил и измерять смещение сильных линий натрия практически с той же точностью, как средних и слабых линий.

б) Результаты измерений

Из обширного материала наблюдений, полученного по нашей программе, для измерений величины скоростей в эффекте Эвершеда было взято лишь пять групп солнечных пятен типа *H*, *I* по цюрихской классификации (одиночных пятен) с комплексными сериями разрезов, всего 69 разрезов, снятых при очень хороших условиях видимости и дрожания (в среднем $\sim 0,5-1''$), и 17 серий наблюдений 13 отдельных пятен с разрезами, проходящими только через центр пятна, всего 40 разрезов, полученных при столь же хороших условиях наблюдений. Данные об изученных пятнах приведены в табл. 3. Все спектральные разрезы измерялись на новом фотоэлектрическом спектрокомпараторе. Таким образом было сделано несколько десятков тысяч измерений.

Таблица 3

День наблюдения	Номер группы	Географические координаты		ρ	α	Максимальная напряженность поля
		L	φ			
150857	130	32° E	23° N	0,54	33°	23 N
200757	105	28 E	32 N	0,59	36	31 S (23)
060757	87	54 W	12 S	0,85	58	—
030857	112	63 W	11 S	0,90	64	
030857	114a	28 W	28 S	0,69	44	23 S
130757	98	54 E	18 S	0,85	59	23 S
	100			0,964	74	
120957	159a	25 E	43 S	0,80	53	25 S
150957	160b	43 W	18 S	0,77	50	22 N
	160b	43 W	18 S	0,77	50	22 N
	160b'	51 W	18 S	0,83	56	25 S (21)
	160a'	13 W	24 N	0,37	22	22 N
	163a	51 E	23 N	0,77	50	26 N
	166a	63 E	10 N	0,88	62	25 N
	168a'	67 E	11 N	0,91	66	
	168b	16 W	43 N	0,79	52	25 S
190957	159a'	8 W	23 N	0,30	17	
200957	166a	20 W	22 N	0,42	25	28 N
111057	192a	8 W	18 N	0,24	14	24 N
171057	200					
281057	220b	51 E	13 S	0,80	54	18 N
310358	32					

Перейдем к рассмотрению полученных результатов. Измеренные величины смещения фотосферной линии после перевода в локальные радиальные скорости наносились на графики в виде хода радиальных скоростей вдоль отдельных разрезов. Примером таких графиков является фиг. 13, где приведен ряд разрезов, параллельных солнечному радиусу для пятна вдали и вблизи от центра диска Солнца. Там же приведена серия трех разрезов одного и того же пятна на трех разных расстояниях от центра Солнца. На фиг. 14 приведена часть полной серии разрезов вдоль радиуса Солнца для пятна № 114a/030857; внизу приведена схема расположения разрезов.

Все несколько десятков полученных таким образом распределений скоростей для разных разрезов и разных пятен имеют одинаковый характер: вне пятна наблюдается довольно сильное колебание скоростей с амплитудой около 500 м/сек и поперечником элементов движения в несколько тысяч километров. Сам эффект Эвершеда (измеренное смещение центров тяжести линии) на первый взгляд не отличается от описаний, данных прежними наблюдателями. Максимум смещения центра тяжести линии («флажок») лежит вблизи границы полутени с фотосферой. В направлении к ядру пятна скорость уменьшается обыкновенно медленнее, благодаря специфической форме «флажка» или «спутника», но вне пятна скорость, как правило, спадает довольно быстро к нулю. Следует отметить, что для пятен,

которые находятся на восточной половине диска (если пятно лежит достаточно далеко от центра диска, $\alpha \approx 50^\circ$), положительная лучевая скорость в пятне переходит систематически в отрицательную при движении от центра пятна к центру Солнца (фиг. 13, пятна № 98/130757 и 166a/150957), достигая величины около -500 м/сек. Между тем у пятен, находящихся на западной части диска, такого изменения скоростей не обнаруживается (фиг. 13, пятно № 160a'/150957).

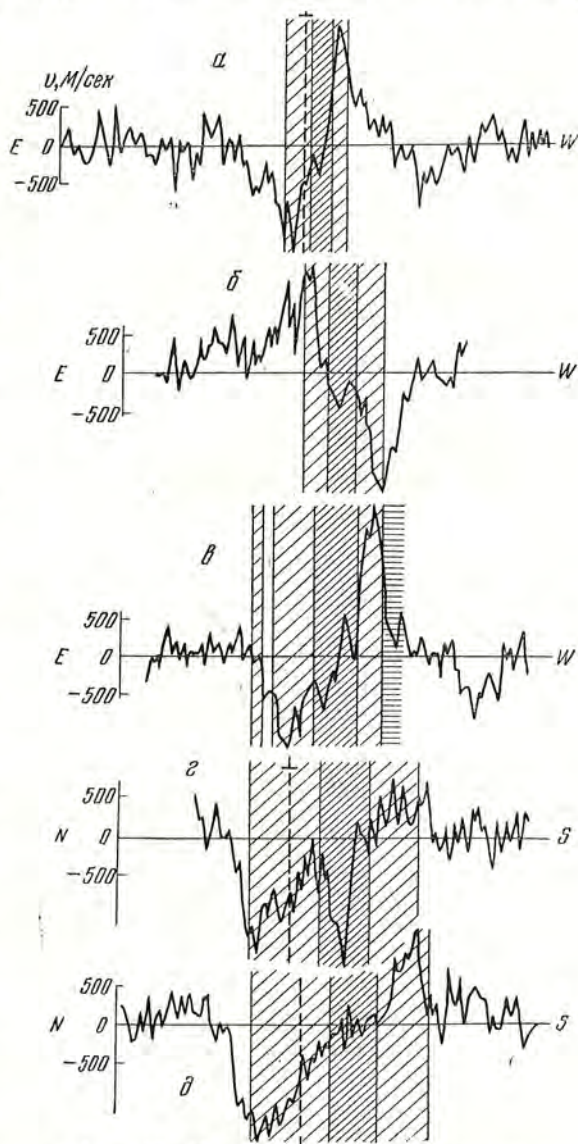
У некоторых пятен можно наблюдать переход отрицательной скорости в положительную при движении от центра пятна к краю диска.

У пятен с ярким заревым кольцом, окружающим пятно, имеется тенденция к уменьшению скоростей именно в месте повышенного уровня непрерывного спектра кольца (фиг. 13, пятно № 166a/150957 и фиг. 15, пятно № 87/060757).

Фиг. 16 показывает, что даже у биполярной группы характер эффекта Эвершеда не изменяется.

Случайно наш материал содержит также несколько разрезов скоростей для очень малых пятен. Интересно отметить, что и для этих пятен характер движений соответствует общей картине, полученной по средним и большим пятнам (см. фиг. 15).

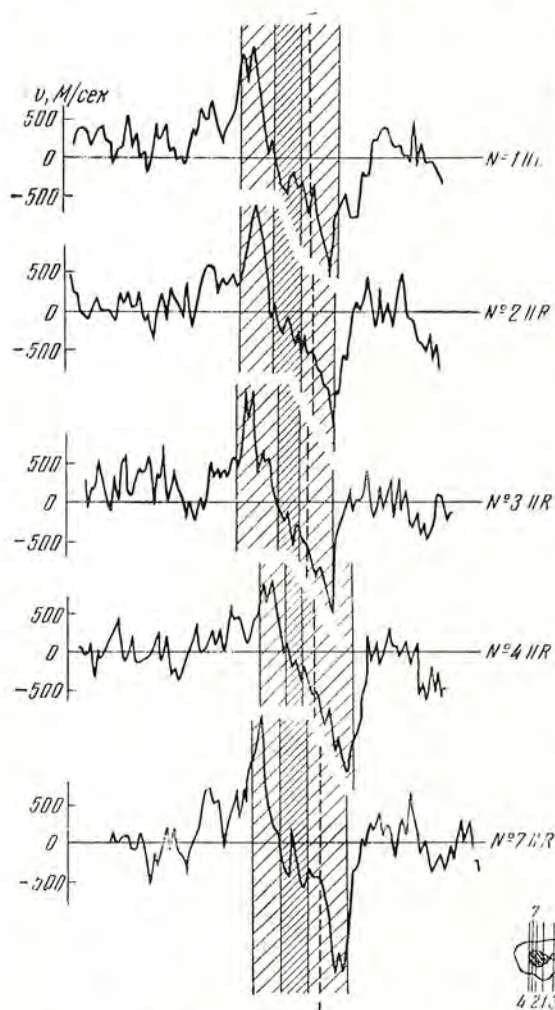
Единственное исключение хода скоростей в эффекте Эвершеда в исследованных нами пятнах можно наблюдать в нескольких разрезах пятна № 105/200757. Это пятно имело несколько ядер разной полярности. Как показали Э. А. Барановский и Н. Н. Петрова [21], сразу после того, как пятно появилось на краю диска, в нем было обнаружено



Фиг. 13. Ход скоростей для разрезов, параллельных солнечному радиусу

α — пятно № 98/130757, $\alpha = 59^\circ$; δ — № 160a'/150957, $\alpha = 56^\circ$; ϵ — № 166a/150957, $\alpha = 50^\circ$; ζ — № 166a/190957, $\alpha = 17^\circ$; θ — № 166a/200957, $\alpha = 25^\circ$

магнитное поле с большой напряженностью, достигавшей максимальной величины больше 4000 гс. Пятно быстро меняло свою форму и явно распадалось. Самые быстрые изменения протекали как раз в день наших

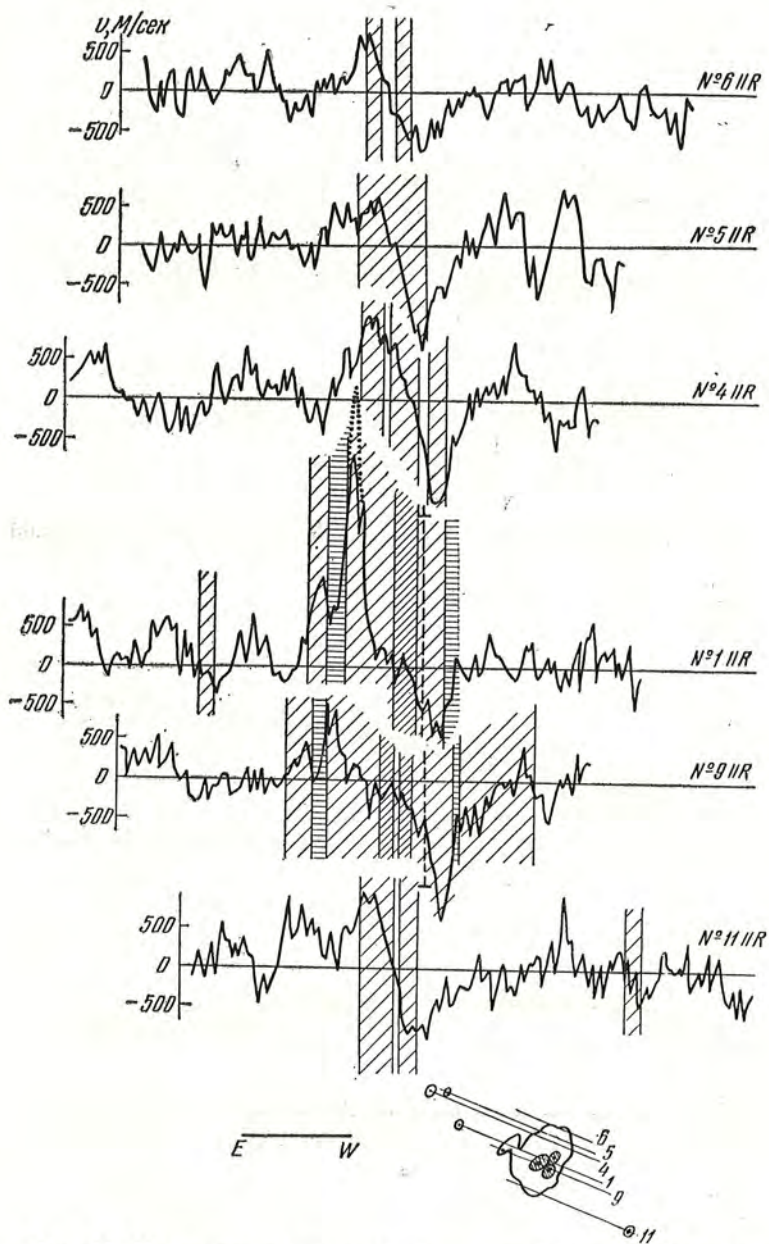


Фиг. 14. Ход скоростей для разрезов, параллельных солнечному радиусу в пятне № 114a/030857

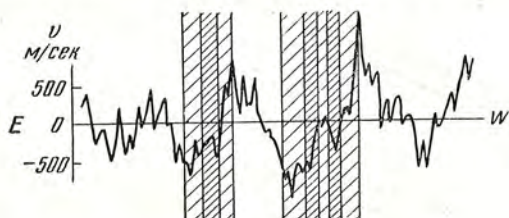
указывают на наличие скоростей порядка $\sim 10^3$ км/сек.

Полученные выше графики скоростей исследовались не только качественно, но и количественно. Удалось найти зависимость максимальных радиальных скоростей в противоположных частях пятен и зависимость отношения этих скоростей от расстояния пятен от центра солнечного диска. Из графиков, показывающих эту зависимость (фиг. 18), ясно видно, что скорость в обеих противоположных частях пятна систематически меняется с положением пятна на диске: положительная скорость (в направлении к наблюдателю) растет с удалением пятна от центра диска, между тем как отрицательная скорость (в направлении от наблюдателя) вблизи центра диска или постоянна, или медленно

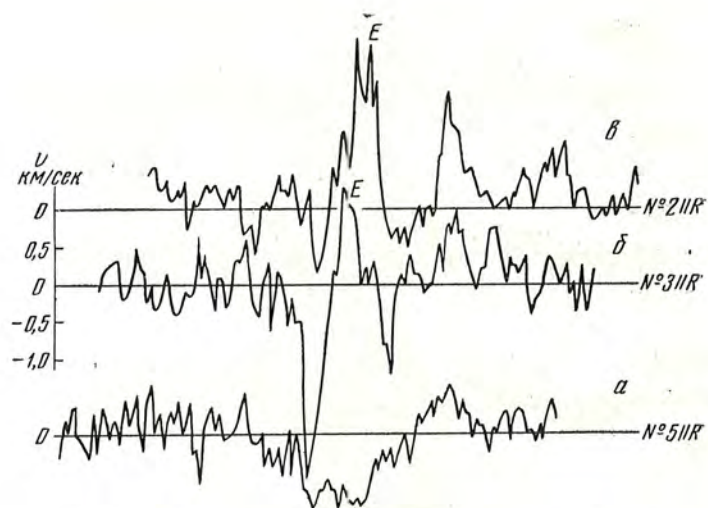
измерений. Серия разрезов со целью параллельно радиусу Солнца была нами снята от 7^h23^m до 7^h46^m (по московскому времени). В 9^h50^m в пятне наблюдалась вспышка, с очагом как раз над самой быстро меняющейся частью ядра. Во время вспышки южное ядро разделилось на две части в течение нескольких минут. Серия разрезов перпендикулярно радиусу была снята от 9^h57^m до 10^h01^m. На фиг. 17 приведены разрезы: а — в спокойной части пятна, б и в — в месте разделения ядра. Мы видим, что если в спокойной части пятна сохраняется нормальная картина эффекта Эвершеда, то в возмущенной части пятна она разбита мощным движением с радиальными скоростями около 2,5 км/сек (скорости только для центра тяжести линии), направленными на наблюдателя и от наблюдателя. Следует отметить, что в возмущенном месте имеются хорошо развитые «флажки», которые



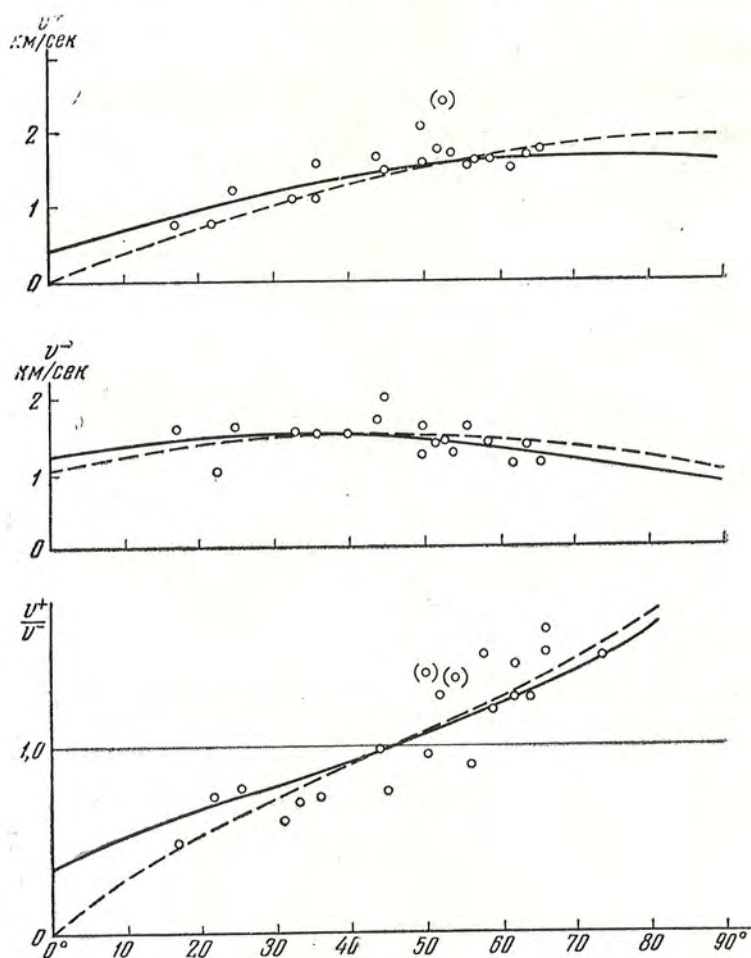
Фиг. 15. Ход величины радиальной скорости в пятне № 87/060757



Фиг. 16. Ход скоростей в биполярной группе № 168a'/150957



Фиг. 17. Ход скоростей в группе № 105/200757 перед вспышкой



Фиг. 18. Ход величины радиальных скоростей в противоположных концах пятна и их отношения в зависимости от положения пятна на диске

растет с удалением от центра, и начиная с расстояния пятна $\alpha \approx 40-50^\circ$, медленно уменьшается. Отношение обеих скоростей довольно быстро растет (отрицательное движение более мощное, чем положительное) с увеличением расстояния от солнечного центра; около $\alpha \approx 45-50^\circ$ оно достигает величины, равной единице, и вновь продолжает расти (движение в направлении на наблюдателя быстрее, чем движение от наблюдателя).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенных данных об эффекте Эвершеда и «флажках» уже достаточно для того, чтобы попытаться создать картину движений в исследуемых пятнах. Одним из основных выводов прежних наблюдателей эффекта Эвершеда было то, что он создается движением материи радиально из пятна. Но с времен наблюдений Эвершеда считалось, что лучше всего можно наблюдать этот эффект, если пятно находится на расстоянии $\alpha \approx 45^\circ$ от центра солнечного диска, так как, по мнению этих наблюдателей, движение в пятне происходит преимущественно вдоль солнечной поверхности. Хотя Абетти [11] показал, что величина смещения линии может значительно отличаться в противоположных частях пятна, Кинмен [13] специально отобрал из своего наблюдательного материала только те пятна, которые находились во время наблюдения на расстоянии $\alpha \approx 45^\circ$. Наши графики, фиг. 18, сразу показывают, что нельзя основываться при изучении Эвершед-эффекта на материале, полученном только для этого расстояния.

Из сказанного выше и прежде всего из пяти серий разрезов одиночных пятен вдоль радиуса, особенно из разрезов, не захватывающих ядро пятна (проходящих полутенью), вытекает, что и для наших пятен движение в проекции на солнечную поверхность в области максимального эффекта Эвершеда действительно происходит практически радиально из пятна. Хорошо это видно для серии разрезов пятна № 87/060757 (фиг. 15). Здесь уменьшение амплитуды эффекта Эвершеда с увеличением расстояния разреза от ядра пятна и резкий переход положительной скорости в отрицательную можно действительно объяснить проекцией вектора скорости параллельно радиусу пятна на луч зрения.

Чтобы объяснить довольно хорошо выраженную зависимость максимальных радиальных скоростей и их отношений от расстояния пятна от центра диска Солнца, мы попытались эмпирически найти функцию, соответствующую данному ходу измеренных скоростей на графике фиг. 18. Для положительных скоростей полученная зависимость хорошо описывается функцией

$$v_r^+ = 2v \sin \alpha, \quad (1)$$

где $v = 1$ км/сек; или более точно

$$v_r^+ = v[\sin(k + \alpha) + \sin(k + \alpha - 10^\circ)], \quad (1')$$

где $v = 0,85$ км/сек, $k = 20^\circ$. Для отрицательных скоростей аналогичная зависимость есть

$$v_r^- = v(\sin \alpha + \cos \alpha), \quad (2)$$

где вновь $v = 1$ км/сек; или более точно

$$v_r^- = v [\sin(\alpha - k) + \cos(\alpha - k)], \quad (2')$$

где $v = 0,85$ км/сек, $k = 20^\circ$.

Но чтобы показать, что эту эмпирическую функциональную зависимость можно просто объяснить физически, требуется уже сравнение полученных результатов с результатами работы [15], т. е. сопоставление обнаруженных закономерностей в движениях с картиной распределения магнитного поля в пятне. Это сравнение и является основной темой следующей работы.

Приношу глубокую благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за внимание и полезные советы при обсуждении вопросов при выполнении работы. Также приношу благодарность В. Л. Хохловой и С. И. Гопасюку за советы и обсуждение разных вопросов настоящей работы.

Апрель 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. A. Secchi. Die Sonne. Braunschweig, 1872, p. 47.
2. А. П. Ганский. Изв. Пулковск. обс., 1, 81, 1905.
3. В. А. Крат, Н. М. Гольдберг. Изв. ГАО, 20, 17, 1956.
4. Р. С. Гневыхева. Астр. журн., 18, № 1, 26, 1941.
5. J. Evershed. M. N., 69, 454, 1909.
6. J. Evershed. M. N., 70, 3, 217, 1910.
7. Ch. E. St. John. Ap. J., 34, 57, 1911.
8. Ch. E. St. John. Ap. J., 34, 131, 1911.
9. Ch. E. St. John. Ap. J., 37, 322, 1913.
10. Ch. E. St. John. Ap. J., 38, 341, 1913.
11. G. Abetti. Handbuch der Astrophysik, 4, 117, 1929.
12. T. D. Kinman. M. N., 112, № 4, 425, 1952.
13. T. D. Kinman. M. N., 113, № 5, 613, 1953.
14. G. E. Hale, F. Ellerman, S. B. Nicholson, A. N. Joy. Ap. J., 49, 153, 1919.
15. В. Бумба. Наст. том, стр. 212.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
17. P. Ten Bruggencate, J. Houtgast, H. v. Klüber. Publ. Aph. Obs. Potsdam, № 96, 29, H. 3, 1939.
18. М. Ф. Романова. Интерференция света и ее применение, 1937, стр. 52.
19. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 180, 1959.
20. А. В. Брунс, В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 134, 1960.
21. Э. А. Барановский, Н. Н. Петрова. Солнечные данные, № 5, 118, 1957.
22. J. Evershed. Kodaikanal Obs. Bull., 2, 63, 1909.
23. J. Evershed. Mem. Kodaikanal Obs., 1, Part 1, 1909.
24. J. Evershed. Kodaikanal Obs. Bull., 51, 167, 1916.

СВЯЗЬ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ДВИЖЕНИЕМ
В ОДИНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

В. Бумба

Цель настоящей работы — рассмотрение взаимодействия движения и магнитного поля в одиночных солнечных пятнах с точки зрения теоретических заключений гидромагнетики и на основе экспериментальных результатов (наблюдений), полученных в работах [2] и [3].

Распределение движений в области пятна. Из эмпирической зависимости величины радиальной скорости в эффекте Эвершеда от положения пятна на диске и из изменений формы «флажков» и «спутников» с высотой залегания линии в солнечной атмосфере и с расстоянием пятна от центра Солнца можно сделать следующие заключения.

1. Движение в полутени солнечных пятен происходит вдоль силовых линий магнитного поля, расположенного вне ядра в виде «веера».

2. Скорость движения в слоях, лежащих вблизи границы фотосфера — хромосфера, близка нулю. Эта скорость увеличивается наружу и внутрь в противоположных направлениях, причем с глубиной она увеличивается быстрее.

3. Движение непосредственно под областью нулевой скорости происходит практически параллельно поверхности Солнца. Но чем ниже мы опускаемся, тем больше вектор скорости наклоняется вниз, тем больше направление движения загибается внутрь Солнца. Следствием этого изменения направлений движения является дивергенция движущейся материи.

Связь движений с магнитным полем пятна. Оценка проводимости в отдельных слоях солнечной атмосферы привела к заключению, что силовые линии при движении материи в магнитном поле пятен практически полностью «вморожены» в материю. Частица материи, движущаяся в пятне со скоростью несколько километров в секунду, проходит расстояние порядка радиуса пятна в течение нескольких часов. Тот факт, что поле пятна не уничтожается движением, говорит в пользу того, что направление движения в пятне довольно близко направлению силовых линий, по крайней мере в нижней части пятна.

Сопоставление полученных нами картин распределения магнитного поля и движений в области пятна показывает, что все наши наблюдательные факты (включая тонкую структуру «флажков» и «спутников») можно объяснить предположением, что движение в полутени одиночных пятен происходит вдоль силовых линий магнитного поля. Кажется, что область «магнитной инверсии» совпадает приблизительно с областью минимальных движений и изменений движений. Следовательно, экспериментальные данные не противоречат теоретическим заключениям гидромагнетики.

THE CONNECTION BETWEEN THE MAGNETIC FIELD AND MOTION IN SINGLE SUNSPOTS, by V. Bumba.— The interaction between the magnetic field and motions in single sunspots is considered from the point of view of theoretical conclusions

of hydromagnetics and on the basis of experimental results (observations) obtained in [2] and [3].

The distribution of motions in the region of a spot. From the empirical dependence of radial velocities in the Evershed effect on the position of the spot on the disk and also the variations of the form of «flags» and «satellites» in dependence on the effective layer of origin of lines in the solar atmosphere and on the distance of the spot from the Sun's center, the following conclusions can be made:

1. Motion in the penumbra is along magnetic lines of force, which are located outside the umbra and have the form of a «fan».

2. The velocity of motion in layers near to the boundary photosphere — chromosphere is close to zero. This velocity increases outwards and inwards, the increase being more rapid with depth.

3. Motion directly beneath the region of zero velocity is practically parallel to the solar surface. However with increasing depth the velocity-vector is more inclined downward and the motion more bent inward. The divergence of moving material is a consequence of this change of direction of motion.

The connection between motions and the magnetic field of the spot. The estimate of conductivity in separate layers of the solar atmosphere led to the conclusion that the lines of force, during the motion of material in the magnetic field of spots, are practically completely «frozen» in the material. A particle of material moving in the spot with a velocity of several km/sec traverses a distance of the order of the radius of the spot in the course of several hours. The fact that the field is not destroyed by motion speaks in favour of the direction of motion in the spot being close to the direction of the lines of force, at least in the lower part of the spot.

The comparison of the derived data on the distribution of the magnetic field and the motions in the region of the spot shows that all the observational facts obtained (including the fine structure of «flags» and «satellites») can be explained assuming that motion in the penumbra of single spots is along lines of force of the magnetic field. It seems that the region of «magnetic inversion» corresponds approximately with the region of minimum motions and changes of motions. Consequently experimental data do not contradict the theoretical conclusions of hydromagnetics.

ВВЕДЕНИЕ

Поведение магнитного поля под действием движущейся в нем проводящей среды описывает общеизвестная формула [1]

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) + \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{H}, \quad (1)$$

где $\mathbf{H}$ — вектор напряженности магнитного поля, $\mathbf{v}$ — скорость движения среды, σ — проводимость среды. Относительную роль отдельных членов уравнения (1) определяет в первую очередь величина проводимости σ и характерный размер системы. Влияние второго члена уравнения (1) уменьшается с ростом проводимости и с увеличением характерного размера.

Роль первого члена уравнения (1) преобладает при высокой проводимости плазмы:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (2)$$

Физическая интерпретация этого уравнения известна и проста: магнитный поток через любую поверхность, связанную с движущимися со скоростью $\mathbf{v}$ частицами плазмы, будет оставаться неизменным, т.е. магнитные силовые

линии увлекаются веществом со скоростью v , или магнитные силовые линии остаются «вмороженными» в вещество при его движении. При уменьшении проводимости теряется и «вмороженность» силовых линий в движущуюся среду, силовые линии увлекаются лишь частично, и начинает играть роль диффузия магнитного поля.

Индуктивное торможение, которое испытывает среда, движущаяся поперек силовых линий магнитного поля, также зависит от величины проводимости среды. В случае малой проводимости время релаксации движения определяется формулой [1]

$$\vartheta = \frac{\rho}{\sigma H^2}, \quad (3)$$

где ρ — плотность среды. Но если проводимость большая, магнитное поле не только тормозит движение. Силовые линии, поскольку они «вморожены» в среду, действуют, выражаясь образно, как резиновые трубки, которые были натянуты движением и стараются вернуться в прежнее положение. При этом если кинетическая энергия движущейся среды $E_k \sim \frac{1}{2} \rho v^2$ больше энергии магнитного поля $E_m \sim H^2$, то поле слабо влияет на движение и движение сильно ускоряет диссипацию магнитной энергии. Но если $E_m \gg E_k$, поле определяет движение целиком. При сравнимой величине обеих энергий роль поля и движения примерно одинакова и возможен обмен энергией между полем и движением.

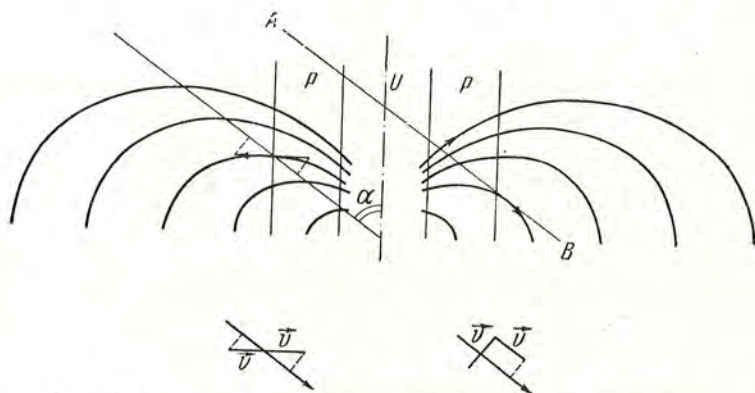
Рассмотрим с точки зрения приведенных теоретических рассуждений взаимодействие движения и магнитного поля в одиночных солнечных пятнах на основе экспериментальных результатов, полученных в работах [2] и [3]. Первая работа была посвящена исследованию напряженностей и конфигураций магнитного поля одиночных пятен и исследованию изменений магнитного поля с высотой над этими пятнами. Целью второй работы являлось изучение эффекта Эвершеда в отдельных пятнах, для большинства которых измерялось магнитное поле.

§ 1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЙ В ОБЛАСТИ ПЯТНА

Чтобы показать, что зависимость радиальных скоростей в эффекте Эвершеда от положения пятна на диске, найденную в работе [3] ($v_r^+ = 2v \sin \alpha$, $v_r^- = v[\sin \alpha + \cos \alpha]$), можно просто объяснить физически, достаточно принять в качестве рабочей гипотезы, что движение в полутени солнечных пятен происходит вдоль силовых линий магнитного поля, расположенных вне ядра в виде «веера», схематически изображенного на фиг. 23 работы [2]. В таком случае, действительно, проекция скоростей на луч зрения в части пятна, лежащей ближе к наблюдателю, будет близка к величине $v_r^+ = 2v \sin \alpha$, а в противоположной части пятна, дальше от наблюдателя, $v_r^- = v(\sin \alpha + \cos \alpha)$, как хорошо видно из схемы фиг. 1. Если вся система силовых линий наклонена к востоку, т. е. вертикальная ось системы силовых линий на фиг. 1 отклонена от нормали к поверхности пятна приблизительно на 20° , графики зависимости величины радиальных скоростей от расстояния от центра диска (см. фиг. 18 [3]) соответствуют лучше эмпирическим формулам

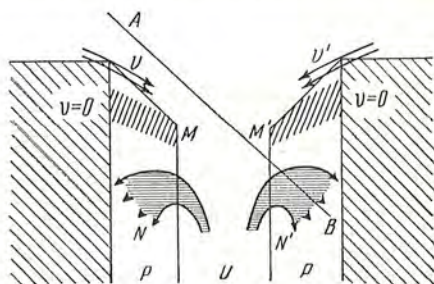
(1), (2) работы [3], где введена поправка в угол на величину $k = 20^\circ$. (Напомним, что результаты, полученные при помощи магнитографа, показывали наклон системы силовых линий к северо-востоку.)

Эту довольно грубую картину движений можно уточнить при помощи всех до сих пор сделанных, пока только морфологических наблюдений эффекта Эвершеда, и прежде всего при помощи наблюдений «флажков», так как «флажки» [3] представляют собой не только тонкую структуру эффекта, но и его суть: эффект Эвершеда — это смещение центра тяжести линии из-за ее асимметрии, связанной с образованием «флажков».



Фиг. 1. Схема проекции движений в пятне до луча зрения

Прежде всего нужно разобрать самое существенное возможное возражение против нашей схемы движений: можно ли из-за быстро нарастающей оптической толщи в линии наблюдать на стороне пятна, противоположной наблюдателю, составляющую скорости $v \sin \alpha$, являющуюся проекцией на луч зрения движения в более глубоких слоях пятна. При дискус-



Фиг. 2. Схема распределения движений в области пятна

сии «флажков» [3] было показано, что хотя ядра большинства линий поглощения со средней роуландовской интенсивностью возникают вблизи границы фотосфера — хромосфера, «флажки», т. е. асимметричные крылья этих линий поглощения, возникают намного глубже (их глубина залегания определяется в основном оптической глубиной в непрерывном спектре). Для мо-

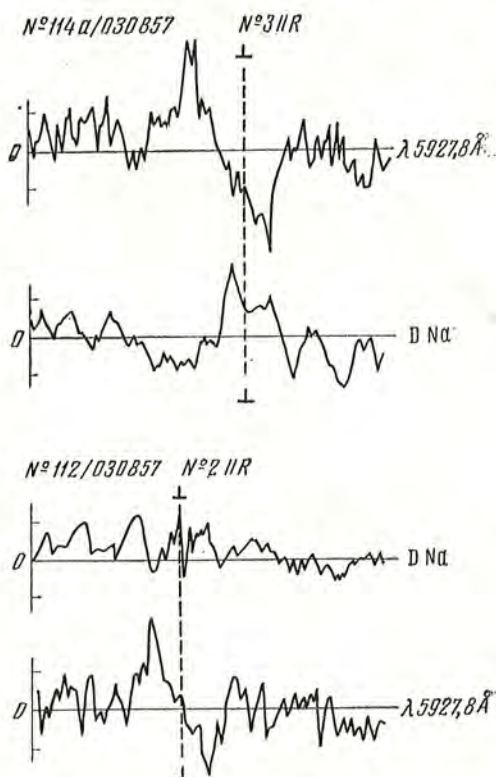
дели фотосферы геометрическая глубина «флажков» примерно $0,4-0,5 \cdot 10^8$ см. Для модели пятна разность геометрических глубин возникновения ядра линии и ее асимметричного крыла достигает величины $\sim 2-3 \cdot 10^8$ см, а может быть и больше. Можно думать, что в полутени «флажки» наблюдаются до глубин, промежуточных между соответствующей моделью фотосферы и мо-

делью пятна, т. е. $\sim 10^8$ см. Поскольку как фотосфера (в силу эффекта Вильсона), так и хромосфера над пятном понижены по сравнению с нормальной фотосферой и хромосферой (т. е. пятно образует как бы «воронку» на поверхности Солнца), то даже при наблюдении под углом (в направлении АВ на фиг. 1 и 2) «флажки» могут наблюдаться, несмотря на значительную глубину их залегания. При наблюдениях под очень большим углом наклона (вблизи края) «флажки» пропададут — мы видим область нулевой скорости или даже движение противоположного знака [3]. Вблизи центра «флажки» плохо выражены, так как движение в этом случае направлено вдоль поверхности Солнца.

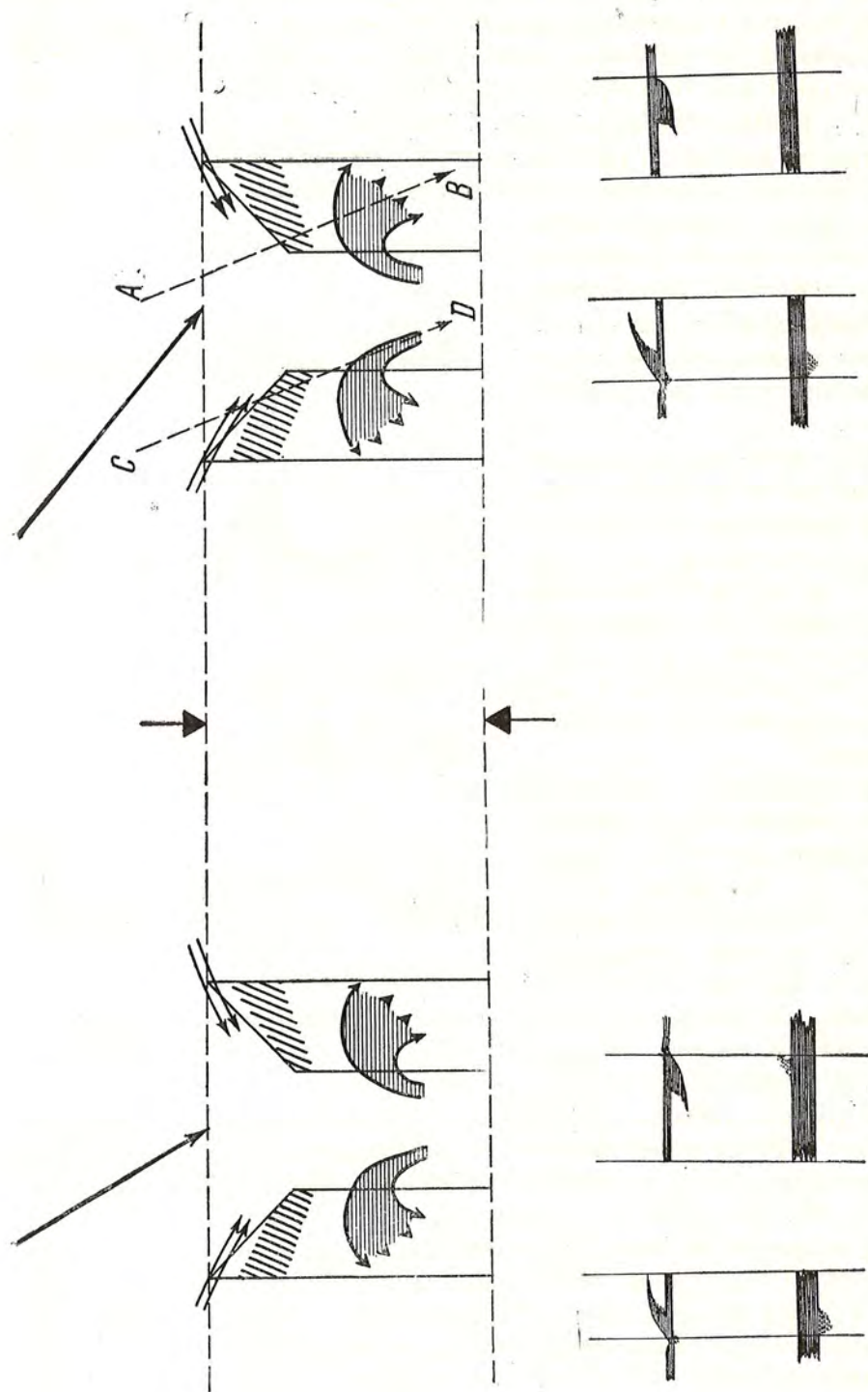
Рассмотрим более детальную картину движений в пятне. На фиг. 2 представлена схема распределения векторов скорости в области пятна (за исключением центральной части ядра), при помощи которой можно объяснить все наблюдаемые нами явления, связанные с эффектом Эвершеда.

