

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXVI



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1961

Редакционная коллегия:

Член-корр. АН СССР *А. В. 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)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСШИРЕНИЯ ЭМИССИИ СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ВСПЫШЕК И УСОВ. I

А. Б. Северный и А. Н. Коваль

Проведен анализ контуров крыльев эмиссии в усах и вспышке-выбросе над лимбом. Обнаружено, что распределение эмиссии в крыльях усов и выбросе-вспышке над лимбом не может быть объяснено Штарк-эффектом, хотя в ядрах сильных водородных линий Штарк-эффект может играть заметную роль.

Распределение вида $e^{-a\Delta\lambda}$ также не удовлетворяет наблюдаемому распределению эмиссии в крыльях усов и вспышек-выбросов, а получаемое иногда неплохое согласие с наблюдениями может быть связано с плохим качеством изображений, дрожанием изображения на щели и низкой разрешающей силой.

Хорошее согласие с наблюдениями во всех рассмотренных случаях показывает доплеровское распределение эмиссии.

Рассматривается возможность представления эмиссии усов и крыльев вспышек как эмиссии, возникающей в сравнительно холодной струе с постоянным градиентом скорости и образованной при сжатии или расширении вспышки. В большинстве случаев такое представление дает даже несколько лучшее согласие с наблюдениями, чем Доплер-эффект. Скорости движения таких струй (~ 300 км/сек) оказываются того же порядка, что и средние наблюдаемые скорости вытягивания и сокращения вспышек на лимбе.

В отдельных случаях наилучшее согласие с наблюдениями показывает доплеровское расширение из-за макроскопических неупорядоченных движений со скоростями порядка 100 км/сек.

Анализ контуров эмиссии выступа-вспышки на лимбе дает довольно сложную картину сравнительно медленного движения выступа в целом и более быстрого вытягивания области, создающей широкую эмиссию. Наложение эмиссии при таком многоступенчатом движении неплохо представляется доплеровским распределением.

Рассмотрение эмиссии металлических линий позволяет предположить, что их свечение может возникать в области хромосферы, окружающей «ядро» вспышки, или в области, в которой возникает сильно расширенная эмиссия водорода.

A STUDY OF EMISSION BROADENING IN STRONG LINES OF FLARES AND MOUSTACHES, I, by A. B. Severny and A. N. Koval.— The profiles of emission wings in moustaches and surge-flares above the limb are analyzed.

It is found that emission distribution in wings of moustaches and surge-flares above the limb cannot be explained by the Stark effect, although in the cores of strong hydrogen lines this effect can play a noticeable role.

Distribution in the form $e^{-a\Delta\lambda}$ also does not satisfy the observed emission distribution in the wings of moustaches and surge-flares. The satisfactory agreement with observations which is sometimes obtained may be connected with a poor quality of the images, the motion of the image on the slit and low resolving power.

Doppler emission distribution shows good agreement with observations in all the considered cases.

The possibility is discussed of representing the emission of moustaches and wings of flares as emission originating in a comparatively cold jet with a constant velocity gradient and formed during the contraction or elongation of the flare. In the majority of cases such a representation gives a somewhat better agreement with observations than the Doppler effect. The motion velocities of such jets (~ 300 km/sec) are of the same order as the observed velocities of elongation and contraction of flares on the limb.

In separate cases Doppler broadening due to macroscopic random motions with velocities of the order of 100 km/sec gives the best agreement with observations.

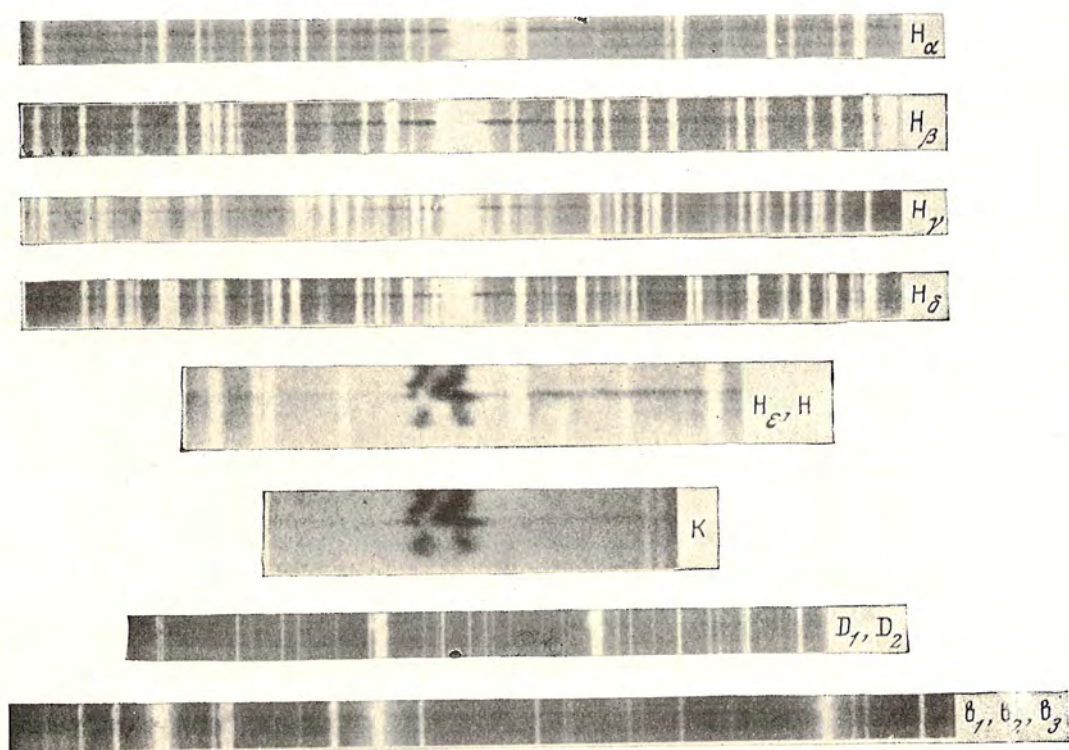
The analysis of emission profiles of a surge-flare on the limb shows a rather complicated picture of comparatively slow motion of the surge as a whole and a more rapid elongation of the region responsible for emission broadening. The superposition of emission for such multi-step motion is satisfactorily represented by Doppler distribution.

The consideration of metallic line emission allows for the supposition that this emission can originate in a region of the chromosphere, which surrounds the «core» of the flare, or a region in which strongly broadened hydrogen emission originates.

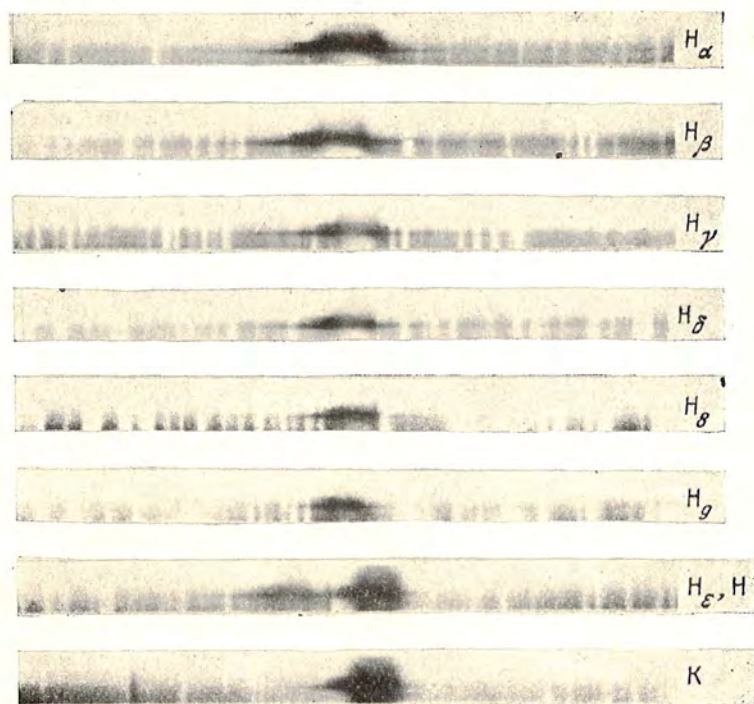
§ 1. Выбор материала

Примененный недавно спектрограф с эшелле (описан в [1]) позволяет одновременно получить спектр вспышки или усов в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3200—6700 Å с некоторыми недодержками в ультрафиолетовой части (для $\lambda < 3900$ Å и далекой красной ($\lambda > 6600$ Å)). Дисперсия спектрографа меняется от 1,1 Å/мм в красной части до 0,5 Å/мм в синей. Так как полуширина инструментального контура в среднем равна примерно 0,035 Å, то отпадает необходимость его учета при исследовании сравнительно широких линий, в особенности линий во вспышках, где полуширина даже таких слабых линий, как λ 4472 (He I) или высших членов серии Бальмера (H_{12} — H_{15}), обычно превосходит 0,5 Å.

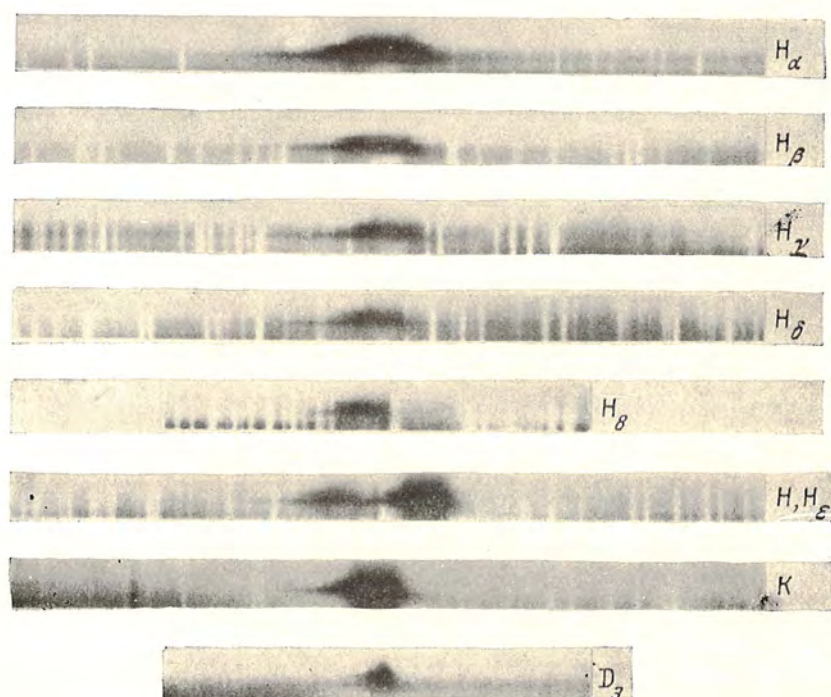
Из очень большого количества спектрограмм вспышек и усов, снятых летом 1959 г. в периоды довольно высокой солнечной активности, обращают на себя внимание спектрограммы вспышек и усов на лимбе 20 и 25 июля 1959 г., полученные при сравнительно неплохих изображениях; точно так же резко выделяются по качеству изображений спектрограммы усов на диске, полученные 29 июля того же года. Все основные данные приведены в табл. 1 и на фиг. 1—4. Для построения точных контуров линий качество изображений играет первостепенную роль: благодаря тонкой структуре эмиссии в активных областях (явление усов, выбросов, полосок непрерывной эмиссии и пр.) наложение спектров отдельных очагов эмиссии (имеющих угловые размеры порядка 1" и менее), возникающее из-за колебания изображений в течение экспозиции, может привести и приводит (см. ниже) к серьезным искажениям в контурах линий. Поэтому при отборе спектрограмм мы отдавали предпочтение в первую очередь качеству изображений, а затем уже принимали во внимание мощность вспышки. Вспышки и усы на диске также были исключены с целью получить контуры, не искаженные влиянием фотосферной «подложки», кроме спектра усов



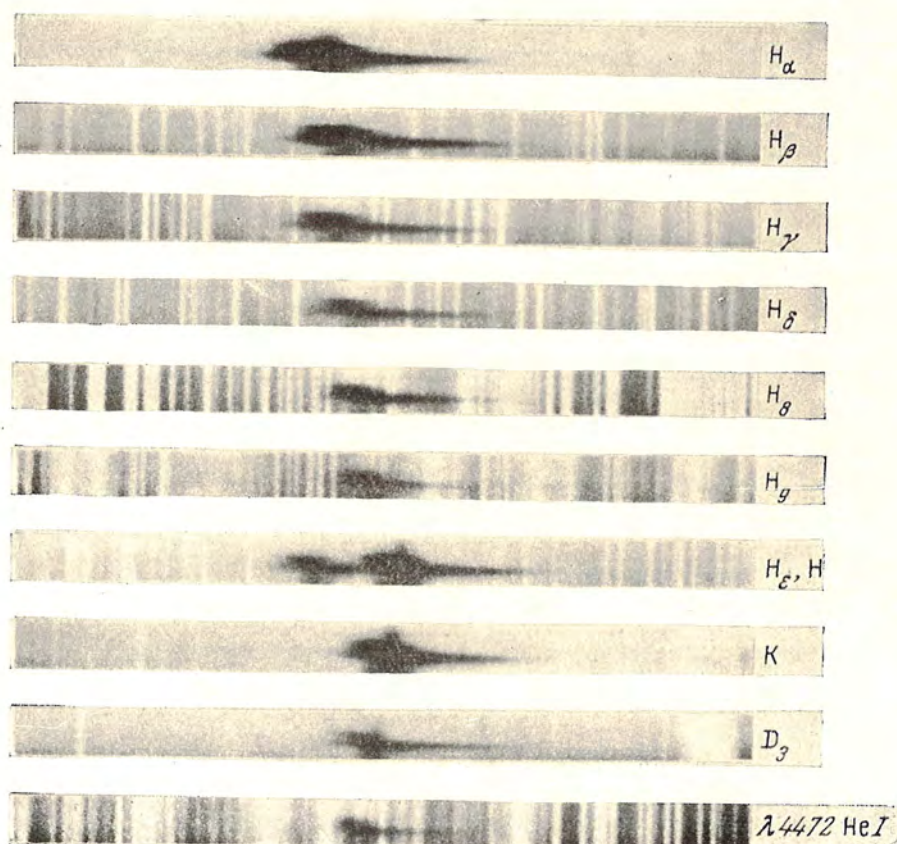
Фиг. 1. Спектры усов на диске (пластинка 3347)



Фиг. 2. Спектры усов у лимба (пластинка 3280)



Фиг. 3. Спектры усов у лимба (пластинка 3282)



Фиг. 4. Спектры вспышки-выброса (пластинка 3287)

Таблица 1

Дата	Время московское	Расстояние от центра, ρ	Приближ. координаты		Балл	№ пластинки	Исследуемые линии	Примечание
			φ	λ				
29.VII 1959 г.	8 ^h 06 ^m	0,85	-6°	-54°	—	3346	H β , H γ , H δ , H ϵ	Усы, заметны сдвиги линий в месте расположения усов. Изображения хорошие
	8 ^h 07 ^m					3347	H α , H β , H γ , H δ , H ϵ , H ζ , H η	Те же усы, изображение Солнца несколько сдвинуто по сравнению с пластинкой 3346. Изображения хорошие, сдвиги линий хорошо заметны
	8 ^h 08 ^m					3348	H α , H β , H γ , H δ , H ϵ	То же, что и на пластинке 3347 (см. фиг. 1)
25.VII 1959 г.	11 ^h 41 ^m	0,990	+12	-84	—	3280	H α , H β , H γ , H δ , H ζ , H η , H θ , H ι , K, D γ	Усы у самого края диска, заметна эмиссия металлов и редких земель в месте возникновения усов. Усы с красной стороны ярче. Изображения удовлетворительные (см. фиг. 2)
	12 ^h 07 ^m	0,997	+12	-84	—	3282	H α , H β , H γ , H δ , K	Односторонний красный ус у самого края в той же области, что на пластинке 3280; заметная эмиссия металлов. Изображения удовлетворительные (см. фиг. 3);
	12 ^h 23 ^m	Лимб	+12	-90	1+	3287	H α , H β , H γ , H δ , H ζ , H η , H θ , H ι , K, D γ , λ 4472 He I	Вспышка-выброс над краем, синяя эмиссия ярче и протяженнее, чем красная. Водородные линии яркие. Свечение металлов слабое. Имеется H α -фильм (см. фиг. 4 и 20)

29 июля 1959 г., полученных на диске ($\rho = 0,85$) при очень хороших изображениях.

Следует отметить, что над краем диска усы появляются очень редко и с эшеле нам пока не удалось снять спектр таких усов, но на самом лимбе (в пределах $\pm 2-3''$) спектр усов был получен неоднократно 25 июля 1959 г., и лучшие из них, пластинки (3280, 3282), отобраны для изучения в настоящей работе. Кроме того, при отборе спектрограмм главное внимание также обращалось на ширину эмиссии водородных линий — выбирались те вспышки, усы и яркие выбросы, которые обладали наиболее широкими крыльями, независимо от того, является ли эмиссия симметричной или нет, — такими, которые характерны для «flash phase» вспышек балла 2 или 3. Даже более, для целей настоящей работы были отобраны также два случая (пластинки 3282 и 3287, 25 июля 1959 г.), где эмиссия практически односторонняя, т. е. случаи выбросов-струй, с яркостью порядка яркости обычной вспышки.

Наличие очень протяженных крыльев H-линий существенно облегчает задачу выяснения причины расширения линий из-за

ничтожного влияния самопоглощения в далеких крыльях. Даже при заведомо неправдоподобных предположениях о плотности водорода во вспышках и любом мыслимом механизме расширения влияние самопоглощения в далеких крыльях ($\Delta\lambda \geq 4-5 \text{ \AA}$ в крыльях H_α , см. [2]) пренебрежимо и наблюдаемый контур можно считать практически свободным от самопоглощения. Случаи же появления ярких струй-выбросов у вспышек именно на лимбе очень интересны для выяснения природы нестационарных движений плазмы во вспышках, равно как и появление «красной асимметрии».

Обратимся к рассмотрению отдельных случаев. Если сильная вспышка наблюдается при хороших изображениях, то, как недавно отмечалось в [3], наиболее широкие крылья, возникающие во «flash phase» вспышки, показывают тонкую структуру: они состоят из тесного скопления усов различной длины и протяженности. Хотя усы появляются независимо от того, что мы обычно называем вспышкой, их появление во «flash phase» едва ли можно считать чисто геометрическим совпадением двух различных явлений, как это можно заключить из [4]. Во всяком случае, их сравнительно частое появление в области быстро развивающихся групп облегчает изучение широких крыльев, образующихся во «flash phase» вспышки.

§ 2. Спектр усов на диске

Спектр усов на диске 3346—3348 хорошо показывает много интересных особенностей, характерных для этих образований. Усы возникли у самого края очень малого пятна. Непосредственно они обнаруживаются у всех водородных линий вплоть до H_{10} ; у линии H_α усы можно проследить до $\sim 10 \text{ \AA}$ в обе стороны. В линиях H и K усы очень слабые, в других линиях — практически отсутствуют. Как визуальный просмотр, так и спектрофотометрия показывают некоторую асимметрию эмиссии усов: например, в 3346 синий ус возле H_β ярче, чем красный, в H_γ эта разница менее заметна (протяженность обоих в H_β и H_γ одинакова), а в H_δ яркость красного и синего крыла одинакова, хотя красное крыло немного протяженнее синего. В 3347 центральная эмиссия для линии H_β с синей стороны от центра линии заметно ярче эмиссии с красной стороны, однако этого не наблюдается для остальных линий, где обе эти эмиссии примерно равной интенсивности. В 3348 усы в H_α накладываются на узкую пикет непрерывной эмиссии, в то время как в других линиях эта непрерывная эмиссия едва просматривается, а в H_β вовсе отсутствует. В 3347 усы везде накладываются на непрерывную эмиссию. Все эти эффекты связаны с явлением атмосферной дисперсии (см. [1]). К сожалению, спектр усов 3346—3348 был снят без дополнительной реверсионной призмы (перед щелью спектрографа), поворотом которой можно ориентировать направление атмосферной дисперсии вдоль щели. Поэтому в утренние часы, когда снимались эти спектры и когда изображение, как правило, наилучшее, эффект атмосферной дисперсии (наибольший при восходе и заходе) привел к тому, что в разных частях спектра получились

несколько отличные друг от друга участки области, испускающей усы. В то же время призма немного портит изображение, поэтому выигрыш от ее применения не всегда оправдан.

Ширина усов на спектрограмме перпендикулярно дисперсии (на пластинке 3347) составляет несколько меньше 0,05 мм, т. е. около 0,1 мм изображения Солнца (200 мм), что составляет $\sim 0'',9$.

Все абсорбционные линии водорода и многие линии металлов в области усов, как обычно, показывают характерный для этого явления изгиб линии в синюю сторону, связанный, по-видимому, с подъемом ядра эмиссии в атмосфере Солнца (фиг. 1) (см. [5]). Величина этого смещения для линий водорода и кальция Ca^+ указывает на скорость порядка 15 км/сек (см. ниже). Очень характерны возмущения в некоторых других линиях в том месте, где наблюдаются усы в линиях водорода. Например, в линиях натрия D_1 и D_2 в этом месте наблюдаются тонкие, сравнительно непротяженные абсорбционные выбросы только с синей стороны от линии, которая, в свою очередь, изогнута в синюю сторону (см. фиг. 1); имеются намеки на подобные выбросы и у других линий. Эти выбросы аналогичны «флажкам», которые обнаруживаются при изучении эффекта Эвершеда у границы пятна [6]. Обращает на себя внимание, что эти выбросы и изгибы линий в синюю сторону у одних линий выражены резче, а у других слабее; сама величина доплеровского смещения в синюю сторону меняется от линии к линии в одном и том же спектральном участке (где длина волны практически неизменна). Очень вероятно, что это связано с глубиной образования линий (см. ниже). Исследование связи этого смещения с глубиной линии — отдельная работа. Некоторые линии в месте появления усов показывают не искривление, а скорее расширение, как бы узел неправильной формы. Линии зеленого триплета магния в месте усов очень диффузные, и на пластинке 3348 они показывают сразу же над усом абсорбционные выбросы, подобные флажкам (см. фиг. 1). Особенно сильный и своеобразный изгиб показывают линии H и K иона Ca^+ (см. фиг. 1). В месте усов они показывают эмиссию H_2 , K_2 . Измеренные смещения линий H_3 и K_3 в синюю сторону для трех пластинок 3346—3348 (в пределах от 0,20 до 0,225 Å) дают среднее значение для скорости в H_3 и K_3

$$v = -16,2 \text{ км/сек}$$

в месте возникновения уса. Более подробное рассмотрение вида эмиссии в H и K показывает наряду с изгибом в синюю сторону эмиссии H_2 и K_2 также выброс в красную сторону (см. фиг. 1), переходящий в красный ус. Трудно не сделать заключения, что в месте образования уса мы имеем дело со встречными, противоположно направленными движениями или явлениями типа эффекта Эвершеда, но на очень малой шкале, как если бы пятно было исчезающе малых размеров. Появление подобных встречных движений в нейтральных точках магнитного поля было недавно отмечено [7].

Полоска непрерывной эмиссии очень тонкая, хотя хорошо заметно, что многие слабые линии пересечены ею, как если бы в них было эмиссионное обращение.

H_{α} -фильм группы № 60, в которой наблюдались усы 3346—3348, снятый на коронографе КГ-1, не показывает каких-либо особенностей из-за центрировки фильтра на середину H_{α} : усы возникали, по-видимому, в самом узком месте флоккула, упирающегося в пятно, где яркость была сосредоточена почти в точечной области.

Фотометрические разрезы сделаны в основном для линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} (для 3346 H_{α} исключена, так как на ней сильно сказалось действие атмосферной дисперсии) со щелью фотометра шириной 0,1 мм в направлении дисперсии и 0,05 мм в направлении, ей перпендикулярном. Так как ширина усов перпендикулярно дисперсии уменьшается с расстоянием от центра линии (пикообразная форма крыльев), то в самых далеких крыльях может несколько сказываться эффект осреднения щели фотометра, приводящий в данном случае к несколько более быстрому, чем фактически наблюдаемому, спаду интенсивности в самом конце крыла. Однако подобный эффект едва ли даст ошибку, большую 50% той избыточной эмиссии, которую приносит ус в общий отброс (непрерывный спектр плюс эмиссия уса), если исходить из простых геометрических соображений. Так как избыточная эмиссия сама здесь порядка 1—2%, то этот эффект осреднения невелик. Наибольшие ошибки могут быть связаны с проведением контуров, особенно в случае сильно блендированной линии, такой, как H_{γ} .

Для получения контуров собственно усов, т. е. избыточной эмиссии, путем вычитания из интенсивностей в возмущенном месте (усы) интенсивности в «невозмущенном» месте, делалось по два фотометрических разреза в невозмущенном месте для каждой линии и выводился средний из двух невозмущенный контур. Эти контуры не всегда оказывались строго симметричными как из-за влияния бленд, так и из-за фотометрического эффекта поля, вызывающего некоторые отклонения от прямолинейности в ходе непрерывного спектра. Асимметрия, связанная с этими источниками ошибок, достигала иногда 5% для линии H_{γ} и немного меньше для H_{δ} . В таких случаях за средний невозмущенный контур принимался средний контур по обоим крыльям, если только у остальных линий контур оказывался симметричным. Это может внести систематическую ошибку ~ 2,5% в абсолютные значения интенсивности в одном из крыльев избыточной эмиссии, однако на ход интенсивности в крыле эмиссии при одинаковом построении контуров невозмущенного и возмущенного места это не должно существенно сказываться. Влияние бленд на возмущенные контуры, где бленды залиты эмиссией усов, меньше, чем для невозмущенных контуров. В одном случае, однако, для линий H_{γ} в 3347 влияние бленд и неравномерности фона настолько исказило синее крыло эмиссии, что его нельзя было не исключить. Линия H_{ϵ} была исключена по причине блендирования ее эмиссии с эмиссией $H\text{Ca}^+$ и ввиду неуверенности локализации крыла H и непрерывного спектра. Однако основная причина для исключения H_{ϵ} та, что усы появляются на фоне полосы непрерывной эмиссии, интенсивность которой сама меняется с расстоянием от центра линий H и K (это изменение как раз служит, как известно [8], для определения глубины зале-

гания ядра эмиссии). Линии H_8 и H_9 заметно недодержаны и очень сильно блендированы, поэтому их контуры определяются весьма неуверенно. Для пластинки 3347, где H_8 и H_9 выражены лучше, была сделана попытка построить контуры эмиссии в этих линиях путем непосредственного вычитания интенсивности в возмущенном и невозмущенном месте, однако даже для синего крыла линии H_8 результат получился довольно неуверенный из-за недодержки ультрафиолетовой части спектра.

На фиг. 5—7 представлены контуры эмиссии усов (пластинки 3346—3348) в линиях водорода; интенсивности выражены в единицах интенсивности соседнего с линией непрерывного спектра. Центральный абсорбционный провал, связанный с поглощением эмиссии вышележащими слоями атмосферы, уменьшается с увеличением номера балмеровской линии. Центральный пик этой абсорбции сдвинут в синюю сторону и величина сдвига также убывает с номером (табл. 2), однако сдвиг, как мы видим,

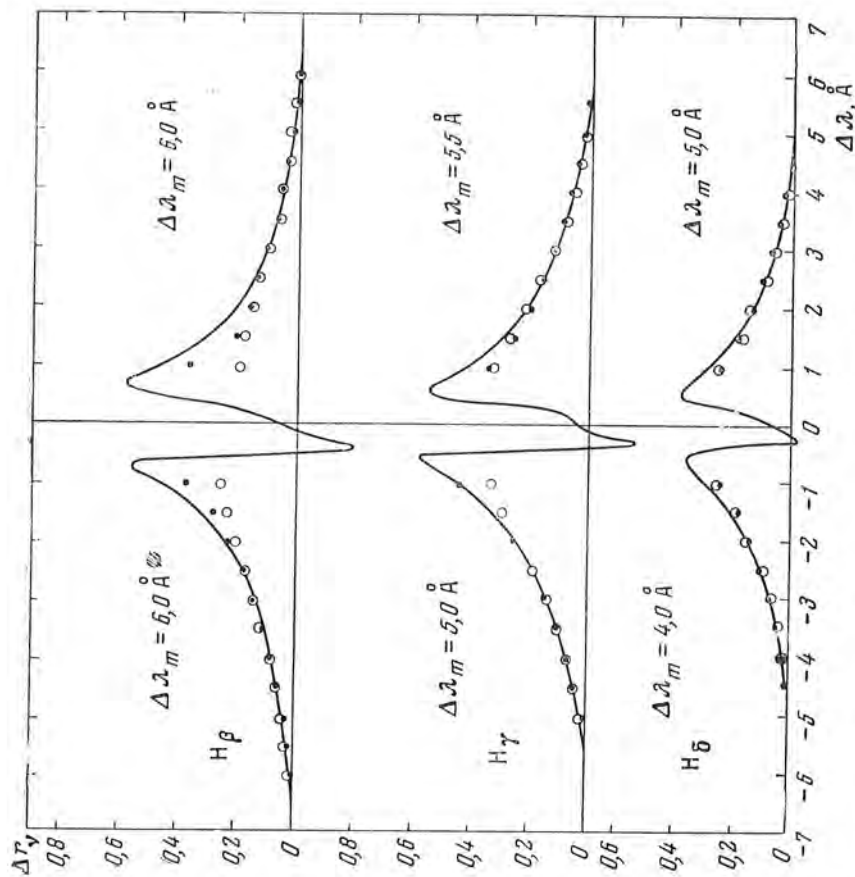
Т а б л и ц а 2

Линия	3346		3347		3348		Среднее	
	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda/\lambda \times 10^4$	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda/\lambda \times 10^4$	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda/\lambda \times 10^4$	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda/\lambda \times 10^4$
H_α	—	—	—0,72	1,10	—0,82	1,25	—0,770	1,17
H_β	—0,43	0,88	—0,43	0,88	—0,43	0,88	—0,430	0,88
H_γ	—0,37	0,85	—0,36	0,83	—0,32	0,74	—0,350	0,81
H_δ	—0,25	0,61	—0,19	0,46	—0,29	0,71	—0,243	0,59

уменьшается с длиной волны быстрее, чем чисто доплеровское смещение ($\Delta\lambda/\lambda$ убывает с уменьшением длины волны). Сдвиг линии, если бы он был связан с подъемом всего слоя, ответственного за образование линий H_α — H_δ , должен был бы показать зависимость $\Delta\lambda/\lambda = \text{const}$. Фактически же эта величина убывает почти в два раза при переходе от H_α к H_δ , и если для H_δ соответствующая сдвигу скорость равна 17,7 км/сек, то для H_α она составляет около 35,2 км/сек.

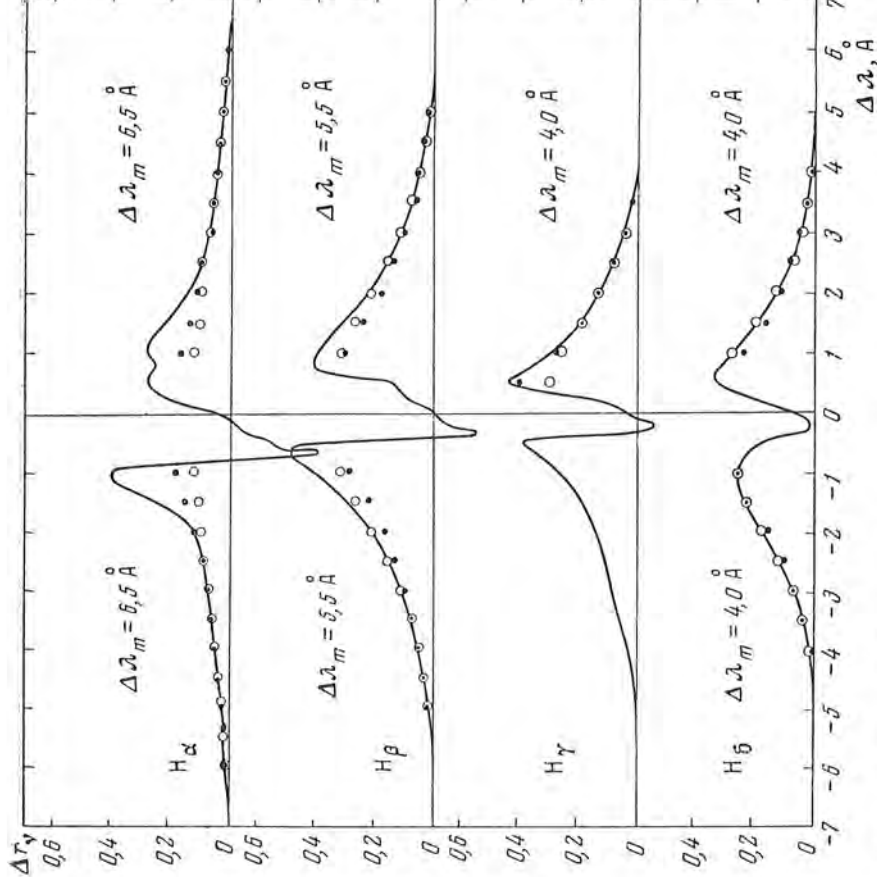
Центральное абсорбционное обращение, как мы видим, имеет характерный вид, показывающий, что на широкую абсорбцию накладывается острый абсорбционный пик, который связан, по-видимому, с отдельным выбросом. Это видно непосредственно на спектрограммах, аналогичные выбросы заметны и для других линий, как отмечалось выше. Измеренная нами скорость относится именно к этому пику — выбросу. (Оценить же сдвиг абсорбционной линии в целом довольно трудно из-за ее асимметрии, но он около 0,1 $\text{\AA}$ для H_γ , H_δ , что дает скорость около 7 км/сек, в соответствии с ранее найденными значениями скорости подъема ядер эмиссии в атмосфере Солнца [5]).

В таком случае естественно считать, что в более г л у б о к и х частях выброса, таких, которые просматриваются в ядре H_δ , скорости меньше, чем на периферии выброса, наблюдаемой в ядре H_α . В H_δ пик абсорбции появляется на расстоянии —0,24 $\text{\AA}$, что соответствует глубине $\tau_0 = 0,44$, если использовать данные [9] о средней глубине образования



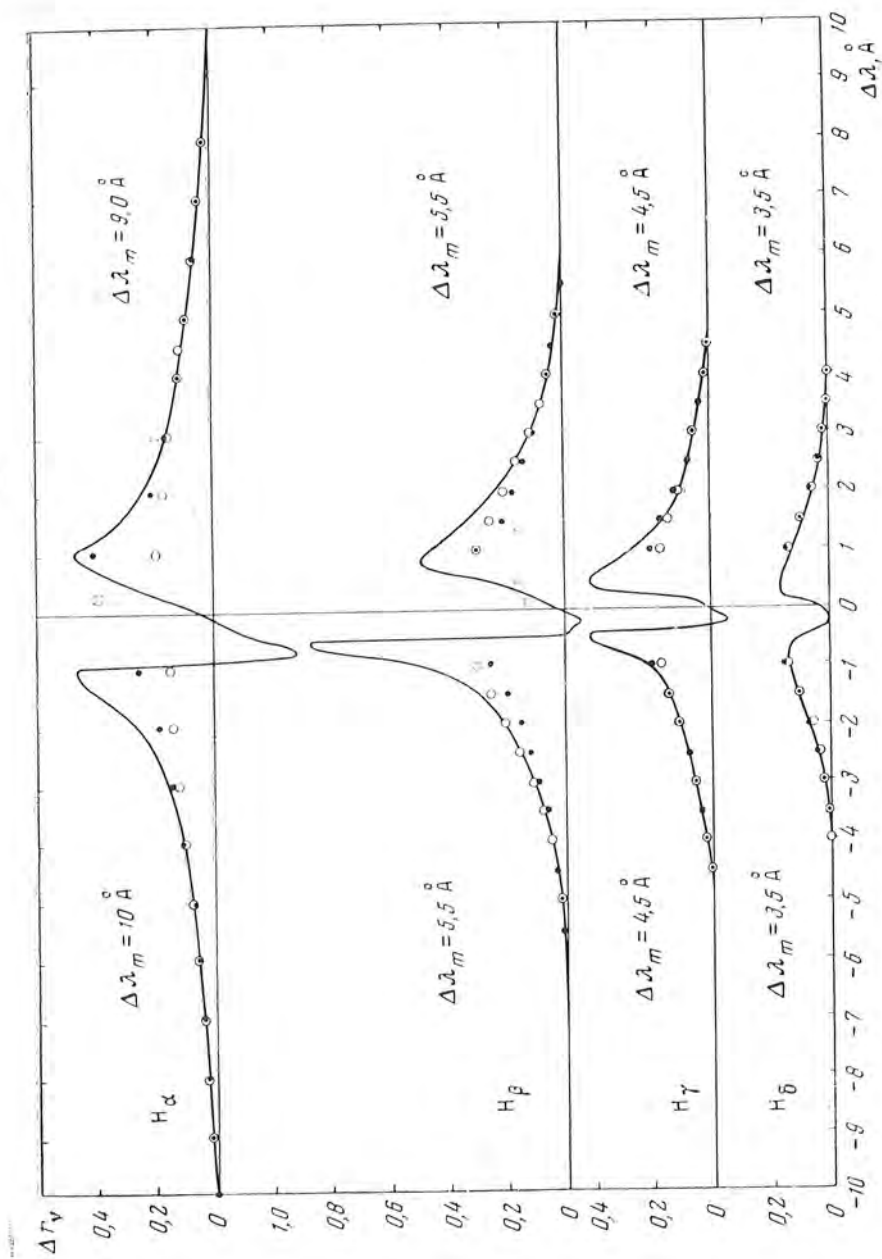
Фиг. 5. Контуры избыточной эмиссии $\Delta\tau_{\gamma}$ водородных линий в усах (пластинка 334б)