Из изменений асимметрии линий («флажка») в эффекте Эвершеда с высотой залегания линии в атмосфере пятна (прежде всего в области линий К и Н), которые рассматривались в [3], мы сделали заключение, что скорость движения в слоях, лежащих вблизи границы фотосферы — хромосфера, невелика (близка нулю). Но скорость увеличивается с увеличением высоты и глубины в противоположных направлениях, причем с глубиной она увеличивается быстрее, чем с высотой. Область нулевой скорости — это область, в которой возникает большая часть линий средних и сильных, в области с большими скоростями возникает основная часть слабых линий и эта область является определяющим фактором в эффекте Эвершеда. В слоях над слоем нулевой скорости, где движение происходит в направлении к оси пятна, формируется лишь центральная часть ядра таких линий, как $b_{1,2,3}$ магния или $D_{1,2}$ натрия, и основная часть некоторых хромосферных линий, таких, как H_α или K_2 и H_2 .

Направление движений определено прежде всего зависимостью радиальных скоростей (отрицательных и положительных) и их отношения



Фиг. 3. Сравнение разрезов скоростей в линии $\lambda 5927,8 \text{ \AA}$ и линиях натрия $D_{1,2}$



Фиг. 4. Схема образования линий при двух разных направлениях луча зрения относительно нормали к поверхности Солнца. Вертикальный масштаб схемы движений сильно преувеличен

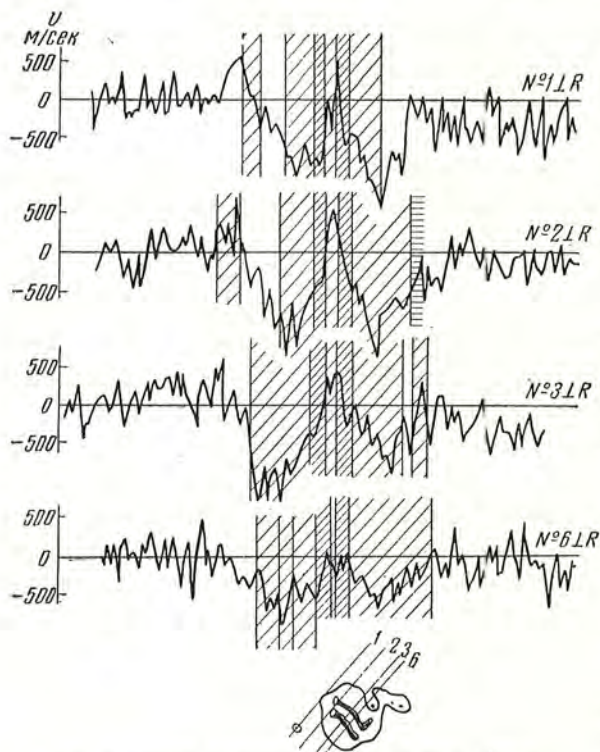
от расстояния пятна от центра солнечного диска. Из этой зависимости вытекает, как уже было показано на схеме фиг. 1 и 2, что движение в более высоких слоях, под областью нулевой скорости происходит практически параллельно поверхности Солнца. Но чем ниже мы опускаемся, тем больше наклоняется вниз вектор скорости, тем больше загибается движение внутрь Солнца. Следствием этого изменения направлений движения является дивергенция движущейся материи, которая растет с расстоянием от оси пятна. Свидетельством того, что на границе ядра и полутени движение происходит в узком слое, являются наблюдения «спутников», в которые в некоторых случаях переходят «флажки».

Вообще систематическое изменение формы «флажка» с расстоянием пятна от центра диска, которое было описано выше, можно хорошо объяснить при помощи предложенной схемы, считая, что «флажки» и «спутники» образуются в «нижней» части пятна (NN' на фиг. 2), а несмещенная линия возникает в лежащем выше слое, где движения отсутствуют (слой MM'); «флажки» же в хромосферных линиях, таких, как К и Н, H_α (см. фиг. 5 и 6), $D_{1,2}$, $b_{1,2,3}$, имеющие сдвиг, противоположный «фотосферным» линиям, возникают в самом верхнем слое (VV').

В самом деле, рассмотрим бегло основные результаты наблюдений. При ориентации щели вдоль солнечного радиуса, когда пятно относительно близко к центру диска ($10-20^\circ$), асимметрия линии слабо выражена, и «спутник» не наблюдается. На расстояниях около 30° асимметрия, т. е. «флажки», больше выражена в полутени на стороне, ближней к наблюдателю, и переходит по мере приближения к ядру в слабый «спутник», расстояние которого от основной линии наибольшее на границе полутени и ядра. При переходе к противоположной стороне пятна асимметрия становится меньше, и «спутник» трудно заметить. При еще большем удалении пятна от центра диска ($\alpha \approx 50^\circ$) асимметрия и «спутник» практически одинаковы на обеих сторонах пятна. Линии натрия $D_{1,2}$, возникающие в более высоких слоях, показывают слабое размытие ядра линии при среднем расстоянии пятна от центра Солнца и то лишь на стороне пятна, ближней к наблюдателю: сдвиг здесь направлен в другую сторону, чем у фотосферных линий. При еще больших расстояниях пятна от солнечного центра сдвиг ядра линий $D_{1,2}$ можно наблюдать на обеих сторонах пятна, всегда в направлениях, противоположных друг другу и направлению фотосферных «флажков» (фиг. 3).

Для того чтобы убедиться в том, что предложенная схема может объяснить наблюдаемые систематические изменения «флажков» и «спутников» с расстоянием пятна от центра диска, мы приводим фиг. 4, где схематически изображено образование линий при двух разных направлениях луча зрения относительно нормали к поверхности Солнца. Следует подчеркнуть, что «флажки» появляются в областях наибольшего градиента скоростей (направление AB), а «спутник» — в той области, где вектор скорости направлен практически параллельно лучу зрения (направление CD).

Представленная на фиг. 4 схема движений объясняет также появление слабых, противоположного направления «флажков» у линий натрия $D_{1,2}$ и их поведение с изменением расстояния пятна от центра диска. То, что эти «флажки» противоположного направления всегда можно лучше наблюдать на стороне пятна, ближней к наблюдателю, можно объяснить тем, что на этой стороне пятна луч зрения всегда про-



Фиг. 7. Серия разрезов пятна № 105/200757 со щелью, перпендикулярной к радиусу Солнца

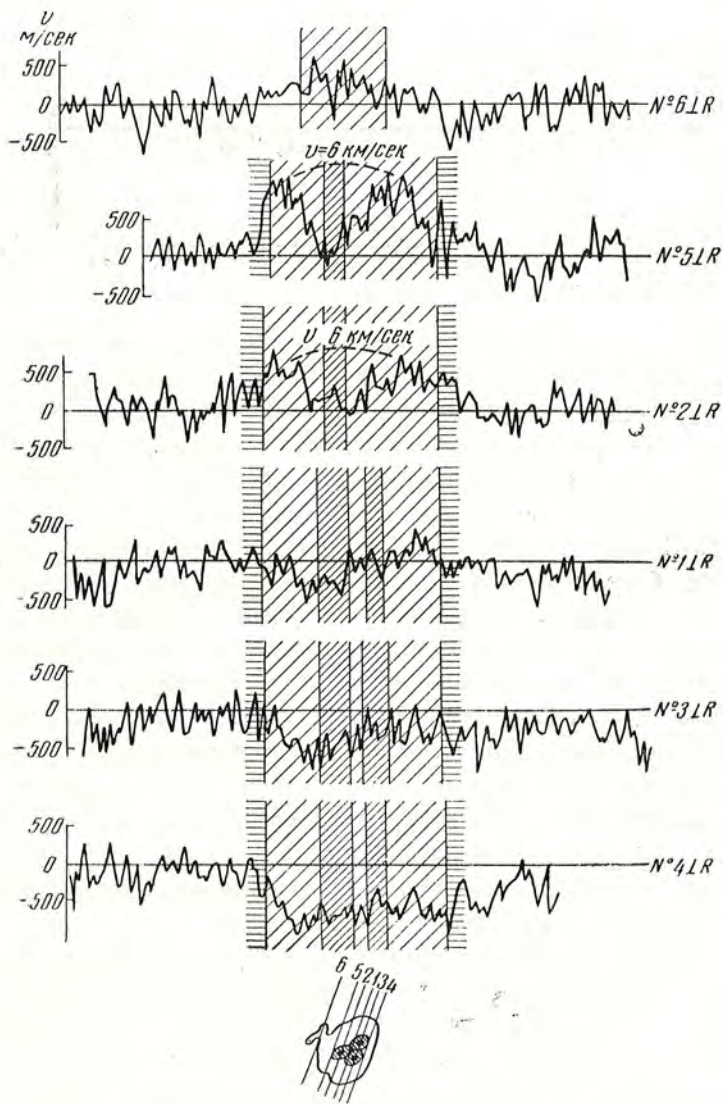
ходит больший оптический путь, чем на противоположной стороне пятна.

Хорошим подтверждением предложенной схемы движений являются также серии разрезов пятна, полученные со щелью, направленной перпендикулярно к радиусу Солнца. Мы уже говорили, что при этой ориентации щели линии в пятне имеют довольно своеобразный характер (см. фиг. 3 [3]).

На фиг. 7 и 8 представлены две серии таких разрезов и показан ход изменения расстояния центра тяжести асимметричной линии (в двух пятнах) от атмосферной линии при разных положениях щели спектрографа относительно ядра пятна. Положение разрезов показано схе-

матически. При рассмотрении рисунков сразу видно, что тангенциальную компоненту движения (относительно пятна), которую искали прежние наблюдатели эффекта Эвершеда, на наших графиках трудно обнаружить. Но характерные два максимума скоростей у «флажков» в направлении на наблюдателя (если щель проходит у границы ядра и полутени на стороне, ближней к наблюдателю) и два максимума в противоположном направлении (если щель проходит у границы ядра и полутени на другой стороне пятна) говорят в пользу нашей схемы движений. Также в пользу нашей схемы говорит тот факт, что при больших расстояниях пятна от центра диска оба «флажка» соединены слабым «спутником», как, например, у пятна № 87/060757 на фиг. 8, где расстояние «спутника» соответствует скорости 6 км/сек. Кроме того, в пользу наших представлений о распределении скоростей в пятне говорит также и то, что оба максимума соединяются в один максимум, если щель удаляется от внутренней границы полутени и приближается к ее внешней границе.

Если представить себе в пространстве грибовидное тело, возникнувшее в результате вращения линий движения (линий тока) в нашей схеме вокруг вертикальной оси пятна, и пересечь это тело плоскостью, проходящей через проекцию положения щели на диск и луч зрения, то вблизи ядра пятна эта плоскость пересекает узкую область больших скоростей

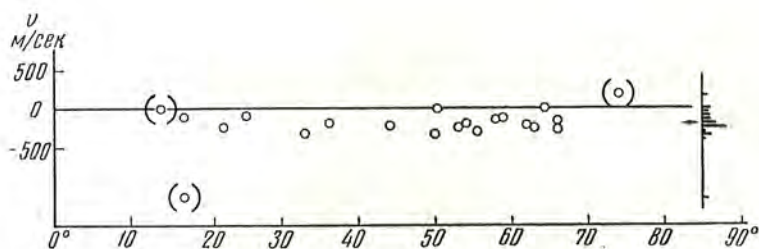


Фиг. 8. Серия разрезов пятна № 87/060757 со щелью, перпендикулярной к радиусу Солнца

(«ножку» гриба), где возникает «спутник», по всей ее длине. В полутени эта плоскость пересекает слой с большим градиентом скорости («шляпку» гриба), в котором и возникают два максимума скорости. Если щель удаляем от ядра пятна, плоскость луча зрения больше уже не захватывает область больших скоростей и пересекает область большого градиента

скоростей лишь вблизи края этой области. В этом случае оба максимума соединяются в один.

Поведение слабых «флажков» с противоположными направлениями у линий натрия $D_{1,2}$, которые появляются прежде всего на стороне пятна, ближе к наблюдателю, также соответствует предлагаемой модели движений.



Фиг. 9. Радиальные скорости в ядре пятен

В заключение дискуссии картины движений в области пятна покажем, что наблюдения некоторых аномалий в поведении «флажков» (например, в «заливах» пятен), которые были показаны на фиг. 3 [3], можно объяснить при помощи нашей схемы движения. «Заливы» фотосферной материи имеют большую оптическую толщину, чем полутень, и поэтому в области «залива» видны менее глубокие слои и, следовательно, слои с меньшей скоростью. В случае пятна X/150957, которое располагалось во время наблюдения вблизи западного края диска Солнца, луч зрения (щель пересекала пятна на стороне, ближней к наблюдателю) проходил через область фотосферы на самой границе пятна, на которой движение было направлено к оси пятна. Вообще визуальные наблюдения «флажков» показывают (см. фиг. 1 [3]), что фотосферные линии на самой границе фотосферы с пятном имеют слабые смещения в противоположном направлении к «флажкам». Это и показывает, что на самой внешней границе пятна на фотосферу влияет движение верхних слоев над пятном.

Увеличенной оптической толщиной в заревом кольце можно объяснить, в согласии с нашей схемой движений, и сильное понижение скоростей в местах пересечения разреза с заревым кольцом.

Хотя в наших работах самому ядру пятна (его центральной части) уделялось мало внимания (точность смещения линии $\lambda 5927,8 \text{ \AA}$ в ядре падает из-за уменьшения контраста в ядре и из-за слабого действия магнитного поля на эту линию), следует все же отметить, что при помощи наших измерений можно оценить среднюю величину радиальных скоростей движения в центральной части ядра величиной порядка 200—250 м/сек. Это движение направлено от наблюдателя, как видно из графика на фиг. 9, где представлены величины этих скоростей для отдельных пятен в зависимости от расстояния пятна от солнечного центра. Средняя величина скорости (совпадающая с измерениями Эвершеда [4]) практически не меняется с положением пятна на диске (в исследованном интервале расстояний). Этот результат трудно применить к пополнению нашей картины движений, так как для этой цели самую большую ценность имеют только измерения в самой близости к центру диска.

§ 2. СВЯЗЬ ДВИЖЕНИЙ В ОДИНОЧНОМ ПЯТНЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПЯТНА

В приводимой ниже таблице даны оценки проводимостей в отдельных слоях солнечной атмосферы, подсчитанные при помощи ранее использованных моделей солнечной атмосферы [2] и формулы

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{\nu m_e}, \quad (4)$$

(предполагается изотропное распределение проводимости!), где n_e — число электронов в 1 см^3 , e — заряд электрона, m_e — масса электрона и ν — частота соударений электрона с ионами, оцененная при помощи формулы

$$\nu = 15 n_e T^{-3/2}, \quad (5)$$

приведенной Каулингом [4]. Следует отметить, что формула (5) не учитывает соударений электронов с нейтральными атомами. Поскольку, по-видимому, на границе фотосферы и хромосферы и в ядре пятна ионизация газов солнечной атмосферы относительно мала, величина проводимости может понизиться за счет соударений электронов с нейтральными атомами даже на порядок (по оценке Каулинга).

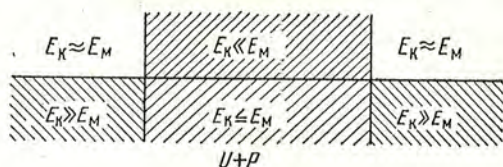
Изучаемый слой солнечной атмосферы	$\tau_{\text{зоон}}$	T	$\rho, \text{ г/см}^3$	$n_{\text{H}}, \text{ н/см}^3$	$\sigma, \text{ эл. маг. ед.}$
Верхние слои фотосферы	1,41	6240°	$3,66 \cdot 10^{-7}$	$1,22 \cdot 10^{17}$	$9,2 \cdot 10^{-9}$
Хромосфера на границе с фотосферой	0	4600	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$8,0 \cdot 10^{15}$	$5,8 \cdot 10^{-9}$ $6 \cdot 10^{-10*}$
Хромосфера на высоте около 1000 км		5300	$6,3 \cdot 10^{-11}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$7,3 \cdot 10^{-9}$
Хромосфера на высоте около 5000 км		6300	$6 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^9$	10^{-8}
Пятна на границе с хромосферой	0,02	3720	$2,98 \cdot 10^{-8}$	$9,88 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$ $4 \cdot 10^{-10*}$
Пятно	1,0	4870	$1,31 \cdot 10^{-7}$	$4,35 \cdot 10^{16}$	$6,4 \cdot 10^{-9}$ $6 \cdot 10^{-10*}$

* С учетом соударений электронов с нейтральными атомами.

Таблица ясно демонстрирует высокую проводимость всех слоев солнечной атмосферы. Следовательно, по формуле (1) из этого вытекает, что в условиях солнечной атмосферы диффузия магнитного поля имеет место лишь в очень небольших объемах, так что основную роль в уравнении играет член с $\text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{H})$. Высокая проводимость солнечной атмосферы является также причиной того, что силовые линии при движении материи поперек поля практически совсем «вморожены» в материю. Это одновременно означает, что из-за высокой проводимости время релаксации движения поперек силовых линий Φ очень мало. (Для граничного слоя фотосферы $\Phi \approx 40/H^2 \text{ сек.}$, для пятна $\Phi \approx 100H^2 \text{ сек.}$) Т. е. если

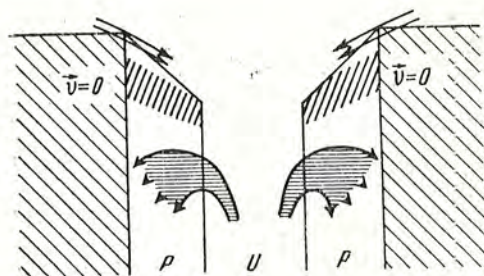
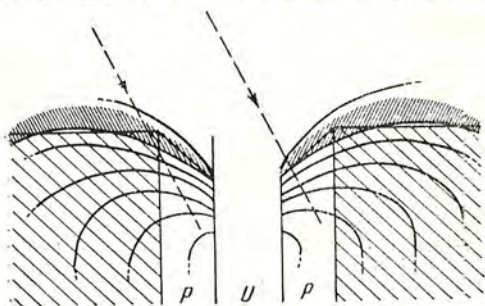
нет эффективных сил, поддерживающих движение, время торможения движения в магнитном поле, например пятна, сокращается до долей секунды.

Пониманию связи между магнитным полем и движением в солнечной атмосфере помогает также рассмотрение отношения энергии движения и магнитной энергии в единице объема. Представление о величине этого отношения дает фиг. 10. Если взять для фотосферы напряженность поля



Фиг. 10. Схема энергетического баланса в солнечной атмосфере

порядка нескольких гауссов и скорость порядка нескольких сот метров в секунду, то кинетическая энергия движения превышает энергию поля

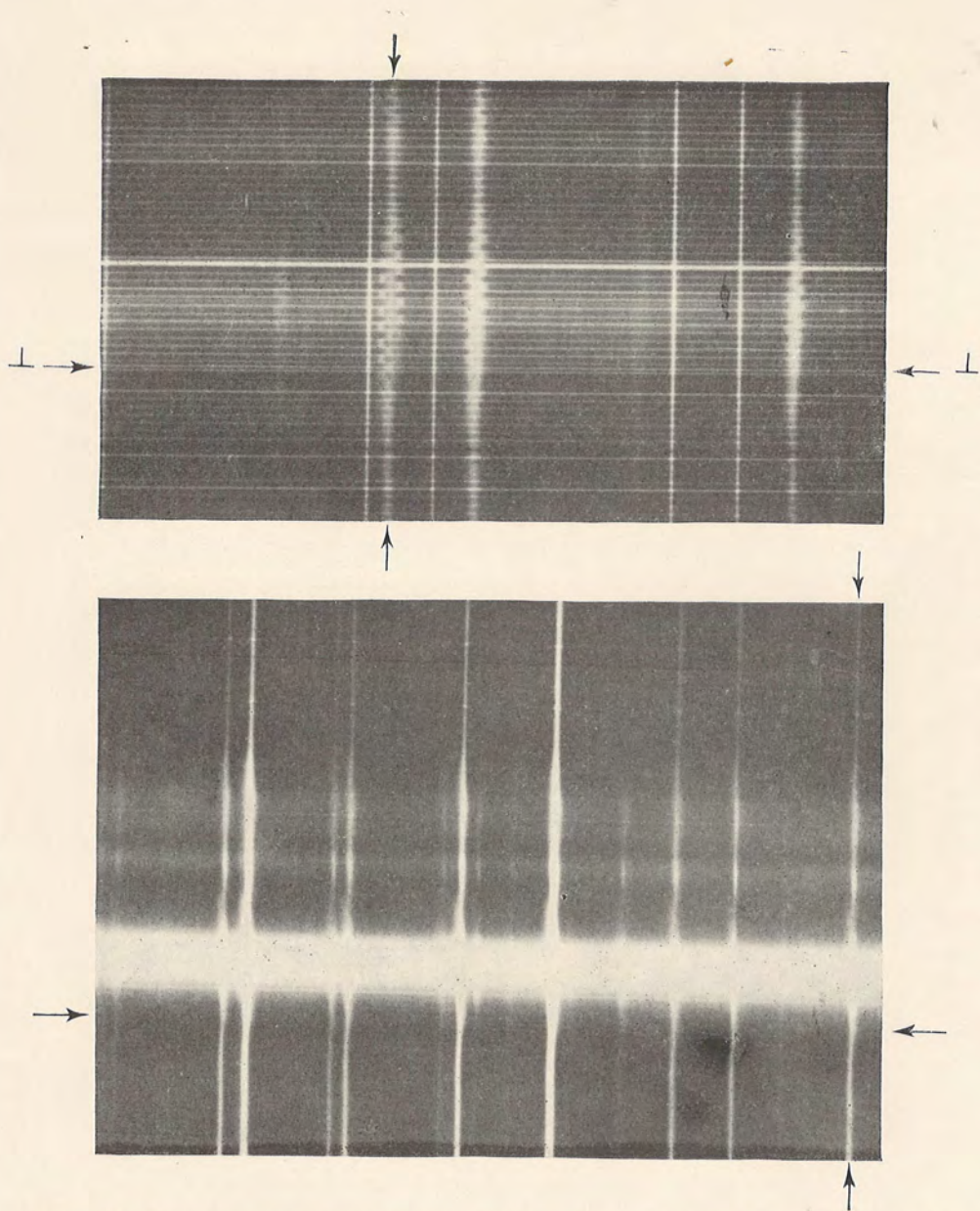


Фиг. 11. Сопоставление картины распределения магнитного поля и поля скоростей в области пятна

на два-три порядка. В пятне, где напряженность поля $\sim 10^3$ гс и скорость движения несколько километров в секунду, магнитная энергия несколько превосходит кинетическую энергию: по обычным измерениям $v = 1$ км/сек, $H \approx 10$ гс, $E_M/E_K \approx 26 \cdot 2,6 \cdot 10^2$, однако наши измерения «спутников» показывают скорости ~ 5 км/сек и, может быть, ~ 10 км/сек, так что при $v \approx 10$ км/сек, $H \approx 10^3$ гс, $E_M/E_K \approx 2,6$. Только в хромосфере над пятном, из-за малой плотности материи магнитная энергия по крайней мере на три порядка больше энергии движения среды, поскольку значительные, до нескольких сот гауссов, поля проникают в хромосферу над пятном, как было указано в [2]. В невозмущен-

ной хромосфере обе эти энергии примерно одного порядка.

Частица материи, движущаяся в пятне со скоростью нескольких километров в секунду, проходит расстояние порядка радиуса пятна в течение нескольких часов. Но известно, что магнитные поля пя-

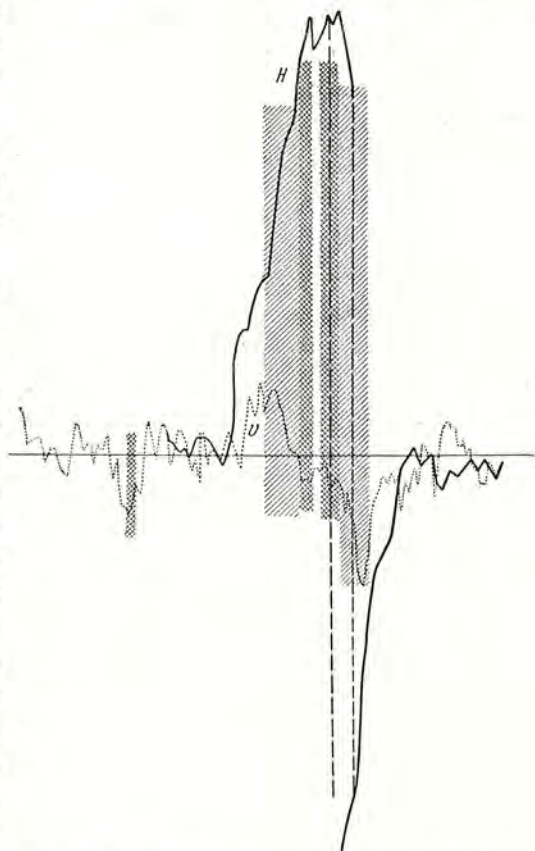


Фиг. 12. Сопоставления хода напряженности магнитного поля и хода скоростей
(фотографически)

тен можно наблюдать в течение нескольких недель и часть этого времени напряженность поля пятен остается довольно постоянной. Тот факт, что поле пятна не уничтожается движением (в силу практически полной «приклеенности» силовых линий к движущейся материи), а также приведенное выше энергетическое рассмотрение говорят в пользу того, что направление движения в пятне протекает довольно близко к направлению силовых линий, по крайней мере в нижней части пятна. В хромосфере над пятном, где относительная роль магнитного поля еще больше, движение будет происходить заведомо лишь вдоль силовых линий поля.

Посмотрим теперь, каким образом соответствуют приведенным теоретическим заключениям результаты наших наблюдений: сопоставим наши картины распределения магнитного поля [2] и движений в области пятна. На фиг. 11 обе эти картины приведены одна под другой. Мы видим, что наши экспериментальные результаты действительно можно объяснить предположением, что движение в одиночных солнечных пятнах (прежде всего в полутени) происходит в д о л ь с и л о в ы х л и н и й магнитного поля. Следует отметить, что даже углы наклона оси магнитного поля и оси поля скоростей к нормали в восточном направлении хорошо соответствуют друг другу и составляют в обоих случаях 20° . Интересно также то, что область «магнитной инверсии» (заштрихована), по-видимому, совпадает приблизительно с областью минимальных движений и изменения направления движений.

В пользу нашего предположения говорит также прямое сопоставление хода напряженности магнитного поля и хода скоростей для отдельных разрезов разных пятен. Например, на фиг. 12 и 13 мы видим, что максимум отрицательных скоростей следует всегда за областью трансверсального поля. (То же самое видно и на фиг. 13, 14, 15 [3] и на фиг. 3, где область трансверсального эффекта магнитного



Фиг. 13. Сопоставление хода напряженности магнитного поля скоростей (графически). Пятно № 87/060757, разрез № 7 — параллельно радиусу

поля обозначена пунктирами и знаком $\perp$.) Следовательно, двигаясь от центра пятна в сторону, противоположную наблюдателю, луч зрения пересекает сначала область поперечного поля; затем, при увеличении расстояния, мы начинаем смотреть вдоль силовых линий, т. е. переходим в область продольного поля — и в этой области как раз находится максимум скоростей в направлении от наблюдателя. Этот факт проще всего объясняется движением материи вдоль силовых линий. На стороне пятна, ближней к наблюдателю, мы найдем аналогично максимум положительных скоростей, как следует по схеме движений. Он всегда предшествует поперечному полю, которое, однако, наблюдается сравнительно редко (для пятен вблизи центра диска).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируем результаты: сопоставление наших экспериментальных результатов о связи эффекта Эвершеда с магнитным полем одиночных пятен с теоретическими заключениями магнетогидродинамики, согласно которым движение материи в солнечных пятнах должно происходить вдоль силовых линий магнитного поля пятен, показывает, что экспериментальные данные не противоречат теоретическим результатам. Все наблюдаемые нами эффекты представляется возможным объяснить, считая теоретические заключения справедливыми.

В заключение нам кажется целесообразным подчеркнуть, что предложенные работы ([2,3] и настоящая) имеют чисто экспериментальный характер и преследовали определенную, довольно узкую цель: экспериментально объяснить, если это окажется возможным, взаимоотношения между движением и магнитным полем в одиночных пятнах. Одновременно с попыткой выяснить это взаимоотношение был получен ряд результатов, часть которых следовало бы в дальнейшем уточнить, другие же могут послужить поводом для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Все эти вопросы мы попытаемся исследовать в последующих работах.

Приношу глубокую благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному и В. Л. Хохловой за внимание и ценные советы при выполнении данной работы.

Апрель 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. Дж. Каулинг. Солнце. Под ред. Койнера. ИЛ, 1957, стр. 437.
 2. В. Бумба. Наст. том, стр. 212.
 3. В. Бумба. Наст. том, стр. 253.
 4. J. Evershed. M. N., 70, 3, 217, 1910.
-

ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАНИЙ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТОГРАФА
ОТ ВЕЛИЧИНЫ НАПРЯЖЕННОСТИ
И НАПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯ

В. Е. Степанов

На основании теории образования линий поглощения в магнитном поле при произвольной его ориентации относительно луча зрения определяется интервал изменения напряженности H , при котором показания солнечного магнитографа пропорциональны произведению $H \cdot \cos \gamma$. Устанавливается, что при конечной ширине щели, равной $0,035 \text{ \AA}$ для линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$, сигнал пропорционален $H \cdot \cos \gamma$ для $H \leq 200 \text{ гс}$. Для линии $\text{Na } D_1$ в случае продольного поля, когда щели фотометра магнитографа расположены симметрично от центра линии на расстоянии $0,057 \text{ \AA}$, и при той же ширине щели сигнал пропорционален H для $H \leq 500 \text{ гс}$.

THE DEPENDENCE OF THE READINGS OF THE SOLAR MAGNETOGRAPH ON THE STRENGTH AND DIRECTION OF THE FIELD, by V. E. Stepanov.— The interval of the variation of strength (H) for which the readings of the solar magnetograph are proportional to $H \cos \gamma$ was determined on the basis of the theory of formation of absorption lines in a magnetic field, arbitrarily orientated to the line of sight. It was found that for a finite width of the slit, equal to $0,035 \text{ \AA}$, for Fe line $\lambda 5250 \text{ \AA}$ the signal is proportional to $H \cos \gamma$ if $H \leq 200 \text{ gauss}$. For the Na line D_1 in the case of a longitudinal field and slits (width = $0,035 \text{ \AA}$) symmetrical to the center of the line at a distance of $0,057 \text{ \AA}$, the signal is proportional to H if $H \leq 500 \text{ gauss}$.

Метод регистрации слабых магнитных полей при помощи солнечного магнитографа основан на измерении остаточных интенсивностей в крыльях поляризованной линии поглощения, чувствительной к магнитному полю [1, 2]. Для продольного поля полезный сигнал, возникающий вследствие колебаний светового потока, проходящего через двойную щель фотометра магнитографа, равен

$$\delta i = c \Delta s I_0 \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H, \quad (1)$$

где c — некоторая постоянная, Δs — ширина входной щели фотометра, I_0 — интенсивность непрерывного спектра, r_λ — остаточная интенсивность линии и $\Delta \lambda_H$ — магнитное расщепление:

$$\Delta \lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H.$$

При малых напряженностях поля H и при произвольной его ориентации относительно луча зрения

$$\delta i = c \Delta s I_0 \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H \cos \gamma, \quad (2)$$

где γ — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения. Для линий поглощения при любых величинах напряженности поля и любых γ выражение (2) для сигнала не является правильным. Соотношения (1) и (2) выведены в предположениях: а) прямолинейности крыла линии, на котором установлена щель фотометра, и б) пропорциональности глубины линии коэффициенту поглощения.

Более общее выражение для полезного сигнала можно записать в следующем виде:

$$\delta i = c \Delta s I_0 \Delta \lambda_H \cos \gamma \Phi(H, \gamma). \quad (3)$$

Функция $\Phi(H, \gamma)$ в (3) учитывает изменение формы модулированного контура линии поглощения. Эта функция определяется физическими условиями образования линии в присутствии магнитного поля. Знание вида $\Phi(H, \gamma)$ имеет значительный практический интерес, так как позволит наблюдателю правильно оценивать записи магнитографа и наиболее рационально производить выбор линии, по которой следует регистрировать магнитные поля.

Коэффициент поглощения при триплетном расщеплении в обратном эффекте Зеемана представляется в виде двух коэффициентов [3]:

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} (s_1 + s_2) + \frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \pm \sqrt{\left[\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \right]^2 + \frac{1}{4} (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}, \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} s_{1,2} &= \frac{e^2}{mc} \delta_{ik} \frac{f_{ik}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\nu' - \nu}{\Delta \nu_D}\right)^2}}{[\nu' - (\nu_{ik} \pm H)]^2 + \delta_{ik}^2} d\nu', \\ s_0 &= \frac{e^2}{mc} \delta_{ik} \frac{f_{ik}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\nu' - \nu}{\Delta \nu_D}\right)^2}}{(\nu' - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2} d\nu. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Коэффициенты поглощения s_+ и s_- соответственно определяют поглощение в свете со взаимно-ортогональной поляризацией. Поляризация поглощаемого света для s_+ и s_- соответственно определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_+ &= i \operatorname{tg} \varphi = \\ &= i \frac{-\frac{1}{2} (s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma + \sqrt{\left[\frac{1}{2} (s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma \right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_- &= i \operatorname{tg} \varphi' = \\ &= i \frac{-\frac{1}{2} (s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma - \sqrt{\left[\frac{1}{2} (s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma \right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для определенной модели фотосферы каждый коэффициент поглощения дает два контура линии поглощения $r_+(\mu)$ и $r_-(\mu)$ в лучах с взаимно-ортогональной поляризацией. Наблюдаемый контур при отсутствии деполяризации представляется в виде [4]

$$r(\mu) = \frac{1}{2} [r_+(\mu) + r_-(\mu)].$$

Если перед щелью спектрографа находится модулятор круговой поляризации, состоящий из кристалла АДП, находящегося под напряжением, и анализатора (николя), то при фазовом сдвиге в кристалле, эквивалентном $+1/4\lambda$, контур расщепленной в магнитном поле линии будет определяться следующим выражением [4]:

$$r_1(\mu) = \frac{1}{2} \frac{(1 + \operatorname{tg} \varphi)^2}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} r_+(\mu) + \frac{(1 + \operatorname{tg} \varphi')^2}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi'} r_-(\mu). \quad (8)$$

При фазовом сдвиге в $-1/4\lambda$ соответствующий контур будет иметь вид

$$r_2(\mu) = \frac{1}{2} \frac{(1 - \operatorname{tg} \varphi)^2}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} r_+(\mu) + \frac{(1 - \operatorname{tg} \varphi')^2}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi'} r_-(\mu), \quad (9)$$

Вид контуров $r_1(\mu)$ и $r_2(\mu)$ при $H = 1700$ гс и $\gamma = 60^\circ$ представлен на фиг. 1. Из этого рисунка видно, что полезный сигнал, характеризующий величину магнитного поля, равен

$$\delta i \approx c \Delta r = c(r_1 - r_2). \quad (10)$$

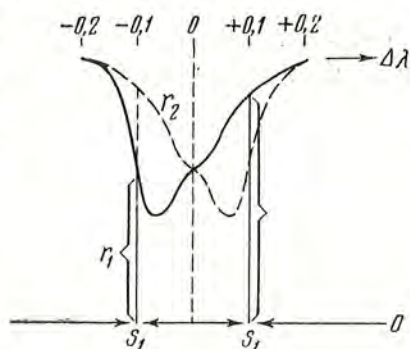
Беря разность (8) и (9) и учитывая (6) и (7), получим

$$\Delta r = \frac{(r_+ - r_-)(s_1 - s_2) \cos \gamma}{2 \sqrt{\left[\frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}. \quad (11)$$

Для вычисления (11) используем решение уравнения переноса для линии поглощения, данное С. Чандрасекаром [5] для случая $\eta_{v\pm} = \frac{s_{v\pm}}{x_v} = \text{const.}$

$$r_{\pm}(\mu) = \frac{\lambda_{\pm}^{1/2} H(\mu)}{\mu + \beta} \left\{ \mu + \frac{\beta}{\lambda_{\pm}} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \lambda_{\pm}}{\lambda_{\pm}^{1/2}} \alpha_1 \right) \right\}, \quad (12)$$

где $\lambda_{\pm} = \frac{1}{1 + \eta_{v\pm}}$.



Фиг. 1. Контурсы линии, расщепленной в магнитном поле, при $H = 1700$ гс и $\gamma = 60^\circ$ с применением перед щелью спектрографа модулятора круговой поляризации

Контур r_1 — при сдвиге фазы, равном $+1/4\lambda$; контур r_2 — при сдвиге $-1/4\lambda$

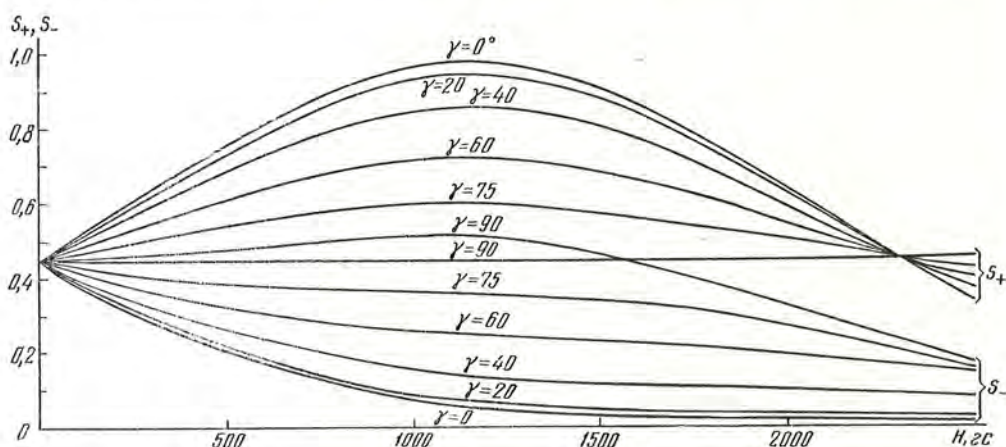
Используя (12), получим

$$r_+ - r_- = \frac{H(\mu)}{\mu + \beta} \left\{ \mu(\lambda_+^{3/2} - \lambda_-^{3/2}) + \beta(\lambda_+^{1/2} - \lambda_-^{1/2}) + \frac{1}{2}(\lambda_+ - \lambda_-)[1 - (\lambda_+ + \lambda_-)\alpha_1] \right\} = f(\lambda_+, \lambda_-; \mu, \beta). \quad (13)$$

Таким образом, (11) можно представить в виде

$$\Delta r = \frac{(s_1 - s_2) \cos \gamma}{\sqrt{\left[\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^2 \gamma \right]^2 + (s_1 - s_0)^2 \cos^2 \gamma}} \cdot f(\lambda_+, \lambda_-; \mu, \beta). \quad (14)$$

Так как для определения контура линии при $\eta_{\pm}$, изменяющейся с глубиной, мы должны использовать λ_+ и λ_- , взвешенные по оптической



Фиг. 2. Изменение s_+ и s_- с величиной поля H для различных углов γ на расстоянии 0,05 Å от центра линии Fe λ 5250 Å

глубине, дальнейшее преобразование (14) не имеет особого смысла. Выражение (14) можно представить в виде, аналогичном (3):

$$\Delta r(\mu) = C \Delta \lambda_H \cdot \cos \gamma \Phi(H, \gamma; \mu, \beta) = C' H \cdot \cos \gamma \Phi(H, \gamma; \beta, \mu). \quad (15)$$

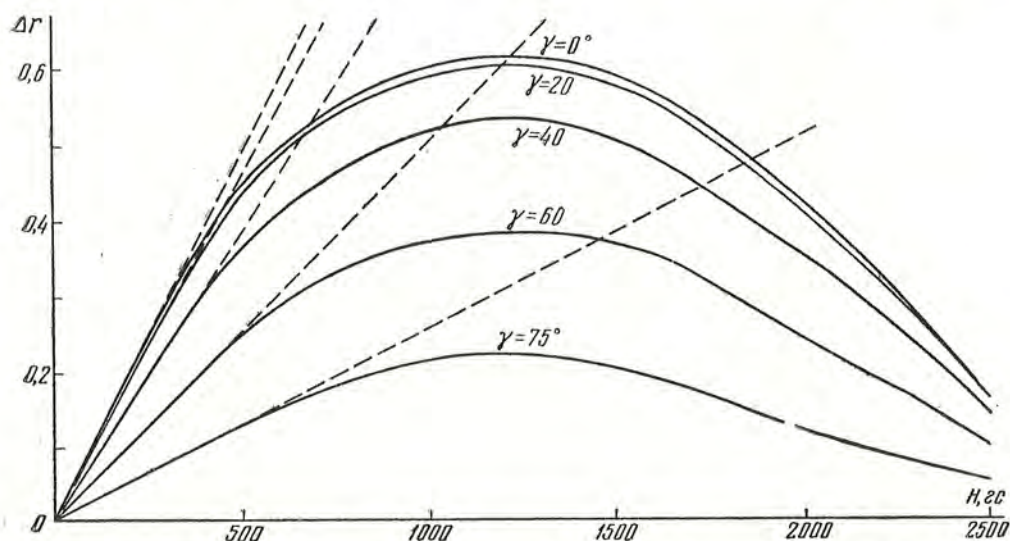
Приравнивая (14) и (15), можно вычислить для данной линии функцию $\Phi(H, \gamma, \mu, \beta)$, которая будет характеризовать отклонение сигнала от пропорциональности величине $H \cos \gamma$. Произведем вычисления $\Delta r(\mu)$ по формуле (14) для линии Fe λ 5250 Å, имеющей фактор расщепления $g = 3$, центральную остаточную интенсивность в фотосфере $-0,39$ и наблюдаемую полуширину 0,1 Å. Вычисления будем делать для модели фотосферы В. С. Бердичевской [6]. Теоретический контур этой линии хорошо совпадает с наблюдаемым при турбулентной скорости $v_t = 3,00$ км/сек. Пусть бесконечно-узкие щели фотометра магнитографа размещены симметрично относительно центра линии на расстоянии 0,05 Å. Тогда изменение коэффициентов поглощения s_+ и s_- в зависимости от H и γ на этом расстоянии от центра линии будет иметь вид, представленный на фиг. 2. На фиг. 3 представлена зависимость величины сигнала от H и γ . На фиг. 4 представ-

лена функция $\Phi(H, \gamma)$, характеризующая отклонение величины сигнала от пропорциональности $H \cdot \cos \gamma$.

Как мы видим, при $0^\circ \leq \gamma \leq 40^\circ$ до $H < 300$ гс величина сигнала

$$\delta i \sim H \cos \gamma \text{ и } \Phi(H, \gamma) \sim 1;$$

при $\gamma \sim 75^\circ$ эта пропорциональность имеет место для $H < 400$ гс.



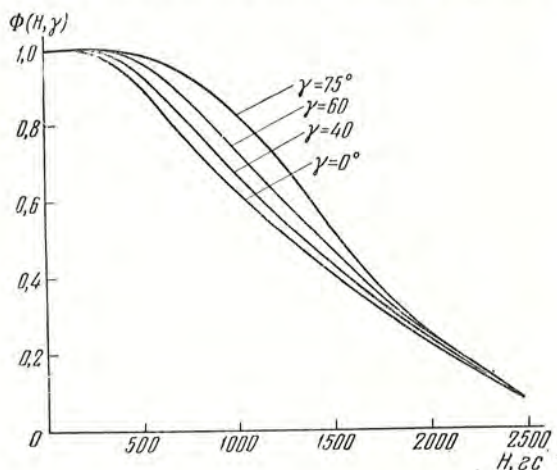
Фиг. 3. Изменение Δr в зависимости от H для различных углов γ при бесконечно-узкой щели фотометра магнитографа

При $H > 400$ гс отклонение от пропорциональности усиливается. Расчеты по формуле (15) показывают, что с увеличением поля сигнал возрастает до $H = 1200$ гс. В дальнейшем при $H > 1200$ гс величина сигнала убывает с возрастанием поля.

Эти выводы относятся к бесконечно-узкой щели. Теперь проведем те же оценки для конечной ширины щели.

Очевидно, сигнал, характеризующий магнитное поле при конечной ширине щели будет равен

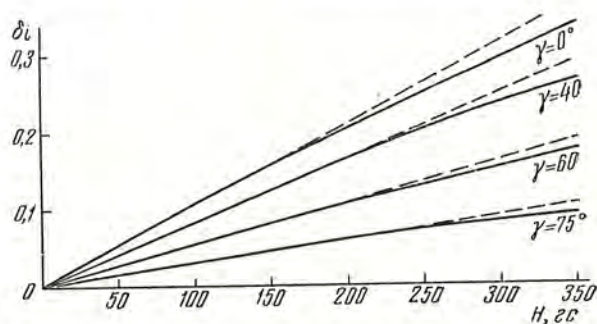
$$\delta i = c \int_{\Delta \lambda_1}^{\Delta \lambda_2} \Delta r d\lambda, \quad (16)$$



Фиг. 4. Изменение $\Phi(H, \gamma)$ в зависимости от H и угла γ

где ширина щели фотометра $\Delta s = \Delta \lambda_2 - \Delta \lambda_1$ и $\Delta \lambda_{1,2}$ отсчитываются от центра линии. При регистрации магнитного поля по линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$

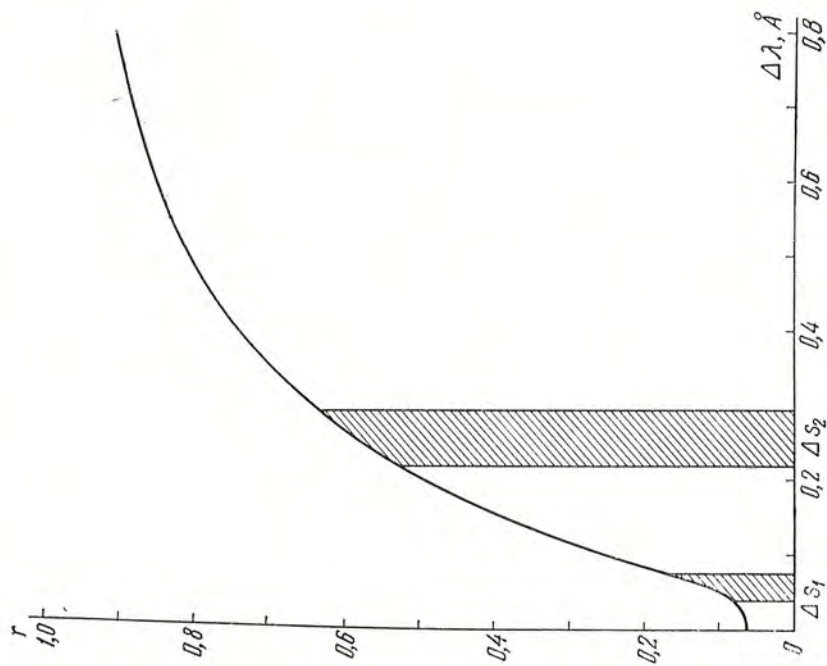
обычно используется ширина щели фотометра $\Delta s = 0,035 \text{ \AA}$ и $\Delta \lambda_1 = 0,026 \text{ \AA}$, $\Delta \lambda_2 = 0,061 \text{ \AA}$. Результат численного интегрирования (16) для магнитных полей $H \leq 350 \text{ гс}$ представлен на фиг. 5. Из этого рисунка мы видим, что заметное отклонение от пропорциональности сигнала выражению $H \cos \gamma$ имеет место при $H \geq 200 \text{ гс}$. Однако при $H = 350 \text{ гс}$ ошибка при определении поля не превосходит 50 гс , т. е. 15% от величины



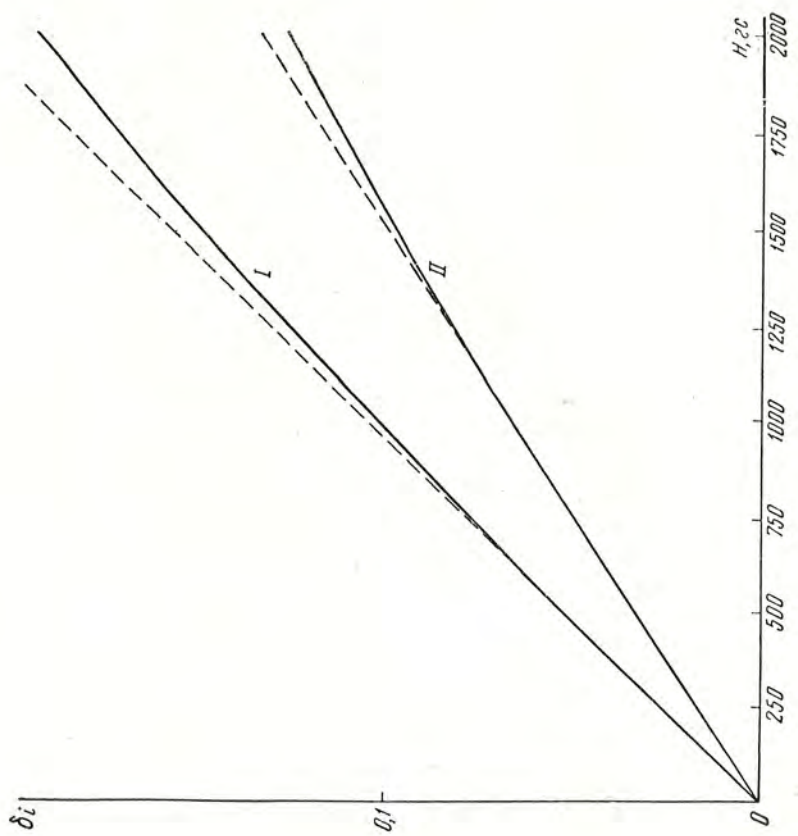
Фиг. 5. Изменение δi в зависимости от H и угла γ при конечной ширине щели, равной $0,035 \text{ \AA}$, для линии Fe $\lambda 5250 \text{ \AA}$

измеряемого поля. (Ошибка возрастает с увеличением угла γ .) Если при обработке записей используют формулу (2), то для полей $H > 200 \text{ гс}$ мы получаем заниженную величину напряженности. Так как вне солнечных пятен напряженность $H \sim 350 \text{ гс}$ встречается сравнительно редко, то можно сделать вывод, что полученные ранее и опубликованные карты магнитных полей Солнца правильно отражают истинное распределение поля. Однако наши оценки точности, по-видимому, не применимы для определения магнитного поля в солнечных пятнах. Как следует из работы [7], в больших солнечных пятнах наблюдаются эффекты деполяризации, которые проявляются в том, что в спектре ядра пятна при применении поляроидной мозаики в одной и той же ступеньке при явно продольном поле наблюдаются обе σ - и π -компоненты расщепления. Для этого случая теории образования линий поглощения в магнитном поле, развитая в [4], не является правильной. В настоящее время трудно сказать, сколь существенен эффект деполяризации для фотосферы. Однако в области полутени солнечных пятен он не наблюдается. Так же не всегда его можно обнаружить и в ядрах солнечных пятен.

Для определения изменения поля с высотой удобно использовать одну и ту же сильную линию поглощения, выделяя щелями фотометра магнитографа различные участки крыльев линии. При этом, работая в крыльях, близких к центру линии, мы будем регистрировать поля на более высоком уровне фотосферы, а по более далеким крыльям — более глубокие уровни. Для этой цели нами [8] была использована линия Na D₁ с фактором расщепления $\frac{4(2), (-2), -4}{3}$. Однако для подтверждения прежних выводов о градиенте поля в фотосфере также необходимо знать, сколь велико отклонение сигнала магнитографа от пропорциональности произведению $H \cos \gamma$.



Фиг. 6. Наблюденный контур линии $\text{Na } D_1$
и схема расположения щелей
 ΔS_1 — для определения поля в верхних слоях фотосферы;
 ΔS_2 — в нижних слоях



Фиг. 7. Изменение δi в зависимости от H для $\text{Na } D_1$
Кривая I — для щелей, вырезающих близкие крылья;
кривая II — для далеких крыльев

Для определения градиента поля были использованы следующие ширины щелей: для близких крыльев $\Delta s_1 = 0,035 \text{ \AA}$, $\Delta \lambda_1 = 0,04 \text{ \AA}$, $\Delta \lambda_2 = 0,075 \text{ \AA}$; для далеких крыльев $\Delta s_2 = 0,075 \text{ \AA}$, $\Delta \lambda_1 = 0,22 \text{ \AA}$, $\Delta \lambda_2 = 0,295 \text{ \AA}$. Вычисляя величину сигнала в зависимости от поля, мы не можем для сильных линий использовать теоретический контур, так как для них еще не решена проблема остаточных интенсивностей. Поэтому при вычислении в выражении (11) для r_+ и r_- будем брать их значения из наблюдаемого контура. Расчет произведем только для продольного поля. На фиг. 6 представлена половина наблюдаемого контура линии Na D₁ и схема расположения щелей фотометра магнитографа. Очевидно, что с изменением величины H происходит пропорциональное смещение σ -компонент. Вычисляя δi по формуле (16) и используя для определения $\Delta r(\mu)$ наблюдаемый контур, мы получим результат, представленный на фиг. 7. Из этой фигуры следует, что для близких крыльев сигнал пропорционален напряженности при $H \leq 500 \text{ гс}$, а для далеких крыльев при $H \leq 700 \text{ гс}$. Отклонения от линейности невелики и при больших полях. Так, для $H = 2000 \text{ гс}$ отклонение не превосходит 7—10%.

11 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. W. Вабсоок. Ар. J., 118, 387, 1953.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 3, 1958.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 18, 136, 1958.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 20, 1958.
5. S. Chandrasekhar. Ар. J., 106, 145, 1947.
6. В. С. Бердичевская. Астр. журн., 30, 3, 279, 1953.
7. А. Б. Северный. Астр. журн., 36, 2, 208, 1959.
8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 42, 1960.

О ПОВЕДЕНИИ ЯРКОГО ОБРАЩЕНИЯ
В ЦЕНТРЕ ЛИНИЙ Н и К Ca II
В ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап

В работе изучены контуры эмиссионной линии К Ca II для различных расстояний от центра ядра пятна. Фиг. 1 дает фотометрический разрез двух пятен I и II поперек дисперсии, полученный в частотах крыла линии К. Отдельные числа на фиг. 1 указывают те места, для которых строился эмиссионный контур линии К. Сами контуры линии К для пятен I и II представлены на фиг. 2 и 3.

Обсуждены закономерности, следующие из фиг. 2 и 3, и указано, что увеличение отношения $K_{2v} : K_{2r}$ к центру пятна и асимметрия эмиссии в центре ядра естественно объясняются эффектом Эвершеда (см. фиг. 4).

На фиг. 5 представлен ход абсолютного значения интенсивности I_v для пятен I и II в зависимости от расстояния от центра ядра.

ON THE BEHAVIOR OF THE BRIGHT REVERSAL IN THE CENTER OF H AND K Ca II LINES IN THE REGION OF A SUNSPOT, by E. R. Mustel and T. T. Tsap. — Profiles of the K Ca II emission line were studied at different distances from the center of the umbra of a spot. In fig. 1 photometric tracings of two spots, I and II, are given. The tracings were taken perpendicular to the direction of dispersion and obtained in frequencies of the wing of the K-line. Numbers on fig. 1 show the places for which the K-line emission profile was measured. The K-line profiles for spots I and II are given in figs. 2 and 3.

The regularities following from figs. 2 and 3 are discussed and it is pointed out that the increase of the ratio $K_{2v} : K_{2r}$ towards the center of the spot and the asymmetry of emission in the center of the umbra may be naturally explained by the Evershed effect (see fig. 4).

The dependence of the absolute intensity I_v for spots I and II on the distance from the center of the umbra is shown in fig. 5.

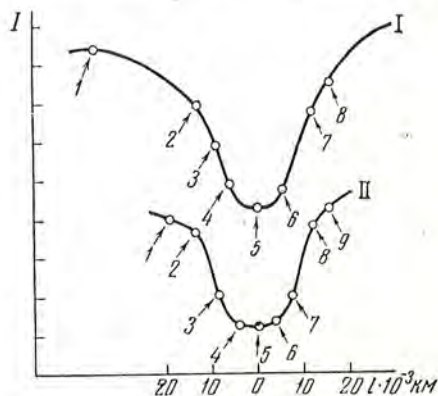
В предыдущей работе авторов [1] были изучены контуры одиночного излучения в К- и Н-линиях спектра ядер солнечных пятен. При этом осмотр полученных спектрограмм показал, что превращение двойных эмиссионных линий, наблюдаемых в спектре соседних с ядром пятна областей, в одиночные происходит в ядре пятна на довольно узком участке, обычно в самом центре пятна. При этом одиночное обращение в обеих линиях Н и К оказывается асимметричным; это было связано в [1] с эффектом Эвершеда.

В настоящей работе нами изучается более детально переход от двойных линий Н и К в одиночные. Для этого для нескольких достаточно больших

пятен построены контуры эмиссионного обращения К на различных расстояниях от центра пятна, включая и центр.

Спектры, использованные в настоящей работе, те же спектры, которые изучались нами в [1]. Они получены на Башенном солнечном телескопе обсерватории при дисперсии $0,192 \text{ \AA/мм}$.

На фиг. 1 мы даем фотометрические разрезы двух наиболее подробно



Фиг. 1. Фотометрические разрезы пятен I и II поперек дисперсии в частоте крыла К-линии

построенных контуров эмиссионной линии К для различных точек разреза через пятно. Те числа, которые отмечены на фиг. 1 и которые характеризуют положение фотометрируемой точки в пятне, представлены на фиг. 2 и 3 справа от каждого контура.

Сопоставление отдельных контуров фиг. 2 и 3 с положением той точки в пятне (и около него), для которой каждый данный контур построен, позволяет сделать следующие выводы.

1. Ширина эмиссии непрерывно убывает по мере того, как мы идем к центру пятна, точнее — к той точке, для которой энергия, излучаемая пятном в крыле линии (и практически в непрерывном спектре), минимальна. Для обоих пятен эта точка отмечена на фиг. 1 порядковым номером 5. Эти точки мы будем именовать центром ядра.

Согласно [2] и [1], общее сужение эмиссионной линии по мере перехода от флоккула к центру ядра пятна связано, по-видимому, с уменьшением числа поглощающих (и излучающих) атомов в слоях, создающих эмиссию в К- и Н-линиях при переходе от флоккула к центру ядра.

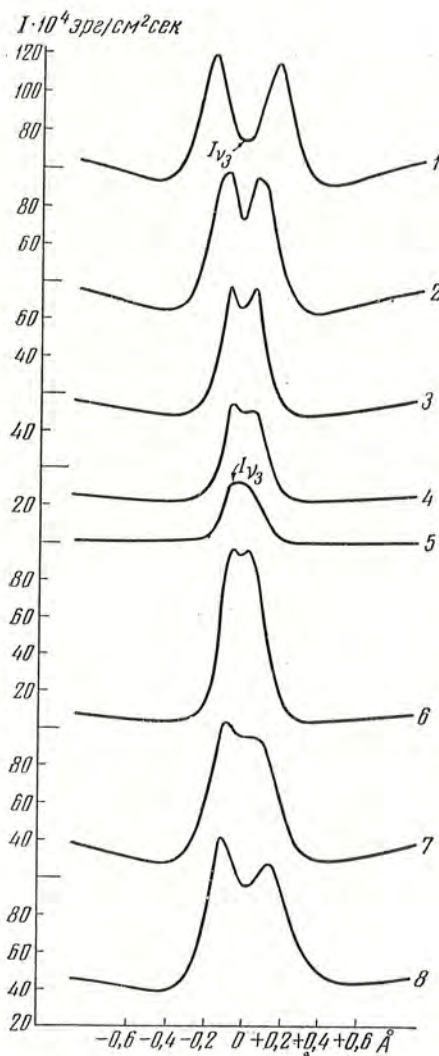
2. При приближении к центру ядра относительная роль центрального темного обращения K_3 непрерывно убывает. Согласно [2] это, по-видимому, свидетельствует об увеличении изотермии в слоях, создающих эмиссию в К- и Н-линиях, при переходе от флоккула к центру ядра.

3. При приближении к центру ядра, наряду с общим сужением эмиссии, появляется явно выраженная асимметрия в линии К; интенсивность «коротковолнового» компонента двойного эмиссионного обращения становится все большей по сравнению с интенсивностью «длинноволнового»

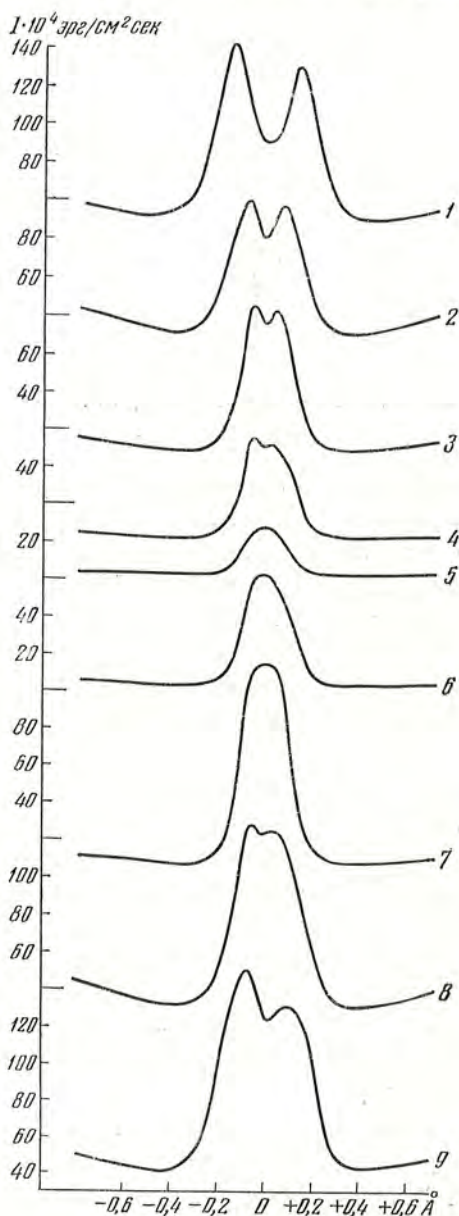
изученных нами пятен I и II. Разрезы сделаны поперек дисперсии вне центра линии К, при длине волны $\lambda 3900 \text{ \AA}$, т. е. уже в крыле этой линии. По оси абсцисс отложено расстояние в километрах, по оси ординат интенсивность излучения при $\lambda 3900 \text{ \AA}$ в произвольных единицах. Кроме того, стрелками с соответствующими числами отмечены те места, для которых строились эмиссионные контуры в линии К.

Результаты фотометрических измерений представлены для пятен I и II на фиг. 2 и 3 соответственно. Каждый рисунок дает последовательность

компонента. В непосредственной же близости от центра ядра пятна и особенно в самом центре ядра эмиссия становится вообще одиночной и при этом, что очень важно, асимметричной. В «коротковолновой» стороне



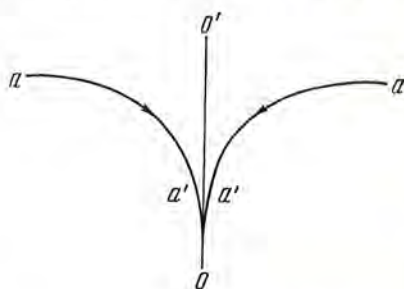
Фиг. 2. Фотометрические разрезы через пятно I эмиссионной К-линии



Фиг. 3. Фотометрические разрезы через пятно II эмиссионной К-линии

одиночной эмиссии интенсивность излучения растет к «вершине» эмиссии значительно быстрее, чем в «длинноволновой» стороне. Следует также обратить внимание на то, что отмеченные закономерности наблюдаются по обе стороны от центра ядра.

Все сказанное в настоящем пункте находит естественное объяснение с точки зрения эффекта Эвершеда. Как известно, изучение смещения линий K_3 и H_3 , возникающих в относительно высоких слоях солнечной хромосферы, показывает, что в этих слоях наблюдается втекание газов в направлении центра пятна и притом вниз, к фотосфере.



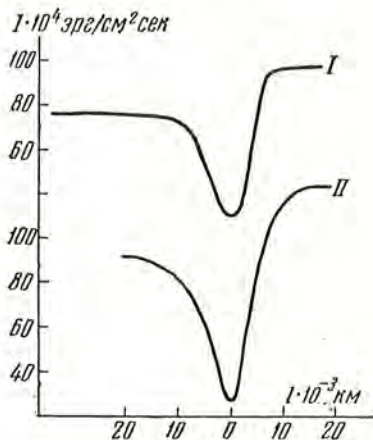
Фиг. 4. К объяснению эффекта Эвершеда

Обратимся к фиг. 4. Пусть OO' — ось пятна, проходящая через центр ядра, и пусть линии aa' — линии, вдоль которых происходит втекание газов в пятно. Тогда, даже при постоянстве скорости втекания газов в пятно (т. е. пренебрегая возможным влиянием ускорения силы тяжести), лучевая скорость, определяемая по смещению линий K_3 и H_3 , будет вдали от ядра пятна малой, а в ядре достигает максимума. Все это и наблюдается

на фиг. 2 и 3. В частности, отсутствие абсорбции K_3 и H_3 в центре ядра и небольшая асимметрия одиночной эмиссии — все это говорит просто о том, что в данном случае (т. е. вблизи линии OO' на фиг. 4) газы, создающие линии K_3 и H_3 , движутся по отношению к наблюдателю уже с достаточно высокой скоростью. В связи с этим линии K_2 и H_2 смещаются заметно по отношению к центру эмиссии и накладываются уже на «длинноволновую» сторону эмиссии; таким образом возникает указанная асимметрия эмиссионных линий K и H в спектре центра ядра.

Для дальнейшего количественного анализа тех явлений, которые связаны с рассматриваемым кругом вопросов, большой интерес представляет изучение абсолютного значения интенсивности I_v в самом центре эмиссионного обращения. Для флоккулов это интенсивность центра линий K_3 и H_3 , для центра ядра — максимальная интенсивность одиночной эмиссии (см. фиг. 2).

Определение величин I_v было проведено по контурам тех же фиг. 2 и 3 и величины нанесены на фиг. 5 для обоих пятен I и II в зависимости от расстояния от центра ядра. При этом по оси ординат на фиг. 5 отложено абсолютное значение интенсивности I_v в эргах на 1 см^2 и на $1 \text{ \AA}$. Мы видим, что для обоих пятен величина I_v минимальна в центре ядра и растет по обе стороны от него. Естественно, что этот результат мог быть получен только путем непосредственной фотометрии. Действительно, при рассмот-



Фиг. 5. Ход абсолютного значения интенсивности I_v для пятен в зависимости от расстояния от центра ядра

рении одних только спектрограмм может показаться (из-за различных явлений контраста), что интенсивность излучения I_{ν_2} одинакова как в пятне, так и в соседнем флоккуле.

12 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 75, 1960.
 2. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 13, 96, 1955.
-

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ С ГЛУБИНОЙ
ОТНОШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ
СЕЛЕКТИВНОГО И НЕПРЕРЫВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

Э. А. Барановский

Исследуются контуры линий $\text{Mg } \lambda 5173$ и $\text{Fe } \lambda 5434$ в спектре пятен. Обнаружено сильное расхождение наблюдаемых контуров указанных линий с теоретическими контурами, вычисленными на основании существующих моделей пятна. Показано, что для случая $\eta_0 = \text{const}$ (η_0 — отношение коэффициентов селективного и непрерывного поглощения) невозможно добиться согласия теории с наблюдениями путем подбора физических параметров, характеризующих структуру пятна. Вычисляется изменение η_0 с глубиной, необходимое для объяснения наблюдаемых контуров. Кроме контуров вышеупомянутых линий, используются также контуры линии $\text{D}_1 \text{ Na}$ в пятне, полученные в [1]. Величина η_0 оказывается возрастающей с глубиной на два-три порядка.

ON THE VARIATION WITH DEPTH OF THE RATIO OF THE SELECTIVE AND CONTINUOUS ABSORPTION COEFFICIENTS IN A SUNSPOT, by E. A. Baranovsky. — The profiles of $\text{Mg } \lambda 5173$ and $\text{Fe } \lambda 5434$ were studied in spectra of spots. A pronounced difference was detected between the observed profiles of these lines and the theoretical profiles, calculated from spot models. It is shown that in the case of $\eta_0 = \text{const}$ (η_0 being the ratio of the coefficients of selective and continuous absorption) it is impossible to find an accordance between theory and observations by a selection of the physical parameters characterizing the structure of the spot. The variation of η_0 with depth, necessary for explaining the observed profiles, was calculated. Besides the profiles of the above lines, the profiles of $\text{D}_1 \text{ Na}$ in the spot obtained in [1] were also used. η_0 was found to increase with depth by a factor of 10^2 — 10^3 .

ВВЕДЕНИЕ

Существующие модели пятна не в состоянии объяснить наблюдаемые контуры некоторых линий поглощения. Сильное расхождение теоретических и наблюдаемых контуров для линии $\text{D}_1 \text{ Na}$ в спектре пятна было обнаружено в [1]. В настоящей работе исследовались контуры линий $\text{Mg } \lambda 5173$ и $\text{Fe } \lambda 5434$ в спектре пятна. Так же как и линия $\text{D}_1 \text{ Na}$, указанные линии магния и железа показывают несоответствие теоретических и наблюдаемых контуров, заключающееся в том, что последние имеют более широкие и пологие крылья, чем теоретические контуры.

Теоретический контур линии поглощения определяется в основном двумя факторами: а) коэффициентом селективного поглощения на один

атом, т. е. функцией $H(a, p)$, если рассматривается только эффект Доплера и затухание; б) изменением с глубиной отношения коэффициентов селективного и непрерывного поглощения $\eta_0 = \frac{\sigma_{\nu_0}}{k_{\nu_0}} \sigma_{\nu_0}$, где $\sigma_{\nu_0}, k_{\nu_0}$ — коэффициенты селективного и непрерывного поглощения для центра линии. Влияние величины $\beta = \frac{B_0}{B_1}$ на вид контура пренебрежимо мало. (Здесь B_0, B_1 — коэффициенты линейного разложения планковской функции $B(T)$ по степеням τ — оптической глубины в непрерывном спектре.) Истинное селективное поглощение и некогерентное рассеяние мы не рассматриваем.

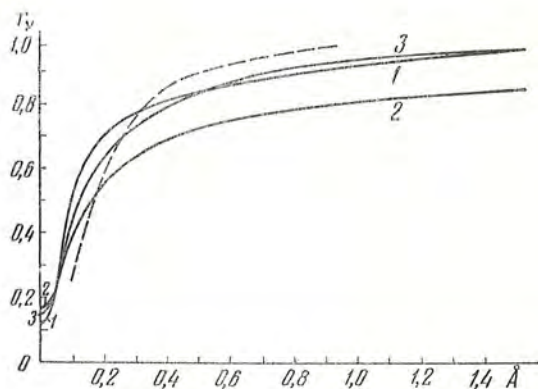
В настоящей работе показывается, что при η_0 , не меняющемся с глубиной, невозможно добиться согласия теоретических и наблюдаемых контуров. Вычисляется также ход η_0 с глубиной, необходимый для согласия теории с наблюдениями.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

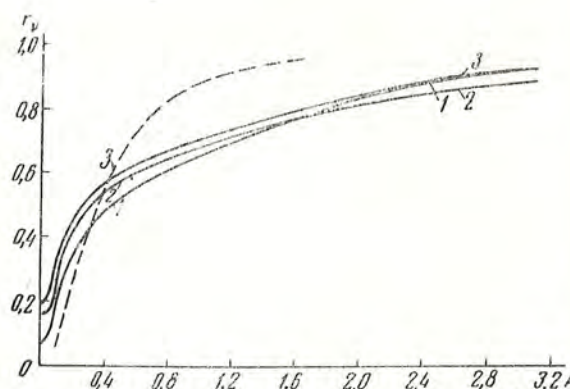
Для трех пятен получены контуры линии Fe λ 5434 и линии Mg λ 5173. Спектры пятен снимались на БСТ (описание см. в [2]). Диаметр Солнца на щели спектрографа равнялся 320 мм. Съемка производилась в IV (для λ 5434) и V (для λ 5173) порядках дифракционной решетки с дисперсией соответственно 0,310 Å/мм и 0,203 Å/мм.

Дата	Пятно	Область спектра	Расстояние от центра диска	Радиус ядра пятна в долях $R_{\odot}$	$\frac{I_p}{I_\Phi}$	$\frac{I_n}{I_\Phi}$	$\frac{I_p}{I_n}$
19.VI 1957 г.	1	5173, 5434	0,65	0,0092	0,038	0,127	0,30
24.VI 1957 г.	2	5173, 5434	0,40	0,020	0,049	0,118	0,42
30.VI 1957 г.	3	5173, 5434	0,50	0,013	0,037	0,132	0,28
28.VIII 1957 г.	4	D ₁ Na	0,70	0,010	0,053	0,272	0,20
10.II 1958 г.	5	D ₁ Na	0,51	0,014	0,017	0,060	0,29

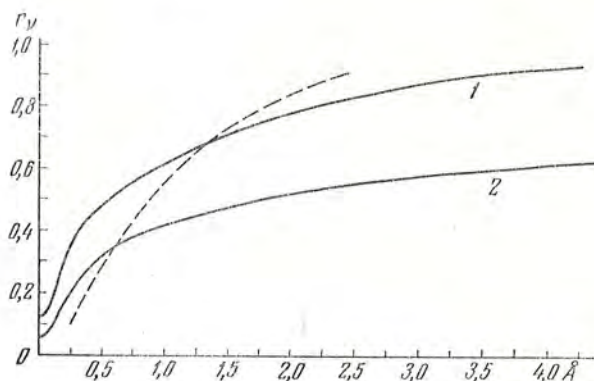
Для каждого спектра учитывались рассеянный свет и замывание, вызванное дрожанием изображения. Метод учета рассеянного света и замываний описан в [1] и [3]. В таблице приведены величины $\frac{I_p}{I_\Phi}, \frac{I_n}{I_\Phi}$ и $\frac{I_p}{I_n}$. I_p, I_Φ и I_n — интенсивности излучения в непрерывном спектре рассеянного света над пятном, фотосферы около пятна и пятна соответственно. Замывание оказалось пренебрежимо малым во всех случаях.



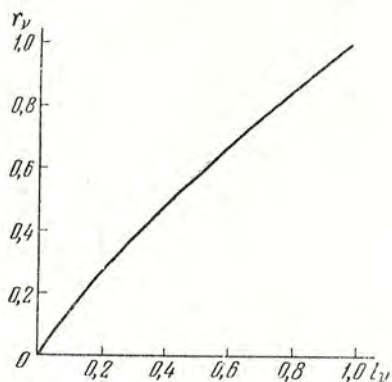
Фиг. 1. Кривые 1, 2, 3 — наблюдаемые контуры линии λ 5434 соответственно для пятен 1, 2, 3. Пунктирная кривая — теоретический контур при $\eta_0 = \text{const}$



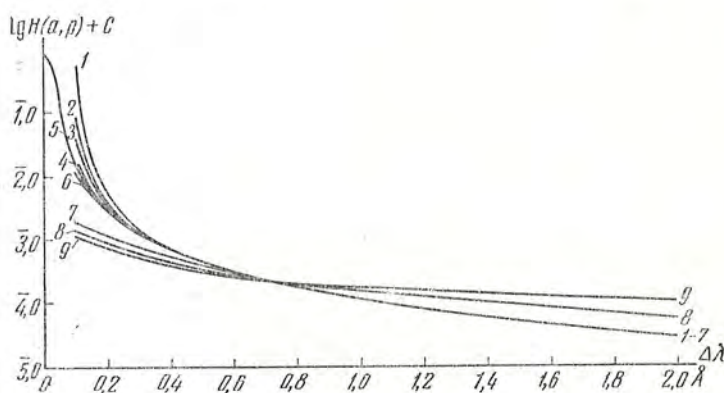
Фиг. 2. Кривые 1, 2, 3 — наблюдаемые контуры линии λ 5173 соответственно для пятен 1, 2, 3. Пунктирная кривая — теоретический контур при $\eta_0 = \text{const}$



Фиг. 3. Кривые 1, 2 — наблюдаемые контуры линии D_1 Na соответственно для пятен 4, 5. Пунктирная кривая — теоретический контур при $\eta_0 = \text{const}$



Фиг. 4. Зависимость между остаточной интенсивностью и величиной $l_v = \frac{1}{\eta_v + 1}$ при $\eta_0 = \text{const}$



Фиг. 5. Функция $H(a, p)$, вычисленная для разных значений γ и Δv_D

Кривая 1 — $\gamma = 7 \cdot 10^8$, $\Delta v_D = 6,0 \cdot 10^3$; кривая 2 — $\gamma = 7 \cdot 10^8$, $\Delta v_D = 6,0 \cdot 10^3$; кривая 3 — $\gamma = 7 \cdot 10^7$, $\Delta v_D = 4,0 \cdot 10^3$; кривая 4 — $\gamma = 7 \cdot 10^8$, $\Delta v_D = 4,0 \cdot 10^3$; кривая 5 — $\gamma = 7 \cdot 10^8$, $\Delta v_D = 4,0 \cdot 10^3$; кривая 6 — $\gamma = 7 \cdot 10^{10}$, $\Delta v_D = 2,6 \cdot 10^3$; кривые 7, 8, 9 — вид функции $H(a, p)$, необходимый для объяснения наблюдаемых контуров линий соответственно для λ 5434, λ 5173 и D_1 Na при $\eta_0 = \text{const}$

Полученные таким образом контуры показаны на фиг. 1 и 2. Кроме того, были использованы контуры линии $D_1 Na$ для двух пятен, полученные в [1] (фиг. 3). Величины $\frac{I_p}{I_\phi}$, $\frac{I_\pi}{I_\phi}$ и $\frac{I_p}{I_\pi}$ для этих контуров также приведены в таблице.

§ 2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КОНТУРОВ ДЛЯ ПОСТОЯННОГО η_0

Решение уравнения переноса для $\eta_0 = \text{const}$ дано в [4]. Это решение дает нам однозначную зависимость между r_v и η_v , где r_v — остаточная интенсивность, а $\eta_v = H(a, p) \eta_0$. На фиг. 4 изображена полученная таким образом зависимость между r_v и $l_v = \frac{1}{\eta_v + 1}$. Задавая теперь функцию $H(a, p)$ и численное значение η_0 , мы можем при помощи фиг. 4 построить контур линии поглощения. Вид функции $H(a, p)$ зависит от величины постоянной затухания γ и доплеровской полуширины $\Delta\nu_D$. На фиг. 5 изображена функция $H(a, p)$ для разных γ и $\Delta\nu_D$. По оси абсцисс отложены расстояния от центра линии $\Delta\lambda$, по оси ординат — $\lg H(a, p) + C$. Постоянная величина C выбиралась для каждой кривой таким образом, чтобы все кривые пересекались в точке с абсциссой $\Delta\lambda = 0,8 \text{ \AA}$. Теоретические контуры, изображенные на фиг. 1—3, мы вычисляли, используя кривую 5 (фиг. 5). (Здесь и в следующем параграфе кривая 5 для линии $Mg \lambda 5173$ была видоизменена в соответствии с магнитным расщеплением, так как данная линия фотографировалась без поляроидной насадки.) Для этой кривой значение $\gamma = 7,0 \cdot 10^9$ взято из работы [5]. Значение $\Delta\nu_D = 4,0 \cdot 10^9$ соответствует средним физическим условиям в модели пятна Мишара, если положить турбулентную скорость $v_t = 1,80 \text{ км/сек}$ (по определению В. Е. Степанова [6]). Величина η_0 выбиралась таким образом, чтобы теоретические контуры наилучшим образом соответствовали наблюдаемым.