Сплошная линия — наблюдаемый контур; кружки — теоретический компаньонский контур; точки — теоретический контур для струн



Фиг. 6. Контуры избыточной эмиссии $\Delta\tau_{\gamma}$ водородных линий в усах (пластинка 334г)

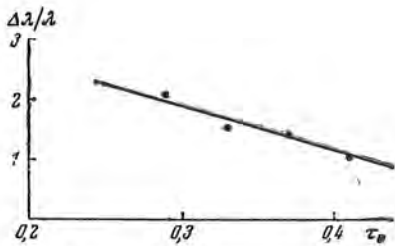
Обозначения те же, что на фиг. 5



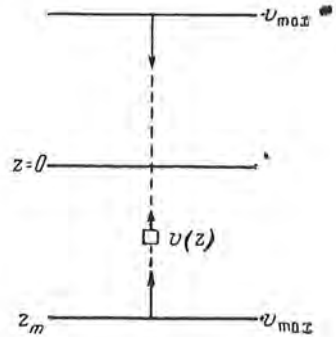
Фиг. 7. Контуры избыточной эмиссии ΔI_γ водородных линий в усах (пластинка 3348)

Обозначения те же, что на фиг. 5

водородных линий на расстоянии от центра $\rho = 0,875$. Если выброс движется как одно целое с постоянной скоростью — той, которая следует из сдвига пика в H_{δ} , то в H_{α} пик абсорбции был бы на расстоянии $\Delta\lambda = -0,24 \cdot \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_{\delta}} = -0,38 \text{ \AA}$, где оптическая толщина для H_{α} $\tau_0 = 0,29$. Фактически же пик наблюдается у $\Delta\lambda = -0,77 \text{ \AA}$, как если бы скорость абсорбционной струи возрастала кверху в $0,77/0,38 = 2,03$ раза при переходе от глубины $\tau_0 = 0,41$ к глубине $\tau_0 = 0,29$. Принимая скорость $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для H_{δ} (на глубине $\tau_0 = 0,29$) за единицу и применяя это рассуждение к H_{γ} , H_{β} , получаем ход скорости с глубиной, изображенный на фиг. 8.



Фиг. 8. Изменение скорости с глубиной для абсорбционного выброса в усах (пластинки 3346—3348)



Фиг. 9. К рассмотрению случая сжатия и расширения для струи

Указанный факт изменения скорости с расстоянием в выбросе наводит на мысль о возможности рассмотрения самих эмиссионных усов как струй, исходящих из некоторого ядра или сходящихся в ядро. Соображения в пользу такого представления уже были высказаны ранее [5, 10]: а) сужение полосы эмиссии усов с удалением от центра линии, б) преобладание эмиссии в синем крыле и большая протяженность синих усов, а также появление иногда почти односторонних усов типа выброса, в) появление наклонных к направлению дисперсии усов. Очень серьезным указанием на возможность представления о струе являются наблюдения вспышек на лимбе [11], показывающие, что в проекции на картинную плоскость вспышка развивается в виде блестящего холма или выступа часто с острой, конической вершиной, которая быстро (за 2—5 мин.) вытягивается, образуя подобие кумулятивной струи, а затем сокращается. Иногда этот выступ пульсирует. Скорости таких вытягиваний колеблются в пределах от 50 до 500 км/сек, а ускорения достигают 100 ускорений гравитации на поверхности Солнца, причем движение переднего края струи, видимо, идет быстрее всей массы в целом, так что весь процесс — скорее вытягивание струи, чем ее перемещение.

Рассмотрим эмиссию струи, движущейся вдоль луча зрения, и примем самое простое предположение, что скорость возрастает пропорционально расстоянию от некоторого ядра от значения v_i (термической скорости

в ядре вспышки) до значения v_m на переднем фронте струи, независимо от того, имеем ли мы дело со сжатием или расширением. Можно показать, что такое предположение имеет физический смысл, если рассматривать электромагнитное сжатие плазмы возле нейтральной точки (причем для нашего рассмотрения несущественно, меняется ли длина струи или нет, существенны только пределы изменения скорости вдоль струи). Во всяком случае, предположение о пропорциональности скорости расстоянию всегда справедливо для небольшого отрезка струи. От элемента $dz \cdot 1 \text{ см}^2$ струи при переходе $k \rightarrow i$ исходит излучение (фиг. 9)

$$\varepsilon_{ki}(v - v_{ki}) e^{\int_z^{z_m} \alpha_{ki}(v - v_{ik}) dz} dz \cdot 1 \text{ см}^2, \quad (1)$$

где ε и α — коэффициенты эмиссии и поглощения (на 1 см^3), а $v_{ik} = v_{ik}^0 (1 + \frac{v}{c})$. Зависимость ε и α от $v - v_{ik}$ характеризует расширение термов из-за эффектов Доплера, Штарка и пр.

Примем, что это расширение пренебрежимо мало по сравнению с расширением из-за макроскопического движения (градиента скоростей) со скоростью $v(z)$, т. е. что ε и α постоянны на плоскостях $v(z) = \text{const}$, (т. е. не зависят от частоты $v - v_{ik}$, а определяются только величиной $v_{ik}(v) = v_{ik}^0$ *. В дальнейшем, если потребуется, можно учесть также расширение, связанное с расширением термов из-за указанных факторов. В нашем случае

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{ik}(v_{ik}) &= \frac{1}{4\pi} h v_{ik}^0 a_{ik} n_k \varphi(v - v_{ik}^0) \\ \alpha_{ik} &= \frac{1}{c} n_i B_{ik} h v_{ik}^0 \end{aligned} \right\}; \varphi(v - v_{ik}) = \delta(v - v_{ik}) = \begin{cases} 1 & \text{при } v = v_{ik} \\ 0 & \text{» } v \neq v_{ik} \end{cases} \quad (2)$$

Если считать скорости достаточно большими, то в некоторой области скоростей $v > v'$ можно пренебречь поглощением, так как оно происходит в области частот, достаточно далекой от частоты испускания нижележащих слоев. Далее примем, что вдоль рассматриваемой части струи декремент n_k/n_1 не меняется, тогда согласно уравнению сплошности (одномерный случай)

$$n_1 v(z) = \text{const} = C \quad (3)$$

будем иметь $n_k = C_k/v(z)$, где C_k — некоторая постоянная ($= \frac{C_1 n_k}{n_1}$) и

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{4\pi} h v_{ik} a_{ik} \frac{C_k}{v(z)}. \quad (4)$$

Интенсивность в пределах линии определяется суммированием отдельных вкладов от различных элементов dz , так что интенсивность излучения части струи, заключенной между z_m и z , будет

$$I(z) = \int_z^{z_m} \varepsilon_{ik} dz = \int_v^{v_m} \varepsilon_{ik} \frac{dz}{dv} dv, \quad (5)$$

* При макроскопических скоростях $\sim 100 \text{ км/сек}$ эффекты теплового уширения станут заметными лишь при температурах $\sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$.

если имеется стационарное распределение скорости по глубине струи $v = v(z)$; в нашем случае

$$v(z) = \alpha z, \quad (6)$$

где α — коэффициент пропорциональности. Согласно соотношениям

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda^0 = \lambda^0 \frac{v}{c}$$

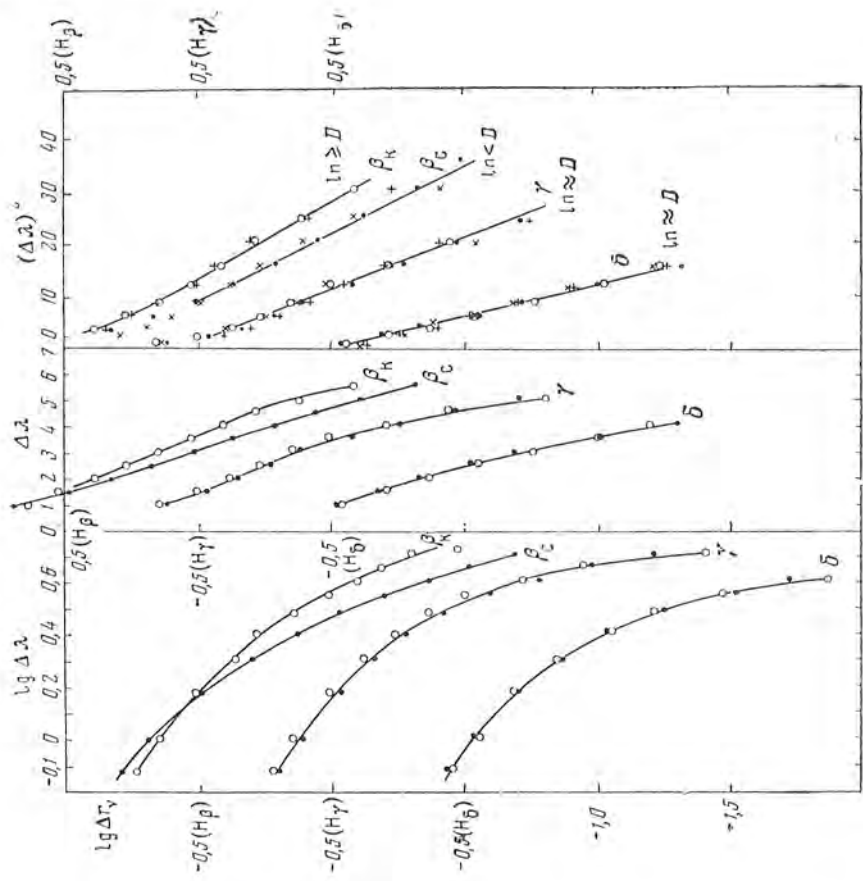
и (6), данному z или v соответствует $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии, так что распределение интенсивности в контуре струи будет, согласно (5) и (4),

$$I(\Delta\lambda) = \frac{1}{\alpha} \int_v^{v_m} \epsilon_{ik} dv = \frac{C_{ik}}{4\pi\alpha} h\nu_{ik} a_{ki} \ln \frac{v_m}{v} = \frac{C_{ik}}{4\pi\alpha} \frac{hc}{\lambda_{ik}} a_{ki} \ln \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}, \quad (7)$$

т. е. интенсивность на данном расстоянии $\Delta\lambda$ от центра линии, уширенной благодаря градиенту скорости, определяется вкладом всех элементов, имеющих скорость большую, чем $v' = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ (см. [12, 13]). Контур (7) можно сравнить с наблюдаемыми крыльями усов, подбирая соответствующим образом коэффициент пропорциональности при $\ln \Delta\lambda_m / \Delta\lambda$.

Для выяснения причин расширения в крыльях водородных усов мы рассмотрим последовательно эффект Штарка, эффект Доплера (макротурбулентность и тепловое движение) и наше представление (7) эмиссии стационарной струи. Кроме того, недавно в работах [14, 15] было отмечено, что крылья водородных линий во вспышках хорошо представляются формулой $e^{-a\Delta\lambda}$, которая, согласно [14], представляет собой некоторое немаксвелловское распределение скоростей при некоторых нестационарных условиях (согласно Паркеру); поэтому выясним также, насколько это предположение соответствует наблюдениям. Для этой цели выгоднее рассмотреть наблюдаемые контуры, введя вместо шкалы интенсивности шкалу логарифмов интенсивности; в этом случае все отклонения от теоретической зависимости будут резче выступать, особенно в крыльях линий, где сама интенсивность мала и где поэтому трудно судить о согласии теории и наблюдений. В этом случае в системе осей ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) штарковское расширение в крыльях должно бы дать прямую линию с угловым коэффициентом, близким к 2,5. Точно так же в системе осей ($\lg I$, $\Delta\lambda$) и ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) наблюдения укажут на расширение типа $e^{-a\Delta\lambda}$, согласно [14, 15], или на доплеровское расширение $e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$ соответственно, если наблюдаемые значения $\lg I$ в крыльях будут хорошо ложиться на прямую линию. На фиг. 10—12 наблюдаемые контуры усов 3346—3348 представлены последовательно в системе таких осей.

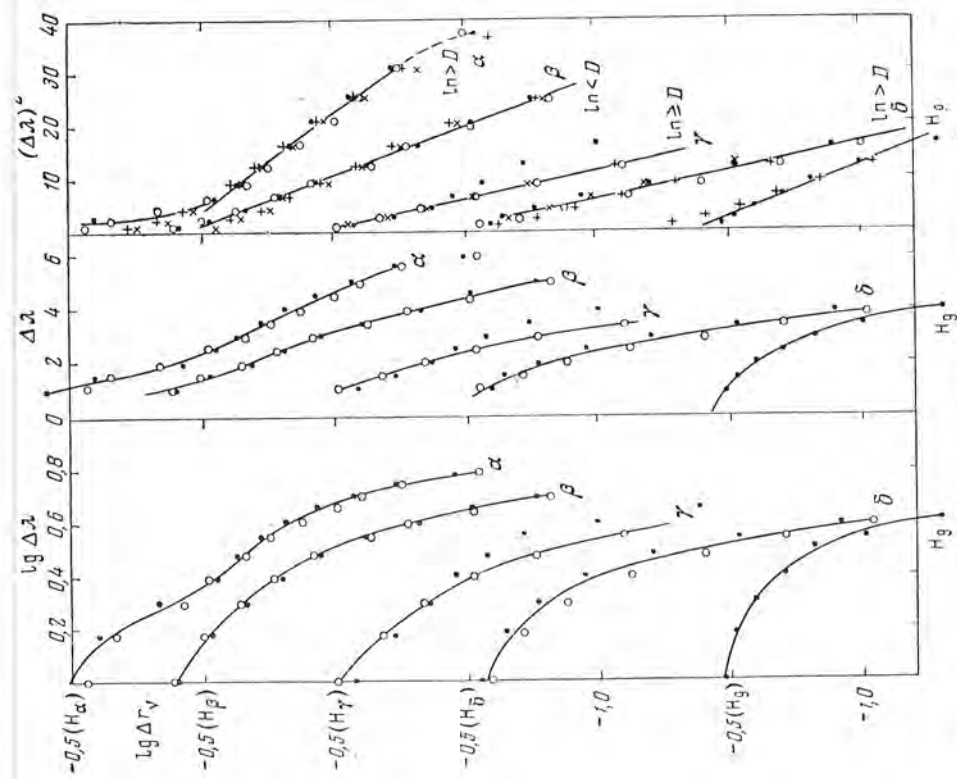
Уже давно отмечалось [2], что в далеких крыльях H-линий во вспышках наблюдения показывают заметные отклонения от штарковских контуров, хотя средние и ближайшие к центру линии части контура неплохо объясняются действием Штарк-эффекта с учетом самопоглощения. В [16] было впервые обращено внимание на то, что в спектрах сильных вспышек,



Фиг. 10. Сравнение наблюдаемых контуров усов (пластинка 3346) с эффектом Штарка (слева), зависимостью I от $\bar{e}\Delta\lambda$ (в середине) и эффектом

Доплера (справа)

Точки — синее крыло, кружки — красное, сплошная линия — среднее для синего и красного крыла; плюсы (синее крыло) и крестики (красное крыло) в системе осей $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ соответствуют теоретическим контурам, вычисленным для струн



Фиг. 11. То же, что на фиг. 10, но для усов (пластинка 3347)

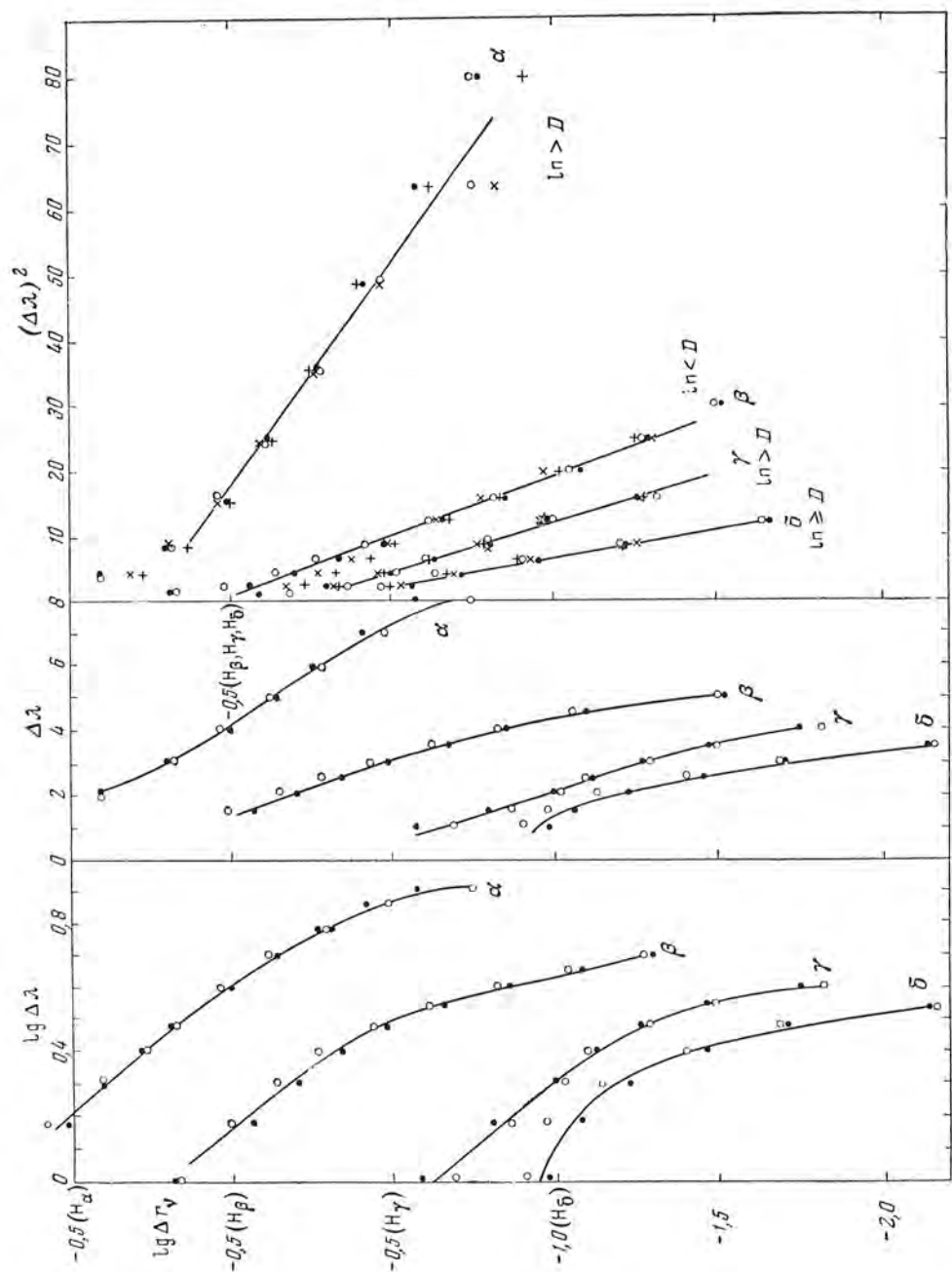
где крылья состоят из скопления отдельных неразрешимых на фотографии (из-за невысокого качества изображений) усов, наблюдается сильное отклонение от штарковской прямой в осях ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$). Рассмотрение фиг. 10—12 подтверждает этот вывод: ни для одного из контуров нельзя провести прямую линию для далеких крыльев (даже через крайние три точки); везде в крыльях точки располагаются на некоторой кривой, показывая, что интенсивность в крыльях изменяется с $\Delta\lambda$ быстрее или медленнее, чем этого требует Штарк-эффект, в зависимости от того, в каком месте мы его адаптируем к наблюдениям — в ядре или крыле. В то же время в средней части контура наблюдения иногда неплохо представляются прямой линией, как например для 3348 (H_α , H_β , H_γ), 3347 (H_α , H_β , H_γ), хотя здесь подобное сопоставление уже может быть искажено действием самопоглощения.