Как видим, расхождение теоретических и наблюдаемых контуров весьма значительно. Определим теперь, какой вид функции $H(a, p)$ соответствует наблюдаемым контурам (в предположении $\eta_0 = \text{const}$). Для этого поступаем следующим образом. Для ряда точек с различными расстояниями от центра линии $\Delta\lambda$ снимаем с наблюдаемого контура ряд значений r_v и при помощи фиг. 4 находим соответствующий ряд значений η_v . Так как $\eta_v = H(a, p) \eta_0$, то полученные величины η_v суть не что иное, как значения функции $H(a, p)$ для разных $\Delta\lambda$ (с точностью до постоянного множителя).

Найденные таким образом функции $H(a, p)$ нанесены на фиг. 5 (кривые 7—9). Как видно из чертежа, ни одна из них не совпадает с кривыми 1—6. Наилучшее согласие между кривыми 7—9 и теоретическими кривыми получается при больших γ и малых $\Delta\nu_D$. Однако при постепенном увеличении γ и уменьшении $\Delta\nu_D$ теоретические кривые не приближаются как угодно близко к кривым 7—9, а асимптотически стремятся к кривой 6 ($\gamma = 7,0 \cdot 10^{10}$, $\Delta\nu_D = 2,60 \cdot 10^9$). Кроме того, все теоретические кривые совпадают между собой для $\Delta\lambda > 0,5 \text{ \AA}$. В то же время они значительно отличаются в этой области от кривых 8, 9. Отсюда следует, что, изменяя физические условия, нельзя получить теоретические кривые вида 7—9.

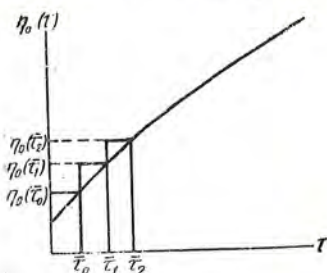
§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ $\eta_0(\tau)$

Будем считать, что функция $H(a, p)$ имеет форму 5 (фиг. 5), и определим для этого случая ход η_0 с глубиной. Для дальнейшего нам понадобятся следующие два почти очевидные положения.

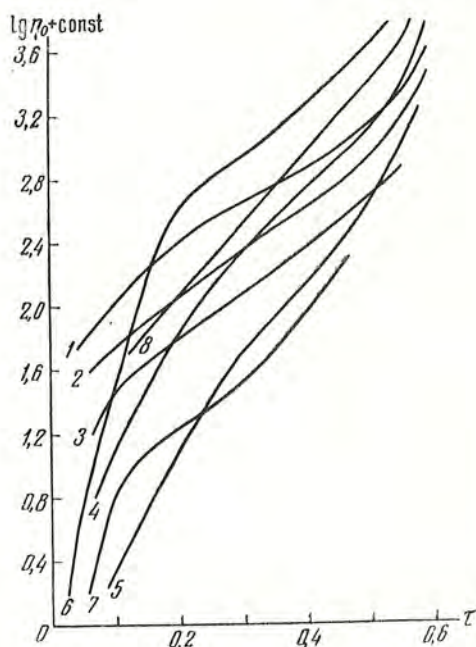
1) Если величина $\eta_v(\tau)$, соответствующая какой-то точке контура линии поглощения с остаточной интенсивностью r_v , меняется с глубиной в пределах $\mu \leq \eta_v(\tau) \leq M$, и мы нашли такое $\bar{\eta}_v = \text{const}$, что соответствующая ему остаточная интенсивность $\bar{r}_v(\bar{\eta}_v) = r_v$, то имеет место неравенство $\mu \leq \bar{\eta}_v \leq M$. Если рассматриваемая область изменения $\eta_v(\tau)$ соответствует области изменения оптической глубины $0 \leq \tau \leq l$, то можно написать $\bar{\eta}_v = \eta_v(\bar{\tau})$, где $0 \leq \bar{\tau} \leq l$.

2) Если для двух точек контура имеем соответственно $r_{v_1}, \eta_{v_1} = \eta_{v_1}(\tau_1)$ и $r_{v_2}, \eta_{v_2} = \eta_{v_2}(\tau_2)$, то $\tau_2 > \tau_1$, если $r_{v_2} > r_{v_1}$.

Возьмем теперь ряд значений $r_{v_0}, r_{v_1}, r_{v_2}, \dots$, где $v_0 < v_1 < v_2 < \dots$ (v_0 — частота центра линии), и при помощи фиг. 4 найдем соответствующие



Фиг. 6. К вычислению величин $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \dots$



Фиг. 7. Изменение η_0 с глубиной, полученное из анализа наблюдаемых контуров линий поглощения

Кривые 1, 2, 3 определены по линии $\lambda 5434$ соответственно для пятен 1, 3, 2; кривые 3, 4, 5 — по линии $\lambda 5173$ для пятен 1, 2, 3; кривые 6, 7 — по линии D_1Na для пятен 4 и 5

значения $\bar{\eta}_v: \bar{\eta}_{v_0}, \bar{\eta}_{v_1}, \bar{\eta}_{v_2}, \dots$ или, что то же, $\eta_{v_0}(\bar{\tau}_0), \eta_{v_1}(\bar{\tau}_1), \eta_{v_2}(\bar{\tau}_2), \dots$

Так как $\eta_v = H(a, p) \eta_0$, то получаем ряд значений η_0 :

$$\eta_0(\bar{\tau}_0) = \frac{\eta_{v_0}(\bar{\tau}_0)}{H_{v_0}(a, p)}, \quad \eta_0(\bar{\tau}_1) = \frac{\eta_{v_1}(\bar{\tau}_1)}{H_{v_1}(a, p)}; \quad \eta_0(\bar{\tau}_2) = \frac{\eta_{v_2}(\bar{\tau}_2)}{H_{v_2}(a, p)}, \dots$$

Здесь $H_{v_0}(a, p), H_{v_1}(a, p), H_{v_2}(a, p), \dots$ — значения функции $H(a, p)$ в точках $v_0, v_1, v_2, \dots$. Согласно изложенному выше, $\bar{\tau}_0 < \bar{\tau}_1 < \bar{\tau}_2 < \dots$. Значения $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$ нам пока не известны. Для η_v , незначительно меняющегося с глубиной, можно принять (см., например, [7]), что с достаточной степе-

нию точности остаточную интенсивность I_v можно вычислить при предположении $\bar{\eta}_v = \eta_v = \text{const}$, причем $\bar{\eta}_v$ нужно брать в точке, где $\tau_v = 0,6$. Здесь τ_v — оптическая глубина в соответствующей точке линии (т. е. с учетом селективного и непрерывного поглощения). Мы воспользуемся этим обстоятельством для приближенной оценки величин $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$.

Заменим непрерывную кривую $\eta_0(\tau)$ ломаной линией (фиг. 6), т. е. будем считать, что η_0 меняется скачками в точках $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$, а между этими точками $\eta_0 = \text{const}$.

Согласно принятому предположению, полагаем, что в точках $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$ оптическая глубина в линии $\bar{\tau}_0$ для частот соответственно $\nu_0, \nu_1, \nu_2, \dots$ равна 0,6. Оптическая глубина τ_v составляется из оптической глубины в непрерывном спектре τ плюс оптическая глубина, обусловленная селективным поглощением. Последняя равна $\eta_v \tau$, если мы имеем $\eta_v = \text{const}$. Таким образом $\tau_v = \eta_v \tau + \tau$. Применим это равенство для выражения оптических глубин в точках $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$. Для точки $\bar{\tau}_0$ (и частоты ν_0) имеем:

$$0,6 = H_{\nu_0}(a, p) \eta_0(\bar{\tau}_0) \bar{\tau}_0 + \bar{\tau}_0.$$

Оптическая глубина в точке $\bar{\tau}_1$ является суммой оптической глубины в точке $\bar{\tau}_0$ и оптической толщины между точками $\bar{\tau}_0$ и $\bar{\tau}_1$, т. е. получаем (здесь $\nu = \nu_1$)

$$0,6 = H_{\nu_1}(a, p) \eta_0(\bar{\tau}_0) \bar{\tau}_0 + \bar{\tau}_0 + H_{\nu_1}(a, p) \eta_0(\bar{\tau}_1) (\bar{\tau}_1 - \bar{\tau}_0) + (\bar{\tau}_1 - \bar{\tau}_0).$$

Написав аналогичные равенства для точек $\bar{\tau}_2, \bar{\tau}_3$ и т. д., находим последовательно величины $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$.

Для получения зависимости $\eta_0(\tau)$ нами были использованы точки контура на расстояниях от центра линии $\Delta\lambda = 0,0, 0,02, 0,04, 0,06, 0,08, 0,10, 0,12, 0,15, 0,20, 0,30, 0,40, 0,50, 0,60, 0,80, 1,00, 1,5, 2,0 \text{ \AA}$. Найденная таким образом зависимость $\eta_0(\tau)$ для разных линий поглощения и разных пятен изображена на фиг. 7.

Следует отметить, что неточность в определении величин $\bar{\tau}_0, \bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \dots$, никак не сказывается на определении величин $\eta_0(\bar{\tau}_0), \eta_0(\bar{\tau}_1), \eta_0(\bar{\tau}_2), \dots$, так что вышеупомянутая неточность может привести только к сжатию или растяжению кривой $\eta_0(\tau)$ вдоль оси абсцисс.

ВЫВОДЫ

1. Для постоянного η_0 невозможно путем подбора физических параметров получить такой вид функции $H(a, p)$, чтобы теоретические контуры хорошо представляли наблюдения.

2. Для функции $H(a, p)$, вычисленной с параметрами, соответствующими физическим условиям в модели пятна Мишара ($\gamma = 7,0 \cdot 10^9$, $T = 4000^\circ$), и турбулентной скоростью $v_t = 1,80 \text{ км/сек}$, величина η_0 оказывается возрастающей с глубиной таким образом, что в интервале оптической глубины τ от 0,1 до 0,6 η_0 увеличивается на два-три порядка. Зависимость $\eta_0(\tau)$ оказалась в общих чертах одинаковой для всех исследованных пятен и линий поглощения.

Во всех существующих в настоящее время моделях пятна, в частности в модели Мишара, η_0 с глубиной не меняется или незначительно уменьшается. Мы видели, что такой ход η_0 с глубиной не объясняет наблюдаемых контуров линий поглощения. По-видимому, необходима разработка более совершенной модели пятна.

Для общности мы начинали вычисления с $\Delta\lambda = 0,0$ (центр линии поглощения), но ввиду сложности и неясности проблемы центральной остаточной интенсивности результаты, полученные при помощи этой части контура, нужно считать менее уверенными. Это относится к кривым фиг. 7 в области $0 \leq \tau \leq 0,15$.

3. В настоящей работе не дается физической интерпретации полученных результатов, однако необходимо заметить следующее. Так как кривые $\eta_0(\tau)$ одинаковы для всех линий поглощения, то, по-видимому, имеется какая-то общая для всех линий причина, вызывающая увеличение η_0 с глубиной.

20 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. А. Барановский и В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 180, 1959.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 31, 1955.
 3. В. Е. Степанов. Сообщения ГАИШ, № 100, 3, 1957.
 4. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 340, 1953.
 5. О. А. Мельников и С. С. Журавлев. Вестник ЛГУ, № 8, 87, 1955.
 6. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 20, 1958.
 7. Л. Х. Аллер. Астрофизика, т. I. ИЛ, 1955, стр. 303.
-

ОЦЕНКА УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЯХ ВОДОРОДА L_α , He I, He II*

А. Б. Северный

Приведены оценки излучения вспышек, а также невозмущенной хромосферы в резонансных линиях He I, λ 584 Å, He II, λ 304 Å и L_α для температур $T = 10\,000^\circ$ и $T = 25\,000^\circ$. Полученные оценки хорошо согласуются с результатами ракетных измерений.

AN ESTIMATE OF ULTRAVIOLET EMISSION OF FLARES IN RESONANCE LINES L_α , He I AND He II, by *A. B. Severny*.— The emission in resonance lines L_α , He I λ 584 Å and He II λ 304 Å of flares was estimated for temperatures $T = 10\,000^\circ$ and $T = 25\,000^\circ$. A good agreement was found between these estimates and data of rocket observations.

§ 1. СВЕЧЕНИЕ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I λ 584

Наибольший интерес представляют резонансные линии λ 584 Å нейтрального гелия и λ 304 Å иона гелия, соответствующие линии L_α для водорода.

Рассмотрим линию λ 584, переход $2^1P \rightarrow 1^1S$ в основное состояние паргелия. Для оценки интенсивности этой линии необходимо знать числа $N_2(2^1P)$ и $N_1(1^1S) = N_1$ — числу атомов нейтрального гелия (большая часть которого находится в основном состоянии). Оценим ионизацию гелия в верхних слоях вспышки, откуда доходит видимое излучение в серии Бальмера. При температурах вспышек $T > 10^4^\circ$ К ионизация He I производится как электронным ударом, так и благодаря фотоэффекту. Для паргелия (потенциал ионизации 24 е) основным является электронный удар, так как большинство всех электронов находится в основном состоянии, а энергия непрерывного излучения недостаточна для ионизации. (Для ортогелия, наоборот, основная роль принадлежит излучению.) Исходя из условия

$$N_e N_I C_{1\infty} = N_e N_{II} F_{\infty 1}, \quad (1.1)$$

где C — сечение возбуждения ударом, $F_{\infty 1}$ — сечение для рекомбинаций, в работах [1] и [2] даны оценки N_I/N_{II} . Аналогичный расчет сделан для

* Работа выполнена в марте 1958 г.

отношения N_{II}/N_{III} . Следует иметь в виду, что во вспышках излучение, возникающее при фоторекомбинациях, может быть столь же эффективно как и электронный удар (см. [3]), поэтому полученное из (1.1) отношение N_I/N_{II} есть верхний предел; фактически ионизация может быть несколько больше (фотоионизация собственным излучением также пропорциональна N_I).

Согласно [2] имеем (см. табл. 1):

Таблица 1

T	$\frac{N_I}{N_{II}}$	$\frac{N_{II}}{N_{III}}$
10^4	$2,87 \cdot 10^5$	$\geq 10^6$
$2,5 \cdot 10^4$	0,624	$27 \cdot 10^6$

Таблица 2

T	$N_I = N_{II}$	N_{III}
10^4	$4 \cdot 10^{12}$	0
$2,5 \cdot 10^4$	$1,52 \cdot 10^{12}$	$2,45 \cdot 10^{12}$

т. е. при $T = 10^4$ подавляющая масса атомов He находится в нейтральном состоянии, а при $T = 2,5 \cdot 10^4$, ионов He II примерно в два раза больше, чем нейтральных атомов, а число ионов He III пренебрежимо мало.

Полное число атомов гелия $N_{He} \approx \frac{1}{5} N_H$, где N_H — полное число водородных атомов во вспышке $\sim 2 \cdot 10^{13}$ (см. [3]); отсюда

$$N_{He} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (1.2)$$

Таким образом, получаем (см. табл. 2).

Если пренебрегать процессами возбуждения излучением из состояния 1^1S в состояние 2^1P и считать, что все процессы возбуждения связаны с электронным ударом, то

$$N_2 A_{21} = C_{12} N_1 N_e, \quad A_{21} = 2,33 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}, \quad (1.3)$$

где слева число спонтанных переходов, или (см. [1])

$$\frac{N_2}{N_1} = 4,30 \cdot 10^{-10} C_{12} N_e, \quad (1.4)$$

что дает заниженное значение возбуждения на 2-й уровень.

Величина $C_{12} = 6,42 \cdot 10^{-13}$ определена в [1] (табл. 1) для $T = 25\,000^\circ$. Для $T = 10^4$ можно оценить C_{12} по формуле (см. [1], стр. 539)

$$C_{12} = 4,67 \cdot 10^{-18} \cdot 4 \left(\frac{2kT}{\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{20}{kT}} \left(\frac{10 + kT}{\alpha} \right), \quad (1.5)$$

где $\alpha = 1 \text{ эв} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, $kT = 0,863 \text{ эв}$, ($T = 10^4$), так что получаем значения, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

T	C_{12}	N_2/N_1	$(N_2/N_1)_{\text{Больш.}}$	p_λ	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$E, \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$
10^4	$5,28 \cdot 10^{-19}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$6,4 \cdot 10^{-11}$	$1,4 \cdot 10^6$	0,95	$2,9 \cdot 10^{-10}$
$2,5 \cdot 10^4$	$6,42 \cdot 10^{-13}$	$2,7 \cdot 10^{-9}$	$1,65 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	1,67	$5,8 \cdot 10^{-4}$

Принимая, согласно [3], электронную плотность вспышек $\sim 10^{13}$, получим N_2/N_1 , указанные в таблице.

Оценим оптическую толщину эмиссии $\lambda 584$ в центре для случая уширения благодаря Допплер-эффекту и затуханию. Имеем

$$\tau_\lambda = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D} f_{12} N_1 H \varphi(v), \quad (1.6)$$

где

$$\frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} = 4,97 \cdot 10^{-13}; \quad \varphi(v) = e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} (1 - 2vF(v)); \quad v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}, \quad (1.7)$$

а H — линейная глубина вспышки. Здесь $f_{12} = 0,355$ (см. [4]), а величина

$$a = \frac{\gamma_{\text{зат}}}{\Delta\omega_D} = \frac{A_{21}}{\Delta\omega_D}. \quad (1.8)$$

У вспышек наблюдается в эмиссии линия $\lambda 3964,7$ парагелия (переход $4^1P \rightarrow 2^1S$). Эта эмиссия оптически тонкая и ее наблюденная ширина $0,2 \text{ \AA}$ равна примерно доплеровской $\Delta\lambda_D$ (см. [5]). Для $\lambda 584$ ширина $\Delta\lambda_D$ будет

$$\Delta\lambda_D \approx \frac{584}{3965} \cdot 0,2 \approx 0,03 \text{ \AA}. \quad (a)$$

С другой стороны, при температуре $25\,000^\circ$ ширина $\lambda 584 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda_D$ будет

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = 0,02 \text{ \AA}, \quad T = 2,5 \cdot 10^4. \quad (б)$$

Небольшое отличие этой величины от (а) вероятно связано не только с отличием температуры от $25\,000^\circ$, а главным образом с наличием турбулентных скоростей и, возможно, с небольшим самопоглощением в $\lambda 3964,7$. Таким образом, значение $\Delta\lambda_D = 0,02 \text{ \AA}$ не расходится с наблюденными данными. Далее для $\lambda 584$

$$\Delta\omega_D = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda_D = 1,08 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}; \quad a = 2,17 \cdot 10^{-3}$$

и

$$\frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D} = 8,49 \cdot 10^{-14} \quad \text{при} \quad T = 2,5 \cdot 10^4, \quad (1.9)$$

так что

$$\tau_\lambda = 3,0 \cdot 10^{-14} \cdot N_1 H \varphi(v), \quad (1.10)$$

или, так как $N_1 H = 1,3 \cdot 10^{20}$, то

$$\tau_\lambda = 3,9 \cdot 10^6 \varphi(v).$$

Для температуры $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, $\Delta\lambda_D$ уменьшится в 1,58 раза, так что

$$\tau_\lambda = 4,7 \cdot 10^{-14} N_1 H \varphi(v), \quad T = 10^4$$

или, так как $N_1 H = 4 \cdot 10^{20}$, то

$$\tau_\lambda = 1,88 \cdot 10^7 \varphi(v). \quad (1.11)$$

Так как при обоих значениях T величина $N_1 \approx 10^{20}$, а $H \approx 10^8$ см, то величина $\tau_\lambda \approx 10^6$ в центре линии ($v = 0$, $\varphi(v) = 1$), т. е. эмиссия в линии $\lambda 584 \text{ \AA}$ является оптически толстой, так что отношение чисел атомов N_2/N_1 должно приблизительно соответствовать формуле Больцмана при температуре, примерно равной кинетической температуре. Статистические веса

$$g = (2S + 1)(2L + 1) \quad (1.12)$$

для 1-го ($S = 0$, $L = 0$) и 2-го ($S = 0$, $L = 1$) уровней суть 1 и 3 соответственно, так что

$$N_2 = 3N_1 e^{-\frac{21,25}{kT} \text{ эв}}. \quad (1.13)$$

Значения $\frac{N_2}{N_1}$ приведены в табл. 2. Расхождение в пять порядков этих данных с данными, полученными ранее, указывает, вероятно, на необходимость учета возбуждения He I собственным излучением вспышки (см. ниже, случай свечения He II), которым мы пренебрегали.

Интенсивность излучения в $\lambda 584$ вспышки в сфере линии дается выражением (см. [6])

$$I_\lambda = p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}); \quad p_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1}. \quad (1.14)$$

Для $\lambda 584 \text{ \AA}$

$$p_\lambda = 5,97 \cdot 10^{20} \frac{N_2}{N_1} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad \Delta\lambda = 1 \text{ см} \quad (1.15)$$

и приведено в табл. 3 для значений N_2/N_1 , основанных на возбуждении уровня 2^1P электронным ударом. Если $\Delta\lambda$ есть ширина прямоугольника (в $\text{\AA}$) с площадью, равной

$$\overline{\Delta\lambda} = \int_0^\infty (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda, \quad (1.16)$$

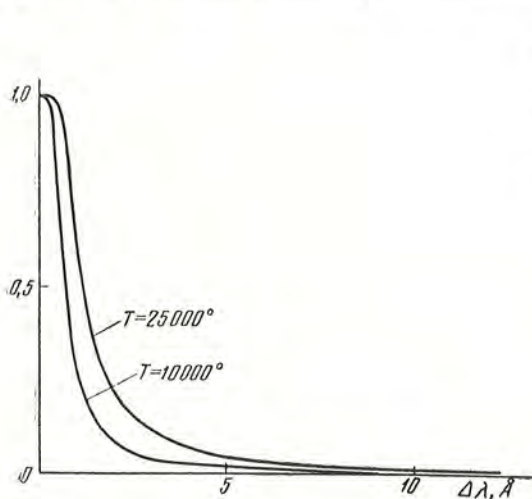
то эмиссия от всей линии есть $\varepsilon = 10^{-8} p_\lambda \overline{\Delta\lambda} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$. Контуры линии $\lambda 584$, вычисленные для $T = 10^4$ и $2,5 \cdot 10^4$, приведены на фиг. 1, а соответствующее им $\overline{\Delta\lambda}$ — в табл. 3. У поверхности Земли поток излучения в $\lambda 584$ будет

$$\mathcal{O} = \frac{s_{\text{всп}}}{s_\odot} \varepsilon \left(\frac{R}{D} \right)^2 = 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{s_{\text{всп}}}{s_\odot} \varepsilon \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad (1.17)$$

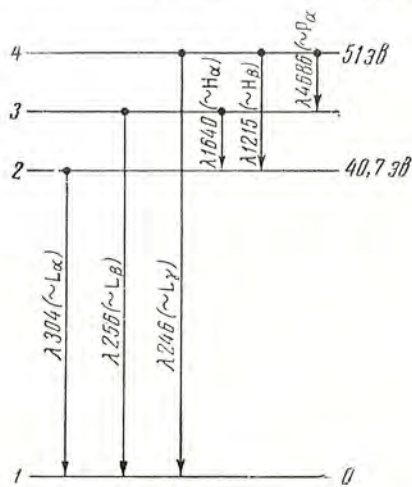
где $s_{\text{всп}}/s_\odot$ — доля площади Солнца, занимаемая областью вспышки, R — радиус Солнца, D — расстояние Солнце — Земля. Значения $\overline{\Delta\lambda}$ и $\mathcal{O}$ приведены в последних столбцах табл. 3, считая, что вспышка занимает $\sim 10^{-3}$ площади диска.

Учет возбуждения уровня 2^1P собственным излучением вспышки может существенно изменить эти оценки в сторону увеличения эмиссии $\mathcal{O}$, поэтому приведенные в табл. 3 значения есть скорее нижние предельные значения. Однако если учесть, что сечения возбуждения уровней 2^1P , вычисленные в приближении Борна, могут быть завышены

в 5—10 раз по сравнению с фактическими (согласно сообщению доктора Зирина, это обнаружено экспериментально Файтом для водорода), то возможно, что наша оценка близка к фактической эмиссии. Недавняя попытка [6] фотографирования спектра Солнца в области 100—1200 Å при помощи ракет показывает, что для нормального невозмущенного Солнца линия $\lambda 584$ Å если и имеется, то на пределе обнаружения. Если принять, согласно нашим расчетам, что эмиссия вспышки в $\lambda 584$ грубо



Фиг. 1.



Фиг. 2.

$\sim 10^{-3}$ эрг/см² сек, а также принять, что вспышка в этой линии, так же как в H_{α} , испускает в 100 раз больше, чем нормальная хромосфера *, то эмиссия хромосферы по нашим оценкам должна составлять

$$10^{-3} \frac{1}{100} \cdot \frac{s_{\odot}}{s_{\text{всп}}} \approx 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad (1.18)$$

что вполне может быть обнаружено светосильным спектрографом, особенно если учесть, что экспозиция может длиться ~ 10 сек.

§ 2. СВЕЧЕНИЕ ЛИНИИ He II $\lambda 304$

Очевидно (из табл. 1), что из-за ничтожной ионизации гелия при $T = 10^4$ свечение $\lambda 304$ будет ничтожным и поток в этой линии будет $\sim 10^{-6}$ от потока в $\lambda 584$ при прочих равных условиях. Поэтому рассмотрим излучение этой линии только для $T = 25000^{\circ}$. На появление сильной линии $\lambda 304$ во вспышках указывает появление в них линии $\lambda 4686$, принадлежащей He II (переход $4 \rightarrow 3$, соответствующий R_{α} -линии водорода, см. схему переходов, на фиг. 2). Очевидно, что для сколько-нибудь заметного свечения этой линии $\lambda 4686$ Å нужно активное возбуждение атомов He II на уровне $n \geq 2$. Так как потенциал возбуждения уровня $n = 2$, $\epsilon_{12} = 40,7$ эв, то подобным агентом возбуждения едва ли может являться

* Эквивалентная ширина H_{α} в сильных вспышках достигает 10 Å, тогда как для хромосферы она $\sim 0,1$ Å.

электронный удар ($kT = 2,16$ эв при $T = 25\,000^\circ$). Действительно, сечение возбуждения $1 \rightarrow 2$ ударом можно грубо оценить по формуле (см. [7])

$$C_{12} = \left(\frac{8kT}{m} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_{12}}{kT} \right) e^{-\frac{\varepsilon_{12}}{kT}} q_{12}, \quad (2.1)$$

где $q_{12} \approx 10^{-16}$ по аналогии с переходами $1 \rightarrow k$ для атома водорода. Величина $C_{12} = 1,2 \cdot 10^{-15}$, так что условие (1.3) дает

$$N_2 / N_1 = 1,2 \cdot 10^{-15} \frac{N_e}{A_{21}}, \quad (2.2)$$

где $A_{21} = Z^4 A_{21}(L_\alpha)$, $A_{21}(L_\alpha)$ — вероятность перехода для линии L_α водорода, Z — заряд, равный 2. Так как $A_{21}(L_\alpha) = 4,68 \cdot 10^8$, то $A_{21} = 7,50 \cdot 10^9$ и величина $N_2 / N_1 \approx 10^{-17}$. Таким образом, если возбуждение $1 \rightarrow 2$ связано с электронным ударом, то согласно (1.14) и данным табл. 3, свечение $\lambda\,304$ Å будет в $\sim 10^3$ раз слабее, чем свечение $\lambda\,584$, что противоречит сильному свечению $\lambda\,4686$ во вспышках (см. [2]). Так как при температуре $25\,000^\circ$ содержание He II во вспышке составляет почти $1/5$ от содержания нейтрального водорода при $T = 10\,000^\circ$ и атом He II вполне подобен атому H, то можно ожидать, что положение с He II при $T = 25\,000^\circ$ будет сходным с положением для H I при температуре 10^4 , изученном в [3]. В [3] показано, что возбуждение атомов H вплоть до 3-го уровня связано главным образом с фотовозбуждением полем собственного излучения вспышки, так что эмиссия всех линий, излучаемых с $n \leq 3$, заведомо оптически толстая. В этом случае распределение атомов по уровням $n \leq 3$ дается приближенно формулой Больцмана с температурой возбуждения, равной кинетической температуре $25\,000^\circ$. Поэтому можно ожидать, что эмиссия He II, $\lambda\,4686$ оптически толстая. Проверим это, считая расширение линии доплеровским. Мы имеем для центра линии

$$\tau_\lambda = \frac{V \pi e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda_D} N_3 H / f_{34} = 0,57 \cdot 10^{-12} N_3 H, \quad (2.3)$$

так как сила осциллятора $f_{34} = 0,842$, а $\Delta \lambda_D = 0,16$ при $T = 25\,000^\circ$. По формуле Больцмана

$$N_3 / N_1 = 9e^{-48,3 \text{ эв} / kT} \approx 10^{-9}, \quad (2.4)$$

и так как, согласно табл. 2, $N_1 = N_{\text{H}} = 2,45 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, то

$$N_3 \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}; \quad (2.5)$$

при $H = 10^8$ величина $\tau_\lambda \approx 0,2$, т. е. эмиссия $\lambda\,4686$ — почти оптически толстая. О том, что $\lambda\,4686$ является линией с самопоглощением, говорит ее измеренная полуширина $\sim 1,08$ Å [2]. Из [2] следует также, что интенсивность эмиссии $\lambda\,4686$ во вспышке над краем

$$I_\lambda = 1,51 \cdot 10^2 \cdot 2,4 \cdot 10^{-5} \cdot 1,08 \cdot 10^{-8} I_{\lambda\odot} = 1,7 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек},$$

где $I_{\lambda\odot}$ — интенсивность солнечного непрерывного спектра возле $\lambda\,4686$ Å (равная $4,36 \cdot 10^{14} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$). Подобное значение I_λ слишком велико для линии, свободной от самопоглощения. В толще вспышки, таким образом,

достаточно атомов He II, чтобы эмиссия $\lambda 4686$ была оптически толстой; с другой же стороны, температура вспышки недостаточно еще высока для того, чтобы возбуждение электронным ударом уровней с энергией > 40 эв было эффективным, так что возбуждение этих уровней производится собственным излучением вспышки. Применяя к уровням $1 \rightarrow 2$ формулу Больцмана, находим

$$N_2 / N_1 = 4e^{-\frac{40,7 \text{ эв}}{kT}} = 2,5 \cdot 10^{-8} \quad (2.6)$$

и, согласно (1.14), получим

$$P_\lambda = 1,15 \cdot 10^{22} \frac{N_2}{N_1} = 2,84 \cdot 10^{14} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad \Delta\lambda = 1 \text{ см}, \quad (2.7)$$

т. е. эмиссия вспышки в $\lambda 304 \text{ \AA}$ приблизительно в 100 раз (см. табл. 3) больше ее эмиссии в $\lambda 584$, т. е. почти такая же, как и эмиссия линии L_α водорода (см. ниже). Для более точной оценки обратимся опять к контуру этой линии. Согласно (1.6),

$$\left. \begin{aligned} f_{12} &= 0,416; & \Delta\lambda_D &\approx 0,01 \text{ \AA}, & N_1 H &= 2,6 \cdot 10^{20} \\ \tau_\lambda &= 5,0 \cdot 10^6 \varphi(v), \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

где

$$\varphi(v) = e^{-v^2} - \frac{a}{V\pi} (1 - 2vF(v)), \quad (2.9)$$

а величины

$$a = A_{21} / \Delta\omega_D = 1,55 \cdot 10^{-5}; \quad A_{21} = 1,20 \cdot 10^{11}; \quad \Delta\omega_D = 7,75 \cdot 10^{13}. \quad (2.9)$$

Контур $\lambda 304$ приведен на фиг. 3; величина $\overline{\Delta\lambda}$ (1.16) составляет $1,6 \text{ \AA}$. У поверхности Земли поток будет

$$\mathcal{C} = 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{s_{\text{всп}}}{s_\odot} P_\lambda \cdot 10^{-8} \cdot \overline{\Delta\lambda} = 2,17 \cdot 10^{-16} \cdot 2,84 \cdot 10^{14} \cdot 1,6 \approx 0,1 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad (2.10)$$

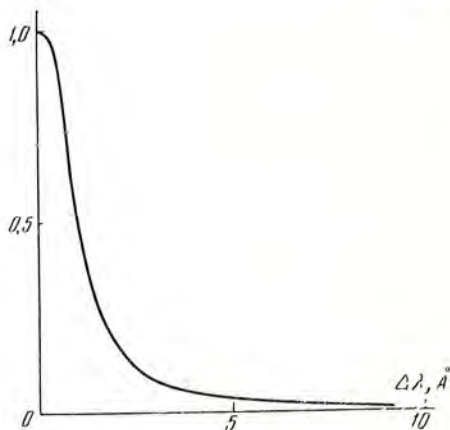
считая, что вспышка занимает 10^{-3} площади диска Солнца. Таким образом, поток излучения в $\lambda 304$ He II почти в 1000 раз превосходит поток в $\lambda 584$ He I для ярких вспышек балла ≥ 2 , у которых наблюдается эмиссия $\lambda 4686$.

Что касается невозмущенной хромосферы, то ее эмиссия в этой линии $\lambda 304$ может составлять

$$\sim 1 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad (2.11)$$

если считать, как и ранее, что эмиссия вспышки в 100 раз больше эмиссии хромосферы, а ее площадь составляет $\sim 10^{-3}$ площади диска.

Такая эмиссия легко может быть обнаружена с помощью ракетного спектрографа, и фотографии, приведенные в [8], отчетливо ее показывают.



Фиг. 3.

§ 3. СВЕЧЕНИЕ ВОДОРОДНОЙ ЛИНИИ L_α

Вычислим теоретические контуры L_α для $T = 10^4$ и $T = 2,5 \cdot 10^4$ на основе наших определений числа Н-атомов [3] во вспышках. Имеем:

$$I_\lambda = p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad p_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{N_2}{N_1} \frac{g_1}{g_2} = 1,12 \cdot 10^{19} \frac{N_2}{N_1}. \quad (3.1)$$

Величина

$$\tau_\lambda = 3,06 \cdot 10^{-23} \frac{N_1 H}{\Delta \lambda_D} \varphi(v), \quad (3.2)$$

где

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{2RT} = \begin{cases} 0,0522 \text{ \AA} & \text{при } T = 10^4, \\ 0,0825 \text{ \AA} & \text{» } T = 2,5 \cdot 10^4, \end{cases} \quad (3.3)$$

а величина

$$\frac{a}{\sqrt{\pi}} = \frac{A_{21}}{\sqrt{\pi} \Delta \omega_D} = \begin{cases} 3,97 \cdot 10^{-4} & \text{при } T = 10^4, \\ 2,51 \cdot 10^{-4} & \text{» } T = 2,5 \cdot 10^4. \end{cases} \quad (3.4)$$

Так как $\tau_\lambda \gg 1$ для L_α , то заселенность уровней 1-го и 2-го будет определяться приблизительно формулой Больцмана с $T_{\text{возб}} = T_{\text{кин}}$. При температуре 10^4 , $kT = 0,863$ эв и

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{10,15 \text{ эв}}{kT}} = 4 \cdot e^{-11,8} = 3,03 \cdot 10^{-5}, \quad (T = 10^4) *, \quad (3.5)$$

а при температуре $2,5 \cdot 10^4$

$$N_2/N_1 = 4e^{-\frac{10,15 \text{ эв}}{kT}} = 4e^{-4,70} = 9,13 \cdot 10^{-3}, \quad (T = 2,5 \cdot 10^4). \quad (3.6)$$

Для $T = 10^4$ мы примем значение $N_2/N_1 = 5 \cdot 10^{-6}$, которое ближе к [3], а для $T = 2,5 \cdot 10^4$ — значение (3.6). Тогда получим

$$p_\lambda = \begin{cases} 5,60 \cdot 10^{13} & \text{при } T = 10^4, \\ 1,02 \cdot 10^{17} & \text{» } T = 2,5 \cdot 10^4. \end{cases} \quad (3.7)$$

При $T = 10^4$ число нейтральных атомов водорода $\sim 10^{13}$. При температуре $2,5 \cdot 10^4$ число атомов N_1 следовало бы рассчитать заново на основе уравнений стационарности, но грубо можно оценить, что число N_1 уменьшится из-за ионизации в

$$\sim e^{\frac{\chi}{kT_2} - \frac{T_2 - T_1}{T_1}} = e^{\frac{13,54}{2,15}} = 1,02 \cdot 10^4 \text{ раз}$$

и если число N_1 было равно 10^{13} , то станет $\sim 10^9$, так что $N_1 H = 10^{17}$. Таким образом

$$\tau_\lambda \sim \begin{cases} 6 \cdot 10^7 \varphi(v) & \text{при } T = 10^4 \\ 3,6 \cdot 10^3 \varphi(v) & \text{» } T = 2,5 \cdot 10^4. \end{cases} \quad (3.8)$$

* Это значение $3,03 \cdot 10^{-5}$ несколько отличается от того, которое найдено в [3] на основе полного рассмотрения всех процессов, ведущих к заполнению и опустошению уровней водородных атомов во вспышках ($N_2/N_1 = 5 \cdot 10^{-6}$), т. е. оно примерно в 6 раз меньше.

Если по той же формуле Больцмана сосчитать N_3/N_2 , то получим 0,28, тогда как в [3] для N_3/N_2 найдено 0,23, т. е. согласие формулы Больцмана с фактическим заселением уровней $n \leq 3$ получается хорошим.

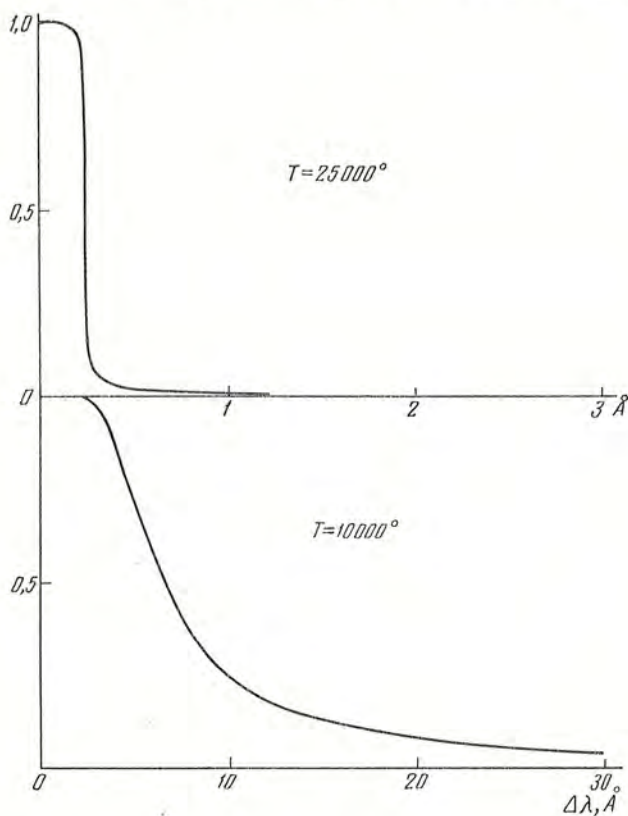
Контуры (3.1) для этих температур представлены на фиг. 4. Эмиссия L_α у поверхности Земли

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{s_{\text{всп}}}{s_\odot} p_\lambda \cdot 10^{-8} \overline{\Delta\lambda} (\text{\AA}) = 2,17 \cdot 10^{-16} p_\lambda \overline{\Delta\lambda} = \\ &= \left\{ \begin{array}{l} 0,11 \text{ эрг/см}^2 \text{сек}, \quad T = 10^4, \\ 5,5 \text{ эрг/см}^2 \text{сек}, \quad T = 2,5 \cdot 10^4, \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (3.9)$$

если принять, что вспышка занимает 10^{-3} площади диска. Величины

$$\overline{\Delta\lambda} = \left\{ \begin{array}{l} 9,26 \text{ \AA}, \quad T = 10^4, \\ 0,25 \text{ \AA}, \quad T = 2,5 \cdot 10^4, \end{array} \right\}$$

а p_λ — даются (3.7). Полученные нами оценки излучения L_α практически совпадают с измеренными при помощи ракет значениями для хромосферы.