Заметно лучший результат получается при сопоставлении наблюдений с зависимостью $e^{-a\Delta\lambda}$ (средняя часть фиг. 10—12); здесь наблюдения для далеких крыльев нередко укладываются почти на прямую линию.

В то же время во всех случаях имеется небольшое систематическое отклонение от прямой в том же направлении, как и для Штарк-эффекта, указывающее на большую чувствительность интенсивности к изменению $\Delta\lambda$, чем это следует из зависимости $e^{-a\Delta\lambda}$. В ряде случаев систематические отклонения от прямой линии настолько велики (3347, 3348 H_α , H_β , H_γ и особенно H_β для 3347), что их нельзя отнести за счет каких-либо ошибок.

Картина, однако, радикально улучшается при переходе к системе осей ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$), где практически все наблюдаемые точки, начиная с некоторого $\Delta\lambda > \Delta\lambda'$ ($\Delta\lambda' \approx 3 \text{ \AA}$ для H_α и $\sim 2 \text{ \AA}$ для H_β), хорошо укладываются на прямую линию и не показывают никаких серьезных систематических отклонений, за исключением иногда самых крайних значений $\Delta\lambda$, соответствующих концу крыла. Аналогичные результаты получены для крыльев пяти вспышек, изученных в [3].

Прежде всего следует попытаться выяснить возможные причины плохого соответствия наблюдаемых контуров с распределением $e^{-a\Delta\lambda}$, полученного в [14] и [15]. Фотографии спектра, представленные в [14], показывают, что качество изображений при наблюдениях вспышки на лимбе не было достаточно хорошим — линии водорода не показывают тонкой структуры, и эмиссия не резко очерчена в направлении, перпендикулярном дисперсии. Рассмотрим несколько подробнее влияние качества изображений на контур линии. Если эмиссия в крыльях вспышки состоит из отдельных усов различной протяженности, для каждого из которых контур хорошо, как следует из нашего анализа, представляется доплеровским распределением вида e^{-bx^2} , то из-за дрожания на данное место пластинки в течение экспозиции будут накладываться различные усы и интенсивность в результирующем изображении крыла будет некоторым средним весовым из интенсивностей в каждом из усов, причем вес будет пропорционален времени, в течение которого данный ус находится в данном месте пластинки.



Фиг. 12. То же, что на фиг. 10, но для усов (пластинка 3348)

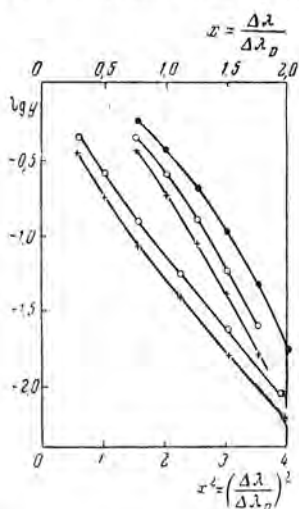
Рассмотрим, например, два близких уса с распределением интенсивности e^{-x^2} и e^{-2x^2} ($x = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$), которые из-за дрожания накладываются на данное место пластинки в течение одинакового времени. Тогда, если время экспозиции принять равным 1, результирующее распределение интенсивности представится в виде

$$y_2 = 0,5e^{-x^2} + 0,5e^{-2x^2}, \quad (8)$$

если интенсивности обоих усов одинаковы. Если имеются три уса, накладывающиеся одинаково часто за время экспозиции с распределениями интенсивности e^{-x^2} , e^{-2x^2} и e^{-3x^2} , то результирующее распределение будет

$$y_3 = 0,333(e^{-x^2} + e^{-2x^2} + e^{-3x^2}). \quad (9)$$

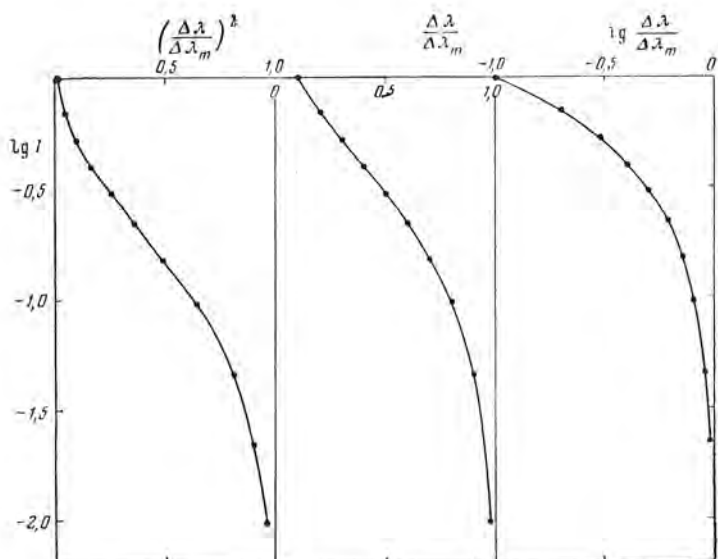
На фиг. 13 показано гауссовское распределение e^{-x^2} и распределение (8) и (9) в системе осей ($\lg y$, $\Delta\lambda$). Мы видим, что сложение гауссовских компонентов с разным модулем, но равными весами



Фиг. 13. Гауссовское распределение e^{-x^2} (точки), распределение (8) (кружки) и (9) (плюсы) в системе осей ($\lg y$, $\Delta\lambda$) и ($\lg y$, $\Delta\lambda^2$)

даст в крыле линии распределение, близкое к прямой линии в этой системе, причем, чем больше этих компонентов, тем ближе результат к прямолинейной зависимости. (Сравни фактические контуры в системе ($\lg I$, $\Delta\lambda$) на фиг. 10—12 с графиком фиг. 13). Таким образом, результирующий контур от скопления усов различной протяженности при плохих изображениях довольно хорошо может быть аппроксимирован распределением $e^{-a\Delta\lambda}$. Результаты, полученные в [14] и [15], могут быть, таким образом, связаны с наложением отдельных компонентов тонкой структуры крыльев вспышки в результате дрожания, если каждый компонент хорошо представляется гауссовским распределением. Одновременно интересно отметить, что эффект дрожания должен привести к отклонению наблюдаемых контуров в системе осей ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) в направлении, противоположном тому, которое фактически иногда

наблюдается (в самом конце крыла), как это видно из тех же фиг. 13 и 10—12, т. е. эффект дрожания должен приводить к более медленному спаду интенсивности, чем гауссовский. По-видимому, с этим связано то обстоятельство, что во многих предшествующих наблюдениях вспышек, выполненных при сравнительно невысокой разрешающей силе и дисперсии, а главное в условиях невысокого качества изображений (того, которое получается при возникновении вспышки), когда не видна тонкая структура эмиссии, получались несколько искаженные контуры, показывающие более медленный спад эмиссии в самом далеком крыле. Даже при хороших изображениях, но небольшом изображении Солнца, скажем 100 мм (как в спектрографе обсерватории Ондражейов) и расстоянии между ядрами усов около $1''$, т. е. 0,05 мм, будет происходить наложение двух



Фиг. 14. Теоретические контуры для струн в системе осей

$$\left(\lg I, \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_m} \right)^2 \right), \left(\lg I, \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_m} \right) \right), \left(\lg I, \lg \frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_m} \right)$$

усов, так как расстояние между ними сравнимо с размером зерна фотоэмульсии.

Сравним теперь наблюдения с распределением интенсивности в формуле (7). Качественное сравнение легко сделать, если отложить зависимость (7) в принятых системах осей, что показано на фиг. 14. Сходство теоретической зависимости $\lg \ln \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta \lambda}$ с наблюдаемыми (фиг. 10—12) показывает, что более детальное количественное сопоставление имеет смысл, в особенности в связи с тем, что зависимость (7) в системе осей $(\lg I, \Delta \lambda^2)$ практически линейна на большом участке $\Delta \lambda$ ($\sim 0,3 \Delta \lambda_m < \Delta \lambda < 0,85 \Delta \lambda_m$), большем, чем в системе осей $(\lg I, \Delta \lambda)$ (где она линейна на участке $0,1 \Delta \lambda_m < \Delta \lambda < 0,6 \Delta \lambda_m$), и показывает характерные иногда для наблюдаемых контуров отклонения книзу от прямой в самом конце крыла. Для количественного сравнения наблюдений с (7) необходимо с помощью наблюдаемых контуров (фиг. 5—7) найти величины $\Delta \lambda_m$ и коэффициент пропорциональности при $\ln \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta \lambda}$. Наибольшая неуверенность связана с определением $\Delta \lambda_m$, так как конец крыла фиксируется ненадежно. Однако ход интенсивности в далеком крыле позволяет это сделать с некоторой ошибкой, которая иногда может достигать $0,5 \text{ \AA}$. Найти $\Delta \lambda_m$ с точностью более $0,25 \text{ \AA}$ вообще невозможно, и едва ли имеет смысл это делать, так как конец крыла фиксируется не только максимальной скоростью v_m , но также другими механизмами расширения (Доплер-эффект, затухание излучения и др.).

Величины $\Delta \lambda_m$ приведены на фиг. 5—7. Коэффициент пропорциональности k при $\ln \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta \lambda}$ можно найти из соотношения

$$k = \frac{I_{\text{набл}}}{\ln \Delta \lambda_m / \Delta \lambda}$$

для тех значений $\Delta\lambda$ в крыле линий, где k сохраняет с достаточной точностью постоянное значение. Если величина k систематически меняется в крыле, выходя за пределы допустимых ошибок, то мы должны считать теоретический контур (7) непригодным для представления наблюдений. В табл. 3 в качестве примера приведены вычисления теоретического контура (7) для линии H_β в усах 3346 (отчеркнуты те значения k , которые

Таблица 3

$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda_m/\Delta\lambda$	$\frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$ ln	$I_{\text{набл}}^{\text{син}}$	$k_{\text{син}}$	$I_{\text{набл}}^{\text{кр}}$	$k_{\text{кр}}$	$I_{\text{теор}}^{\text{син}}$	$\Delta I_{\text{син}}$	$I_{\text{теор}}^{\text{кр}}$	$\Delta I_{\text{кр}}$
1,0	6,0	1,79	0,460	0,257	0,485	0,271	0,376	+0,08	0,258	+0,23
1,5	4,0	1,39	0,330	0,237	0,327	0,235	0,282	+0,05	0,200	+0,13
2,0	3,0	1,10	0,243	0,221	0,210	0,191	0,231	+0,01	0,160	+0,05
2,5	2,4	0,88	0,185	0,210	0,145	0,165	0,185	0,00	0,127	+0,02
3,0	2,0	0,693	0,140	0,202	0,102	0,148	0,145	-0,005	0,100	0,00
3,5	1,71	0,536	0,105	0,197	0,070	0,130	0,113	-0,01	0,077	-0,01
4,0	1,50	0,406	0,080	0,197	0,050	0,123	0,085	-0,005	0,059	-0,01
4,5	1,33	0,285	0,060	0,210	0,038	0,133	0,060	0,00	0,041	0,00
5,0	1,20	0,182	0,042	0,230	0,015	0,137	0,038	0,00	0,026	0,00
5,5	1,09	0,0862	0,025	0,290	0,015	0,174	0,018	+0,01	0,012	0,00
6,0	1,00	0,000	0,010	—	0,010	—	0,000	+0,01	0,000	+0,01

$\Delta\lambda_m = 6,0$ Среднее $k_{\text{син}} = 0,220$ Среднее $k_{\text{кр}} = 0,144$

послужили для вывода среднего значения). Наблюдаемые значения $I_{\text{набл}}$ (в единицах непрерывного спектра) для синего и красного крыла взяты здесь из сглаженного, проведенного через отдельные точки, контура. Мы видим, что в крыле линии величина k сохраняется практически постоянной и наблюдаемые контуры крыльев очень хорошо представляются зависимостью (7), как показывают значения $\Delta I = I_{\text{набл}} - I_{\text{теор}}$, выходящие за пределы фотометрической ошибки измерений ($\sim 3-5\%$) лишь вблизи центра линии. Вычисленные подобным образом теоретические контуры всех линий в усах 3346—3348 представлены на тех же фиг. 10—12 плюсами (для синего крыла) и крестами (для красного) в системе осей ($\lg I, \Delta\lambda^2$) для возможности сравнения с доплеровским представлением наблюдаемых контуров.

Внимательное рассмотрение хода наблюдаемых точек и теоретических значений, найденных указанным способом по формуле (7), показывает, что эти значения в большем числе случаев даже лучше согласуются с наблюдениями, чем соответствующие значения для доплеровского контура, проведенного также из условия наилучшего согласия с наблюдениями. Это улучшение соответствия заметно, во-первых, для самых концов крыльев. Во-вторых, зависимость (7), как мы видим из фиг. 14, показывает характерное уклонение от прямой кверху при приближении к центру линии, аналогичное тому, которое показывают наблюдаемые кон-

туры на фиг. 10—12, что приводит к лучшему соответствию теоретических и наблюдаемых контуров в средней и центральной частях линии. Впрочем, здесь сравнение следует делать с осторожностью из-за влияния самопоглощения и нарушения простой зависимости (7), полученной лишь для области больших скоростей сжатия или расширения и в пренебрежении возможным увеличением температуры и декремента n_k/n_1 по мере приближения к ядру вспышки. Однако, как это хорошо известно из исследования контуров протуберанцев, влияние самопоглощения должно бы привести к отклонению наблюдений к п и з у от прямых вблизи центра линии (самопоглощение делает контуры более пологими и столбовобразными). В нашем же случае происходит отклонение кверху и подобный же ход кверху показывает теоретический контур; хотя согласие здесь и лучше, чем для доплеровского контура, все же оно заметно ухудшается. Вероятно, что это отклонение наблюдений в ядре линий от теории связано с ростом возбуждения вглубь вспышки ($\Delta\lambda$ убывает к центру вспышки).

До сих пор мы не принимали во внимание влияния лежащей выше атмосферы на контуры усов, считая его малым. Усы наблюдались на диске на расстоянии $\rho = 0,85$, и если глубина их залегания в частотах непрерывного спектра $\sim 0,5$, то это влияние, как следует из [5], может быть существенным в ядре линии. На возможность этого эффекта может указывать также то, что интенсивность усов в H_α заметно меньше, чем в H_β (в усах 3347), хотя это связано скорее с явлением атмосферной дисперсии, что видно на самих спектрограммах.

Величина $e^{-\tau_\lambda \sec \theta}$ при $\rho = 0,85$ для линии H_α остается примерно постоянной и равной 0,4 в интервале от 10 до 4—5 Å (см. [5]), так что учет глубины залегания не исказит хода в крыле H_α в интервале от 4 до 10 Å, хотя и изменит абсолютные значения в 2,5 раза. В ядре H_α для $\Delta\lambda < 4$ Å деление наблюдаемых интенсивностей на $e^{-\tau_\lambda \sec \theta}$ приведет к очень резкому росту интенсивности, т. е. к еще большему отклонению наблюдаемых точек от прямой в системе $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ на фиг. 10—12. Однако в этой области надо учитывать не только ослабление интенсивности лежащим выше слоем, но и возможный эффект самопоглощения, действующий в противоположную сторону, и совместное действие этих двух факторов оценить очень трудно. Что касается H_β , то множитель $e^{-\tau_\lambda \sec \theta}$ для этой линии почти строго постоянен и равен $\sim 0,52$ от $\Delta\lambda = 10$ Å вплоть до расстояний 1,5—2 Å, но отклонения от прямой кверху здесь наблюдаются как раз в интервале от нуля до 2 Å, так что эти отклонения могут, если не целиком, то частично, быть связаны с поглощением эмиссии лежащим выше слоем. Поэтому согласно теории и наблюдений в ядрах линий не следует придавать серьезного значения. Существенно то, что представление о струе может дать и дает лучшее согласие с наблюдением в самых далеких крыльях, где оно приводит также к несколько более быстрому спаду интенсивности, чем доплеровский контур. Это, очевидно, связано с тем, что функция $\ln \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$ стремится к нулю при $\Delta\lambda \rightarrow \Delta\lambda_m$, в то время как $e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$ остается конечной.

Всем исследовавшим контуры вспышки хорошо известно, насколько трудно адаптировать теоретический контур к наблюдаемому в далеком крыле именно потому, что как штарковский, так и доплеровский контуры пересекают наблюдаемый вблизи самого конца крыла, где наблюдаемый градиент интенсивности меньше, чем диктует теория. Всякая же попытка адаптировать контур по далекому крылу приводит к слишком резкому нарастанию теоретической интенсивности и сильному расхождению с наблюдениями. Доплеровский же контур обладает тем свойством, что при больших $\Delta\lambda_D$ его градиент $-2\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$ численно мал и может быть меньше не только градиента штарковского контура, но даже градиента $\ln\frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$ (т. е. при больших $\Delta\lambda_D$ доплеровский контур довольно пологий для не слишком больших $\Delta\lambda$), поэтому его легче адаптировать к крылу линии подбором достаточно большого $\Delta\lambda_D$.

Таким образом, если мы адаптируем теоретический контур по далеким крыльям, где $\Delta\lambda \approx \Delta\lambda_m$ (только для далеких крыльев это возможно сделать без учета самопоглощения), то, как показывают наблюдения, нам необходимо иметь функцию, которая в интервале $\Delta\lambda < \Delta\lambda_m$ возрастала бы существенно медленнее, чем штарковская функция $\Delta\lambda^{-2.5}$ или дисперсионная $\Delta\lambda^{-2}$. Действительно, если мы проведем через две крайние точки крыла контура в системе осей ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) на фиг. 10—12 прямую, то наблюдения покажут прогрессивное отклонение к низу от этой прямой при приближении к центру линии. Таким образом, проблема контуров вспышек и усов заключается в том, что наблюдения показывают более пологий ход, чем это требует механизм штарковского или дисперсионного уширения. С этим обстоятельством связано то, что наша медленно меняющаяся функция (7) хорошо соответствует наблюдениям, а также то, что доплеровский контур, хотя на первый взгляд и резко противоречащий этому требованию, также хорошо соответствует наблюдениям, если только $\Delta\lambda_D$ достаточно велико (то же справедливо и для функции $e^{-a\Delta\lambda}$ при очень малом a , хотя здесь согласие с наблюдениями хуже, чем в рассматриваемых нами случаях).

Однако, как покажет случай усов у края 3280—3282, возможность штарковского расширения требует более внимательного рассмотрения.

§ 3. Усы на краю

Усы 3280—3282 на краю (см. фиг. 2 и 3) возникли в очень активной области на лимбе, связанной с группой № 56 25 июля 1959 г., в которой неоднократно с 9^h московского времени до 14^h появлялись вспышки, усы, яркие выбросы. Исследованию вспышек в этой области будет посвящена отдельная работа. Вскоре после усов в этой же группе появилась вспышка на лимбе 3287 (см. ниже) в виде яркого выступа.

Эмиссия 3280 выглядит более или менее симметричной, хотя красный ус ярче и немного длиннее, в то время как в 3282 виден практически односторонний, красный ус. В H_α эмиссия в 3280 просматривается до 8—9 Å и хорошо заметна во всех линиях водорода вплоть до H_{13} . Помимо водородных линий, эмиссия или слабое обращение заметны во многих линиях — D_1 , D_2 натрия, зеленом триплете Mg, многих линиях Fe II и других линиях. Список около 60 таких линий приведен в табл. 4. Эмиссия D_3 не

Т а б л и ц а 4

№	λ , Å	Элемент	№	λ , Å	Элемент	№	λ , Å	Элемент
1	6433,451	Fe I	27	4471,688	He I	53	3761,322	Ti II
2	6432,690	Fe II	28	4461,654	Fe I	54	3759,301	Ti II
3	5895,944	Na	29	4427,312		55	3737,143	Fe I
4	5889,977	Na	30	4375,932		56	3736,919	Ca II
5	5316,622	Fe II	31	4384,319	—	57	3719,949	Fe I
6	5316,609	Fe II	32	4233,171	Fe II	58	3685,197	Ti II
7	5276,001		33	4226,742	Ca I	59	3606,038	Ca II, Mn
8	5275,994		34	4215,545	CN, Sr II			
9	5234,620		35	4077,726	Sr II			
10	5183,621	Mg	36	4063,607	Fe I			
11	5173,751	Ti I	37	4026,19	He I			
12	5172,700	Mg	38	4045,827	Fe I			
13	5169,052	Fe II	39	3969,407	Eu II			
14	5167,510	Fe I	40	3938,300	R.e?			
15	5166,286	Fe I	41	3922,925	Fe I			
16	5110,409		42	3905,534	Si I			
17	5018,452	Fe II	43	3899,721	Fe I			
18	5015,675	He I	44	3886,296	Fe I, La II			
19	4923,932	Fe II	45	3859,924	Fe I			
20	4922,269	Cr	46	3856,383	Fe I			
21	4922,00	He I	47	3838,304	Mg			
22	4713,17	He I	48	3832,312	Mg			
23	4686	He II	49	3829,367	Mg			
24	4629,344	Ti I, Fe II, Co	50	3827,834	Fe I			
25	4583,841	Fe II	51	3815,853	Fe I			
26	4549,476	Fe II	52	3814,598	CN, Ti II			

очень сильная, прослеживается на несколько ангстрем; хорошо выражены усы у H-и K-линий. Кроме D_3 , хорошо заметно свечение $\lambda\lambda$ 5015,7, 4922,0, 4471,7 и 4026,2 He I, эмиссия λ 4713,2 He I слабая; заметно очень слабое, едва отличимое от фона свечение λ 4686 He II. Некоторые линии металлов показывают расширение: или диффузное, или в виде узла. Рядом с усом в линиях водорода имеется абсорбционный выброс в синюю сторону от центра линии. Он замечен у некоторых линий металлов, хотя и очень слабо. Обращает на себя внимание поведение линий $\lambda\lambda$ 5276,01 Fe II, 5110,41 и 4427,3 Fe I и 4922,27 Cr. Все эти линии очень сильно расширены в месте усов и как бы раздвоены. Каждая из групп этих линий, отмеченных скобкой в табл. 4, — это группа наиболее сильных линий, входящих в один и тот же мультиплет.

Например, линии $\lambda\lambda$ 5110,4 и 5166,3 — самые сильные линии мультиплета № 1 Fe I и, согласно [17], этим линиям соответствуют следующие данные.

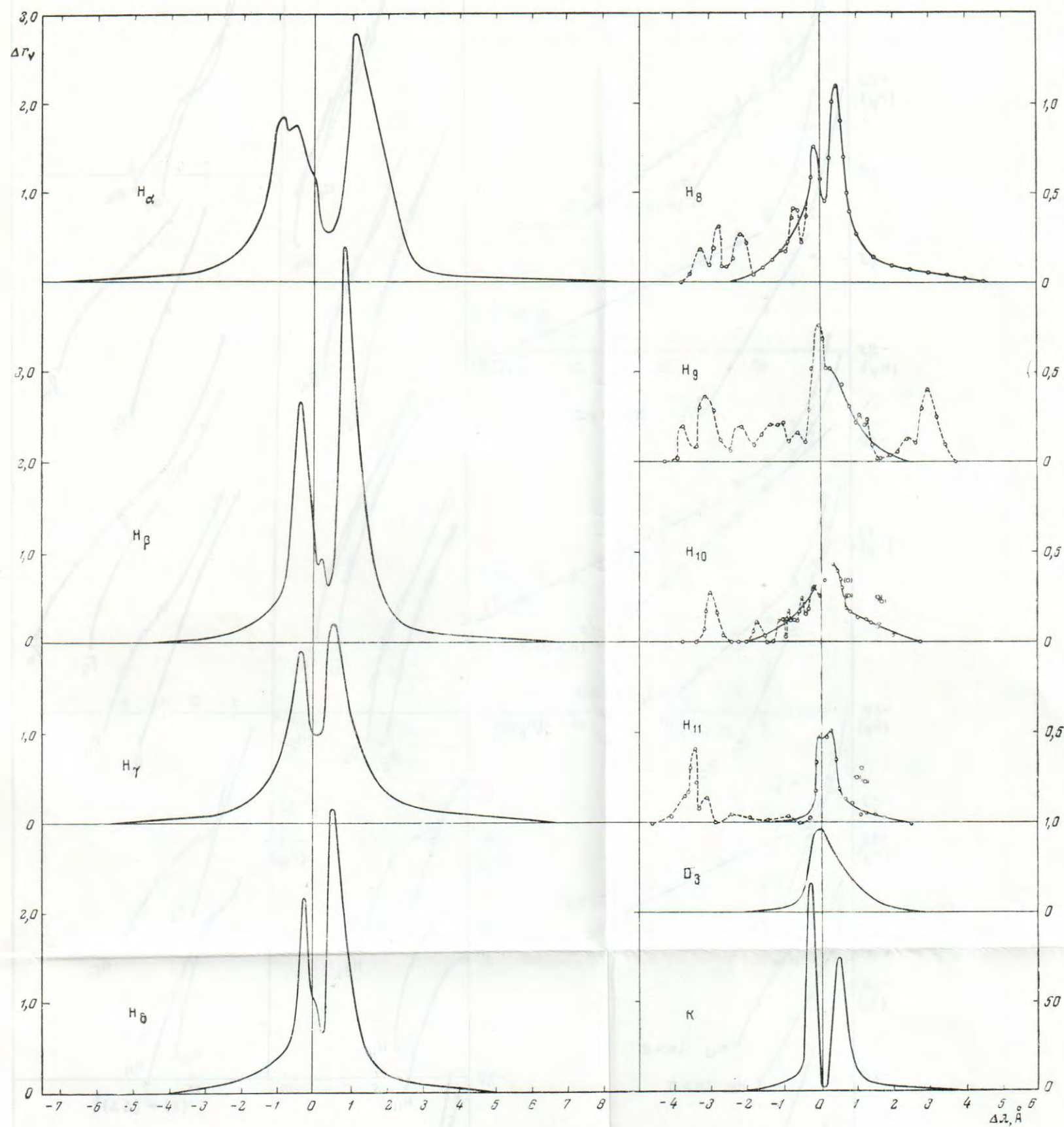
$\lambda\lambda$	Номер мультиплета	Е. Р.	Int.	J	Мультиплет
5110,414	1	0,0—2,41	10	4—4	$a^5D - z^7D^0$
5166,286	1	0,0—2,39	4	4—5	

Линии $\lambda\lambda$ 4375,9; 4427,3; 4461,6 — самые сильные линии мультиплета Fe I № 2 $a^5D - z^7F_0$, у которых нижний потенциал возбуждения близок к нулю, а верхний $\sim 2,8$ в. Линия Cr I λ 4922,27 — самая сильная линия мультиплета 143, соответствующая разности потенциалов $\sim 2,5$ в. Линии Fe II — самые сильные линии мультиплета 149 Fe II с разностью потенциалов около 2,5 в.

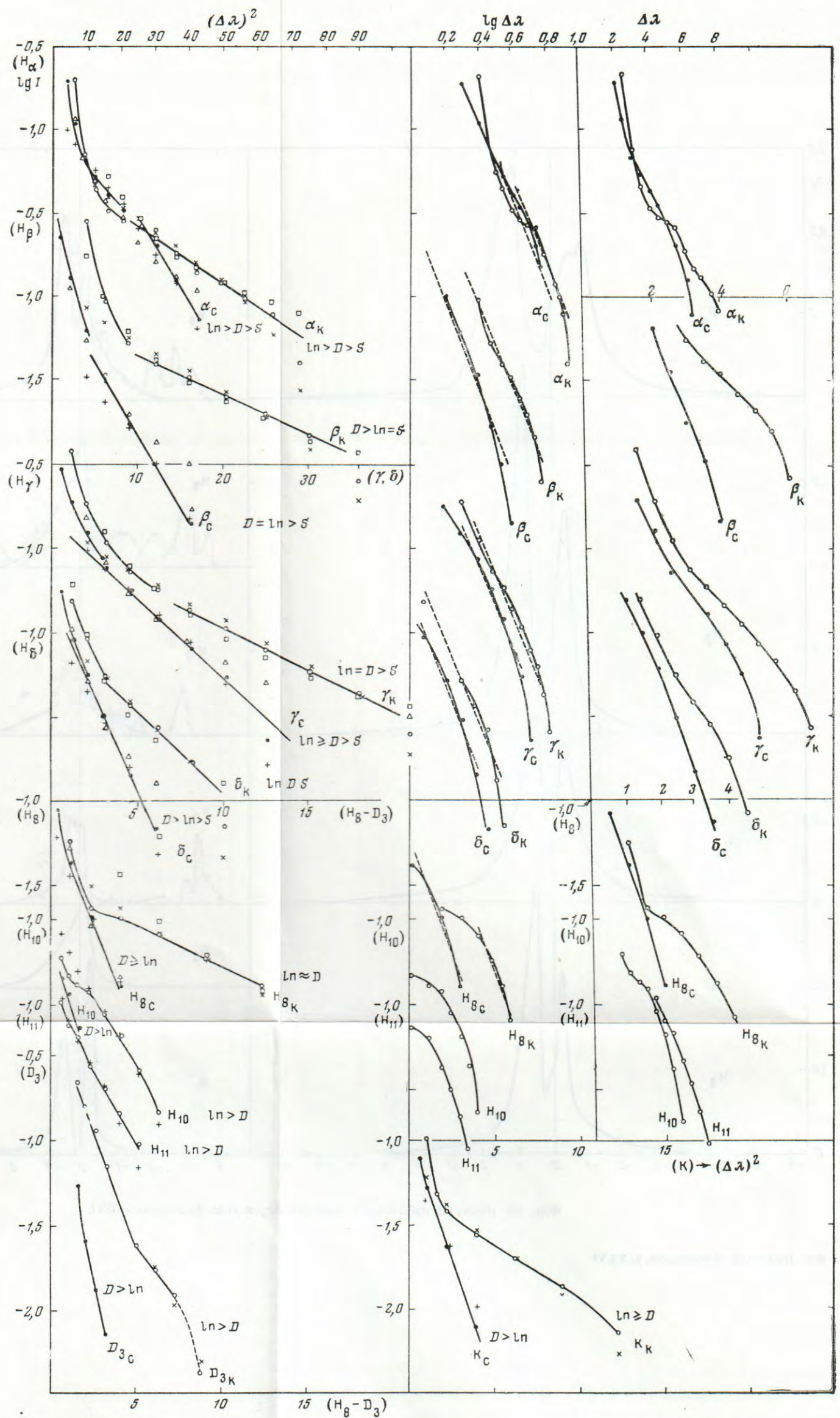
Таким образом, все эти линии, показывающие сильное расширение и узкое эмиссионное обращение в центре, являются как бы резонансными линиями.

Наличие узкого эмиссионного обращения указывает на проникновение возбуждения металлов в верхнюю хромосферу, окружающую ядро усов, в то время как общее сильное расширение абсорбции связано с сильной турбуленцией возле этого ядра. То, что наиболее сильно реагируют линии, соответствующие разности потенциалов около 2,5 в, указывает, возможно, на селективное возбуждение. Если возбуждение уровней с потенциалом $\sim 2,5$ в радиативное, то оно может быть связано с поглощением сильной эмиссии бальмеровских линий, начиная с H_β , исходящих из ядра усов, особенно потому, что в данном случае луч зрения проходит почти по касательной к краю Солнца и на его пути располагается бо́льшая толща поглощающих атомов. Расширение линий указывает на то, что усы залегали на некоторой глубине (что подтверждается также наличием синего абсорбционного выброса вблизи усов), возможно в самом обращающем слое. Появление же центрального эмиссионного обращения, возможно, связано с просачиванием квантов бальмеровской серии эмиссии усов в верхние слои хромосферы. Рекомбинационное свечение, вероятно, дало бы аналогичную картину во многих других линиях металлов, чего не наблюдается. Однако детальный анализ возбуждения атмосферы, окружающей вспышки и усы, — предмет отдельного исследования.

Весьма важной проблемой, которая здесь возникает, является выяснение того, какая эмиссия принадлежит собственно усам или вспышке и какая связана с усиленным возбуждением окружающей хромосферы. В случае вспышек и усов на краю и на лимбе этот вопрос приобретает очень большое значение. К сожалению, зеркальные телескопы, подобные БСТ, в отличие от инструментов типа коронографа со спектрографом, вносят большое количество рассеянного света (ореол) и из-за него нельзя обнаружить свечение слабых металлических линий и линий гелия в образованиях над краем диска, возникающим заведомо над хромосферой.



Фиг. 15. Контуры избыточной эмиссии Δr_v в усах (пластинка 3280)



Фиг. 16. Сравнение наблюдаемых контуров усов (пластинка 3280) с эффектом Доплера (слева), эффектом Штарка (в середине) и зависимостью $\propto e^{-a\Delta\lambda}$.

Поэтому эмиссия металлов, с одной стороны, и водорода и гелия — с другой, если вспышка (усы) возникает в хромосфере на лимбе, вообще говоря, может исходить из совершенно разных мест: первая — из окружающей хромосферы, вторая — из самой вспышки. В случае усов 3280—3282 узкая эмиссия, по-видимому, принадлежит хромосфере, расположенной перед очагом эмиссии усов, — мы не наблюдаем здесь усов в металлических линиях в отличие от некоторых других случаев. Появление всех линий гелия, включая $\lambda 4686$ He II, указывает в то же время на очень интенсивное возбуждение хромосферы в районе усов, хотя усов в линии $\lambda 4686$ не наблюдается, в отличие, например, от вспышки 20 июля 1959 г. (№ 3163), где эмиссия He II практически столь же широка, как и эмиссия водорода. Наиболее существенно, однако, то, что эмиссия металлов и редких земель в большинстве случаев более протяженная по высоте спектра, чем эмиссия водородных усов, иногда располагается несимметрично по отношению к тому месту в спектре, где наблюдаются усы. Поэтому свечение металлов исходит из другой области, окружающей область широкой эмиссии водорода.

На фиг. 15 представлены контуры всех наиболее ярких линий, доступных для фотометрирования в усах 3280, полученные таким же образом, как и в случае усов 3346—3348, — вычитанием невозмущенного контура, взятого непосредственно у края из контура в месте усов*. Интенсивности выражены везде в единицах интенсивности непрерывного спектра на краю диска (кроме линии К, где они выражены в условных единицах). В ультрафиолетовой части спектра очень трудно провести непрерывный спектр из-за большого количества линий поглощения, которые сильно искажают непрерывный спектр. Поэтому для линий H_8 — H_{11} на фотограммах выбирался участок спектра, не сильно искаженный линиями поглощения, определялась его интенсивность; по атласу Миннарта определялось отношение интенсивности в данном участке к интенсивности непрерывного спектра. По этому отношению находилась интенсивность непрерывного спектра данного участка, в единицах которого затем были выражены интенсивности эмиссии.