Фиг. 4.

Из тех же соображений, что и ранее, можно ожидать, что эмиссия L_α от всей хромосферы будет в ~ 10 раз больше, чем от вспышки, что дает в 5—10 раз бóльшую эмиссию, чем фактически наблюдается при помощи ракет. Однако (см. примечание на стр. 314) фактически величина N_2/N_1 во вспышках в ~ 6 раз меньше, чем это получается по формуле Больцмана, так что эмиссия от вспышек, вероятно, будет составлять от 0,01 до 0,5 эрг/см²сек, тогда как эмиссия L_α хромосферы будет близка

к значениям (3.9), т. е. к наблюдаемым фактически. Это, в частности, показывает, что эмиссия L_{α} выходит из самых поверхностных слоев хромосферы, где кинетическая температура может достигать 10^4 — $2,5 \cdot 10^4$, особенно в случаях сильно возбужденной хромосферы, во время наиболее развитой активности. По-видимому, вариации потока от одного случая запуска ракет к другому связаны с изменением общего возбуждения хромосферы из-за колебаний солнечной активности*.

Рассмотрение контуров по фиг. 3, кроме того, указывает, что температура, характерная для слоев, ответственных за испускание линии L_{α} , заключена, где-то в промежутке между 10^4 и $2,5 \cdot 10^4$, так как при $T = 10^4$ получается слишком широкая (по сравнению с наблюдениями) линия, тогда как при $T = 2,5 \cdot 10^4$ линия L_{α} — слишком узкая (см. [9]). Следует в связи с этим также иметь в виду, что приведенные на фиг. 3 контуры вычислены для случая расширения L_{α} в результате естественного затухания. Хотя расчета штарковского расширения L_{α} не существует, в этом случае, при прочих равных условиях, контуры, по-видимому, окажутся существенно более широкими (ср. [10]). Поэтому учет Штарк-эффекта едва ли необходим, за исключением, возможно, глубоко залегающих вспышек. В поверхностных же слоях хромосферы плотность H-атомов слишком мала, чтобы Штарк-эффект мог играть существенную роль. Однако вопрос о влиянии Штарк-эффекта требовал бы специального рассмотрения.

В табл. 4 сведены все наши результаты оценок потока в резонансных линиях атомов H, He I и He II во вспышках, отнесенные к границе земной атмосферы (в $\text{эрг/см}^2 \text{сек}$).

Таблица 4

Температура вспышки	He I, λ 584	He II, λ 304	H, λ 1215
10 000°	$2,9 \cdot 10^{-10}$	0	0,11
25 000	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$\sim 0,1$	5,5

Из этих результатов следует, что сколько-нибудь заметного увеличения излучения Солнца в области $\lambda\lambda$ 100—1215 Å можно ожидать только в линии L_{α} водорода и линии λ 304 He II при появлении сильных вспышек балла ≥ 2 , занимающих значительную площадь. Это излучение переменное: а) в L_{α} оно может длиться в течение времени жизни вспышки (от 4^m до $1^h,5$), причем, вероятно, что оно выходит с некоторым запозданием, после появления вспышки в H α ; б) в линии λ 304 Å оно, вероятнее всего, появляется в самой первой фазе развития вспышки (flash-phase), когда наиболее сильна эмиссия линий гелия (длительность этой фазы не более 10^m). Увеличение излучения

* Вспышки едва ли могут более чем в 2 раза увеличить поток L_{α} от всей невозмущенной хромосферы (площадь вспышек $\sim 10^{-3}$ площади диска, а интенсивность L_{α} для вспышек едва ли превосходит в 10^3 раз поток L_{α} от хромосферы).

до $0,1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ в этой линии значительно превосходит нормальный уровень этого излучения от солнечной короны, который, по оценкам [11], составляет не более $10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$.

Апрель 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Zirin. *Ap. J.*, **123**, № 3, 1956.
2. Н. Zirin. *Ap. J.*, **126**, № 1, 1957.
3. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **19**, 72, 1958.
4. С. W. Allen. *Astrophysical Quantities*, 1955, Univ. of London, § 28.
5. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **21**, 131, 1959.
6. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **8**, 19, 1952.
7. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. *Теоретическая астрофизика*. Гостехиздат, 1952.
8. E. Tousey. Сообщение на X съезде МАС. Москва, сентябрь 1958 г.
9. F. Johnson, H. Malitson; J. Purcell, R. Tousey. *Ap. J.*, **127**, 80, 1958; W. Behring, H. McAllister, W. Rense. *Ap. J.*, **127**, 676, 1958.
10. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **19**, 46, 1958.
11. G. Elwert. *Zs. f. Naturforsch.*, **9a**, 637, 1954.

ГЕЛИЕВАЯ ЭМИССИЯ ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ
14 СЕНТЯБРЯ 1958 г.

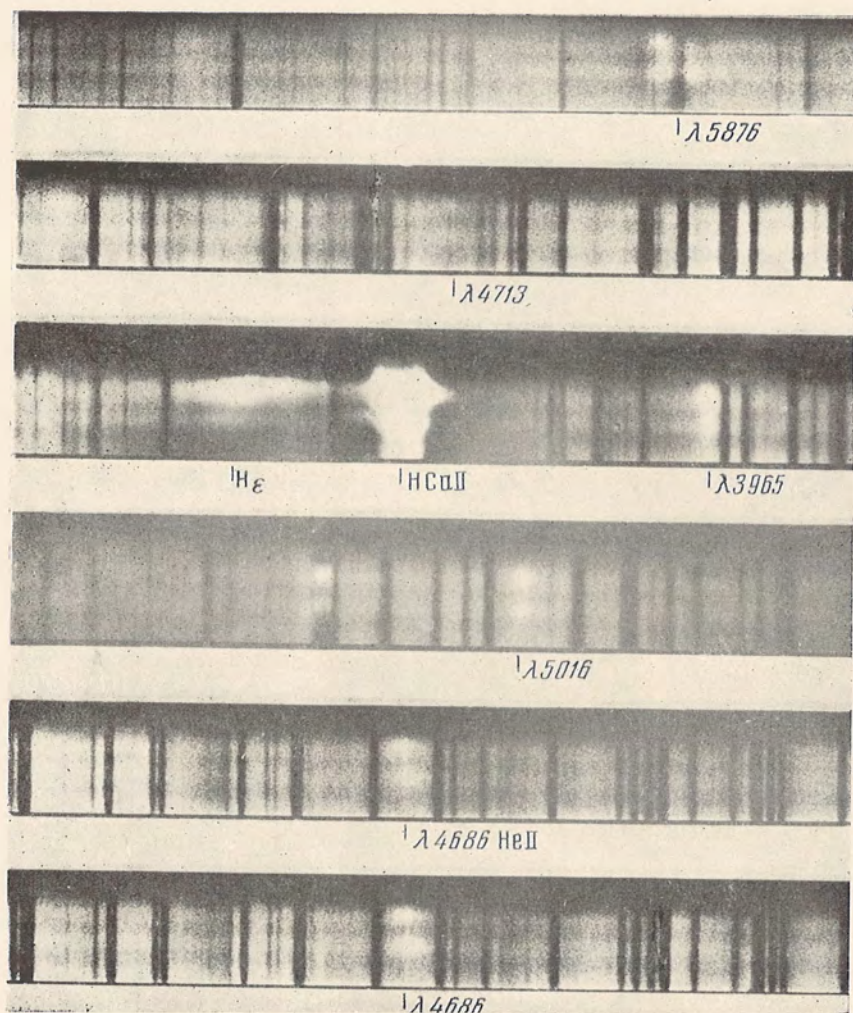
Н. В. Стешенко и В. Л. Хохлова

Исследованы эмиссионные линии $\lambda\lambda$ 3965, 5016, 6678, 5876 и 4713 во вспышке на диске. Указанные линии He I, за исключением λ 5876, оказались свободными от самопоглощения. По интенсивности оптически тонких линий определены населенности верхних уровней соответствующих переходов, а также оценен верхний предел населенности нижних уровней для этих переходов (см. табл.). При интерпретации контура линии D_3 и вычислении населенности уровней 2^3P и 3^3D учитывалось самопоглощение во вспышке и наличие внешнего поглощающего слоя, проектирующегося на вспышку. Отмечается, что в возбуждении верхних уровней He I в исследуемой вспышке рассеяние солнечной радиации не может играть решающей роли.

HELIUM EMISSION OF THE CHROMOSPHERIC FLARE OF SEPTEMBER 14, 1958, by N. V. Steshenko and V. L. Khokhlova.— The emission lines $\lambda\lambda$ 3965, 5016, 6678, 5876 and 4713 were studied in a flare on the disk. With the exception of λ 5876, the above He I lines have no self-absorption. The intensities of optically thin lines were used for the determination of the population of the upper levels of the corresponding transitions and the estimation of the upper limit of population of the lower levels of these transitions (table). The outer absorbing layer projected on the flare and the self-absorption in the flare were taken into account when interpreting the profile of the D_3 line and calculating the population of the 2^3P and 3^3D levels. It is noted that the scattering of solar radiation cannot play a decisive role in the excitation of the higher levels of He I in the investigated flare.

Спектрограммы вспышки получены А. Б. Северным и авторами на спектрографе Башенного солнечного телескопа (дисперсия 0,24 Å/мм в области линии λ 6678 и 0,19 Å/мм в области λ 3965). Вспышка началась в 11^h30^m (время московское); первый максимум яркости был в 11^h34^m (балл 2); в это время один из узлов вспышки начал выходить за край диска и через несколько минут развился в интенсивный выброс на лимбе. Усиление яркости вспышки на диске началось снова в 11^h49^m. Через 3 мин. эмиссия водородных линий сильно расширилась, в линии H_α протяженность крыльев доходила до 8—9 Å, крылья симметричные. Яркость вспышки оценивалась баллом 2+.

В 11^h55^m фотографировались линии гелия $\lambda\lambda$ 4471, 4026, 4120, 4713. Очень слабая эмиссия гелия заметна только в линии λ 4713. В 12^h08^m сфотографированы следующие линии гелия (пластинка № 2690): $\lambda\lambda$ 5016 (заметна слабая эмиссия), 4922 (эмиссия не видна), 3965 и 6678 (эмиссия хорошо видна), а также линия λ 4685 ионизованного гелия, в которой



Фиг. 1. Спектры гелиевых линий вспышки 14 сентября 1958 г.
(пластинка № 2691)

эмиссия не была заметна. Наиболее интересные спектрограммы получены в $12^{\text{h}}14^{\text{m}} - 12^{\text{h}}16^{\text{m}}$ (пластинка № 2691), фотографировались линии $\lambda\lambda$ 5876 (D_3), 4686 (He II), 5016, 3965 и 4713, эмиссия гелия наблюдается на всех спектрах (фиг. 1). Следует отметить, что в это время протяженность крыльев водородных линий была примерно в два раза меньше, а центральные интенсивности практически такие же, как на снимке, полученном в $11^{\text{h}}52^{\text{m}}$ (сравнивалась линия H_ϵ). На следующих снимках, сфотографированных еще через 15 мин., гелиевая эмиссия на диске отсутствует, а водородная сильно ослаблена. Таким образом, момент наиболее интенсивного свечения линий гелия наступил через 15—20 мин. после максимума интенсивности водородных линий. Это может быть объяснено постепенным увеличением температуры вспышки и в связи с этим сильной ионизацией водорода, в то время как для свечения линий гелия условия были наиболее благоприятными.

Исследуемая вспышка сопровождалась сильным радиоизлучением на длинах волн 1,5 м и 10 см (наблюдатель Е. П. Потеряйко). Начало вспышки в этих участках радиоспектра совпадает с началом второго возрастания яркости в линии H_α ($11^{\text{h}}49^{\text{m}}$). На 1,5-метровом диапазоне максимум излучения наблюдался примерно в $12^{\text{h}}03^{\text{m}}$ (вершина довольно плоская), в $12^{\text{h}}09^{\text{m}}$ началось резкое затухание вспышки и через 20 мин. после этого вспышка закончилась. На 10-сантиметровом диапазоне время максимума вспышки не отмечено из-за зашкаливания, закончилась вспышка в $12^{\text{h}}20^{\text{m}}$ (хотя в течение 40 мин. после этого наблюдалось некоторое колебание уровня радиоизлучения). Следовательно, максимум эмиссии гелия во вспышке наступил уже на спаде излучения вспышки в указанных радиочастотах.

Получены фотометрические контуры линий парагелия (синглетная серия) $\lambda\lambda$ 3965, 5016 и 6678 и линий ортогелия (триплетная серия) $\lambda\lambda$ 4713 и 5876 (D_3) для двух узлов вспышки (фиг. 2).

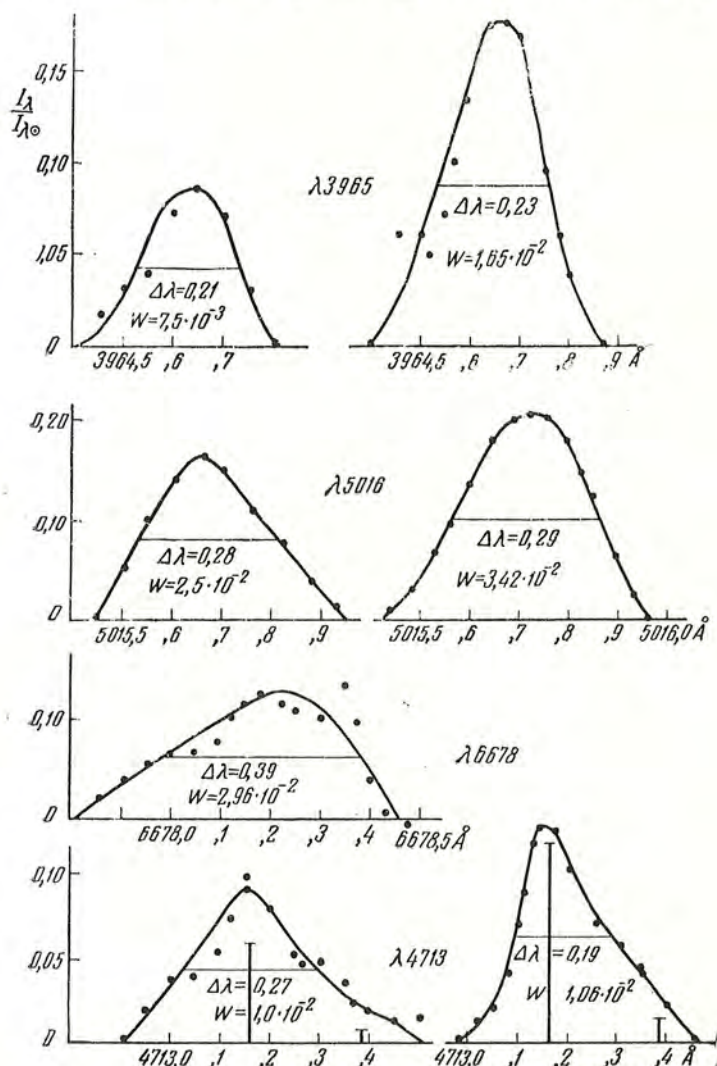
Рассмотрим линии парагелия. Эмиссия λ 3965 и λ 5016 попадает на участки солнечного спектра, сравнительно свободные от линий поглощения, благодаря чему контуры этих гелиевых линий могут быть изучены довольно надежно. Линии λ 3965 и λ 5016 имеют общий нижний уровень 2^1S (фиг. 3). Следовательно, отношение оптических толщ вспышки в этих линиях зависит только от отношения λf — произведения длины волны на силу осциллятора. Если оптическая толщина в обеих линиях мала, то отношение наблюдаемых полуширин должно быть равно отношению соответствующих λ . При оптической толще больше единицы эта зависимость нарушается.

В случае исследованной вспышки отношение наблюдаемых полуширин

$$\frac{\Delta\lambda_{5016}}{\Delta\lambda_{3965}} = \frac{0,285}{0,220} = 1,29. \text{ Отношение длин волн } \frac{5016}{3965} = 1,27.$$

По-видимому, линии λ 5016 и λ 3965 можно считать свободными от самопоглощения. В таком случае полное излучение в этих линиях дает возможность определить число атомов на соответствующих верхних уровнях 3^1P и 4^1P . Эти величины приведены в таблице для двух узлов вспышки.

Исходя из того факта, что оптическая толщина в рассмотренных линиях меньше единицы, можно найти верхнюю границу заселенности уровня 2^1S ,



Фиг. 2. Фотометрические контуры линий гелия $\lambda\lambda$ 3965, 5016, 6678 и 4713

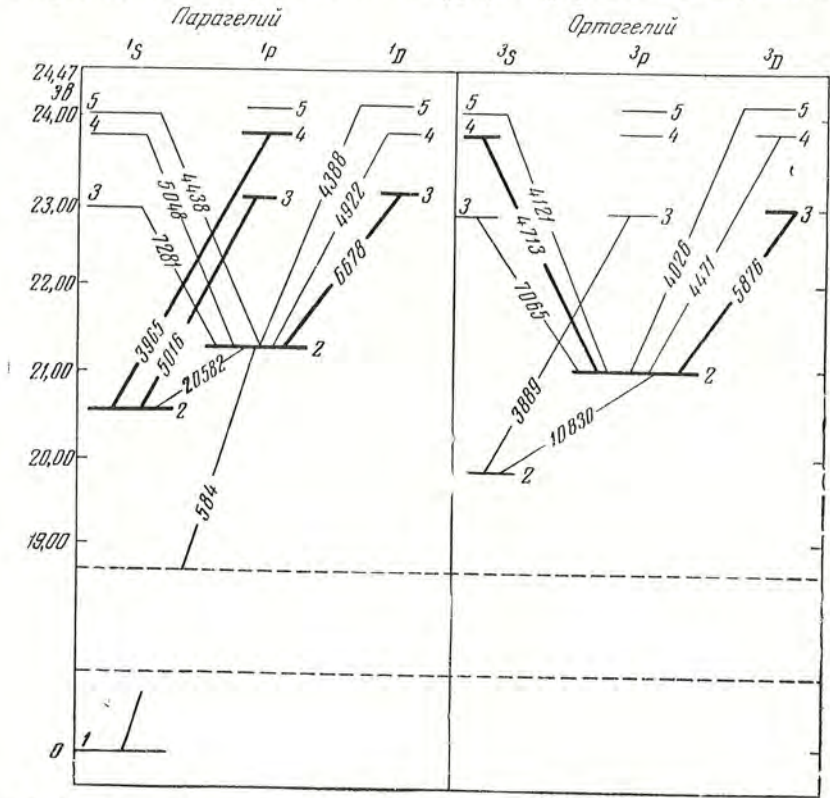
$\Delta\lambda$ — полные полуширины; W — эквивалентные ширины по отношению к непрерывному спектру центра солнечного диска

являющегося нижним уровнем для этих линий. Оптическая толщина вспышки в центре линии равна

$$\tau_0 = \frac{V \pi e^2}{mc^2} \lambda^2 / \frac{N_{2^1S}}{\Delta\lambda_D} \leq 1.$$

Значения сил осцилляторов и вероятности переходов, использованные в работе, взяты в [1]. Величину $\Delta\lambda_D$ можно взять, согласно наблюдаемому контуру линии λ 5016, равной $\frac{0,145}{0,83} = 0,175$ Å. Тогда получим $N_{2^1S} \leq 1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Линия λ 6678, снятая на пластинке № 2690, относится к другому месту вспышки, так как в спектре видно свечение только одного узла. Контур этой линии получился несимметричным. Это объясняется тем, что эмиссия линии приходится на крыло сильной фразунгоферовой линии, что затруд-

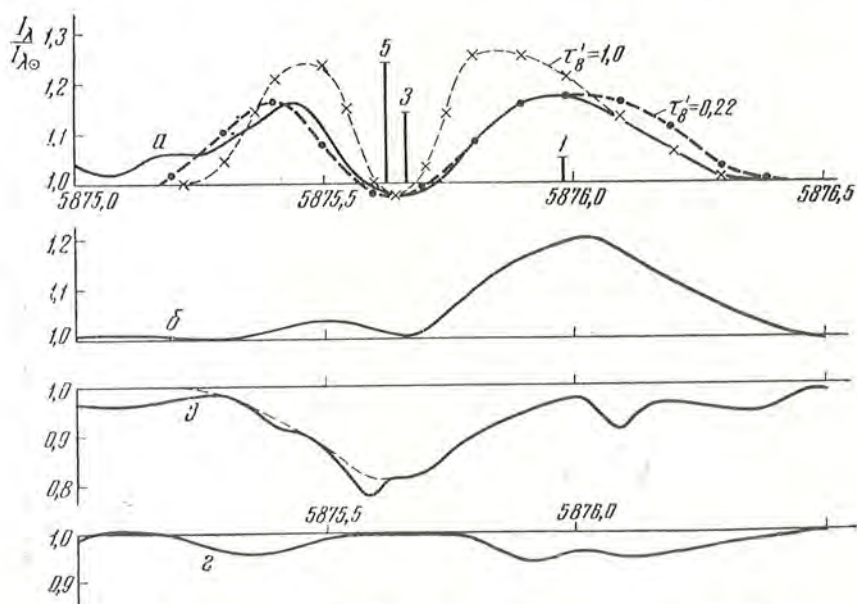


Фиг. 3. Схема энергетических уровней атома гелия. Жирными линиями отмечены переходы и состояния, для которых определены интенсивности линий и оценены населенности уровней

няет фотометрическую обработку спектра. Однако, если оценить по имеющемуся контуру полуширину, она оказывается в согласии с полуширинами линий λ 5016 и λ 3965. Можно полагать, что линия λ 6678 является также оптически тонкой. В этом случае можно определить число атомов на уровне 3^1D по энергии, излучаемой в этой линии, а также оценить верхнюю границу заселенности уровня 2^1P (см. таблицу).

Уровни парагелия	$N, \text{см}^{-2}$	Уровни ортотгелия	$N, \text{см}^{-2}$
2^1S	$\leq 1,8 \cdot 10^{13}$	2^3P	$4,6 \cdot 10^{13}$
2^1P	$\leq 2,9 \cdot 10^{12}$		
3^1P	$\begin{cases} 2,44 \cdot 10^{10} \\ 3,34 \cdot 10^{10} \end{cases}$	3^3D	$1,2 \cdot 10^{12}$
		4^3S	$\begin{cases} 4,1 \cdot 10^{10} \\ 4,2 \cdot 10^{10} \end{cases}$
4^1P	$\begin{cases} 1,0 \cdot 10^{10} \\ 2,2 \cdot 10^{10} \end{cases}$		
3^1D	$0,66 \cdot 10^{10}$		

Перейдем теперь к определению заселенности уровней ортогелия. Термы ортогелия имеют триплетную систему и линии состоят из нескольких компонент. В связи с большой шириной линий во вспышках, в D_3 могут быть разрешены только две компоненты: λ 5875,64 и λ 5875,96 с относительной интенсивностью 8 : 1. Линия λ 4713 также практически разрешается на две компоненты: λ 4713,143 и λ 4713,366 с таким же отношением интенсивностей компонент, как и в D_3 . Из приведенных на фиг. 2 контуров линии λ 4713 видно, что теоретическое соотношение интенсивностей



Фиг. 4. Контур линии D_3 в двух узлах вспышки (кривые a и b) и в соседних участках Солнца (кривые c и d)

Сплошная линия — наблюдаемые контуры; пунктир с точками и пунктир с крестиком — вычисленный контур соответственно для случая $\tau'_8 = 0,22$ и $\tau'_8 = 1$

компонент практически выполняется. Это свидетельствует в пользу того, что линия λ 4713 оптически тонкая. По энергии, излучаемой в этой линии, определяем населенность уровня 4^3S (см. таблицу).

Контур линии D_3 очень далек от того, каким должен быть теоретический контур в отсутствие самопоглощения.

На фиг. 4 приведены фотометрические контуры для двух узлов вспышки (кривые a и b) и для соседних со вспышкой «невозмущенных» участков солнечной поверхности (кривые c и d). Соотношение интенсивностей компонент эмиссионной линии во вспышке искажено настолько, что слабая компонента λ 5875,96 становится более интенсивной, чем λ 5875,64. Этот факт впервые обнаружен А. Б. Северным в [2].

Фотометрический разрез «невозмущенной» области, расположенной ближе к центру диска Солнца (кривая c), показывает заметную линию поглощения D_3 . Центр этой линии поглощения соответствует компоненте

λ 5875,64. На месте более слабой компоненты почти никаких следов абсорбции нет, т. е. линия поглощения тонкая. Оптическая толща поглощающего слоя может быть оценена из условия $I_8 = I_{\odot} \cdot e^{-\tau'_8}$. Для центра линии $I_8 = 0,8 I_{\odot}$, отсюда $\tau'_8 = 0,22$. (Индексами 8 и 1 будем обозначать параметры, относящиеся к сильной и слабой компонентам соответственно).

Интенсивность в линии D_3 в месте эмиссии вспышки складывается из интенсивности непрерывного спектра фотосферы, уменьшенного за счет поглощения во вспышке, и эмиссии самой вспышки. Для интенсивности слабой компоненты линии можно написать

$$I_1 = I_{\odot} e^{-\tau_1} + p_{\lambda} (1 - e^{-\tau_1}), \quad (1)$$

где τ_1 — оптическая толща вспышки в слабой компоненте, p_{λ} — функция отдачи во вспышке.

Оптическая толща в сильной компоненте в 8 раз больше, поэтому для интенсивности в сильной компоненте напомним:

$$I_8 = I_{\odot} e^{-8\tau_1} + p_{\lambda} (1 - e^{-8\tau_1}). \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) могут послужить для определения величин τ_1 и p_{λ} , если на наблюдаемую интенсивность не оказывает влияния поглощающий слой, лежащий на луче зрения между наблюдателем и вспышкой. Следует отметить, что для изучаемой вспышки этот слой не обязательно лежит над вспышкой, но может быть расположен около нее, так как при $\rho = \sin \theta = 0,95$ луч зрения проходит под малым углом к поверхности Солнца. Предположим сначала, что такого поглощающего слоя нет. Подставив в уравнения (1) и (2) наблюдаемые значения $I_1 = 1,17 I_{\odot}$ и $I_8 = 0,098 I_{\odot}$, убеждаемся, что эти уравнения несовместны, т. е. нельзя найти τ_1 , удовлетворяющее этим уравнениям.

Следовательно, надо учитывать влияние поглощающего слоя.

В этом случае уравнения (1) и (2) запишутся в следующем виде:

$$I_1 = [I_{\odot} e^{-\tau_1} + p_{\lambda} (1 - e^{-\tau_1})] e^{-\tau'_1}, \quad (3)$$

$$I_8 = [I_{\odot} e^{-8\tau_1} + p_{\lambda} (1 - e^{-8\tau_1})] e^{-8\tau'_1}, \quad (4)$$

τ'_1 — оптическая толща внешнего поглощающего слоя для слабой компоненты линии. Естественно принять, что поглощающий слой перед вспышкой имеет такую же толщину, что и поглощающий слой в разрезе v (рядом со вспышкой), т. е. $\tau'_8 = 0,22$. Решая уравнения (3) и (4), получим $\tau_1 = 3$, $\tau'_8 = 24$, $p_{\lambda} = 1,24$, $I_{\odot} = 2,5 \cdot 10^{10}$ эрг/см²·сек·см.

При наблюдаемой доплеровской полуширине линии ($\Delta\lambda_D = 0,20 \text{ \AA}$) крылья компонент тонкой структуры перекрываются. Вследствие этого отношение оптических толщ в центре компонент равно не 1 : 8, а 1 : 5. Решение уравнений (3) и (4) с учетом этого эффекта дает $\tau_1 = 3$, $\tau'_8 = 15$, $p_{\lambda} = 1,23 I_{\odot}$, т. е. результат практически не изменяется.

Если мы примем $\tau'_8 = 1$ и $\tau'_1 = 0,125$, то получим из уравнений (3) и (4) $\tau_1 = 0,15$, $\tau'_8 = 1,20$ и $p_{\lambda} = 3,3 I_{\odot}$.

При еще большем значении τ'_1 , например при $\tau'_1 = 0,15$ и $\tau'_8 = 1,2$, уравнения опять становятся несовместными.

Чтобы оценить, какая толщина поглощающего слоя в действительности находится перед вспышкой, по величинам τ_1 , τ_8 и p_λ вычислены контуры линии D_3 для случаев, когда $\tau'_8 = 0,22$ и $\tau'_8 = 1$ (см. фиг. 4). Сравнение вычисленных контуров с наблюдаемым показывает практически полное их совпадение в первом случае ($\tau'_8 = 0,22$) и существенное различие во втором случае.

Из полученных величин τ и p_λ можно определить числа атомов на уровнях 2^3P и 3^3D .

Имеем $\tau_1 = N_{2^3P} \frac{g_1}{\Sigma g} \alpha_0$, где g_1 — статистический вес уровня 2^3P_0 (нижнего уровня слабой компоненты), Σg — статистический вес уровня 3^3D , α_0 — атомный коэффициент поглощения, который мы приняли доплеровским; $\Delta\lambda_D$ определено по линиям $\lambda\lambda$ 3965 Å и 5016 Å, свободным от самопоглощения. Сила осциллятора для слабой компоненты равна силе осциллятора для всей линии $f = 0,62$.

Приимая $\tau'_8 = 0,22$, $\tau_1 = 3$ и $p_\lambda = 1,24 I_\odot$, получим

$$\tau_1 = 6,53 N_{2^3P} = 3, \quad N_{2^3P} = 4,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}.$$

Число атомов на верхнем уровне N_{3^3D} определится из найденных значений p_λ и N_{2^3P} . Действительно,

$$p_\lambda = \frac{N_k}{N_i} \cdot \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda_0^5},$$

где g_i и g_k — статистические веса уровней 2^3P и 3^3D . Подставив численные значения, получим

$$p_\lambda = 1,03 \cdot 10^{16} \frac{N_{3^3D}}{N_{2^3P}}.$$

С другой стороны, мы определили p_λ равным $2,5 \cdot 10^{14}$. Отсюда находим

$$\frac{N_{3^3D}}{N_{2^3P}} = 2,57 \cdot 10^{-2} \quad \text{и} \quad N_{3^3D} = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}.$$

Для независимой оценки верхней границы заселенности уровня 2^3P можно воспользоваться линией λ 4713. Как уже говорилось выше, эта линия оптически тонкая. Так как соотношение компонент не нарушено, то оптическая толщина τ сильной компоненты этой линии не превышает величины 0,5. Производя вычисления, получим $N_{2^3P} < 2,5 \cdot 10^{14}$ в согласии с определенными выше величинами. К сожалению, нам не удалось получить для этой вспышки линий $\lambda\lambda$ 4471 Å и 4026 Å, которые имеют общий нижний уровень с D_3 и λ 4713. Силы осцилляторов для этих линий меньше отличаются от f_{D_3} , чем для линии λ 4713. Если бы мы знали, в какой из этих линий становится заметным самопоглощение, то это позволило бы точнее определить заселенность уровня 2^3P .

Кроме рассмотренных выше линий, которые были получены в спектре исследуемой вспышки, следует упомянуть о линии триплетной системы λ 3889, расположенной рядом с линией бальмеровской серии H_γ . Эта линия He I очень интенсивна в протуберанцах (иногда интенсивнее линии водорода H_γ) и наблюдается в спектре хромосферы. По измерениям Лиса и Тиме [3], сечение возбуждения электронным ударом для этой линии больше, чем для других линий He I. Мы не фотографировали спектр этой области для исследуемой вспышки, но в нашем распоряжении имелся спектр другой вспышки (14 сентября 1957 г., пласт. № 2404), где была снята линия H_γ , а также линия λ 3964, которая имела такую же яркость, как в исследуемой вспышке. Однако во вспышке 14 сентября 1957 г. следов линии λ 3889 рядом с линией H_γ практически не обнаружено.

Вопрос о механизмах заселения различных уровней гелия во вспышках, подобных исследуемой, требует тщательного изучения. В работах Зирина [4, 5] и В. А. Крата и В. М. Соболева [6, 7] при определении заселенности рассматриваемых нами уровней учитывались в основном следующие механизмы: возбуждение электронным ударом состояний 2^1S , 2^1P и 2^3P при $T_e \approx 30\,000^\circ$ и последующее возбуждение верхних уровней фотосферной радиацией. Однако эти авторы рассматривали интенсивности линий гелия в протуберанцах, хромосфере и вспышках над краем, но не на диске, когда эмиссия наблюдается на фоне спектра фотосферы. Очевидно, что в последнем случае возбуждение фотосферной радиацией не может играть определяющей роли в возбуждении верхних уровней, так как в этом случае в рассматриваемых линиях наблюдалось бы не излучение, а поглощение. Действительно, наблюдаемая интенсивность равна

$$I_{\text{всп}} = I_{\odot} e^{-\tau_{\text{всп}}} + p(1 - e^{-\tau_{\text{всп}}}),$$

при $\tau < 1$

$$I_{\text{всп}} = I_{\odot}(1 - \tau) + p\tau = I_{\odot} + \tau(p - I_{\odot}),$$

т. е. эмиссия наблюдается при $p > I_{\odot}$, чего не может быть в случае рассеяния фотосферного излучения.

Следовательно, во вспышках, в которых наблюдаются линии излучения на диске, имеет место перенаселение верхних уровней. Возможны два механизма, приводящих к перенаселению этих уровней, — электронный удар и рекомбинации.

Отсутствие заметного излучения вспышки в λ 3889 свидетельствует о том, что в этой линии p_λ не превосходит величины $I_{\odot}$. Это может быть связано с тем, что нижним уровнем для этой линии является метастабильный уровень 2^3S , который вследствие своей метастабильности может быть перенаселен. Это приведет к уменьшению величины $p_\lambda \propto \frac{N_k}{N_i}$. Можно

ожидать, что то же самое имеет место и для линии λ 10830 и что эта линия не является яркой, а скорее появляется как линия поглощения.

В исследуемой вспышке наблюдалась линия λ 4686 (He II); результаты фотометрии этой линии, а также количественная оценка роли механизмов возбуждения нейтрального и ионизованного гелия будут рассмотрены в следующей работе.

Май 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. W. Allen. Astrophysical quantities, London, 1955.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 67, 1960.
 3. Г. Мессини и Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, 1958.
 4. H. Zirin. Ap. J., **123**, № 3, 536, 1956.
 5. H. Zirin. Ap. J., **126**, № 1, 159, 1957.
 6. В. А. Крат и В. М. Соболев. Изв. ГАО, **20**, вып. 5, № 158, 1958.
 7. В. М. Соболев. Изв. ГАО, **20**, вып. 5, № 158, 1958.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
ПО НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ИХ РАЗВИТИЯ

С. И. Гонасюк

Обработка материалов, полученных на коронографе в лучах линии H_{α} , показывает, что хромосферные вспышки, по крайней мере в начальной стадии развития, подобны взрыву с цилиндрической симметрией. На основании теории ударных волн определена энергия и температура вспышек.

Тепловая энергия, выделяющаяся в начале развития вспышек порядка, 10^{27} — 10^{28} эрг, а температура в центре вспышки не меньше $5,6 \cdot 10^6$ К.

По характеру движения эмиссионных выбросов, эруптивных волокон и протуберанцев устанавливается, что выталкивание материи происходит практически мгновенно. Такое явление аналогично плазмодам, наблюдающимся в лабораториях при импульсных разрядах.

AN INVESTIGATION OF CHROMOSPHERIC FLARES AT THE INITIAL STAGE OF THEIR DEVELOPMENT, by S. I. Gopasyuk.— The examination of data in H_{α} , obtained with the coronagraph, shows that chromospheric flares, at least in the initial stage of their development, are similar to an explosion with a cylindrical symmetry. The energy and temperature of flares were determined on the basis of the conception of a shock wave.

Thermal energy, produced at the beginning of development of the flare, is of the order 10^{27} — 10^{28} ergs and the temperature in the center of the flare is not less than $5,6 \cdot 10^6$ K.

From the character of motion bright surges eruptive filaments and prominences it was established that the ejection of matter is practically instantaneous. Such a phenomenon is to probably similar a phenomenon of plasmoids observed in the impuls discharges.

Экспериментальные и теоретические исследования [1—5] указывают, что по крайней мере в начальной стадии развития вспышки выделяется очень большая энергия, а сам процесс развития настолько интенсивен, что вспышку до некоторой степени можно рассматривать как взрыв.

В таком случае, в области выделения энергии произойдет внезапное повышение температуры и давления газа. Из этой области, как из центра, начнет распространяться сильная ударная волна, которая отделяет возмущенную область газа от невозмущенной. Волну в процессе ее распространения мы можем считать сильной до тех пор, пока собственная энергия газа, вовлеченного в движение ударной волной, будет мала по сравнению с выделившейся начальной энергией. Это утверждение означает, что начальное давление газа перед фронтом мало по сравнению с давлением на фронте ударной волны.

Поскольку область, занимаемая вспышкой, отделена, по крайней мере в начальный момент развития, от невозмущенной части газа ударной волной, то изменение объема, а следовательно, и видимой площади в плоскости диска, занимаемой вспышкой, будет пропорционально скорости ударной волны. Поэтому естественно попытаться проводить изучение вспышек по изменению площади отдельных узлов, начиная с момента их появления.

Непрерывное кинематографирование вспышек в лучах линии H_{α} на внеатомном коронографе КГ-1 [4] позволяет проводить такие исследования. Для выяснения зависимости площади отдельных узлов от времени брались те вспышки, которые имеют зафиксированное начало и расположены недалеко от центра солнечного диска. Последнее требование исключает до некоторой степени эффект проекции. Измерение площади узлов проводилось для соответствующих моментов времени (начало отсчета времени совмещалось с появлением узла), и полученные результаты в логарифмической системе координат наносились на график. В качестве примера такие зависимости приведены на фиг. 1 и 2.

Из фиг. 1 и 2 видим, что в начальной стадии развития узла в течение нескольких минут имеется линейная зависимость в логарифмической системе координат, а затем точки сильно отклоняются вверх от прямой. Такая картина наблюдается для всех обработанных узлов вспышек.

Ниже укажем на некоторые возможные причины систематического отклонения точек вверх от прямой, а сейчас займемся прямолинейной частью.

Для прямолинейной части имеем

$$S = S_0 t^K, \quad (1)$$

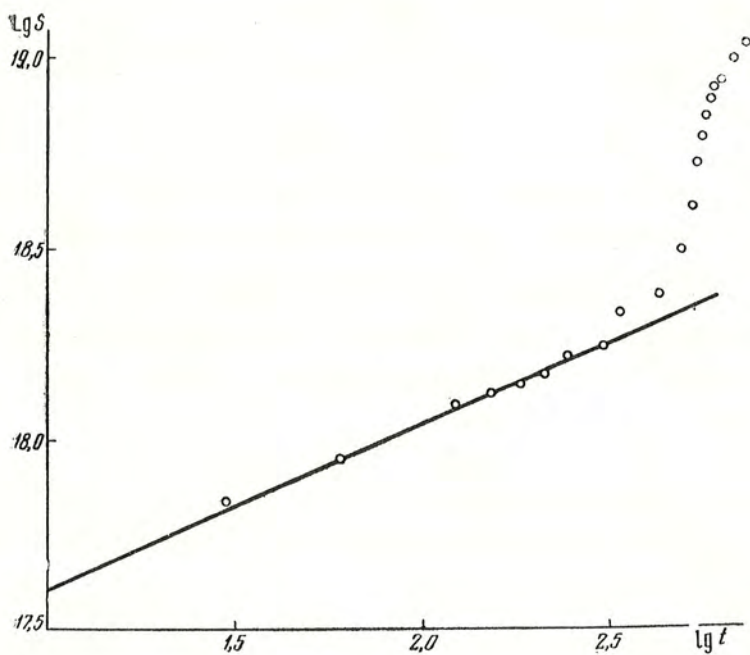
где K определяется углом наклона прямой, а $S_0 = S$ при $t = 1$ сек. (см. фиг. 1). Весьма интересно то, что значения K каким-то образом группируются возле вполне определенных значений $K = 0,5, 1,0$ (табл. 1).