Абсорбционный минимум в центре водородных линий в усах слегка сдвинут в красную сторону — сторону более яркого и протяженного уса, как если бы струя, идущая вверх и частично увлекающая обращающий слой, была наклонена под углом более 90° к лучу зрения или как если бы происходило сжатие области вокруг усов, захватывающее частично обращающий слой. Особенно сильно выражена асимметрия в контуре D_3 и в высших членах бальмеровской серии, показывающих сильное преобладание эмиссии в красной части, хотя максимум эмиссии, по-видимому, если и смещен в красную сторону, то незначительно. Так как самопоглощение в этих линиях незначительно, а действие триплетной структуры D_3 на асимметрию не может быть столь сильным ($\Delta\lambda = 0,36 \text{ \AA}$

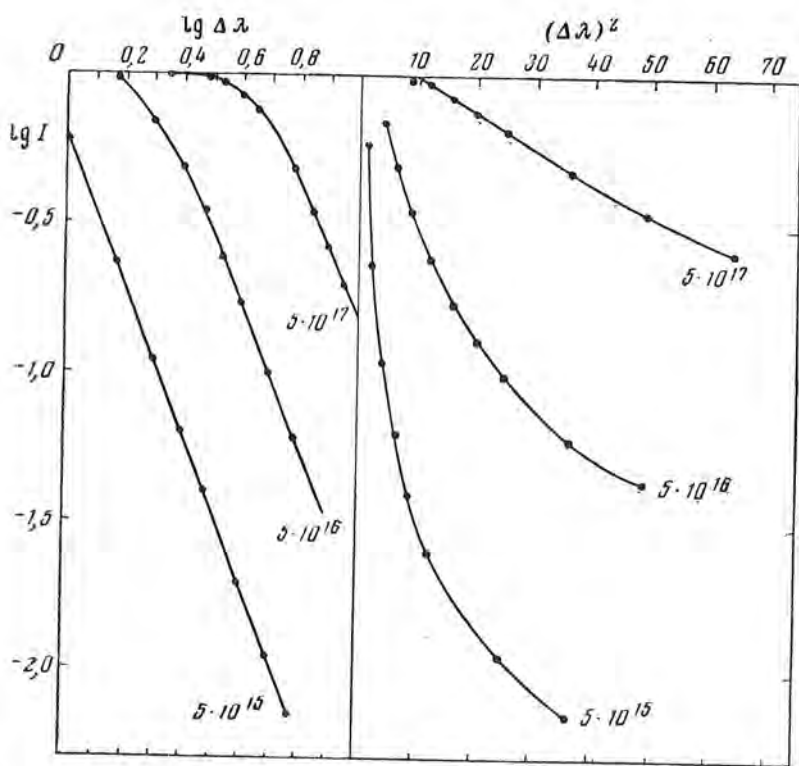
* Ввиду сильного блеснирования в высших членах бальмеровской серии H_8 — H_{11} , а также в H_γ эмиссия получалась здесь путем непосредственного вычитания, без предварительного построения сглаженного контура.

между компонентами), появление асимметрии скорее всего следует связать с градиентом скоростей в области возникновения эмиссии в струе, уходящей от наблюдателя. Эквивалентное объяснение можно получить, рассматривая сжатие в двух преимущественных направлениях, если скорость сжатия в обращенной к наблюдателю и более прозрачной части области убывает в направлении луча зрения (т. е. своего рода коллапс или быстрая конденсация).

Особый интерес представляют логарифмические контуры усов 3280, представленные на фиг. 16, где слева дано представление в осях ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$), затем в осях ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) и, наконец, справа в осях ($\lg I$, $\Delta\lambda$). Синие крыла — точки, красное — кружки, причем ввиду существенного различия крыльев анализ приходится делать отдельно для красного и синего крыла. Случай 3280 характерен тем, что здесь, как мы видим, наблюдаемый ход интенсивности в крыльях в системе ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) довольно близок к штарковской прямой. Пунктирные линии на фиг. 16 представляют штарковские контуры в прозрачной части крыла ($I \sim \Delta\lambda^{-5/2}$) адаптированные наилучшим образом к наблюдениям. Значения $\lg I$, взятые из этих теоретических контуров для тех же $\Delta\lambda$, перенесены в систему осей ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) для синего крыла (треугольники) и красного крыла (квадраты), что позволяет лучше и нагляднее сопоставить механизм штарковского расширения с другими причинами (для высших членов H_{10} — H_{11} исследуется только красное крыло из-за сильного блендирования синего крыла). Кресты и плюсы в этой же системе осей представляют для красного и синего крыла соответственно зависимость интенсивности от $\Delta\lambda$ для струи — $\ln \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$, подобранную так же, как в § 2.

Мы прежде всего видим, что зависимость $e^{-a\Delta\lambda}$ могла бы быть использована для представления наблюдений, но систематические отклонения от прямой в системе ($\lg I$, $\Delta\lambda$) все-таки нельзя приписать ошибкам наблюдений и измерений. Более того, сравнение хода наблюдаемых значений $\lg I$ в этой системе с ходом в системе ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) показывает, что зависимость $e^{-a\Delta\lambda}$ представляет наблюдения существенно хуже, чем доплеровские контуры $e^{-a\Delta\lambda^2}$. Поэтому для линии D β и K-линии приведены контуры только в системе осей ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) (исследовать эти линии на штарковское расширение, очевидно, не имеет смысла). Мы видим, что доплеровские контуры довольно хорошо и существенно лучше, чем Штарк-эффект, представляют наблюдения во всех случаях, если не рассматривать близкую к центру часть линии, хотя и там наблюдения иногда неплохо ложатся на прямую линию с большим наклоном, чем для крыла. В линиях H_{10} и H_{11} отклонение от эффекта Штарка настолько сильное, что сопоставление Доплер-эффекта, хорошо удовлетворяющего наблюдениям, с эффектом Штарка производить здесь не имеет смысла. (Линия H_9 исключена из-за ее очень сильного блендирования и наложения в ее крыльях эмиссии металлов.)

Все же может возникнуть вопрос, не является ли отклонение от штарковской прямой в системе осей ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) книзу, по мере приближения к ядру линий, результатом самопоглощения. Мы видим из фиг. 16, что

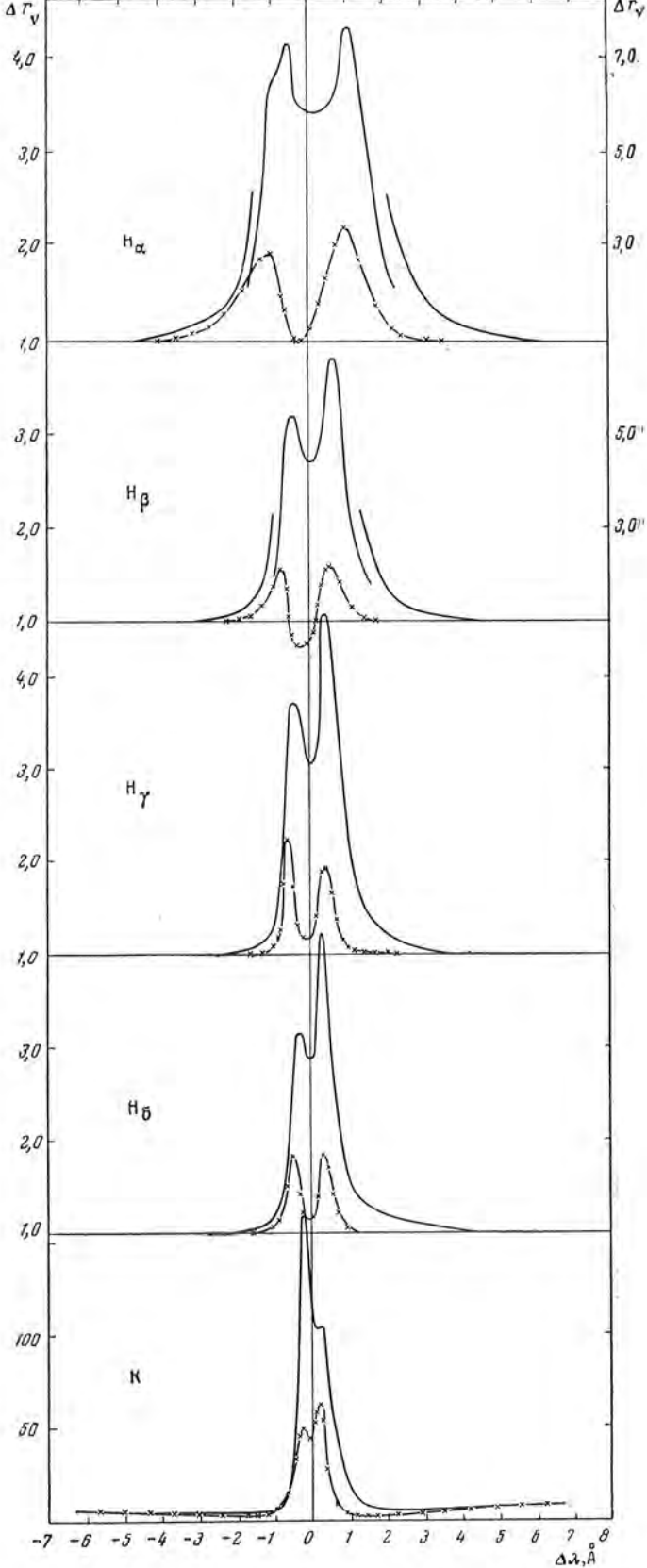


Фиг. 17. Функция $1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}$ для линии H_δ в системе осей $(\lg I, \lg \Delta\lambda)$ и $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ для различных значений N_2 ($T = 10^4$, $P_e = 50$ бар)

в ряде случаев для контуров 3280 можно было бы через крайние точки крыла провести штарковскую прямую (даже для высших членов H_δ — H_{11}) и считать, что более медленный рост интенсивности к центру линии, чем это требует эффект Штарка для прозрачной области $I \propto \Delta\lambda^{-5/2}$, связан с самопоглощением. Тогда зависимость интенсивности от $\Delta\lambda$ будет определяться выражением $1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}$, где $\tau(\Delta\lambda)$ — оптическая толщина ($\tau_\lambda = N_2 s_\lambda$, где N_2 — число атомов водорода во втором квантовом состоянии в столбике вспышки с основанием 1 см^2 , а s_λ — атомный коэффициент поглощения Штарка). При некотором достаточно большом значении N_2 мы должны бы получить приблизительно прямую линию в системе осей $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ для большей части контура.

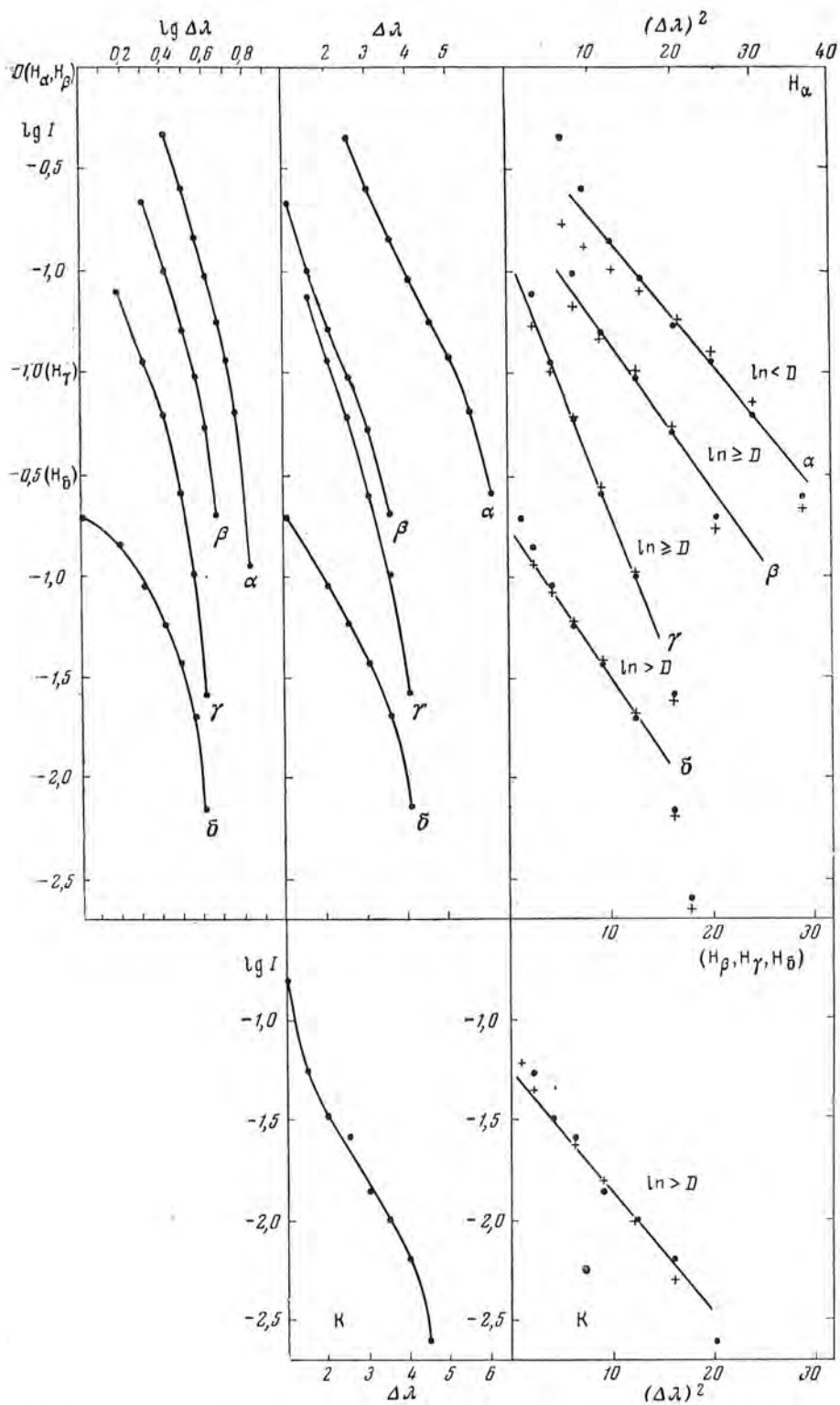
На фиг. 17 приведена функция $1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}$ для линии H_δ в системе осей $(\lg I, \lg \Delta\lambda)$ и $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ для разных значений N_2^* , и мы видим, что только при $N_2 \geq 5 \cdot 10^{17}$ мы имеем ситуацию, похожую на ту, что наблюдается. Но для того чтобы получить объяснение отклонений от прямой для высших членов, например H_{11} , нужно число $N_2 > 5 \cdot 10^{18}$. Если бы во вспышке было $N_2 \approx 10^{19}$, то в 1 см^3 было бы $n_2 \geq 10^{11}$ и полное число атомов водорода достигло бы $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, если только $n_2/n_1 \approx 10^{-2}$, что

* s_λ вычислено для температуры 10^4 градусов и электронного давления $P_e = 50$ бар.



Фиг. 18. Контуры эмиссии усов (пластинка 3282)

Наблюдаемые контуры — сплошная линия, сплошная линия с крестиками обозначает «невозмущенные» контуры соседней атмосферы; интенсивности выражены в единицах непрерывного спектра. Справа приведена отдельная шкала для ядер линий H_{α} , H_{β} . Интенсивности линии K выражены в условных единицах



Фиг. 19. Сравнение наблюдаемых контуров усов (пластинка 3282) с эффектом Штарка (слева), зависимостью $I \propto e^{-a\Delta\lambda}$ (в середине) и эффектом Доплера (справа)

Плюсы — теоретические контуры, вычисленные для струи в системе осей $[\lg I, (\Delta\lambda)^2]$

требует совершенно неправдоподобного механизма возбуждения. Так как n_2/n_1 , вероятно, не больше 10^{-5} , то значение $N_2 \approx 10^{19}$ ведет к очень большому значению плотности водорода во вспышке $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Далее при $N_2 \approx 10^{19}$ даже в линии H_δ насыщение простиралось бы на 8–10 Å, не говоря уже о линии H_α , что явно противоречит наблюдениям.

Таким образом, все приведенные выше данные и соображения, а также факт сильно выраженной асимметрии эмиссии свидетельствуют о том, что штарковское расширение линий водорода в крыльях усов не может играть сколько-нибудь серьезной роли. Этот вывод уже получен был дважды в [5] и [3]. Однако расположение треугольников и квадратов в ядрах линий H_α — H_δ (для участков до 6 Å в H_α и до 3 Å в H_δ) показывает лучшее согласие с наблюдениями, чем Доплер-эффект или представление о струе. Аналогичный вывод для вспышек, сравнительно слабых, с крыльями, простирающимися до 6–7 Å, был получен в [2]. Возможно, что эмиссия в верхних слоях, окружающих усы и вспышки и представляющих собой сильно возбужденную хромосферу или более глубокий обрабатывающий слой солнечной атмосферы, расширена благодаря Штарк-эффекту, в то время как само ядро вспышки, где возникает характерная очень широкая прозрачная эмиссия, расширено мощными движениями. Если этот слой, или окружение вспышки, оптически не плотный, то эффект Штарка будет проявляться в основном в ядрах наиболее сильных линий (H_α — H_δ), в то время как в высших членах из-за сильного падения штарковского коэффициента поглощения с номером штарковское расширение в ядрах незначительное и вся линия расширена, так же как и крылья, благодаря движениям.

Сравнение доплеровского расширения $e^{-a\Delta\lambda^2}$ и расширения из-за градиента скорости в струе в рассматриваемом случае усов 3280 не позволяет сделать решающего вывода в пользу того или другого механизма. Все же мы видим, что в большинстве случаев, особенно для высших членов (H_8 и H_{11}), представление о струе лучше соответствует наблюдениям, хотя для низших членов Доплер-эффект успешно конкурирует с представлением о струях.

Если в 3280 эти два фактора расширения конкурируют, то для следующей спектрограммы усов 3282, когда синий ус заметно ослабел и остался практически один красный, картина более определенная. Контур усов 3282 представлены на фиг. 18 вместе с невозмущенными контурами (линии с крестиками); единицы интенсивности — те же, что для 3280. Сопоставление тех и других показывает, что красное крыло (синее не исследовалось, оно слишком плохо выражено) практически свободно от влияния подложки — невозмущенной соседней атмосферы. Качественно спектр 3282, как было указано выше, мало чем отличается от 3280, но все линии эмиссии здесь заметно слабее, чем в 3280, так что уверенная фотометрия была возможна только для линий H_α — H_δ и К. Центральная абсорбция здесь не показывает сдвига, и длина красного крыла заметно меньше, чем в 3280. Логарифмические контуры для усов 3282 в той же последовательности, что и для усов 3346—3348, представлены на фиг. 19, которая убедительно показывает, что наилучшее соответствие с наблюдениями

дает представление о струе. Затем, несколько хуже удовлетворяет наблюдениям доплеровское расширение и еще хуже представление $e^{-a\Delta\lambda}$. Механизм штарковского расширения дает наихудшее представление.

§ 4. Вспышка-выброс над краем диска

Спектр вспышки-выброса 3287 (см. фиг. 4), возникшей в той же активной области, что и усы 3280—3282, был снят на расстоянии от лимба около $10''$. На спектрограмме эмиссия выглядит в виде одностороннего яркого выброса-струи. Для вспышки снят H_{α} -фильм на коронографе КГ-1, который показывает, что вспышка в $12^h 18^m$ (спектрограмма снята в $12^h 23^m$) имела вид яркого выступа с тупой вершиной (фиг. 20); затем вспышка



Фиг. 20. Фотография вспышки-выброса над краем диска (пластинка 3287) в лучах H_{α}

вытянулась, расширилась и около $12^h 27^m$ образовалась типичная для вспышек на лимбе коническая верхушка (см. [11]). Никаких признаков образования петель (loops) в этой вспышке не замечено, напротив, — это была типичная вспышка на лимбе согласно описанию [11].

Измерения интенсивности вспышки на H_{α} -фильмах показывают, что спектрограмма снята практически точно в момент максимума H_{α} -интенсивности на фильме. При более внимательном рассмотрении спектрограмма показывает, что эмиссия состоит из двух частей: одна слабая, дальше от лимба, сдвинута немного в красную сторону и другая сильная, ближе к лимбу, и очень протяженная (которая исследовалась), сдвинута сильно в синюю сторону. В этой сильной эмиссии, особенно в D_3 , заметны тоже две части: центральная, сильная, и внешняя, протяженная, более слабая. Дело обстоит так, как если бы вся эмиссия (весь контур) была, во-первых, сдвинута в синюю сторону и состояла бы из двух ступеней или из наложения двух эмиссий — более сильной, центральной, накладывающейся на более слабую, протяженную.

Бросается сразу в глаза, что эмиссия водорода, гелия и кальция очень широка, причем спад в синем крыле медленный — интенсивность более или менее равномерна на большом участке. Линии водорода прослеживаются до H_{19} очень хорошо, кроме D_3 , заметна широкая эмиссия He I $\lambda 4472$, а также слабая эмиссия D_1 , D_2 Na. Свечение $\lambda 4686$ He II не за-

метно на фоне довольно яркого ореола. Некоторые ярко светящиеся металлы показывают эмиссию слева и справа от линии поглощения рассеянного света ореола, но на разных высотах над лимбом, что соответствует расположению слабой эмиссии водорода с красной стороны и сильной — с синей стороны. В табл. 5 приведены линии, в которых заметна

Таблица 5

№	λ , Å	Элемент	№	λ , Å	Элемент
1	5895,944	Na	7	3838,304	Mg
2	5889,977	Na	8	3832,312	Mg
3	5015,675	He I	9	3761,322	Ti II
4	4921,9	He I	10	3759,301	Ti II
5	4471,688	He I	11	3736,919	Ca II
6	4026,19	He I	12	3685,197	Ti II

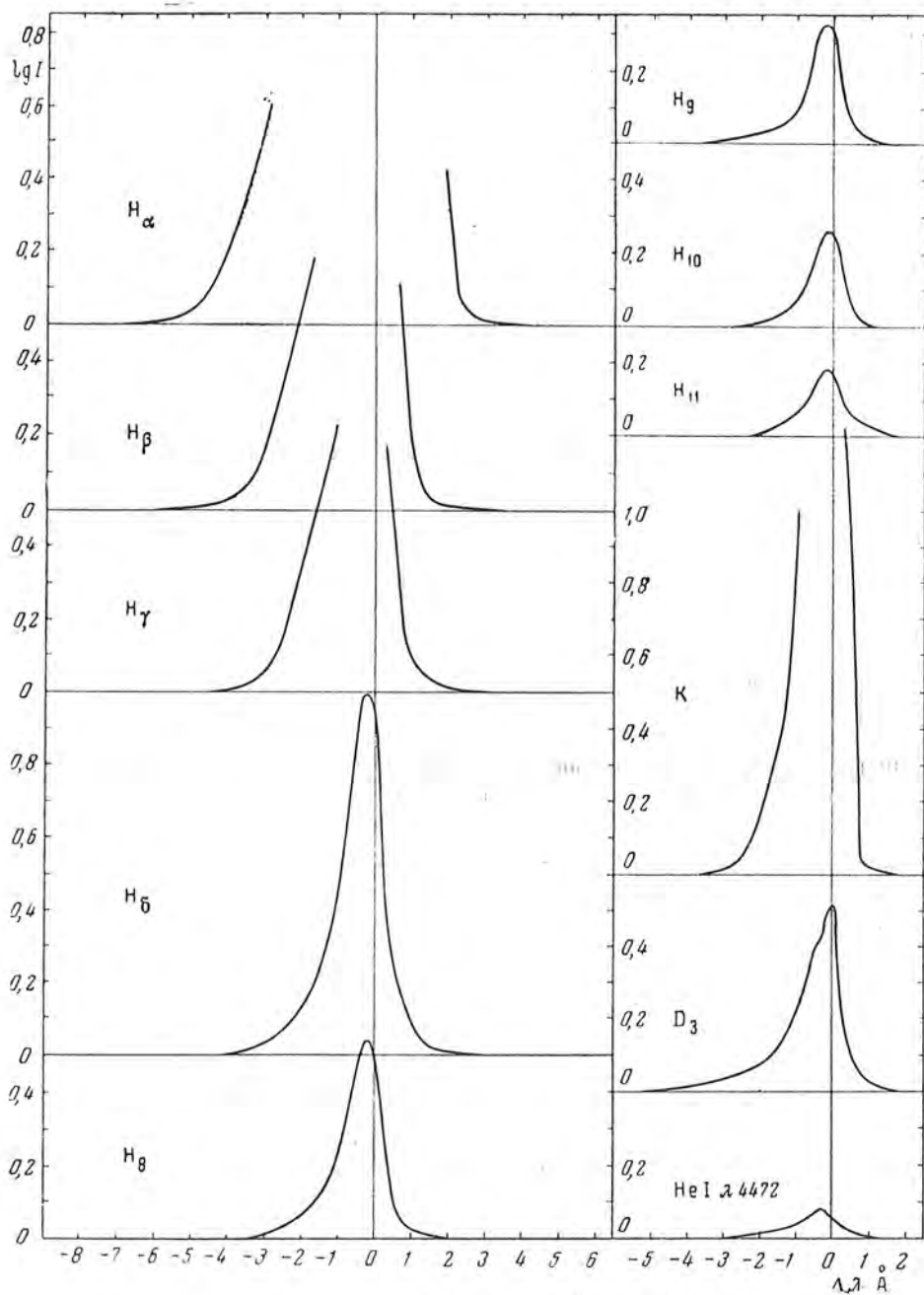
эмиссия (кроме линий водорода, D₃ и H и K). Сравнение H_α-фильма со спектрограммой, с учетом условий ее съемки (расположение щели), показывает, что щель пересекала выступ под некоторым углом ($\sim 45^\circ$). Наличие сильного сдвига эмиссии в целом в синюю сторону является прямым свидетельством наличия у выступа значительной составляющей скорости по направлению к наблюдателю, т. е. выступ вспышки вытягивался не радиально, а под некоторым небольшим наклоном к поверхности Солнца, как это часто наблюдается [11]. Таким образом, эмиссия на спектрограмме 3287 получена от большей толщи выступа, чем это было бы, если бы выступ вытягивался по нормали к поверхности Солнца, т. е. мы просматривали выброс в значительной мере вдоль его оси.

Таблица 6

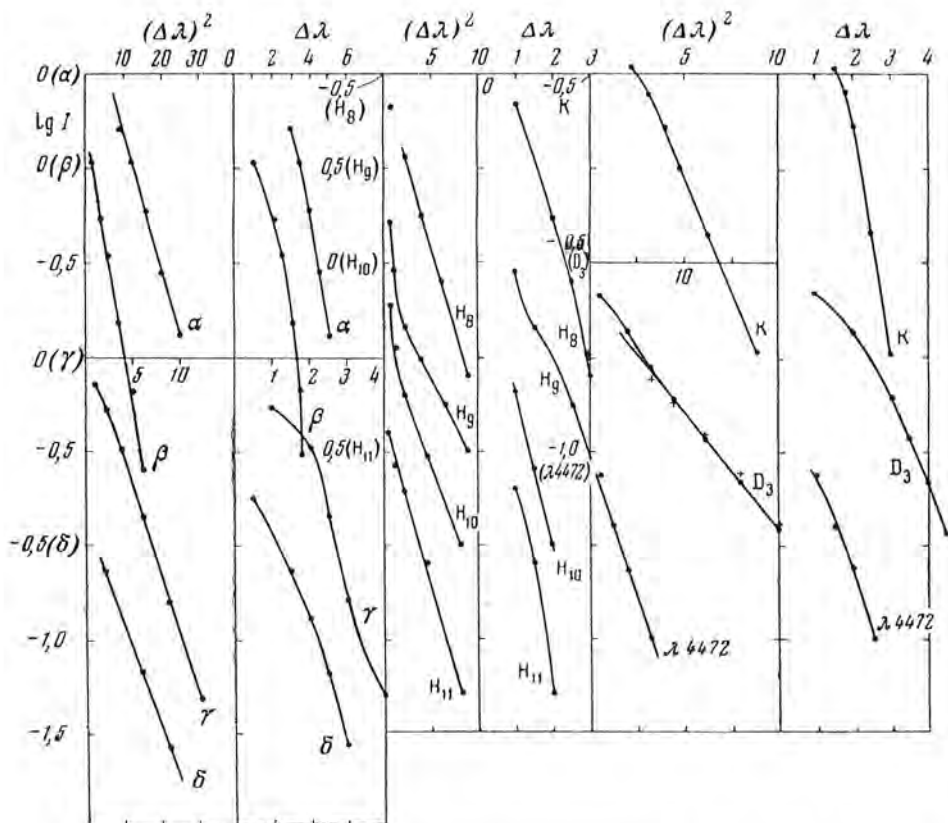
Линия	$\Delta\lambda$, Å	$\Delta\lambda/\lambda \times 10^3$
D ₃	0,30	5,1
λ 4472	0,25	5,6
H ₈	0,25	6,1
H ₉	0,20	5,2
H ₁₀	0,17	4,4
H ₁₁	0,15	4,0
H ₁₂	0,20	5,3

$$\text{Среднее } \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 5,1 \cdot 10^{-5}$$

Контуры линий (интенсивности выражены в единицах максимальной интенсивности H₈), освобожденные от влияния ореола, представлены на фиг. 21. Они хорошо отражают факт сильного смещения эмиссии в синюю сторону. Сдвиг максимума эмиссии дается в табл. 6, из которой следует, что составляющая движения выступа-вспышки в целом по лучу зрения составляла 15,3 км/сек. По H_α-фильму была определена скорость движения



Фиг. 21. Контуры эмиссии во вспышке-выбросе (пластинка 3287).
Интенсивности выражены в единицах максимальной интенсивности H_δ

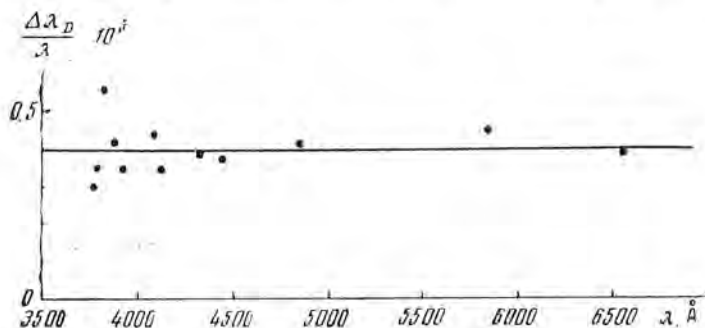


Фиг. 22. Сравнение паблюденных контуров вспышки-выброса (пластинка 3287) с эффектом Доплера и зависимостью $I \propto e^{-a\Delta\lambda}$

переднего фронта выступа-вспышки в картинной плоскости. Для момента получения спектрограммы она равна 17 км/сек. Вычисленная по этим данным пространственная скорость движения выступа-вспышки составляла 22,9 км/сек. Кроме того, синее крыло контуров показывает довольно заметный излом (переход от быстрого спада интенсивности к более плавному), особенно заметный у линий H_γ , H_δ , H_8 , H_9 , H_{10} , D_3 и K . У высших членов он намечается на расстоянии $\sim 1 \text{ \AA}$ от несмещенного центра линии, а у H_γ — возле $\sim 1,5 \text{ \AA}$.

Это отражает тот факт, что мы имеем здесь скорее всего наложение двух эмиссий (см. выше): широкой и слабой в крыле и сильной — в ядре. Если представить себе ход этой слабой эмиссии для различных линий, считая, что слабое красное крыло является ее симметричным отражением относительно некоторой оси симметрии, то положение этой оси приблизительно будет совпадать с тем местом, где заметно меняется градиент интенсивности в синем крыле. Очень грубо это будет около $0,75 \text{ \AA}$ для высших членов серии и около $1 \text{ \AA}$ для H_8 и H , что соответствует сдвигу $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ максимума широкой эмиссии около $2 \cdot 10^{-4}$, т. е. скорости в направлении к наблюдателю около 60 км/сек. Это — порядок скорости вытягивания той массы, которая испускает далекие крылья.

Таким образом, если весь выступ в целом имеет составляющую 10 км/сек и его внутренняя часть, испускающая далекие крылья, движется со скоростью 60 км/сек , то, вероятно, имеется относительное движение в самом выступе со скоростью $\sim 45 \text{ км/сек}$, т.е. выступ обладает своего рода двухступенчатым движением — движением как целое (выброс из поверхности Солнца) и более быстрое вытягивание относительно движущейся массы. Аналогичные движения очень характерны для протуберанцев, в частности, для эруптивных и петельных. Таким образом, самые дале-



Фиг. 23. Ход $\Delta\lambda_D/\lambda$ с длиной волны для вспышки-выброса (пластинка 3287)

кие крылья выступа-вспышки относятся скорее всего к этой самой быстро вытягивающейся массе. По-видимому, строго говоря, эти крылья являются наложением эмиссии крыльев от медленно и быстро движущихся частей. Однако выделение обоих компонентов — дело очень трудное, и мы исследуем поведение крыльев в целом без попытки сделать такое выделение.

Логарифмические контуры представлены на фиг. 22, причем они приведены только в системах осей $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ и $(\lg I, \Delta\lambda)$. Мы видим, что наблюдения очень хорошо представляются доплеровскими контурами и существенно хуже контурами вида $e^{-a\Delta\lambda}$. (Таким образом, отпадает необходимость выяснения возможности штарковского расширения.) Далее, эти доплеровские контуры дают наклон в осях $(\lg I, \Delta\lambda^2)$, который очень хорошо удовлетворяет критерию $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \text{const} = 0,376 \cdot 10^{-3}$ для всех линий, включая и линию $\text{Ca}^+ \text{K}$, линии гелия D_3 и $\lambda 4472$, как видно из фиг. 23 (см. также § 5). Что касается предложенного для усов представления контуров $I \propto \ln \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$, то вычисления показывают серьезные расхождения с этим представлением во всех случаях, кроме линии D_3 , где это расхождение можно было бы отнести за счет ошибок измерений (см. крестики для логарифмического контура D_3 в системе $\lg I, \Delta\lambda^2$). Возможно, что выделение истинной эмиссии крыльев после освобождения ее от сильной эмиссии выброса в целом, дало бы хорошее согласие с этим представлением, но такое выделение сделать очень трудно. Несомненно, однако, что в данном случае имеется наложение по меньшей мере двух

эмиссий, каждая из которых неплохо представляется доплеровским распределением и максимумы которых сдвинуты друг относительно друга, вероятно, на 45 км/сек. Возможность представления такой сложной эмиссии доплеровским распределением недавно была также отмечена в [18].

§ 5. Сопоставление результатов и заключения

На фиг. 10—12, 16, 19, 22 для каждого контура или крыла отмечено, где представление усов или крыльев вспышки в виде струи лучше, чем доплеровское ($\ln > D$), или хуже ($\ln < D$). Во многих случаях различие того или иного представления крыльев лежит в пределах ошибок измерений, но статистически представление контуров как струй с постоянным градиентом скорости несколько лучше, чем доплеровское. Особенно резко выступает это в случае одностороннего уса 3282. Далее, оба эти представления, очевидно, должны удовлетворять критерию $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \text{const.}$ Рассмотрим это более подробно. В случае доплеровского представления мы должны иметь $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \text{const.}$, где $\Delta\lambda_D$ определяется угловым коэффициентом $k = \frac{\partial \lg I}{\partial \lambda}$ прямой в системе осей ($\lg I, \Delta\lambda^2$) согласно соотношению

$$\Delta\lambda_D = \frac{0,656}{\sqrt{k}}.$$

В случае струи должно выполняться соотношение $\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda} = \text{const.}$ В табл. 7 приведены эти значения $\Delta\lambda_m/\lambda$ для всех рассмотренных нами случаев, кроме случая вспышки 3287, где, как указано в § 4, представление $I \propto \ln \frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ непригодно; во всех случаях $\Delta\lambda_m/\lambda$ если и изменяется, то несколько меньше, чем $\Delta\lambda_D/\lambda$. Однако характерно, что обе эти величины, $\Delta\lambda_D/\lambda$ и $\Delta\lambda_m/\lambda$, в большинстве случаев убывают с номером бальмеровской линии (особенно в случае 3280), кроме вспышки на лимбе 3287, где $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \text{const}$ практически для всех линий (данные для H_9 ненадежны). Это уменьшение можно частично отнести за счет недодержек фиолетовой части спектра, так как для вспышки 3287 подобный эффект тоже наблюдается, но в сравнительно малой степени. Поэтому, вероятно, уменьшение $\Delta\lambda/\lambda$ с номером есть реальный эффект.

Крутой бальмеровский декремент, приводящий к сильному ослаблению интенсивности эмиссии в высних членах (например коллизионный декремент) может привести к тому, что эмиссия в далеких крыльях высших членов в ультрафиолетовой части спектра уже настолько слаба, что не пропечатывается на пластинках при нормальной выдержке для крыльев линий в видимой части спектра. В случае струи это приведет к неодинаковому падению возбуждения различных уровней в струе с расстоянием от ядра вспышки (мы приняли эту величину постоянной вдоль струи), и мы будем фиксировать прекращение свечения в крыле H_{10} или H_{11} в месте струи, где скорость меньше, чем для низших членов H_α, H_β .