При беглом просмотре таблицы бросается в глаза, что для узлов, образующих вспышку, K имеет только одно значение — или 0,5 или 1,0 и не наблюдается случая, чтобы один узел вспышки имел $K = 0,5$, а другой узел той же вспышки имел $K = 1,0$.

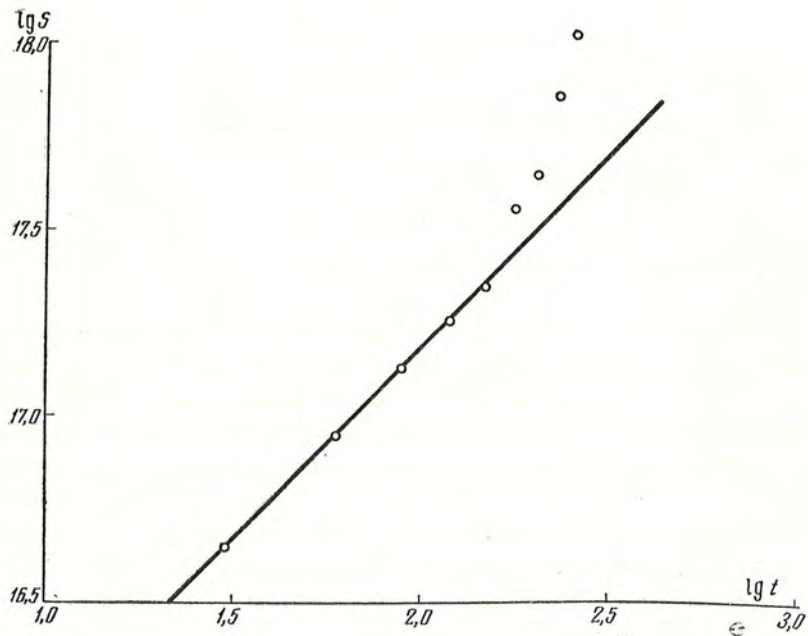
Т а б л и ц а 1

Дата	Московское время	Число узлов	K	Дата	Московское время	Число узлов	K
31.VIII 1956 г.	15 ^h 30 ^m	2	0,45 0,44	7.VIII 1956 г.	15 ^h 35 ^m	2	1,07 1,10
17.II 1956 г.	14 ^h 2 ^m	1	0,90	29.VIII 1956 г.	8 ^h 2 ^m	1	0,50
27.VIII 1956 г.	16 ^h 21 ^m	2	0,95 0,96	23.VIII 1956 г.	9 ^h 54 ^m	1	0,61
12.IX 1957 г.	15 ^h 10 ^m	2	1,00 1,00	23.VIII 1956 г.	10 ^h 7 ^m ,5	1	0,62

Вероятно, как мы увидим в дальнейшем, это говорит о том, что магнитное поле в области вспышки вполне определенным образом ориентировано в пространстве.



Фиг. 1. Зависимость площади узла вспышки 31 августа 1956 г. от времени в логарифмической системе координат; $K = 0,5$



Фиг. 2. Зависимость площади узла вспышки 12 сентября 1957 г. от времени в логарифмической системе координат; $K = 1,0$

Попытаемся связать полученную аналитическую зависимость площади узла от времени с теорией сильных ударных волн. В случае сильных ударных волн движение газа можно рассматривать как автомодельное и закон движения ударной волны с цилиндрической симметрией при этом получается [6]

$$r_2 = \left(\frac{E}{\rho_1 \lambda^*} \right)^{1/4} t^{1/2}, \quad (2)$$

где r_2 — координата ударной волны относительно центра, $E = \alpha E_0$; E_0 — мгновенно выделившаяся энергия, размерность ее $эрг/см$, ρ_1 — плотность невозмущенного газа; полная энергия получается умножением E_0 на длину цилиндра; λ^* — безразмерная постоянная. Обычно на фронте ударной волны считают $\lambda^* = 1$ и в соответствии с этим из условия, что полная энергия должна быть равной E_0 , находят α . $\alpha = 0,55$ для газа с

$$\frac{C_p}{C_v} = \gamma = 5/3.$$

Ударная волна с цилиндрической симметрией взята не случайно, так как только такая симметрия может обеспечить зависимость (1) с $K = 0,5$, $1,0$.

Случай с $K = 0,5$ осуществляется тогда, когда ось расширяющегося цилиндра направлена перпендикулярно лучу зрения. Площадь сечения такого цилиндра вдоль оси равна

$$S = 2hr_2 = 2h \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/4} t^{1/2}, \quad (3)$$

Случай же с $K = 1,0$ соответствует сечению перпендикулярно оси, а площадь равна

$$S = \pi r_2^2 = \pi \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/2} t. \quad (4)$$

Очевидно, что все промежуточные сечения дадут временную зависимость с показателем K , заключенным между $0,5$ и $1,0$.

Сравнивая формулы (1), (3) и (4), видим, что временное изменение площади отдельного узла вспышки в начальной стадии его развития довольно хорошо описывается теорией ударных волн с цилиндрической симметрией. Поскольку в нашем случае значения K равны примерно $0,5$ и $1,0$, то, по-видимому, вспышки в начальной стадии развития имеют до некоторой степени аналогию с цилиндрической симметрией. Так как временной показатель K дает ориентацию цилиндра относительно луча зрения, то получается, что вспышки ориентированы вполне определенным образом относительно поверхности Солнца. Случай $K = 0,5$ соответствует оси цилиндра, расположенной параллельно плоскости солнечного диска, а случай $K = 1,0$ — оси, расположенной в плоскости, перпендикулярной к плоскости солнечного диска. Интересным и в то же время странным кажется тот факт, что нет промежуточной ориентации осей, хотя это может быть связано с недостаточностью наблюдательного материала.

Из формул (1), (3) и (4) видим, что

$$S_0 = B \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{\frac{K}{2}}, \quad (5)$$

где $B = 2h$ при $K = 0,5$ и $B = \pi$ при $K = 1,0$.

Ввиду того, что S_0 и B — постоянные и вполне определенные величины для данного узла вспышки, из формулы (5) находим E/ρ_1 . Величина E/ρ_1 определяется довольно точно, а для ρ_1 можно указать только порядок, поэтому на фиг. 3 представлена зависимость t от E/ρ_1 (t — примерное время жизни узла).

Видим, что чем больше отношение E/ρ_1 , тем больше время жизни узла. Беря значение плотности невозмущенного газа $\rho_1 \approx 10^{-13} - 10^{-12}$ г/см³, определяем E . $E \approx 10^{17} - 10^{18}$ эрг/см. В тех случаях, для которых известно h (величина h известна, когда $K = 0,5$), можем найти полную энергию, выделившуюся во всем узле вспышки.

Поскольку $E = \alpha E_0$, то для двух узлов вспышки 31 августа 1956 г. в 15^h30^m московского времени, для которых $S_{01} = 1,38 \cdot 10^{17}$ см²/сек^{1/2}, $h_1 = 1,7 \cdot 10^9$ см и $S_{02} = 1,35 \cdot 10^{17}$ см²/сек^{1/2}, $h_2 = 1,8 \cdot 10^9$ см, полная энергия равна соответственно

$$\begin{aligned} E_{01} &= 9,5 \cdot 10^{26} - 9,5 \cdot 10^{27} \text{ эрг,} \\ E_{02} &= 6,9 \cdot 10^{26} - 6,9 \cdot 10^{27} \text{ эрг.} \end{aligned}$$

Для вспышки 23 августа 1956 г. в 8^h2^m московского времени $S = 2,63 \cdot 10^{16}$ см²/сек^{1/2}; $h = 4,5 \cdot 10^8$ см и, следовательно,

$$E_0 = 7 \cdot 10^{25} - 7 \cdot 10^{26} \text{ эрг.}$$

Чтобы получить энергию всей вспышки, надо просуммировать энергию всех узлов. Так, вспышка 31 августа 1956 г. состояла из двух узлов и поэтому полная ее энергия равна $E_0 = 1,64 \cdot 10^{27} - 1,64 \cdot 10^{28}$ эрг.

Однако эта величина есть нижний предел всей энергии, выделившейся во время вспышки. Все дело в том, что на образование ударной волны идет только та часть полной энергии, которая превращается в кинетическую, другие виды энергии, как, например, рентгеновское излучение, уходят беспрятственно и не участвуют в образовании ударных волн.

По величине E/ρ_1 определим температуру на фронте ударной волны. Температура на фронте ударной волны определяется:

$$T_2 = \frac{P_2}{R\rho_2}, \quad (6)$$

где P_2 — давление на фронте ударной волны, равное

$$P_2 = \frac{1}{2(\gamma + 1)} \frac{E}{r_2^2}, \quad (7)$$

а ρ_2 — плотность на фронте

$$\rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1, \quad (8)$$

R — газовая постоянная. Подставляя в формулу для температуры значение P_2 и ρ_2 из (7) и (8), получим

$$T_2 = \frac{\gamma - 1}{2R(\gamma + 1)^2} \left(\frac{E}{\rho_1} \right) r_2^{-2}. \quad (9)$$

Возьмем среднее значение $E/\rho_1 \approx 10^{30}$, $R = 8,31 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{град}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$, тогда

$$T_2 = 5,6 \cdot 10^{20} r_2^{-2}. \quad (10)$$

Видно, что T_2 довольно быстро падает с расстоянием. Так, на расстоянии 10^7 см от центра температура равна $5,6 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$, а на расстоянии 10^8 см $T_2 = 5,6 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$. В табл. 2 приведены значения температуры в зависимости от размера области и соответствующего времени, за которое волна успевает пройти это расстояние.

Т а б л и ц а 2

$T_2, \text{ }^\circ\text{К}$	$r_2, \text{ см}$	$t, \text{ сек}$
$5,6 \cdot 10^6$	10^7	10^{-1}
$2,25 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^7$	2,5
$5,6 \cdot 10^4$	10^8	10

Из формулы (10) нельзя получить температуру в центре области, так как при $r_2 \rightarrow 0$, $T_2 \rightarrow \infty$.

Вблизи центра области, в которой выделяется энергия, возникают большие градиенты температуры, благодаря чему приобретает важное значение учет теплопроводности. Если учесть теплопроводность, то температура в центре объема получится конечной и, очевидно, будет значительно больше $5,6 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$. Примерно такая же температура получена в [5].

Многие ракетные исследования жесткой радиации вспышек также указывают на то, что температура должна быть порядка десятков миллионов градусов [7]. Наши результаты, как видим, согласуются с этими выводами.

При исследовании тонкой структуры эмиссии «усов» активных образований А. Б. Северный [1] отмечает, что эмиссия сосредоточена в отдельных ядрах или зернах размером иногда не более $3 \cdot 10^7 \text{ см}$. Такая эмиссия в течение нескольких минут наблюдается также в начальной стадии развития вспышек. Физическая природа обеих эмиссий одинакова, а центральная часть областей, дающих эту эмиссию, вероятно, имеет температуру миллионы градусов.

Как мы уже отмечали, последующая стадия развития узлов вспышки характеризуется тем, что точки на фиг. 1—2 отклоняются вверх, причем довольно сильно.

Представим себе следующую картину. В некотором малом объеме за небольшой промежуток времени выделилась довольно большая энергия. Начнет распространяться сильная ударная волна. Если эта волна распространяется в однородной среде, то, как и раньше (фиг. 1—2), площадь сечения в логарифмической системе координат в соответствующие моменты времени будет ложиться на прямую. Однако с течением времени волна будет затухать, и площадь сечения должна расти медленнее. Это скажется в том, что точки будут ложиться ниже прямой. Другими словами, это значит, что прямая с определенным наклоном дает максимальный рост площади сечения при определенном E_0 . Так как площадь растет быстрее то причиной этого может быть неоднородность среды, в которой распространяется ударная волна. Пусть сильная ударная волна распространяется в среде, в которой плотность меняется по закону

$$\rho = \rho_1 \left(\frac{r}{a} \right)^{-\beta}. \quad (11)$$

Тогда для радиуса фронта ударной волны будем иметь [6]

$$r_2 = \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{4-\beta}} a^{-\frac{\beta}{4-\beta}} t^{\frac{2}{4-\beta}}. \quad (12)$$

Перепишем его в таком виде:

$$r_2 = \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/4} t^{1/4} \left[\frac{E}{\rho_1} \frac{t^2}{a^4} \right]^{\frac{\beta}{4(4-\beta)}}, \quad (13)$$

β — характеризует степень неоднородности среды, а a — постоянная с размерностью длины.

В вертикальном направлении изменение плотности максимальное, поэтому β здесь максимально. В горизонтальном же направлении плотность постоянная, следовательно, $\beta = 0$. Таким образом $\beta = \beta(\theta)$ есть функция угла θ .

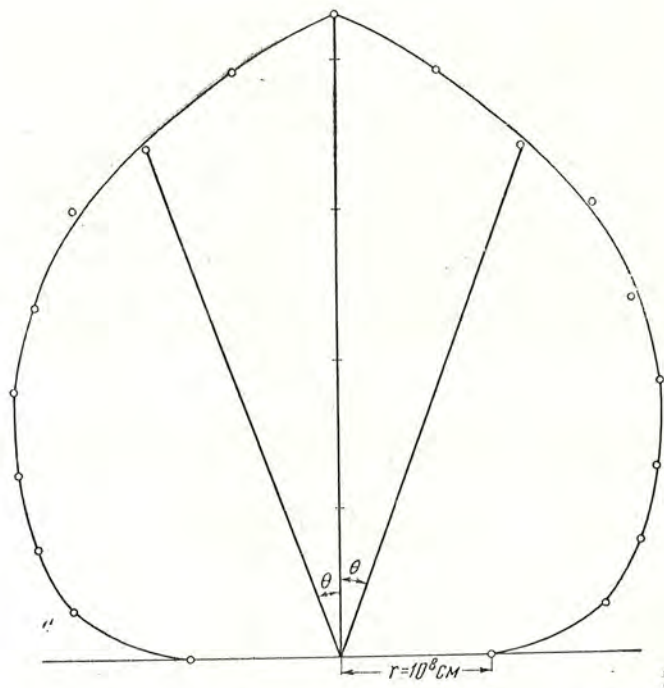
Плотность нижней хромосферы, начиная с высоты $1,5 \cdot 10^3$ км до высоты $6 \cdot 10^3$, подчиняется распределению (11) со значениями $\rho_1 = 4,2 \cdot 10^{-12}$ г·см⁻³ [8], $a = 1,31 \cdot 10^7$ см, $\beta = 5/3 = \text{тах.}$ β в произвольном направлении равно

$$\beta = 5/3 \cos^{1/3} \theta. \quad (14)$$

Теперь по формулам (13) и (14) находим r_2 ударной волны в верхней полуплоскости в зависимости от угла θ . Результат представлен на фиг. 4 для момента $t = 10$ сек. Это своеобразная «индикатриса» ударной волны.

Следует отметить, что по мере того как ударная волна ослабевает, на распространение ее оказывает сильное влияние магнитное поле, роль которого никак не учтена. Тем не менее, из уравнения (13) видим, что неоднородность плотности может обеспечить отклонение значения площади

вверх от прямой на фиг. 1 и 2. При этом наблюдение вспышки в центре линии H_{α} с полосой $0,5 \text{ \AA}$ будет относиться все более и более к верхним слоям хромосферы. Кроме того, отклонение площади вверх может получиться за счет того, что энергия во вспышке выделяется в течение некоторого сравнительно большого промежутка времени. Как долго она вы-



Фиг. 4. «Индикатриса» ударной волны для среды с переменной плотностью

деляется и каков характер выделения — совершенно неясно. Это требует дополнительного выяснения.

Отметим весьма интересное обстоятельство. 23 августа 1956 г. в $10^{\text{h}} 7^{\text{m}} 5$ по московскому времени наблюдалась примерно на 70 градусах от центра вспышка балла 1 — с очень большим эмиссионным выбросом (фиг. 5). Весьма любопытно было произвести обработку этой вспышки и выяснить характер движения переднего края эмиссионного выброса. Оказалось, что для нее $K = 0,62$, а зависимость пути переднего края эмиссионного выброса от времени

$$l = 2,6 \cdot 10^5 t^{1,68} \text{ см.} \quad (15)$$

Согласно этому соотношению, были произведены расчеты скорости и ускорения, которые представлены на фиг. 6 в зависимости от l . Мы видим, что в начале пути скорость была малой и по мере продвижения вперед она нарастала. Ускорение же, наоборот, вначале было очень велико, а по мере продвижения падало. В целом картина в нашем представлении такова. Вспышка расположена так, что ось ее находится практически в области солнечного диска. Наблюдаемый выброс покрыл очень большое расстоя-



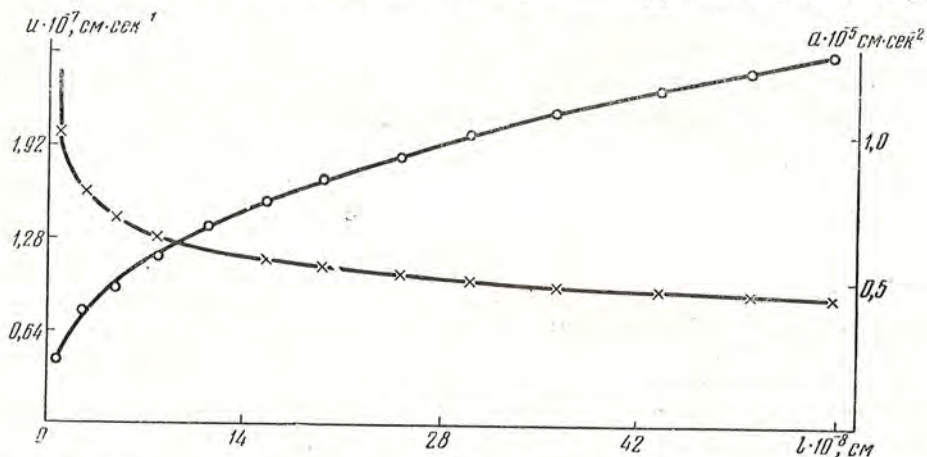
a



б

Фиг. 5. Вид вспышки и эмиссионного выброса 23 августа 1956 г.
a — $10^{\text{h}} 13^{\text{m}},5$ московского времени; *б* — $10^{\text{h}} 16^{\text{m}}$ московского времени

ние, что указывает, по крайней мере, на небольшой угол между его траекторией и плоскостью диска. Выталкивание же материи, вероятно, проходило вдоль оси вспышки. Малые скорости и большие ускорения в начальный момент указывают на то, что на покоящийся газ практически мгновенно подействовала очень большая сила. Этот, правда, единственный пока случай, возможно, и является экспериментальным подтверждением выталкивания плазмоедов при пинч-эффекте во вспышках [5].



Фиг. 6. Изменение скорости (крючки) и ускорения (крестики) переднего края эмиссионного выброса, наблюдавшегося 23 августа 1956 г. в зависимости от пути l

Подобное состояние скоростей и ускорений имеет место для эруптивного протуберанца, который наблюдался 24 сентября 1956 г. в 16^h54^m по московскому времени, поскольку для него зависимость траектории геометрического центра основного узла от времени аналогична (15), т. е.

$$l = l_0 t^{1,48}, \quad l_0 = 1,95 \cdot 10^6.$$

Отметим также исследование Е. Ф. Шапошниковой, в котором показано, что появление больших эруптивных волокон сопровождается небольшими вспышками [9].

Это указывает на то, что происхождение эмиссионных выбросов из вспышек, эруптивных волокон и протуберанцев одно и то же — выталкивание материи из некоторой области сжимающимся магнитным полем. Все эти явления, по-видимому, подобны плазмоедам, наблюдающимся в лабораториях при импульсных разрядах.

Суммируя основные результаты работы, можем сказать:

1. Хромосферную вспышку можно уподобить взрыву с примерно цилиндрической симметрией.
2. Узлы, образующие данную вспышку, имеют одну ориентацию относительно поверхности Солнца, что указывает на вполне определенное пространственное распределение магнитного поля в окрестности вспышки.
3. По крайней мере в начальной стадии развития вспышки область ее окружена ударной волной.

По теории ударных волн рассчитана тепловая энергия, выделяющаяся во вспышке ($E_0 \approx 10^{27} - 10^{28}$ эрг) и температура. В центре вспышки температура, очевидно, больше $5,6 \cdot 10^6$ °К.

4. По характеру движения эмиссионных выбросов, эруптивных волокон и протуберанцев делается вывод, что выталкивание материи происходит практически мгновенно, т. е. импульс силы, действующий на материю, очень велик.

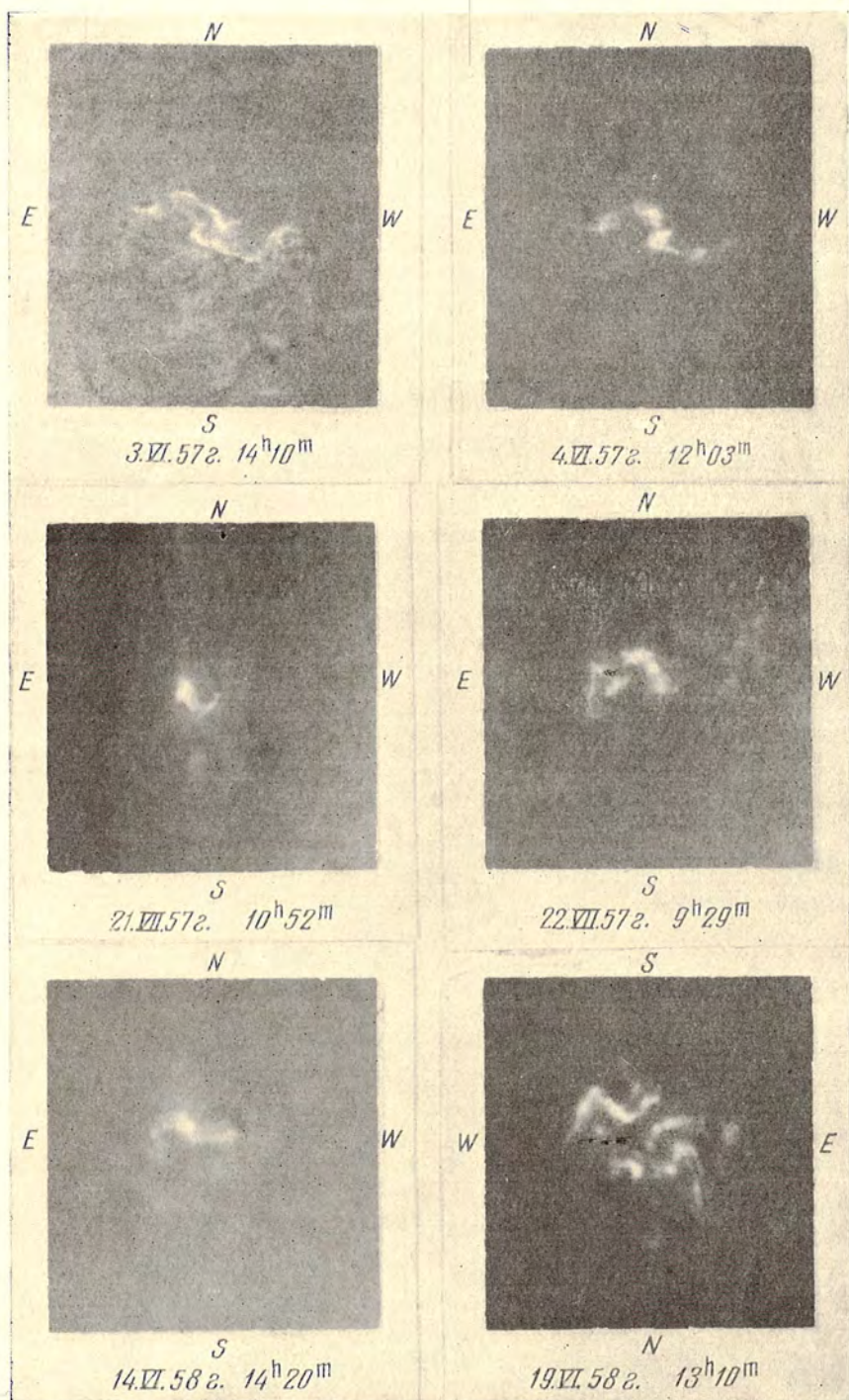
Такое явление аналогично плазмоидам, наблюдающимся в лабораториях при импульсных разрядах.

В заключение автор выражает глубокую благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за ряд весьма ценных замечаний.

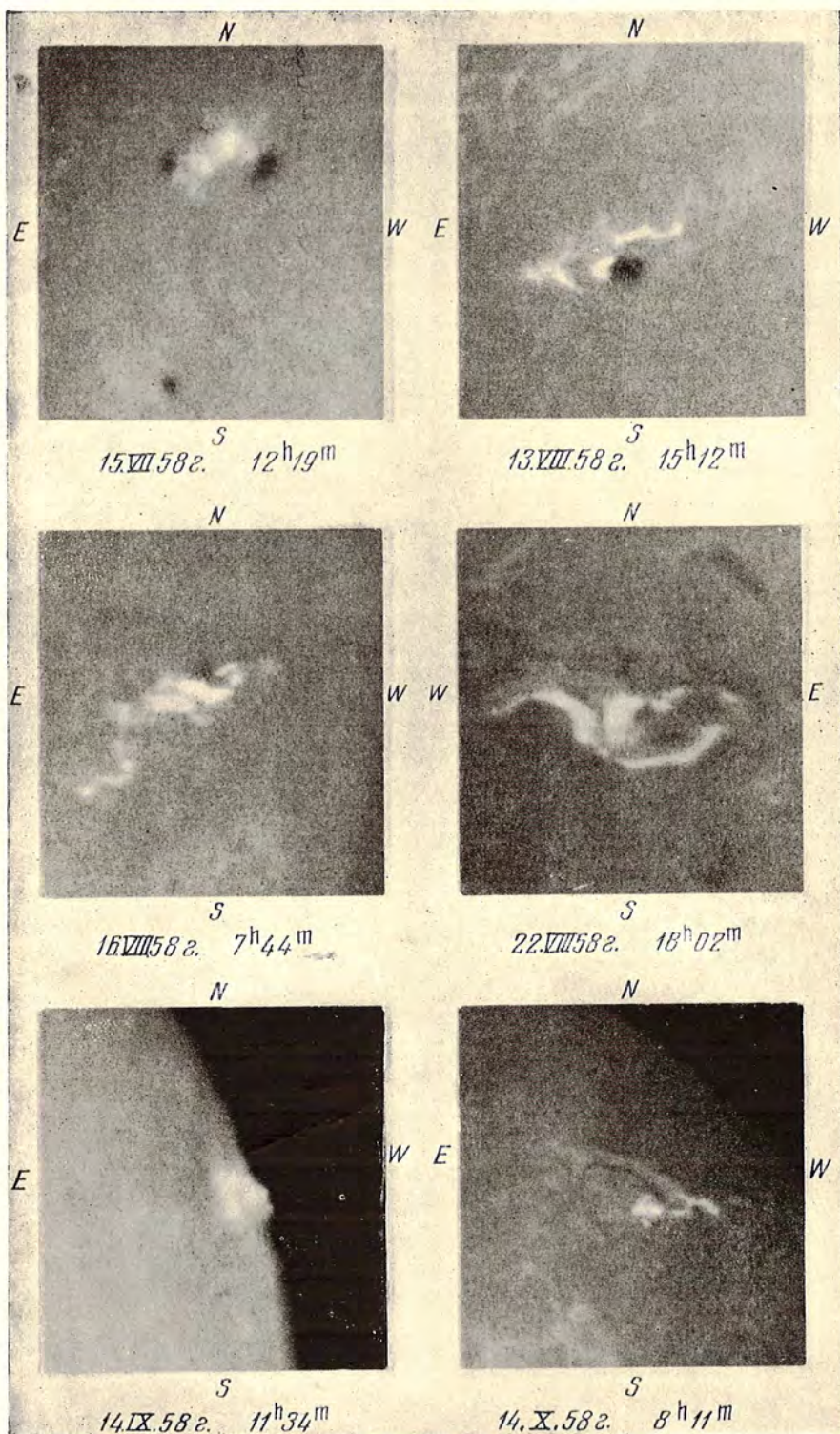
13 мая 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 72, 1958.
 3. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 46, 1958.
 4. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.
 5. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, № 3, 335, 1958.
 6. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат, 1954.
 7. H. Friedman, T. Chubb, T. Kurperian, T. Lindsay. I. G. Y. Project, 1957.
 8. Дж. Койпер. Солнце, т. I. ИЛ, 1957.
 9. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 18, 151, 1958.
-



Фиг. 1. Фотографии исследованных вспышек



Фиг. 2. Фотографии исследованных вспышек

ФОТОМЕТРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

*С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов, М. В. Огирь, Н. Е. Стешенко,
Е. Ф. Шапошникова, Т. Т. Цап*

Приводятся фотометрические кривые интенсивности H_{α} и площади вспышек с баллом ≥ 2 (4 вспышки 1957 г. и 10 вспышек 1958 г.), результаты сравнения фотометрических кривых, полученных при измерении кинофильмов, снятых на коронографе КГ-1 (КрАО АН СССР, Партизанское), на фотосферно-хромосферных телескопах АФР-2 (КрАО АН СССР, Симеиз) и АФР-2 (ГАО АН УССР, Киев).

Исследована роль побочных максимумов пропускания фильтров и различных эффектов, приводящих к сдвигу полосы пропускания фильтра.

PHOTOMETRY OF SOLAR FLARES, by *S. I. Abramenko, E. E. Dubov, M. V. Ogir, N. E. Steshenko, E. F. Shaposhnikova and T. T. Tsap*.— Photometric curves of H_{α} intensities and areas of flares of importance ≥ 2 (4 flares in 1957 and 10 in 1958) and the results of the comparison of photometric curves, obtained from the measurements of cinema-films taken with the coronagraphs KG-1, and with chromosphere and photospheric telescopes AFR-2 (Simeiz), AFR-2 (Central Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences, Kiev) are given.

The role of secondary maxima of transmission of the filters and some effects leading to the displacement of the passband were investigated.

Настоящая статья представляет собой продолжение работы по составлению каталога фотометрических кривых вспышек и исследование роли различных факторов, влияющих на получаемые кривые. Первый каталог, включающий в себя вспышки балла 2 и больше, наблюдавшиеся в 1957 г., помещен в [1]. В настоящей работе помещены фотометрические кривые четырех вспышек из числа наблюдавшихся в 1957 г. и десяти вспышек балла ≥ 2 , наблюдавшихся в 1958 г. Необходимо отметить, что некоторое время пришлось пользоваться устарелой киноплёнкой, в результате чего часть материала оказалась завуалированной, так что измерять его было довольно трудно. Из десяти вспышек за 1958 г., подвергнутых фотометрической обработке, две вспышки наблюдались на краю солнечного диска. Так как съемка начиналась только после того, как была замечена вспышка, в шести случаях фотографирование начато через 1—2 мин. после появления вспышки и в четырех случаях начало вспышки по тем или иным причинам не захвачено совсем.

Наблюдения проводились на внезатменном коронографе КГ-1 с интерференционно-поляризационным фильтром, центрированным на линию H_{α} , с соблюдением необходимых условий (скорость съемки, величина экспозиции, стандартизация и т. д.), описанных в [1]. В мае 1958 г. на коронографе был установлен широкоугольный фильтр ГОИ ИТ-44 с шириной полосы пропускания 0,35 Å. Обработка вспышек была проведена на тех же инструментах и теми же методами, как и ранее [1]. В табл. 1

Таблица 1

Дата	Время наблюдения	Балл	Координаты			Наблюдатель	Примечания
			φ	λ	L		
3.VI 1957 г.	14 ^h 00 ^m —14 ^h 45 ^m	2	—18°	+16°	87°	Ш	Наблюдения в разрывах облаков.
4.VI 1957 г.	12 00 — 12 48	2+	—20	+30	89	Ц	Плохие условия наблюдений.
21.VII 1957 г.	10 47 — 11 07	2	+11	—64	93	Г	Наблюдения в разрывах облаков.
22.VII 1957 г.	9 16 — 10 00	2	+29	— 3	142	Г	
14.VI 1958 г.	14 19,5 — 14 46,5	2	+16	—55	147,4	Ц	
19.VI 1958 г.	12 42 — 13 14,5	2+	+16	+23,5	82	О	Съемка велась в разрывах облаков. Наблюдения не окончены из-за сплошной облачности.
11.VII 1958 г.	10 59 — 13 32	2	—27	—31	151	О	
12.VII 1958 г.	10 53 — 11 24	2	—27	+77	138,7	С	
15.VII 1958 г.	12 12 — 14 00	2	+ 9	—47	98	Ш	Сильный ветер.
13.VIII 1958 г.	15 10,5 — 16 08,5	2	—13	+20	72,8	А, О	
16.VIII 1958 г.	7 35 — 9 23	2	—16	+52	37,1	Ц	Наблюдения велись сквозь циррусы.
22.VIII 1958 г.	17 56 — 19 24	2+	+18	+13	312	О	Начало пропущено из-за смены пленки. Конец не наблюдался, так как Солнце зашло.
14.IX 1958 г.	11 31 — 12 54	2	— 7	+89	12	С	
14.X 1958 г.	8 03,5 — 8 15	2	+18	+65,5	338,4	Ц	

даются сведения об исследованных вспышках: дата съемки, время наблюдения, балл, координаты вспышки, условия наблюдения и фамилия наблюдателя. Моменты начала и конца наблюдений (как и все моменты времени на графиках) даны по московскому времени (У. Т. + 3^h).

Подчеркнутые моменты обозначают действительные моменты начала и конца вспышек.

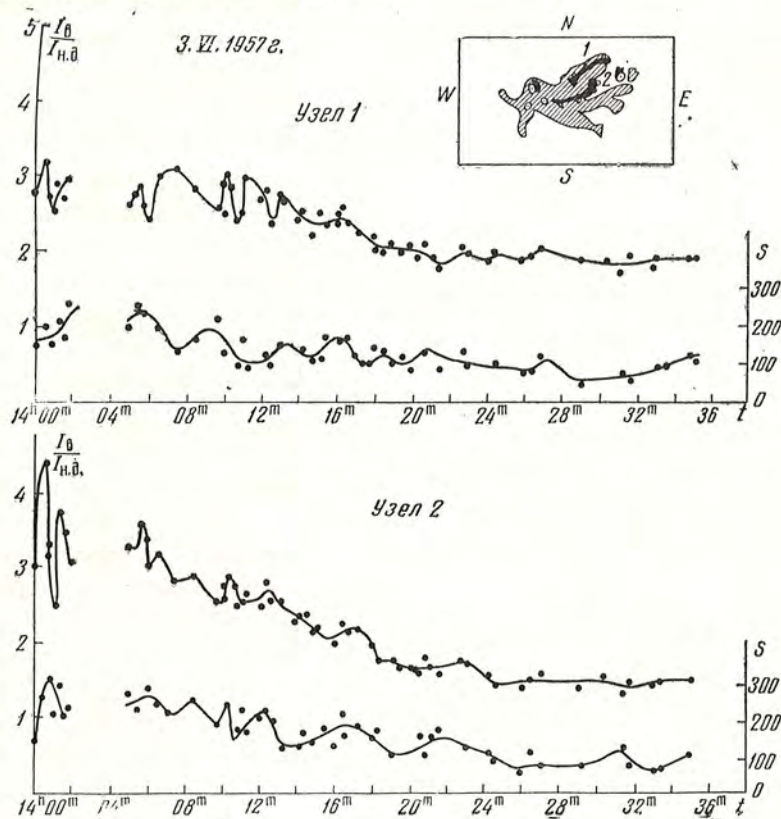
В графе «Наблюдатель» буква Г означает, что наблюдения проводил С. И. Гопасюк, Ц — Т. Т. Цап, Ш — Е. Ф. Шапошникова, О — М. Б. Огирь, С — Н. Е. Стешенко, А — С. И. Абраменко.

ОПИСАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ВСПЫШЕК

Описания даны только для тех вспышек, в которых обнаружены некоторые интересные особенности.

19 июня 1958 г. Вспышка состояла из ряда ярких деталей. Примерно с 13^h начинается интенсивное расширение узла 5 и движение его на северо-восток в направлении к центру вспышки.

11 июля 1958 г. В процессе разгорания узлы вспышки расширялись, а близлежащие флоккулы слабели.



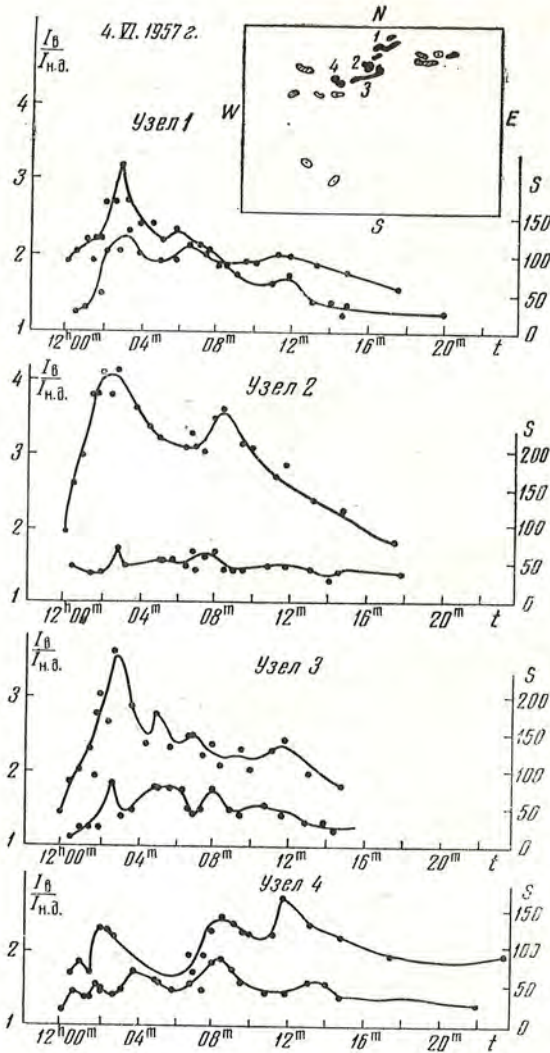
Фиг. 3. Кривые развития хромосферной вспышки 3 июня 1957 г.

12 июля 1958 г. Возникла недалеко от края Солнца. С 10^h57^m до 11^h03^m сопровождалась выбросом. Сначала разгорелся и погас узел 1, а затем узел 2.

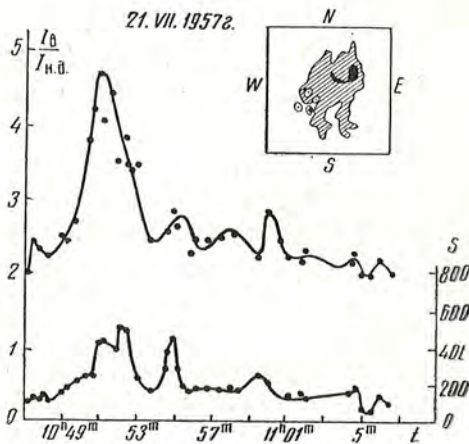
16 августа 1958 г. Около 8^h узел 2' отделился от узла 2 и, увеличиваясь, напознал на пятно *с*. Впоследствии узел 2' перемещался на юго-восток, постепенно сползая с пятна *с*. Узел 2 перемещался в том же направлении. Узел 3 перемещался сначала на северо-запад, в направлении к пятну, а затем на юго-восток. В 7^h43^m на его месте осталось несколько неярких точек. В 7^h51^m узел 3 опять стал ярче.

22 августа 1958 г. Узлы вспышки расположены вдоль волокон. В узле 3 наблюдалось движение. В максимуме яркости вспышка закрывала оба пятна.

КРИВЫЕ РАЗВИТИЯ ВСПЫШЕК



Фиг. 4. Кривые развития хромосферной вспышки 4 июня 1957 г.

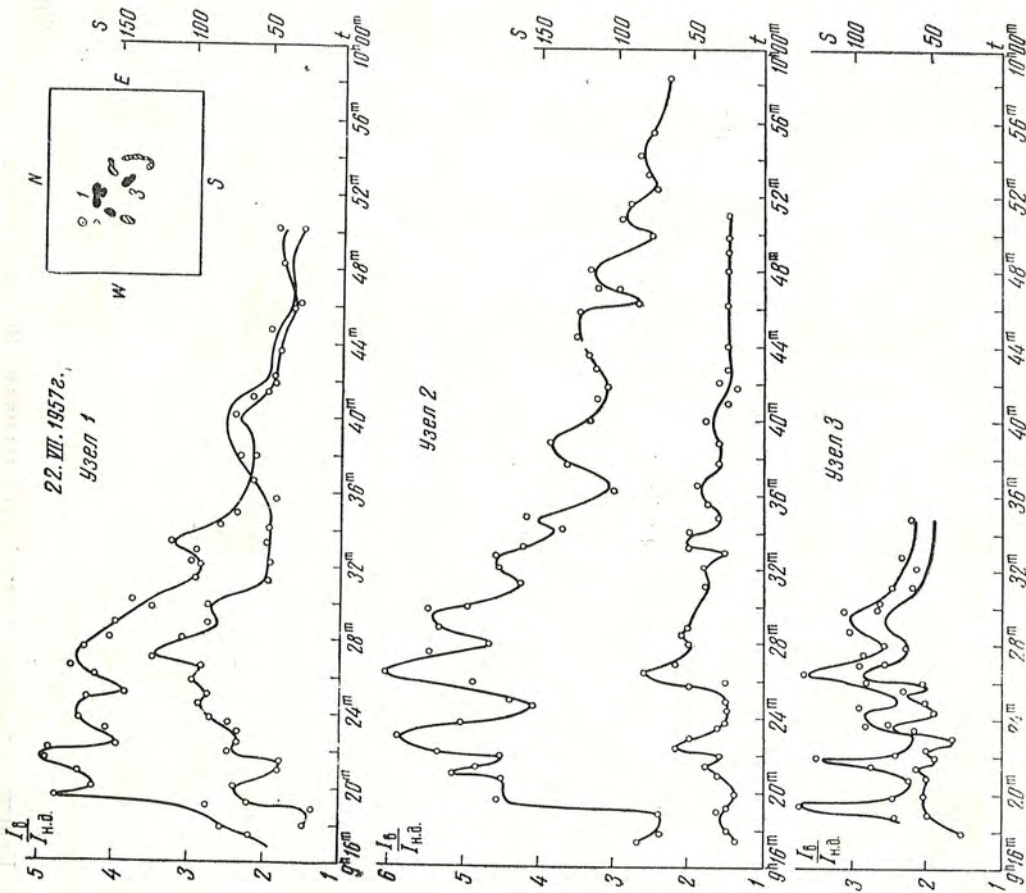


Фиг. 5. Кривые развития хромосферной вспышки 21 июля 1957 г.

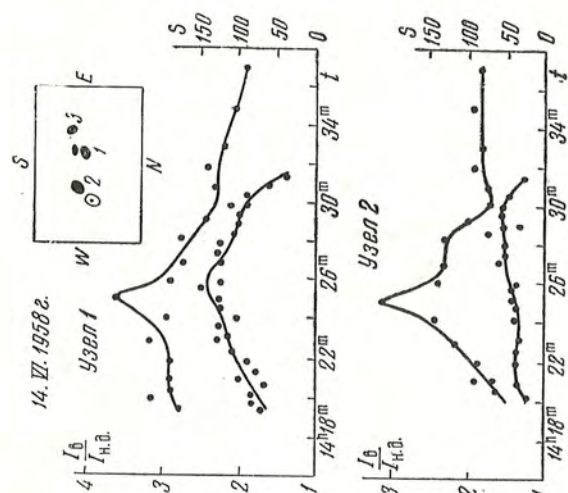
На фиг. 1 и 2 приведены фотографии вспышек, а на фиг. 3—16 даны графики развития наиболее ярких деталей хромосферных вспышек по интенсивности и площади. Кривая интенсивности для каждой вспышки дается над кривой площади. По оси абсцисс отложено время, общее для обоих графиков, по оси ординат шкала интенсивностей дана слева, а шкала площадей — справа. Интенсивности вспышек выражены в единицах интенсивности смежной со вспышкой невозмущенной области ($I_{н.д.}$) на том же расстоянии от центра диска и в той же полосе пропускания фильтра, центрированной на линию H_{α} . Площади вспышек S выражены в единицах $0,5 \cdot 10^{-6} S_D$ (площадь диска). Мы не считаем реальными мелкие флуктуации яркости, которые можно было бы получить по измеренным точкам.

На эскизах, приложенных к графикам вспышек, условно обозначены: 1) очаги вспышек — сплошной черной областью; 2) флоккулы — заштрихованными областями; 3) пятна — контурами с точкой внутри; 4) волокна — просто контурами.

В связи с тем, что намечалось дальнейшее расширение фотометрии вспышек с привлечением данных других обсерваторий, нами было проведено сравнение результатов, получающихся при съемке кинофильмов на различных инструментах, при по-

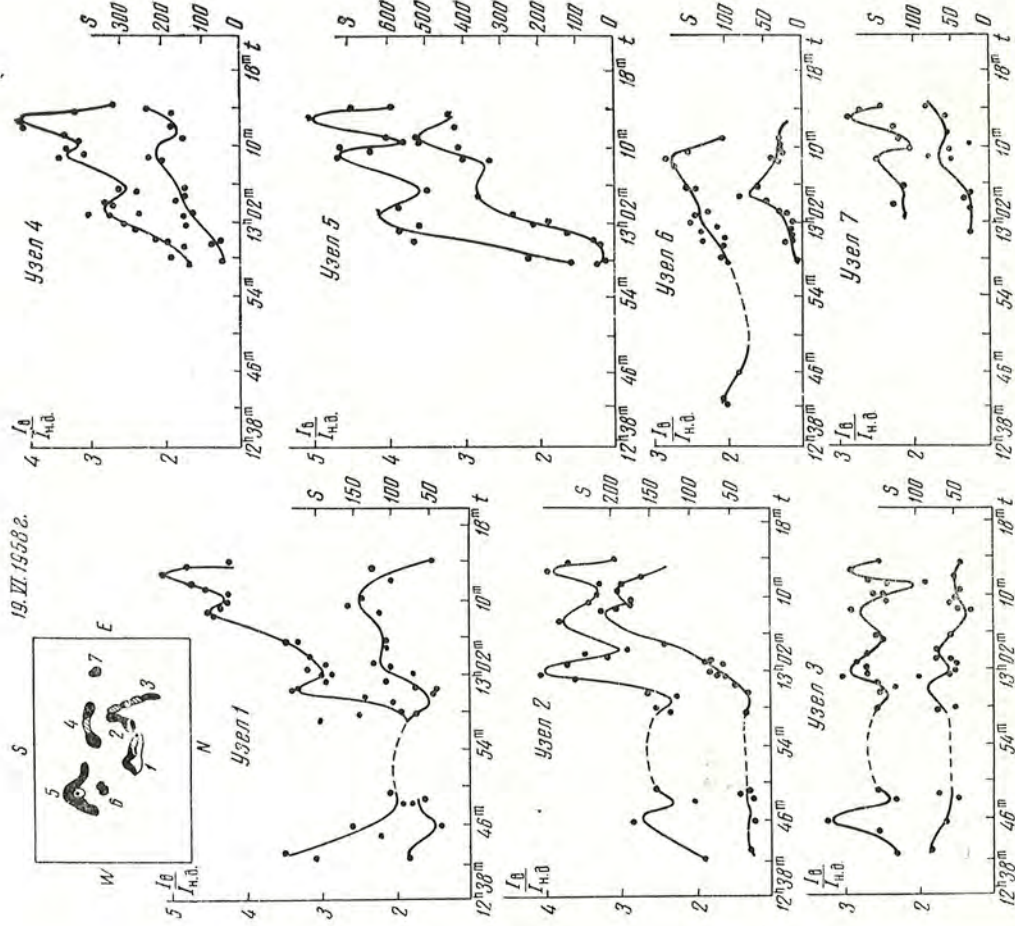


Фиг. 6. Кривые развития хромосферной вспышки 22 июля 1957 г.



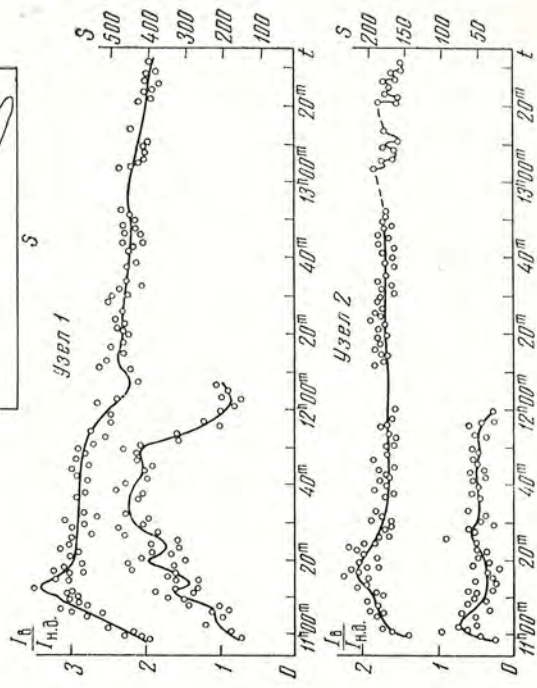
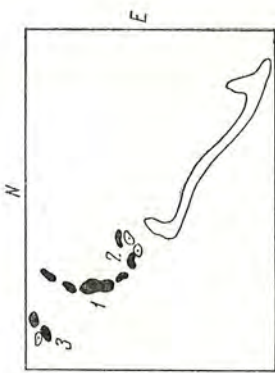
Фиг. 7. Кривые развития хромосферной вспышки 14 июня 1958 г.

19. VII. 1958 г.

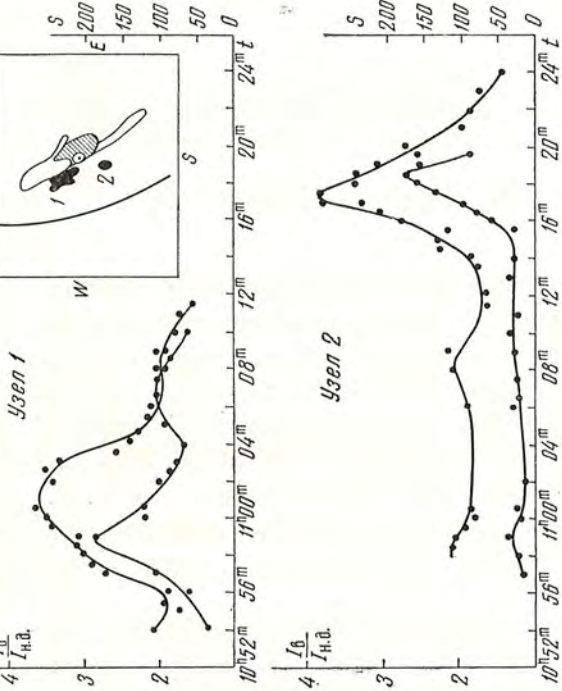


Фиг. 8. Кривые развития хромосферной вспышки 19 июня 1958 г.

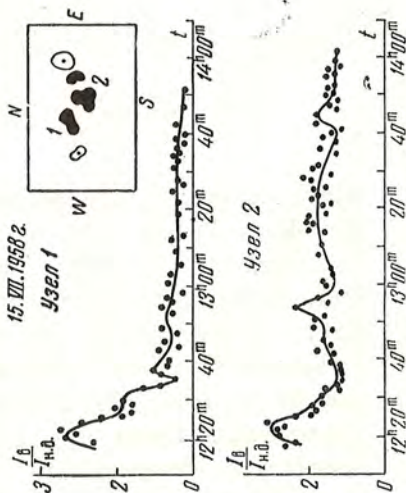
11. X. 1958 г.



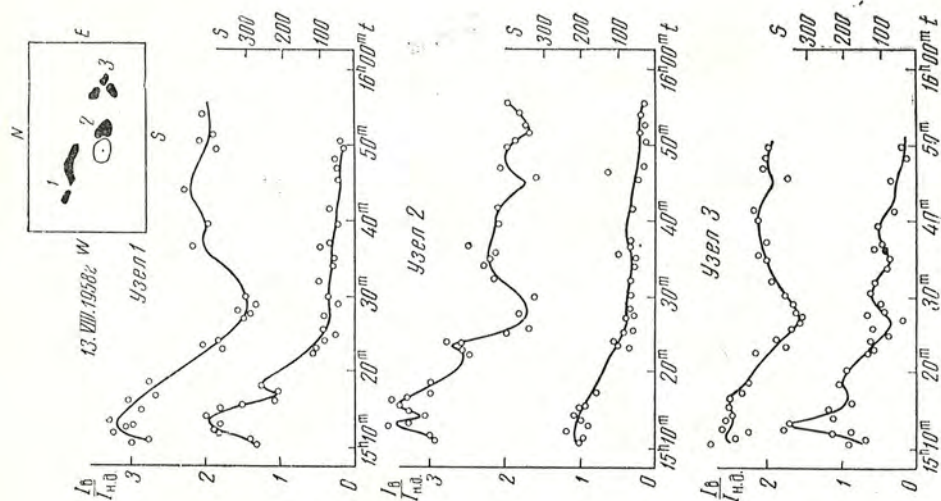
Фиг. 9. Кривые развития хромосферной вспышки 11 июля 1958 г.



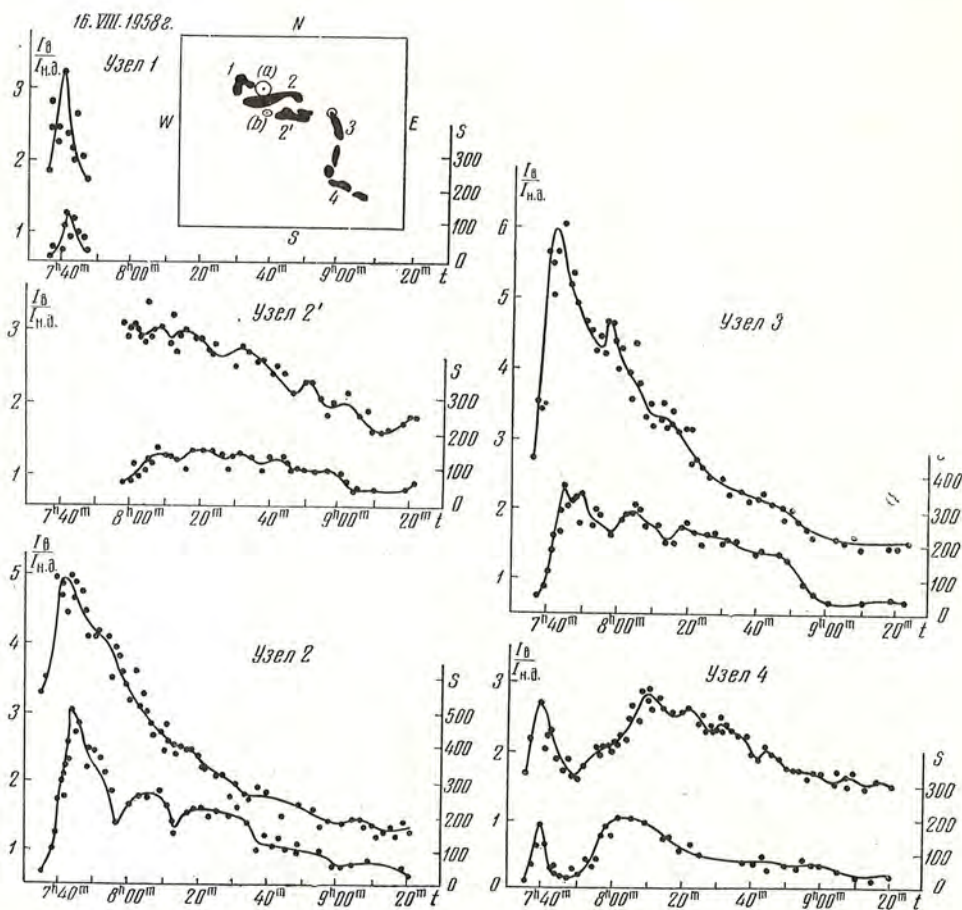
Фиг. 10. Кривые развития хромосферной вспышки 12 июля 1958 г.



Фиг. 11. Кривые развития хромосферной вспышки 15 июля 1958 г.



Фиг. 12. Кривые развития хромосферной вспышки 13 августа 1958 г.

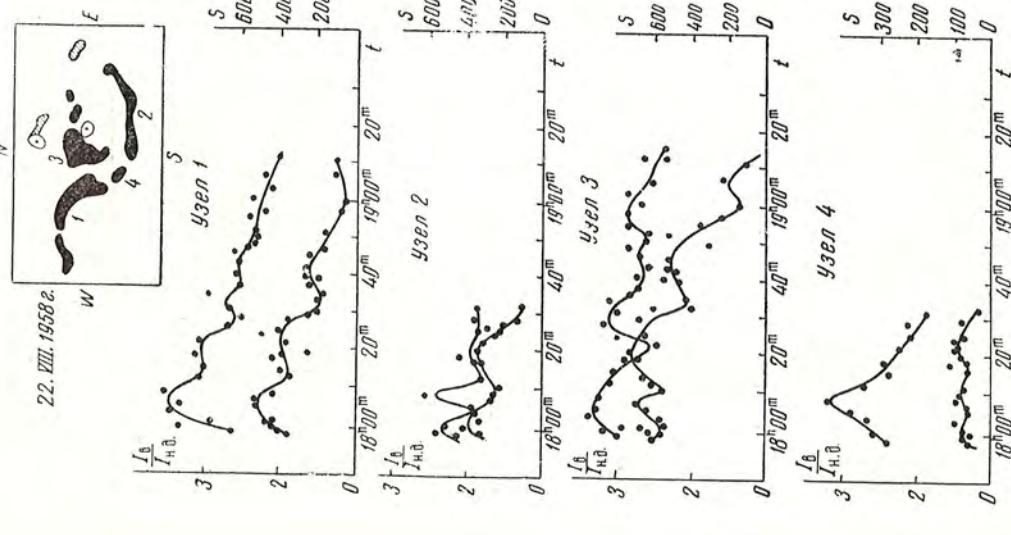


Фиг. 13. Кривые развития хромосферной вспышки 16 августа 1958 г.

мощи разных интерференционно-поляризационных фильтров (ИПФ). На фиг. 17—22 приведено сравнение фотометрических кривых, полученных в результате измерений кинофильмов одних и тех же вспышек, но снятых при помощи различных инструментов: на коронографе КГ-1, хромосферном телескопе АФР-2, установленном в Симеизе, и на АФР-2 Главной астрономической обсерватории АН УССР. Пленки, снятые в ГАО АН УССР, были любезно предоставлены нам Э. А. Гуртовенко. Сравнение показывает, что для однотипных инструментов результаты измерений гораздо более близки друг к другу, чем в случае совершенно разных инструментов.

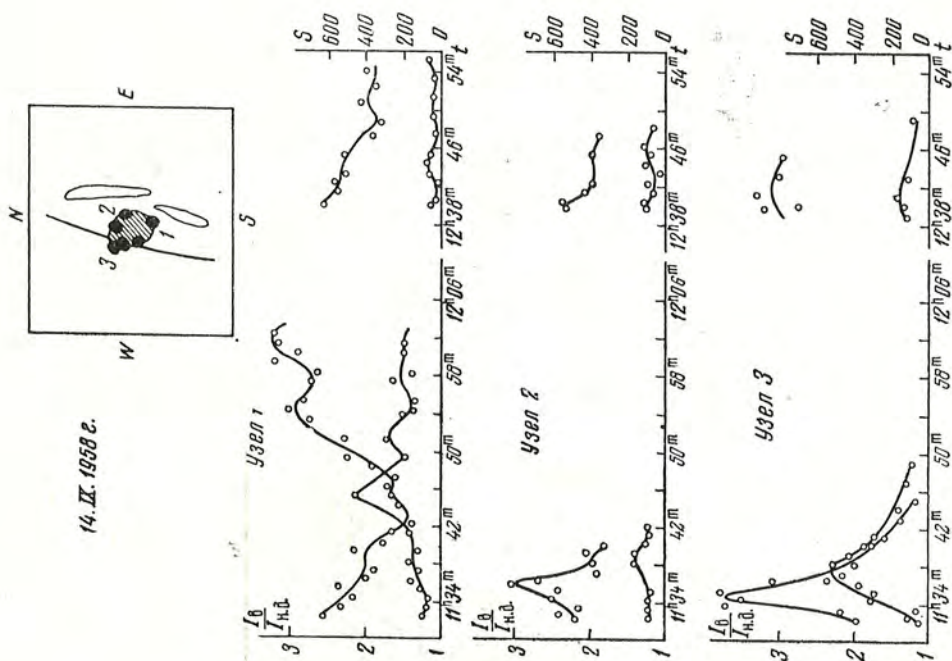
Рассмотрим различные факторы, влияющие на оценку яркости вспышки и на результаты сравнения. При фотометрических измерениях пленки выбирается наиболее яркое место достаточно четко очерченных узлов вспышки. Неоднозначность выбора узла вспышки и особенно места измерения яркости невозмущенного диска довольно сильно сказывается на результатах. В случае коронографа КГ-1, например, на пленке умещается только часть ($\sim 12'$) изображения диска Солнца, так что отыскание не-

22. VIII. 1958 г.

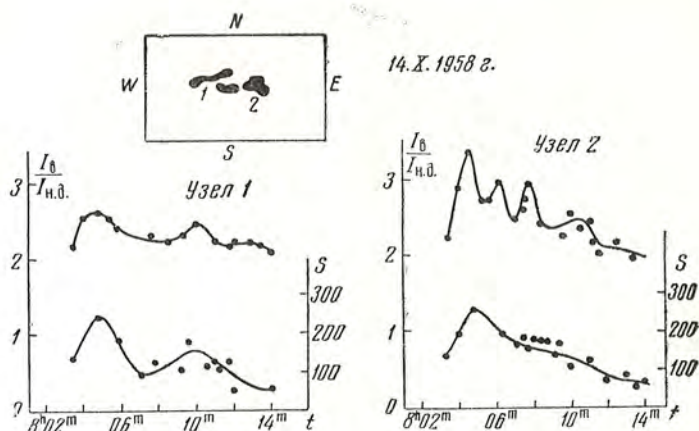


Фиг. 14. Кривые развития хромосферной вспышки 22 августа 1958 г.

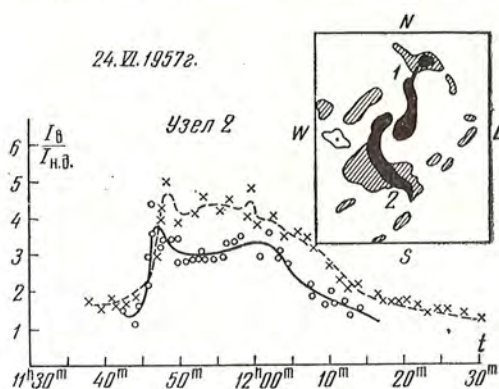
14. IX. 1958 г.



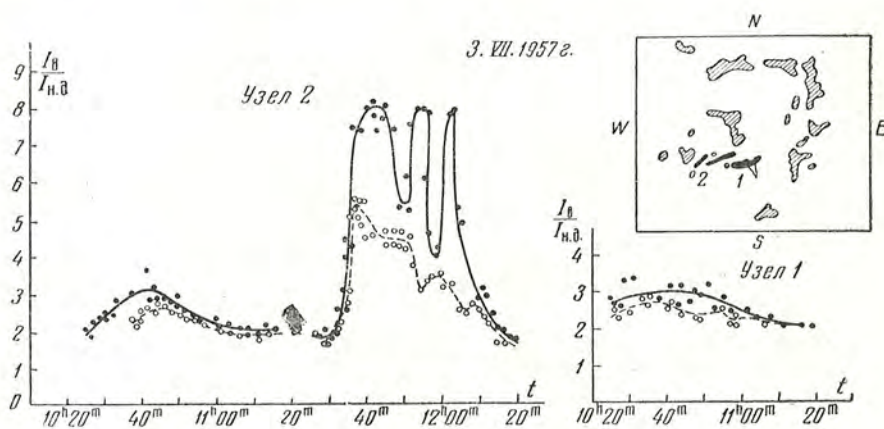
Фиг. 15. Кривые развития хромосферной вспышки 14 сентября 1958 г.



Фиг. 16. Кривые развития хромосферной вспышки 14 октября 1958 г.



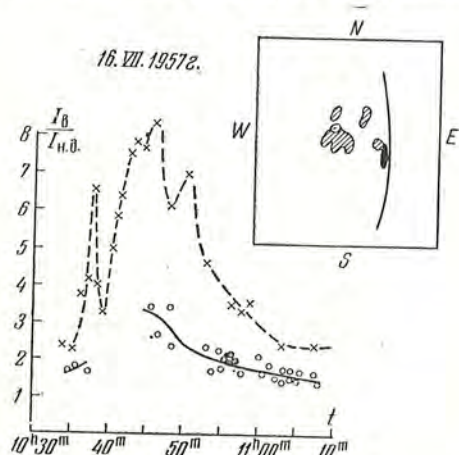
Фиг. 17. Сравнение фотометрических кривых вспышки 24 июня 1957 г., полученных при измерении кинофильмов
Пунктир — снятых на коронографе КГ-1; сплошная линия — АФР-2 (Сименз)



Фиг. 18. Сравнение фотометрических кривых вспышки 3 июля 1957 г., полученных при измерении кинофильмов
Пунктир — снятых на коронографе КГ-1; сплошная линия — на АФР-2 (Сименз)

возмущенного места диска Солнца при измерениях затруднено, что явилось одной из причин, приведших к различию полученных результатов.

Можно было ожидать, что выбор величины щели сильно скажется на результатах. Однако измерения (выполненные, правда, только для одной вспышки) показали, что при изменении площади щели в пределах размеров выбранного участка узла вспышки (достаточно однородного по яркости — условие, которому мы всегда стараемся удовлетворить при выборе измеряемого участка) результат получается одинаковым. Щель



Фиг. 19. Сравнение фотометрических кривых вспышки 16 июля 1957 г., полученных при измерении кинофильмов

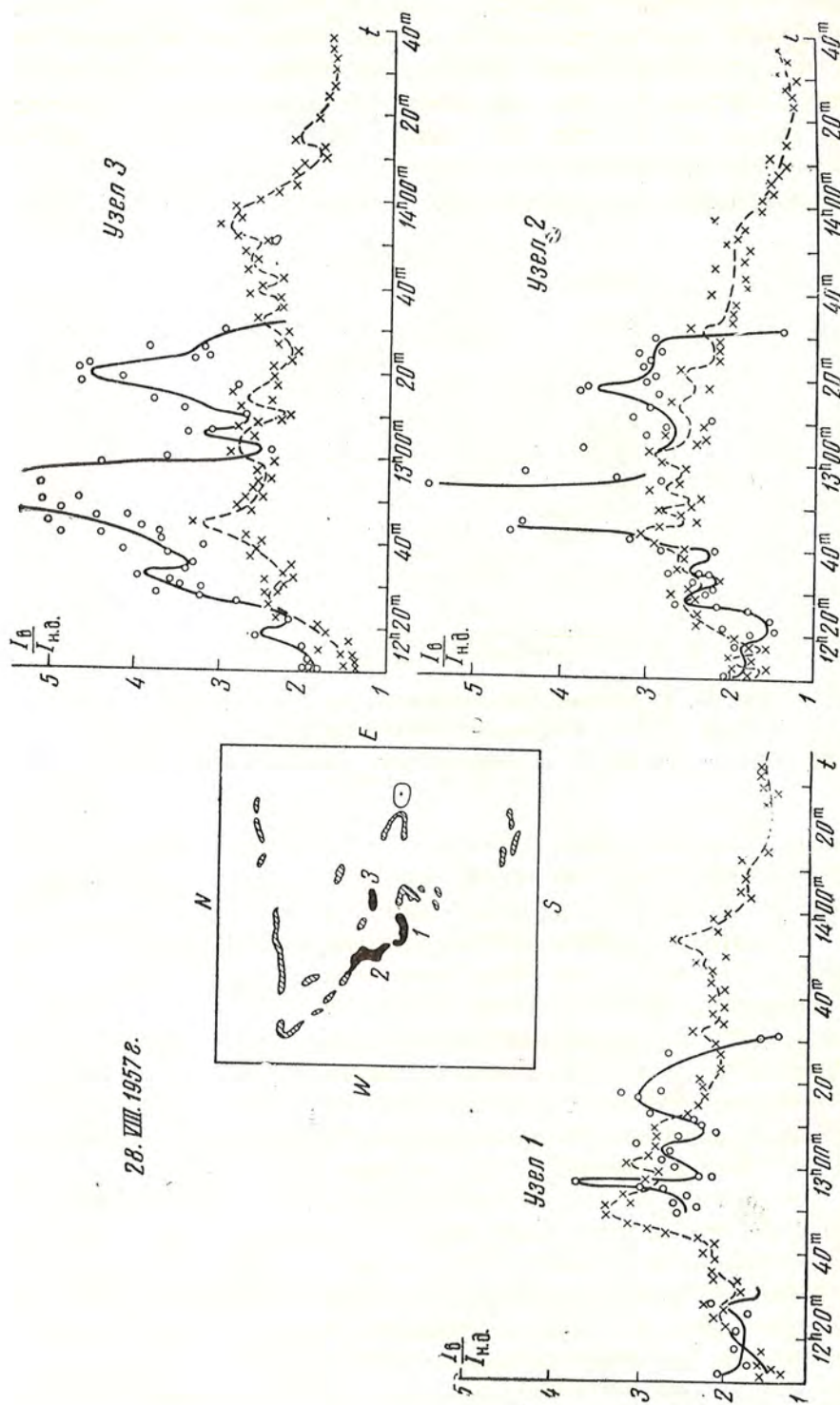
Пунктир — снятых на коронографе КГ-1, сплошная линия — на АФР-2 (Сименз)

выбиралась, конечно, намного больше зерен эмульсии пленки (фиг. 23). Уместно отметить здесь, что зернистость кинопленки, применяемой в настоящее время для патруля хромосферных вспышек, очень велика, что также отрицательно сказывается на получаемых результатах.

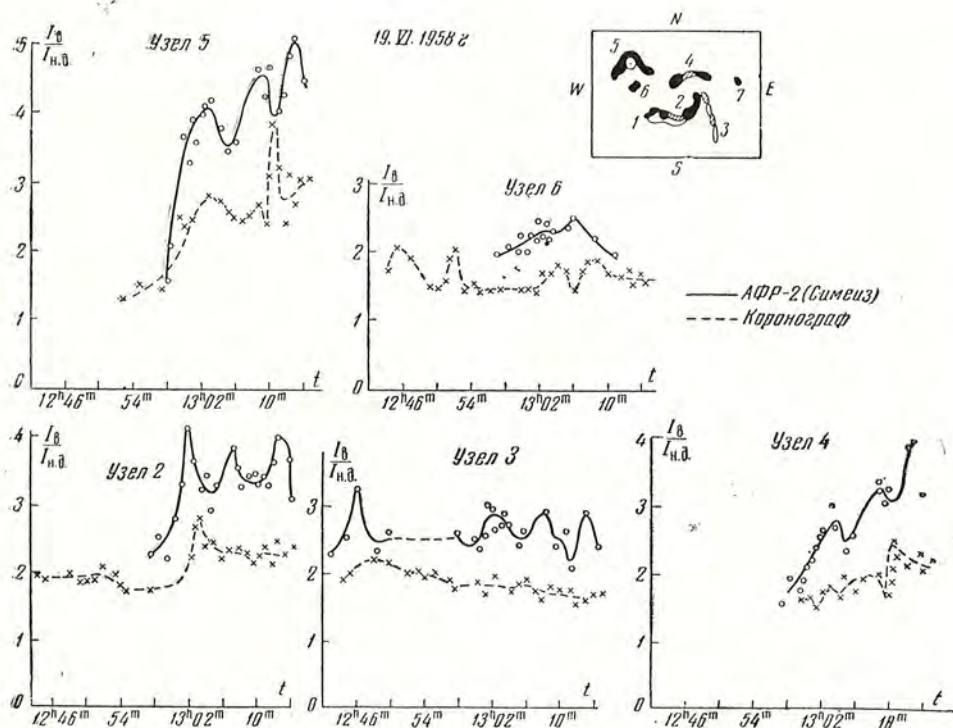
Разная разрешающая сила инструментов может также привести к различию результатов фотометрических измерений.

В самом деле, если сравниваются результаты, полученные с различными инструментами или с различным диафрагмированием объектива на одинаковых инструментах, то для случая яркой детали, которая разрешается с одним инструментом и размывается с другим, фотометрия даст разную величину яркости. Так, при помощи хромосферного телескопа АФР-2 разрешаются детали, большие $2''$, $3-2''$, 5 , в то время как коронограф КГ-1 без диафрагмирования может разрешать детали порядка $1''$. Это обстоятельство необходимо учесть, потому что составление каталога было задумано с участием зарубежных станций, которые имеют не такие инструменты и не такие фильтры, какими снабжена сеть обсерваторий, ведущих патруль солнечных вспышек в СССР. Когда применяются фильтры с различной шириной полосы пропускания, также должны получаться различные результаты. По нашим подсчетам, при применении фильтра с шириной полосы пропускания в $0,5 \text{ \AA}$ яркость вспышки в единицах со-

28. VIII. 1957 г.

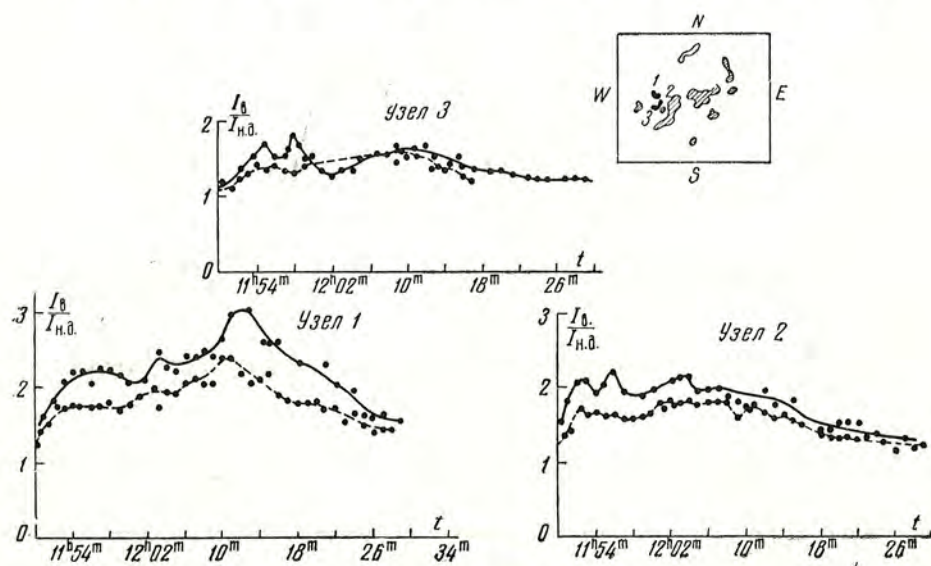


Фиг. 20. Сравнение фотометрических кривых вспышки 28 августа 1957 г., полученных при измерен на кинофильмов
Пунктир — снятых на коронографе КТ-1; сплошная линия — на АФР-2 [(CIN)]



Фиг. 21. Сравнение фотометрических кривых вспышки 19 июня 1958 г., полученных при измерении кинофильмов

Пунктир — снятых на коронографе КГ-1; сплошная линия — на АФР-2 (Симеиз)

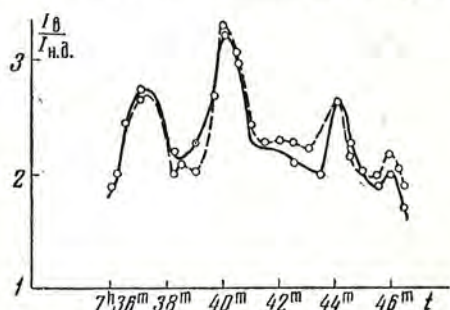


Фиг. 22. Сравнение фотометрических кривых вспышки 28 июня 1958 г., полученных при измерении кинофильмов

Пунктир снятых на АФР-2 (Симеиз); сплошная линия — на АФР-2 (Киев).

седнего невозмущенного диска оказывается примерно на 20% больше, чем в случае применения ИПФ с шириной полосы пропускания в 0,7 Å.

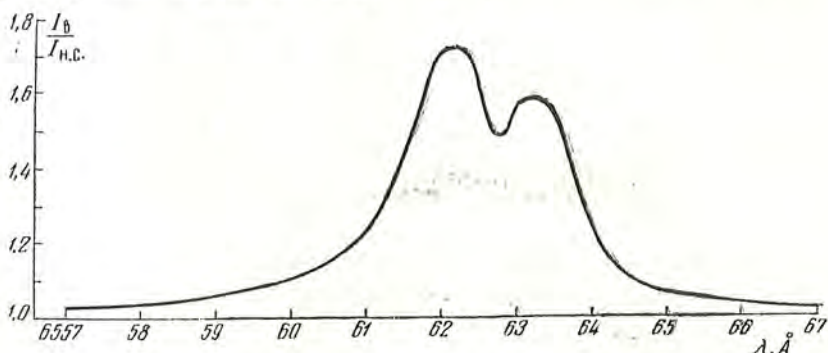
Следует иметь в виду, что контур линии H_{α} во вспышке далеко не всегда имеет форму одногорбой кривой. Исследования спектров вспышек, полученных на БСТ, показали [2], что эти кривые часто бывают раздвоенными.



Фиг. 23. Сравнение кривой яркости узла № 1 для вспышки 16 августа 1958 г. при щелях

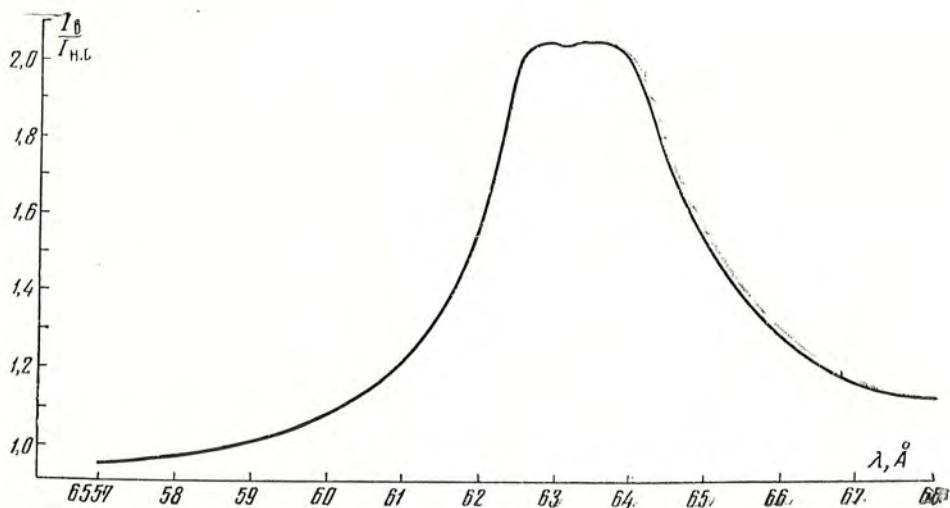
а — $1,8 \times 1,9$ мм² (сплошная линия); б — $1,0 \times 1,1$ мм² (пунктир)

на 0,3 Å для двух различных контуров вспышек (16 июля 1957 г. и 3 сентября 1957 г.), построенных А. Н. Коваль по спектрам, полученным на БСТ (фиг. 24 и 25). Яркость вспышек уменьшилась в одном случае на 15%, а в другом случае на 46%.

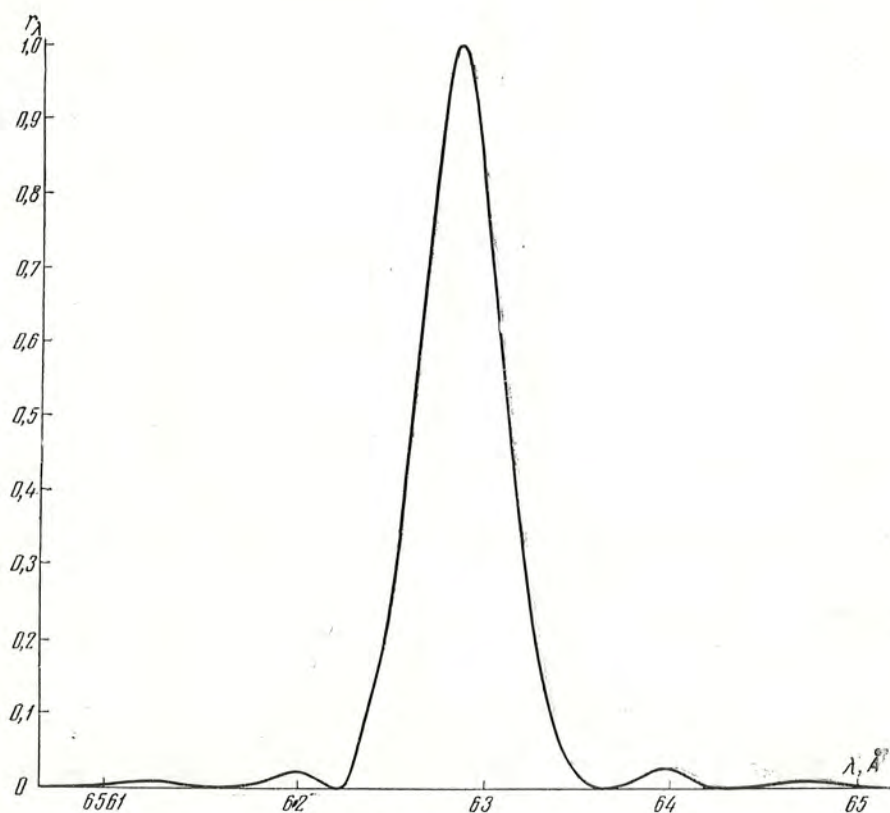


Фиг. 24. Контур вспышки 16 июля 1957 г. (построена по спектрограмме, полученной на БСТ)

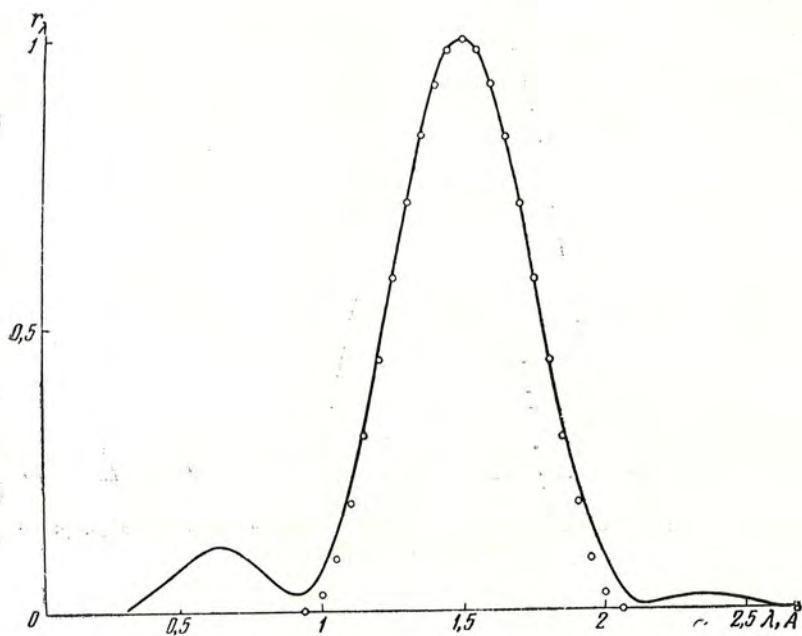
Особенно важное значение имеют побочные максимумы пропускания фильтра. Для разных фильтров они могут отстоять на разные расстояния от центра линии H_{α} и иметь различную величину. На фиг. 26—29 приведены кривые пропускания фильтров: фиг. 26 — для широкоугольного фильтра ГОИ ИТ-44 после удаления последней шпатовой пластинки и наладки фильтра в обсерватории, фиг. 27 — для Киевского фильтра ИТ-46 [3], фиг. 28 — для фильтра ИТ-46, установленного в Симеизе, и фиг. 29 — для ИПФ, изготовленного А. Б. Гильваргом и А. Б. Северным в КрАО АН СССР [4].



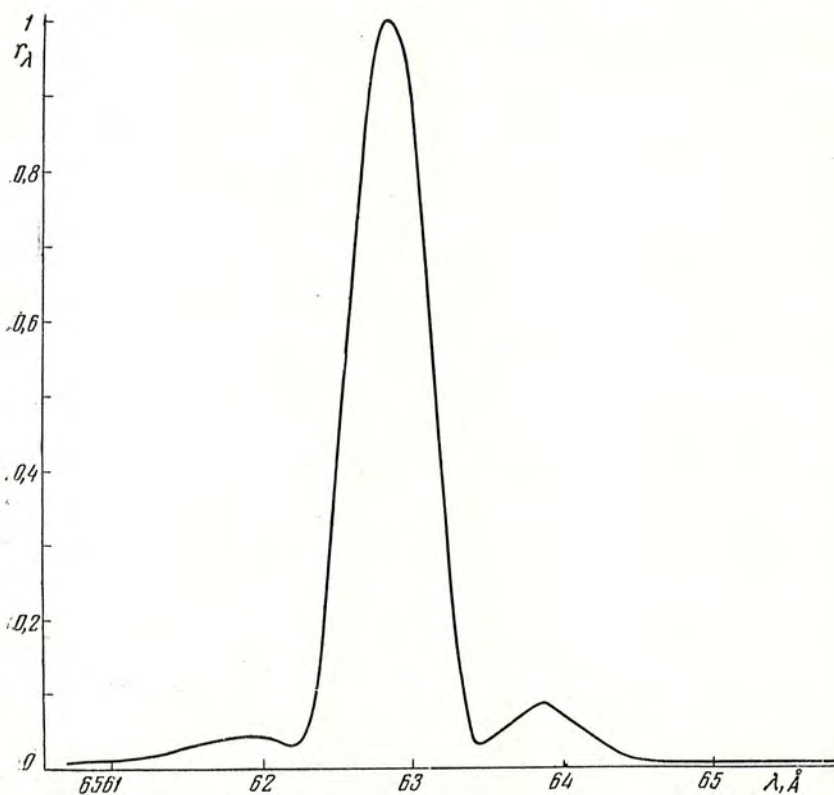
Фиг. 25. Контур вспышки 3 сентября 1957 г. (построена по спектрограмме, полученной на БСТ)



Фиг. 26. Кривая пропускания широкоугольного фильтра ГОН ИТ-44.



Фиг. 27. Кривая пропускания фильтра ИТ-46 (Киев, ГАО, АН УССР)

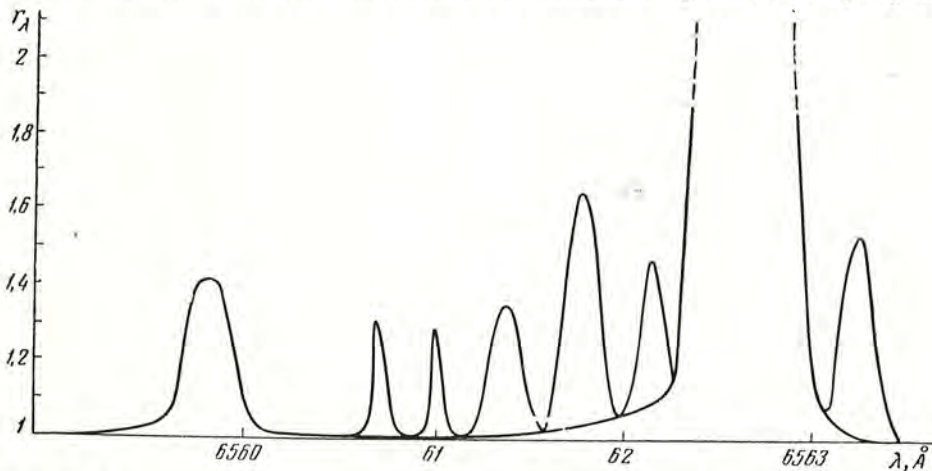


Фиг. 28. Кривая пропускания фильтра ИТ-46 (Симеиз)

Таблица 2

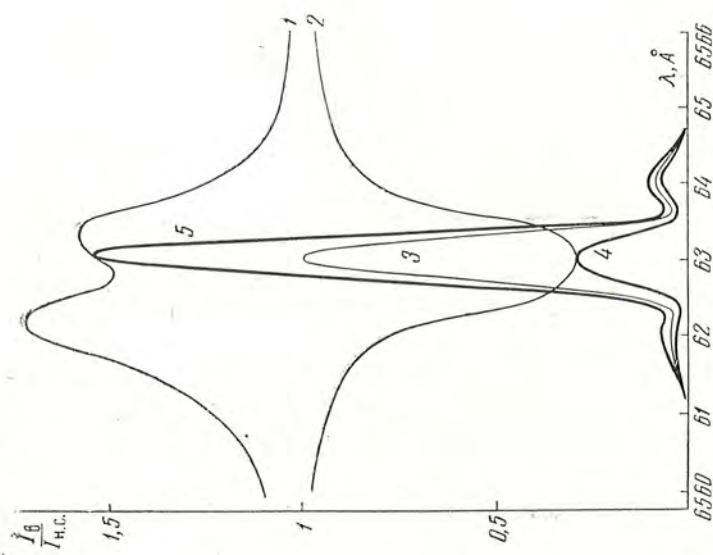
Фильтр	Ширина полосы пропускания, Å	Расст. побочных максимумов от центра полосы, Å	Интенсивности побочных максимумов, %
ИТ-44 (Симеиз)	0,51	—1,6 —1,0 +1,14 +1,86	0,8 2,2 2,7 0,7
ИТ-46 (Киев)	0,63	—1,05 +1,0	4,3 9
ИТ-44 (Киев)	0,52	—0,88 +0,81 +0,63	12 2,5
Гильварга и Северного		—0,47 —0,84 —1,24 —1,62 —1,94 +2,82	Не определялись

В табл. 2 приведены данные о побочных максимумах этих фильтров. В качестве примера, подчеркивающего роль побочных максимумов пропускания фильтра при изучении солнечных вспышек, выполним следующий простой подсчет. Пусть фильтр пропускает в побочном максимуме 5 % света и отстоит на $0,8 \text{ Å}$ от центра линии H_{α} . Тогда он пропустит



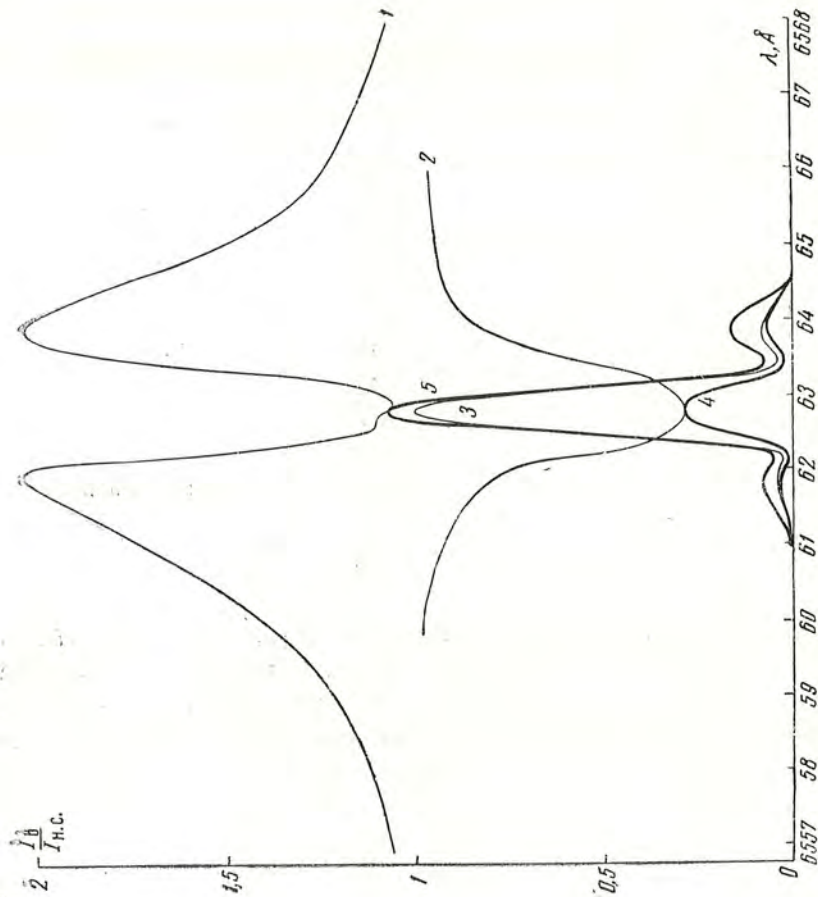
Фиг. 29. Кривая пропускания и побочные максимумы фильтра Гильварга и Северного (из-за передержки нельзя было уверенно построить кривую пропускания)

11 % света от невозмущенного диска. (Контур H_{α} определялся по спектру, полученному на БСТ.) Если же максимум излучения вспышки совпадает с побочным максимумом пропускания фильтра и яркость его, как это часто бывает, в 7 раз превышает яркость диска в центре линии H_{α} , то только сквозь побочный максимум пройдет $7 \times 5 = 35\%$ света, т. е. почти половина всего света, пропущенного для невозмущенного диска



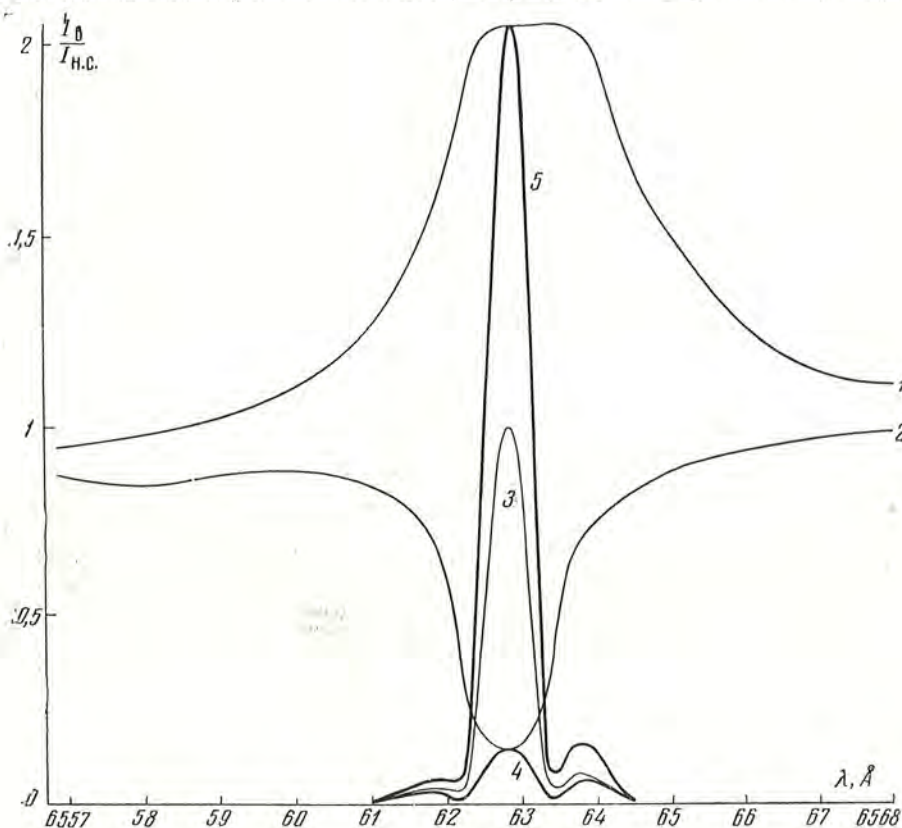
Фиг. 30. Роль побочных максимумов пропускания фильтра ИТ-46 (Сименз) в случае вспышки 16 июля 1957 г.

1 — контур вспышки; 2 — контур невозмущенной $H\alpha$; 3 — кривая пропускания фильтра; 4 — распределение энергии, пропущенной фильтром, для невозмущенного диска; 5 — распределение энергии, пропущенной фильтром, для вспышки



Фиг. 31. Роль побочных максимумов пропускания фильтра ИТ-46 (Сименз) в случае вспышки 16 июля 1957 г. (Обозначения те же, что и на фиг. 30)

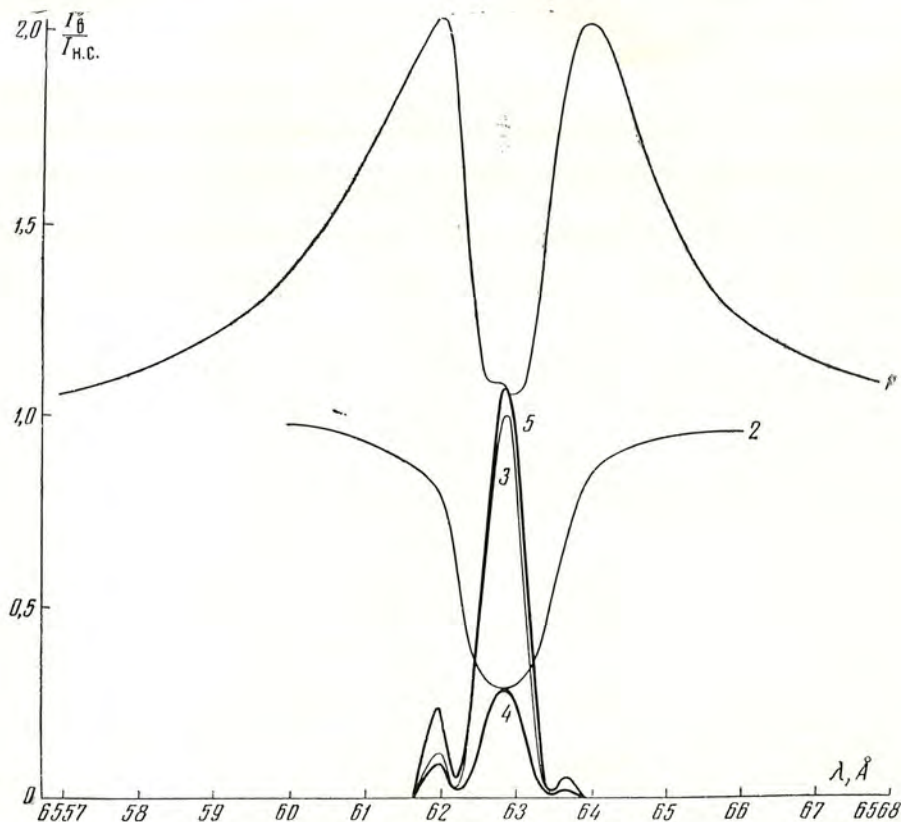
в основной полосе пропускания фильтра. На фиг. 30—32 ясно видно, что роль побочных максимумов может оказаться совершенно различной в случае различной формы контура излучения вспышки в H_{α} . На фиг. 33, 34 видно, что для одного и того же контура вспышки разные, хотя и однотипные фильтры ИТ-46 (Киевский и Симеизский) пропускают разные количества света. Яркость вспышки, определенная при помощи одного



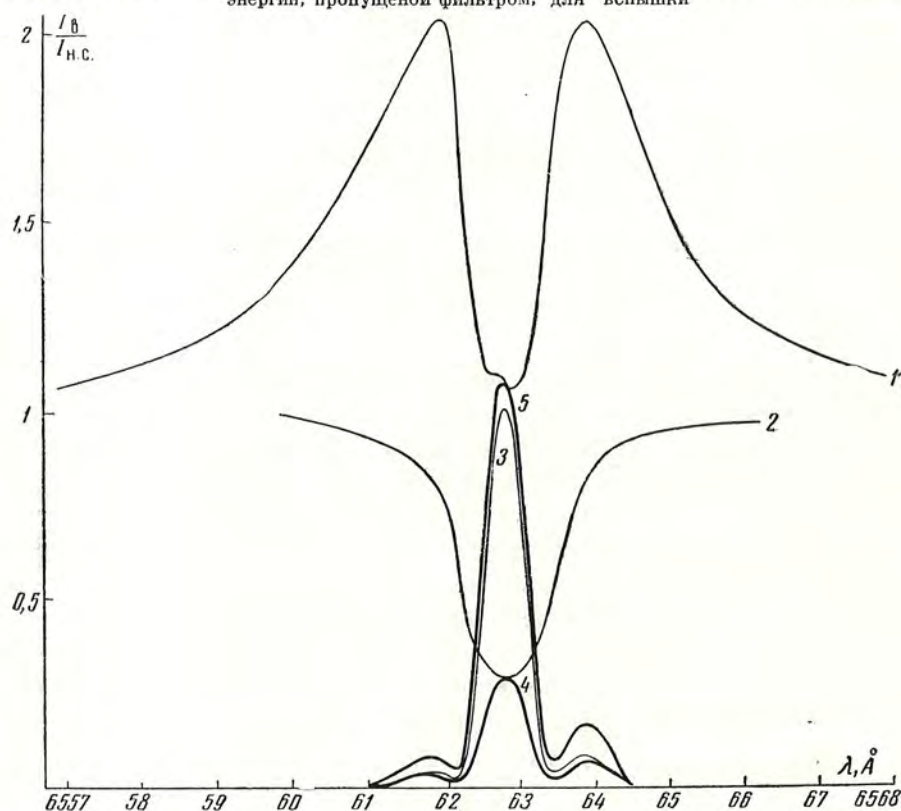
Фиг. 32. Роль побочных максимумов пропускания фильтра ИТ-46 (Симеиз) в случае вспышки 3 сентября 1957 г.
(Обозначения те же, что и на фиг. 30)

фильтра, будет на 19% больше, чем та же величина, определенная при помощи другого. Так как длина волны максимума яркости вспышки меняется со временем, то в том случае, когда применяются разные фильтры, можно получить разные зависимости яркости от времени, плохо отражающие изменение со временем потока излучения в H_{α} , идущего от вспышки.

Из изложенного выше следует, что фотометрические кривые одних и тех же вспышек могут быть несколько различными для разных инструментов. По-видимому, разница в 25—35% от измеренной величины должна считаться вполне допустимой. Однако, так как эти кривые все же могут оказаться полезными для ряда геофизических приложений (см., например, [5]), мы считаем необходимым продолжить работу по составлению каталога фотометрических кривых вспышек, наблюдавшихся на разных



Фиг. 33. Пропускание фильтра ИТ-46 (Киев) в случае вспышки 16 июля 1957 г. 1 — контур вспышки; 2 — контур невозмущенной H_α ; 3 — кривая пропускания фильтра; 4 — распределение энергии, пропущенной фильтром, для невозмущенного диска; 5 — распределение энергии, пропущенной фильтром, для вспышки



Фиг. 34. Пропускание фильтра ИТ-46 (Сименз) в случае вспышки 16 июля 1957 г. (Обозначения те, что и на Фиг. 33).

обсерваториях за время МГГ. При этом наибольший интерес представляют материалы, полученные на однотипных или близких друг другу инструментах.

Выражаем благодарность Н. В. Годовникову за помощь в оформлении материала.

Май 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 112, 1959.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
 3. Э. А. Гуртовенко. Сборник материалов МГГ, 1959.
 4. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 4, 3, 1949.
 5. Э. Е. Дубов и Т. В. Орлова. Солнечные данные, № 9, 1958.
-

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИССИПАЦИЯ ВОЛН В ХРОМОСФЕРЕ

Э. Е. Дубов

Рассматриваются различные типы волн, возникающие при прохождении через хромосферу акустических шумов, генерируемых в конвективной зоне Солнца. Показано, что учет магнитного поля не изменит существенным образом оценку величины энергии, выделяющейся при диссипации волн в хромосфере, сделанную автором в [1].

THE PROPAGATION AND DISSIPATION OF WAVES IN THE CHROMOSPHERE, by *E. E. Dubov*.— Different types of waves, originating during the passage through the chromosphere of acoustic noises generated in the solar convective zone, are considered. It is shown that the magnetic field when taken in account does not essentially change the estimate of the value of energy, produced during the dissipation of waves in the chromosphere, which the author found in [1].

В предыдущей работе [1] автором была сделана попытка объяснить нагрев хромосферы посредством приходящих из конвективной зоны Солнца волн сжатия, превращающихся на пути в хромосферу в ударные волны слабой интенсивности. В указанной работе было отмечено, что присутствие в хромосфере магнитного поля вызывает необходимость дополнительного рассмотрения. Магнитное поле должно приводить к возникновению нескольких типов волн, обладающих разрывами слабой интенсивности. Представляется интересным рассмотреть вопрос о соотношении между различными видами волн, способных переносить энергию от конвективной зоны в хромосферу. В [2] отмечено, что в конвективной зоне отвод энергии должен происходить в основном за счет звуковых волн, так как гидромагнитные волны в этой области мало эффективны, их скорость значительно меньше скорости звуковых волн. Поэтому гидромагнитные волны не должны уносить много энергии из области турбулентности, связанной с конвекцией. Однако скорость гидромагнитных волн растет с высотой гораздо быстрее, чем скорость звуковых волн, и на некоторой высоте сравнивается с нею.

В присутствии магнитного поля можно ожидать, что при распространении звуковых волн вверх непрерывно образуются и гидромагнитные волны. В самом деле, распространение волн в проводящей среде происходит таким образом, что все время выполняется соотношение [3]

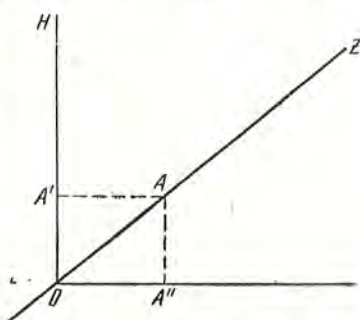
$$W_h + W_p = W_k, \quad (1)$$

где W_k — кинетическая, W_p — потенциальная и W_h — магнитная энергии. Магнито-гидродинамические и звуковые волны сосуществуют, образуя так называемую магнито-звуковую волну, которая не является ни чисто продольной, ни чисто поперечной. Часть энергии движения переносится посредством перехода кинетической энергии в потенциальную, часть — посредством перехода в энергию магнитного поля. В [4] показано, что волны различных типов будут распространяться во всех направлениях. Однако вопрос о том, как распределяется по направлениям энергия волн, создаваемых, например, заданными колебаниями определенного ограниченного участка среды, до сих пор не рассматривался. В настоящее время рассчитано только, в каких направлениях и с какими скоростями могут распространяться волны, но ничего неизвестно о том, как распределится энергия движения по различным типам волн и по направлениям их распространения.

Рассмотрим фиг. 1, где H — напряженность магнитного поля и Z — некоторое произвольное направление. Представим себе, что в точку O пришло возмущение, вызвавшее перемещение элемента среды в точку A и обратно. Такое перемещение может быть рассматриваемо как два перемещения — вдоль поля OA' и поперек поля OA'' . Перемещение вдоль поля будет передаваться упругими силами среды в виде продольной волны (звука). Перемещение же OA'' также будет передаваться упругими силами среды, но, кроме того, образуется и поперечное и продольное возмущения магнитного поля, передающие движение за счет перехода части кинетической энергии движения в энергию магнитного поля (энергию, запасаемую при сдвиге силовой линии, происходящем из-за эффекта приклеенности). Таким образом, все распространение волн через среду на самом деле происходит посредством образования в каждой ее точке нескольких элементарных волн, аналогично известному принципу Гюйгенса в оптике. Только здесь это имеет не чисто формальный, а прямой физический смысл. Из чисто качественных физических соображений можно ожидать, что относительная интенсивность волн, возникающих при этом, будет определяться тем, насколько сильно магнитное поле.

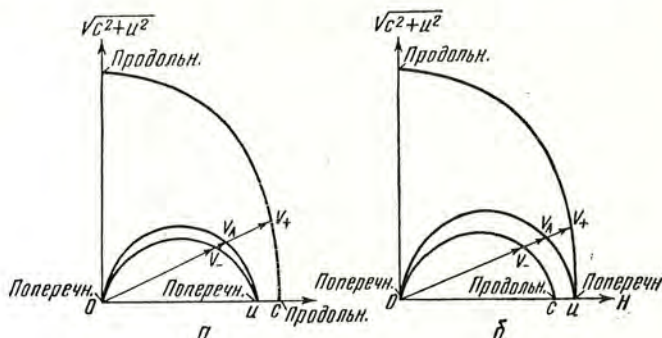
В [4] было показано, что в проводящей среде при наличии магнитного поля могут распространяться три типа волн: магнито-гидродинамическая волна и ускоренная и замедленная магнито-звуковые волны (скорости V_A , V_+ и V_- соответственно). Скорость их распространения зависит от направления относительно магнитного поля (фиг. 2).

Распространение слабых разрывов происходит со скоростями, близкими к скоростям V_A , V_+ и V_- . В направлении вдоль магнитного поля разрывы распространяются в виде обычной гидродинамической ударной волны (параллельные волны). Поперек поля распространяется так называемая



Фиг. 1. Разложение возмущения, вызвавшего перемещение элемента среды в точку A

перпендикулярная ударная волна и, наконец, в других направлениях распространяются наклонные ударные волны, которые являются частично продольными и частично связаны с тангенциальными разрывами. Тангенциальных разрывов мы в настоящей работе не рассматриваем, так как



Фиг. 2. Скорости распространения различных типов волн

а) $u = 0,9 c$; б) $c = 0,9 u$; $ОН$ — направление магнитного поля; скорость волн, распространяющихся под углом θ к магнитному полю, пропорциональна радиусу-вектору, проведенному из начала координат под углом θ до пересечения его с соответствующей кривой; V_- , V_A и V_+ — соответственно скорости замедленной звуковой, магнито-гидродинамической и ускоренной звуковой волн; c — скорость звука; $u = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}$ — скорость магнито-гидродинамической волны, распространяющейся вдоль магнитного поля

они не вызывают нагрева, связанного с сжимаемостью газа. Можно видеть, что диссипация энергии и нагрев газа наклонными ударными волнами будут промежуточными между случаями параллельных и перпендикулярных ударных волн.

Рассмотрим коэффициенты поглощения для этих двух случаев.

1. Для слабых параллельных ударных волн, распространяющихся как обычная слабая ударная волна, можно написать [5], что скачок энтропии на фронте ударной волны составляет в расчете на грамм вещества

$$\Delta S = -\frac{1}{12T} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p_1^2} \right)_S (p_2 - p_1)^3, \quad (2)$$

где V — удельный объем, p_1 и p_2 — давления за и перед фронтом. Вместе с адиабатой Пуассона $pV^\gamma = \text{const}$ это дает для слабой ударной волны следующий нагрев при прохождении фронта волны:

$$h = T\Delta S = -\frac{1}{12} \frac{\gamma + 1}{\gamma^2} \frac{\Delta p^3}{p^2} = -\frac{1}{12} \frac{(\gamma + 1) \gamma p \Delta V^3}{V^3}, \quad (3)$$

и на 1 см пути волны

$$dW = h\rho, \quad (4)$$

где W — полная энергия ударной волны.

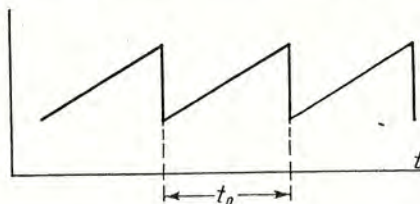
Коэффициентом поглощения мы считаем величину

$$k = -\frac{dF}{F} = -\frac{dW}{W} = -\frac{\rho h}{W} \quad (5)$$

(F — поток энергии) и полагаем, что

$$W_0 = \rho_0 u^2 U t_0 = F_0 t_0, \quad (6)$$

где в приведенных формулах U — скорость фронта, p — давление, ρ — плотность, V — удельный объем, u — скорость вещества за фронтом, t_0 — промежуток времени, характеризующий крутизну фронта (фиг. 3),



Фиг. 3. Путь ударных волн

и γ — отношение теплоемкостей. Считается, что t_0 характеризует квазипериод волны:

$$U t_0 = \lambda.$$

Учитывая, что $\frac{p}{\rho} = \frac{c^2}{\gamma}$, где c — скорость звука, получим

$$h = \frac{\gamma + 1}{12} \frac{c^2 \Delta V^3}{V^3}. \quad (7)$$

Из условий $\rho(U - u) = \rho_0 U$ и $U = c$ вычисляем $\frac{\Delta V}{V}$ и окончательно имеем, подставляя (3), (4) и (6) в (5),

$$k_0 = \frac{\gamma + 1}{12} \frac{u}{c^2 t_0}, \quad (8)$$

что при $t_0 = 10$ и $\gamma = 5/3$ дает

$$k_0 = \frac{1}{45} \frac{u}{c^2}. \quad (9)$$

Выражение (9) совпадает с выражением, полученным в [4] для ударных волн с разрывом слабой интенсивности, распространяющихся при отсутствии магнитного поля.

2. Для слабых перпендикулярных ударных волн имеем выражение [6]

$$T \Delta S = - \frac{(\Delta V)^3}{12} \left(\frac{\partial p^*}{\partial V^2} \right)_S, \quad (10)$$

где

$$p^* = p + \frac{v^2}{8\pi V^2} = p + p_m \quad (11)$$

($p_m = H^2/8\pi$ — магнитное и p — газовое давление), причем величина $v = H_1/\rho_1 = H_2/\rho_2$ при прохождении фронта не меняется (условие приклеенности). Дифференцирование дает

$$\frac{\partial^2 p^*}{\partial V^2} = \frac{\partial^2 p_2}{\partial V^2} + \frac{3}{4} \frac{v^2}{\pi V^4}, \quad (12)$$

что вместе с $pV^\gamma = \text{const}$ даст окончательно

$$-h^* = \frac{\gamma(\gamma+1)}{12} \frac{\Delta V^3}{V^2} p + \frac{1}{2} \frac{\Delta V^3}{V^2} p_m. \quad (13)$$

Пусть магнитно-гидродинамическая скорость $V_A = H \sqrt{4\pi\rho}$. Так как $\gamma V p = c^2$ и $p_m V = H^2/8\pi\rho = 1/2 V_A^2$, то

$$-h^* = \frac{(\gamma+1)}{12} \frac{c^2 \Delta V^3}{V^3} + \frac{1}{4} \frac{V_A^2 \Delta V^3}{V^3} = h_1 + h_2. \quad (14)$$

Соответственно коэффициент поглощения $k = k_1 + k_2$, где

$$k_1 = \frac{\gamma+1}{12 t_0} \frac{c^2}{V^2} \cdot \frac{u}{U^2} \quad (15)$$

и

$$k_2 = \frac{1}{4 t_0} \frac{V_A^2}{U^2} \frac{u}{U^2}, \quad (16)$$

причем

$$U^2 = c^2 + V_A^2. \quad (17)$$

Для сравнения с рассчитанным уже случаем распространения ударных волн без учета магнитного поля, найдем соотношение

$$\frac{k}{k_0} = \frac{c^2}{U^2}; \quad \frac{c^2}{U^2} + B \frac{V_A^2}{U^2} \cdot \frac{c^2}{U^2}, \quad (18)$$

где для идеального одноатомного газа $B = 6/\gamma + 1 = 2,25$. В случае, если магнитное поле слабо, $V_A \ll c$ и $U = c$, $c/U \sim 1$, $V_A/U \ll 1$, так что отношение k/k_0 близко к единице, потому что первый член равен единице, а второй член очень мал. Если магнитное поле очень сильное, $V_A \gg c$ и $U \approx V_A$. Тогда и первый и второй члены малы по сравнению с единицей, т. е. при очень сильном поле нагрев перпендикулярными волнами не существен.

С. И. Сыроватским [7] было показано, что между разрывами различных типов могут существовать непрерывные переходы. Эти переходы особенно вероятны, когда изменяется угол между направлением распространения волны и магнитным полем. Из перпендикулярной волны могут, например, образовываться ускоренная и замедленная наклонные ударные волны и наоборот.

На основании сказанного выше мы можем ожидать, что учет магнитного поля не меняет существенно величины диссипации энергии ударных волн, так как диссипация параллельных волн остается такой же, а для перпендикулярных волн она равна или меньше, чем диссипация параллельных волн, в зависимости от соотношения скоростей V_A и c . Расчеты показывают, что магнитно-гидродинамическая скорость V_A остается до больших высот (в хромосфере) меньшей или сравнимой со скоростью звука c .

Рассмотрим, не происходит ли наибольшее выделение энергии при некотором промежуточном значении напряжения поля.

Мы имеем

$$k = \frac{\gamma + 1}{12t_0} \frac{c^2}{U^2} \frac{u}{U^2} + \frac{1}{2t_0} \frac{V_A^2}{U^2} \cdot \frac{u}{U^2}. \quad (19)$$

Введем обозначения $c^2 = D$, $u = \sqrt{\frac{F}{\rho U t_0}} = \frac{A}{V^{1/2}}$,

$$\frac{\gamma + 1}{12t_0} \cdot A = B, \quad \frac{A}{2t_0} = M, \quad B = EM, \quad E = \frac{\gamma + 1}{6}.$$

Пусть $V_A^2 = y$; $U^2 = D + y$.

Тогда

$$k = \frac{BD + My}{(D + y)^{5/4}}. \quad (20)$$

От магнитного поля зависит только величина V_A . Будем искать максимум величины $k = f(y)$. Для этого найдем значение $\frac{df}{dy}$ и приравняем его нулю:

$$\frac{dk}{dy} = \frac{(D + y)^{5/4} M - (BD + My) \cdot 5/4 (D + y)^{1/4}}{(D + y)^{9/2}}; \quad (21)$$

$$\frac{dk}{dy} = 0$$

$$M(D + y) = 5/4 (BD + My),$$

при
откуда

$$y = 4/5 D \left(1 - \frac{9}{4} E\right). \quad (22)$$

Для идеального одноатомного газа ($\gamma = 5/3$, $E = 4/9$) максимум имеет место при $H = 0$. При отклонениях от этого условия, например в случае ионизации газа, максимум выделения энергии будет соответствовать $y \neq 0$ и $H \neq 0$.

Наличие магнитного поля должно ориентирующим образом влиять на распространение волн. В [1] показано, что диссипация ударных волн могла бы обеспечить нагрев хромосферы. Можно ожидать, что этими же волнами удастся объяснить и наблюдаемую в H_α тонкую структуру хромосферы. Поэтому представляется вполне естественной связь между тонкой структурой хромосферы и локальными магнитными полями на поверхности Солнца, которая недавно была обнаружена В. Е. Степановым [8]. Естественно объясняется также кольцеобразная структура более нагретых светлых мест вблизи локальных магнитных полюсов [9]. Действительно, согласно сказанному ранее, максимум свечения (наибольший нагрев) должен соответствовать некоторому оптимальному значению напряженности магнитного поля, зависящему от высоты, температуры, а для наклонных волн, по-видимому, также и от направления распространения волн. В качестве примера можно привести случай чисто азимутального магнитного поля и ударных волн, распространяющихся вертикально вверх. Оптимальное значение H в хромосфере, как показывают наблюдения В. Е. Степанова, порядка нескольких десятков и достигает сотни гаусс.

Май 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 101, 1960.
 2. J. H. Piddington. M. N., **116**, 314, 1956.
 3. Х. К. Ван де Холст. Сб. «Проблемы космической аэродинамики». ИЛ, 1953, стр. 68.
 4. С. И. Сыроватский. УФН, **62**, № 3, 247, 1957.
 5. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. ГТТИ, 1953.
 6. Ф. Гофман и Е. Теллер. Сб. «Проблемы современной физики», № 2, 47, 1954.
 7. С. И. Сыроватский. Труды ФИАН, **8**, 13, 1956.
 8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 52, 1958.
 9. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 152, 1959.
-

Известия
Крымской астрофизической
обсерватории

Т о м XXIII

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Е. В. Макучи

*

РИСО АН СССР № 68-20В. Сдано в набор 23/XII 1959 г.
Подписано к печати 23/V-1960 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Печ.л. 23¹/₄+12 вкл. Усл. печ.л. 31,95+12 вкл. Уч.-издат. л. 29,1
Тираж 1200 экз. Т-05646. Изд. № 4119. Тип. зак. 1.
Бесплатно

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10