Таблица 7

№ негатива	Линия	$\Delta\lambda_D$, Å	$\Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^3$	$\Delta\lambda_m$, Å	$\Delta\lambda_m/\lambda \cdot 10^3$	Примечание
3346	H _β син	3,50	0,72	6,0	1,2	$\Delta\lambda_D/\lambda$ слегка убывает, $\Delta\lambda_m/\lambda = \text{const.}$ $\xi_l =$ $= 200$ км/сек, $v_m =$ $= 360$ км/сек
	H _β кр	3,38	0,70	6,0	1,2	
	H _γ	2,90	0,67	5,5	1,3	
	H _δ	2,32	0,57	4,5	1,1	
	Среднее		0,665		1,2	
3347	H _α	3,91	0,59	6,5	0,99	$\Delta\lambda_D/\lambda$ слегка убывает, $\Delta\lambda_m/\lambda = \text{const.}$ $\xi_l =$ $= 165$ км/сек, $v_m =$ $= 300$ км/сек
	H _β	2,81	0,58	5,5	1,1	
	H _γ	2,22	0,51	4,0	0,92	
	H _δ	2,12	0,52	4,0	0,98	
	Среднее		0,550		1,00	
3348	H _α	5,45	0,83	9,0	1,4	$\Delta\lambda_D/\lambda$ убывает, $\Delta\lambda_m/\lambda$ убывает также. $\xi_l =$ $= 190$ км/сек, $v_m =$ $= 330$ км/сек
	H _β	2,93	0,60	5,5	1,1	
	H _γ	2,56	0,59	4,5	1,0	
	H _δ	2,07	0,51	3,5	0,9	
	Среднее		0,633		1,10	
3280 Синее крыло	H _α	3,77	0,58	7,0	1,1	$\Delta\lambda_D/\lambda$ убывает, $\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ убывает также, $\xi_l =$ $= 165$ км/сек, $v_m =$ $= 312$ км/сек
	H _β	2,23	0,46	4,5	0,93	
	H _γ	2,98	0,69	5,25	1,2	
	H _δ	1,95	0,48	3,75	0,92	
	H ₈	1,34	0,34	2,50	0,64	
	K	1,24	0,32	2,50	0,64	
	D ₃	0,98	0,17	—	—	
	Среднее (H _α —H ₈)		0,552		1,04	
3280 Красное крыло	H _α	5,60	0,85	9,0	1,4	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ убывает, $\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ убывает меньше. $\xi_l =$ $= 258$ км/сек, $v_m =$ $= 402$ км/сек
	H _β	4,27	0,88	6,5	1,3	
	H _γ	4,18	0,96	7,0	1,6	
	H _δ	3,02	0,74	5,0	1,2	
	H ₈	3,40	0,87	4,5	1,2	
	H ₁₀	1,70	0,45	2,75	0,72	
	H ₁₁	1,60	0,43	2,50	0,67	
	K	2,68	0,68	4,0	1,02	
	D ₃	1,71	0,29	3,0	0,51	
	Среднее (H _α —H ₈)		0,860		1,34	

Таблица 7 (окончание)

№ негатива	Линия	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^3$	$\Delta\lambda_m, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_m/\lambda \cdot 10^3$	Примечание
3282	H $_{\alpha}$	3,00	0,46	6,25	0,95	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ слегка растёт; $\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda} \approx \text{const.}$ $\xi_t =$ $= 160 \text{ км/сек},$ $v_m =$ $= 297 \text{ км/сек}$
	H $_{\beta}$	2,49	0,51	4,75	0,98	
	H $_{\gamma}$	1,85	0,43	4,00	0,92	
	H $_{\delta}$	2,41	0,59	4,25	1,00	
	K	2,68	0,68	4,50	1,1	
	Среднее . . .		0,534		0,990	
3287	H $_{\alpha}$	2,41	0,37	—	—	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \text{const.}$ $\xi_t = 113 \text{ км/сек}$
	H $_{\beta}$	1,97	0,40	—	—	
	H $_{\gamma}$	1,60	0,37	—	—	
	H $_{\delta}$	1,80	0,44	—	—	
	H $_{\epsilon}$	1,61	0,42	—	—	
	H $_{\eta}$	(2,12)	(0,55)	—	—	
	H $_{10}$	1,29	0,34	—	—	
	H $_{11}$	1,07	0,28	—	—	
	K	1,34	0,34	—	—	
	D $_3$	2,54	0,43	—	—	
	λ 4472 He I	1,67	0,37	—	—	
	Среднее		0,376			

Поэтому в случае заметного хода $\Delta\lambda/\lambda$ для бальмеровских линий «турбулентная» скорость $\xi_t = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ или скорость струи $v_m = c \frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ определялась по нижним членам серии H $_{\alpha}$ — H $_{\delta}$.

Обращают на себя внимание аномально низкие в 3—3,5 раза по сравнению с водородом значения $\Delta\lambda/\lambda$ для линии гелия D $_3$ в усах 3280. В то же время эти значения для такого тяжелого атома, как Ca, не так сильно отличаются от значений $\Delta\lambda/\lambda$ для водорода; во всяком случае, они не меньше, чем у высших членов бальмеровской серии. В линии D $_3$ на пластинке 3280 мы не наблюдаем усов, подобных водородным, и сама эмиссия в ядре линии заметно слабее водородной. Если даже усы и есть в линии D $_3$, то их яркость должна бы быть по крайней мере в пять раз слабее, чем для линий водорода (примерно в отношении обилия H/He), так что эмиссия усов будет практически потеряна на ярком фоне подложки. Поэтому очень вероятно, что линии He вообще не сопоставимы с водородом в таких условиях и значение $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ для D $_3$ относится только к наиболее яркому ядру линии и не имеет никакого отношения к усам в этих линиях, если они возникают.

Что же касается Ca $^+$, то здесь положение иное, хотя его обилие меньше,

чем гелия, так как эмиссию Ca^+ мы наблюдаем на фоне очень глубоких и широких линий поглощения Н и К, где контраст существенно увеличивается (см. [3]). Таким образом, различию $\Delta\lambda/\lambda$ для линий гелия D_3 и водорода в усах, вероятно, не следует придавать пока большого физического смысла, особенно если учесть тот факт, что, например, в 3287 этого различия нет, а в ряде других вспышек [3] такого различия также не наблюдается. В ряде случаев, которые будут рассмотрены в дальнейшем (например, вспышки 20 июля 1959 г. и др.), наблюдается очень широкая эмиссия не только D_3 , но и $\lambda 4686 \text{ He II}$, на что обращалось внимание также в [19].

Очень интересно, что скорости v_m (расширение или сжатие струи) оказываются того же порядка, что и средние наблюдаемые скорости вытягивания и сокращения вспышек на лимбе согласно [11]; это также говорит в пользу предлагаемого объяснения широких крыльев в усах и выбросах-вспышках, как эмиссии сравнительно холодной струи с градиентом скоростей. Пока трудно со всей определенностью сказать, почему у некоторых вспышек (например, 3287) картина турбулентных движений ближе к наблюдениям, чем представление о струях, хотя в шести случаях из семи это представление не только конкурирует с первым (доплеровское расширение), но и заметно лучше его (особенно 3282). Очень возможно, что более или менее упорядоченное состояние электромагнитного сжатия плазмы возле нейтральной точки, сопровождающееся выбросом струй в направлении, перпендикулярном сжатию (см. [11]), становится неустойчивым в известный момент и движения сильно турбулизируются, что приводит к появлению распределения, близкого к доплеровскому. Нестабильность сжатий магнитным полем плазмы — явление довольно обычное, и ее появление не должно бы казаться неестественным. Если плазма при этом распадается на элементы сравнительно холодные и прозрачные (с температурой $\sim 10^4 - 2,5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$), движущиеся хаотически с различными скоростями друг относительно друга, то результирующий контур будет очень близок к доплеровскому.

Таким образом, проведенный нами анализ контуров крыльев в усах и выбросах из вспышек позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Расширение эмиссии в далеких крыльях усов и выбросах из вспышек не может быть удовлетворительно объяснено Штарк-эффектом или распределением вида $e^{-a\Delta\lambda}$, хотя в ядрах сильных водородных линий Штарк-эффект может играть заметную роль.

2. Хорошее согласие с наблюдениями всегда дает доплеровское распределение эмиссии, но во многих случаях еще лучшее согласие с наблюдениями получается с помощью представления о расширении эмиссии, благодаря градиенту скорости в сравнительно холодной струе, образованной при сжатии или расширении вспышки. Скорости движения таких струй $\sim 300 \text{ км/сек}$ хорошо согласуются с непосредственными наблюдениями вспышек на лимбе.

3. В отдельных случаях наилучшее согласие с наблюдениями дает расширение из-за макроскопических неупорядоченных движений со скоростями около 100 км/сек .

4. Свечение многих металлических линий может возникать также в области хромосферы, окружающей «ядро» вспышки или область, из которой исходит сильно расширенная эмиссия водорода.

5. Для выступов-вспышек на лимбе наблюдается сложная картина сравнительно медленного движения выступа в целом и более быстрого вытягивания области, создающей широкую эмиссию. Наложение эмиссии при таком многоступенчатом движении неплохо представляется доплеровским распределением.

В заключение приносив благодарности Е. И. Лиморенко за участие в обработке спектрограмм, а также М. Б. Огирь за предоставление нам материала по H_{α} -фильмам.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астр. ж., 37, № 1, 1960.
2. А. Б. Северный, Т. В. Казачевская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 46, 1958.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 131, 1959.
4. R. Mc Math, O. Mohler a. H. Dodson. Proc. Nat. Ac. Sc., 46, 165, 1960.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
6. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 253, 1960.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 281, 1960.
8. В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 115, 1958.
9. C. De Jager. Rech. Astr. de l'Obs. D'Utrecht, 13, part 1, 1952.
10. А. Б. Северный. Астр. ж., 34, 684, 1957.
11. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 235, 1960.
12. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. ОНТИ, 1939, XII, § 1, стр. 237—240.
13. C. Beals. Publ. Dom. Obs., 6, № 9, 1934; O. Wilson. Ap. J., 80, 259, 1934.
14. I. Jefferis, E. v. P. a. H. J. Smith. Ap. J., 129, 146, 1959.
15. Z. Švestka, B. A. C., 11, 167, 1960; 12, № 3, 1961.
16. А. Б. Северный. Астр. ж., 35, 335, 1958.
17. C. Moore. Multiplet tables. Contr. Princet. Univ., № 20, 1945.
18. R. Dunn, I. Jefferis, F. Orrall. The Observatory, 80, 31, 1960.
19. H. Zirin. Ap. J., 126, 159, 1957.

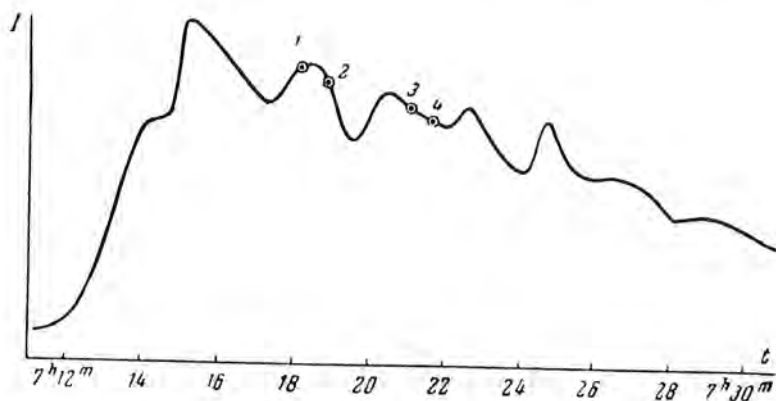
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ВОЗГОРАНИЯ ЛИНИЙ РАЗЛИЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ ВО ВСПЫШКЕ

Н. Н. Степанян

Исследовалась последовательность возгорания линий различных элементов во вспышке. Найдено, что максимум свечения вспышки в линиях редких земель наступает на несколько минут позднее (около 5 мин.) максимума в линиях таких металлов, как Mg, Fe, Al. Этот эффект можно объяснить тем, что излучение вспышки, находящейся в верхних слоях хромосферы, доходит до нижней хромосферы, где в основном локализованы редкие земли, с некоторым запаздыванием.

THE SEQUENCE OF APPEARANCE OF LINES OF DIFFERENT ELEMENTS IN FLARES, by N. N. Stepanyan.—The sequence of appearance of lines of different elements in flares is studied. It is found that the brightness maximum of flares in lines of rare-earths appears a few minutes later (about 5 minutes) than the maximum in lines of such metals as Mg, Fe, Al. This effect can be explained by the emission of a flare in the upper chromospheric layers reaching with some retardation the lower chromosphere, where the rare-earths are mainly localized.

Нами изучались спектрограммы вспышек, снятые на спектрографе Башенного солнечного телескопа (БСТ) с эшелле, позволяющем получить спектр от 3400 до 6700 Å одновременно на одной пластинке с дисперсией



Фиг. 1. Кривая яркости вспышки 17.VIII 1959 г. в линии H_{α} по снимкам АФР

от 1 до 0,5 Å/мм при экспозиции 0,5—1 сек. Описание этого спектрографа дано в [1].

Для обработки отбирались спектры вспышек без заметных движений в картинной плоскости и по лучу зрения, когда можно было гарантировать, что на протяжении всего развития вспышки фотографируется спектр одного и того же узла, находящегося в одном месте на поверхности Солнца. Было отобрано две серии спектров для вспышек 17 августа 1959 г. и 11 октября 1960 г.

Вспышка 17 августа 1959 г. началась в 7^h 12^m и кончилась в 7^h 36^m по мировому времени. Балл ее 2+. На фиг. 1 приведена кривая изменения интенсивности вспышки в H_α по снимкам с АФР (Симеиз). График взят из [2]. Моменты получения спектрограмм на БСТ отмечены на графике кружками. Всего было обработано четыре пластинки, охватывающие интервал 5 мин. К сожалению, все спектры относятся к нисходящей ветви развития вспышки. На каждой из четырех пластинок было обработано по 37 линий, из которых шесть принадлежат редким землям, 22 — Fe, 4 — Mg, 2 — Ba⁺, 1 — Si, 2 — Al. Все эти линии светятся во вспышке. Кроме того, для контроля обработки было измерено около 20 линий, не меняющихся во вспышке по сравнению с невозмущенной фотосферой. Визуально в спектре вспышки, кроме шести измеренных, видно еще шесть линий редких земель. Но они находятся в близких крыльях линий H и K, сильно залитых эмиссией вспышки, так что их обработка невозможна.

Для всех линий были построены контуры во вспышке и в невозмущенной области, близко от вспышки. Из невозмущенных контуров для каждой линии, построенных по четырем пластинкам, находился один средний. Затем все контуры (один невозмущенный и четыре возмущенных) наносились на один график, как это показано на фиг. 2. Площадь, ограниченная возмущенным и невозмущенным контурами, измерялась и считалась эквивалентной шириной эмиссии вспышки (W). Точность определения W — 10 и 20% для сильных и слабых линий соответственно.

Результаты обработки представлены графически на фиг. 3. По оси абсцисс отложено время наблюдения, а по оси ординат $\lg \frac{W}{W_0}$, т. е. логарифм отношения W в момент наблюдения к W в первый момент.

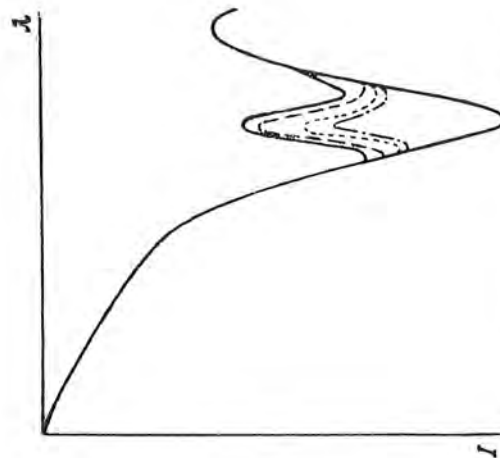
Почти все линии Fe (кроме одной, очень слабой) и линии Mg и Al дали очень близкие кривые. На графике приводится средняя для них. Вертикальными черточками отмечен разброс точек для каждого момента наблюдения.

Отдельно нанесены линии редких земель, Ba⁺ и Si.

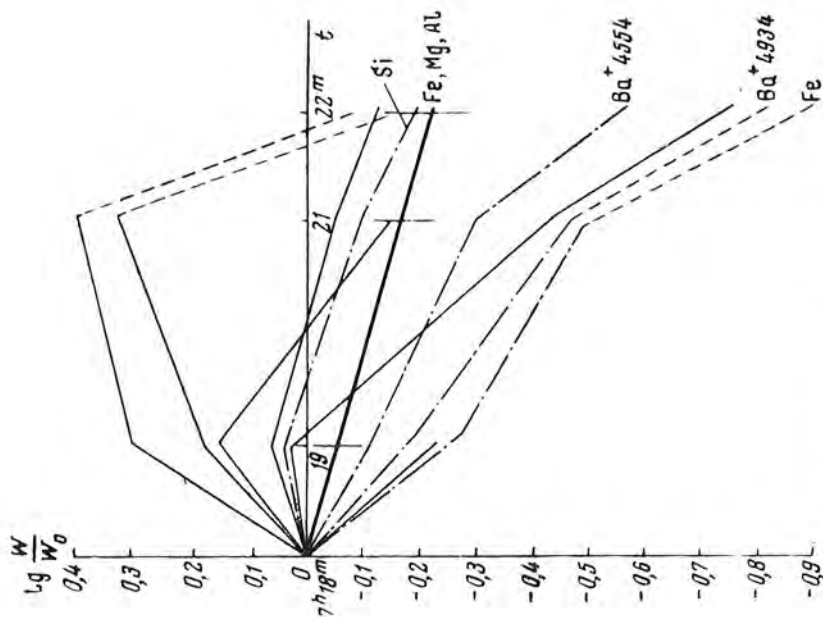
В тех случаях, когда в последний момент наблюдения линия не показывала эмиссии и, следовательно, $\lg \frac{W}{W_0} = -\infty$, на графике от третьего момента к четвертому проведена пунктирная линия.

Как видно из графика, поведение линий редких земель отличается от поведения линий других металлов (Fe, Mg, Al).

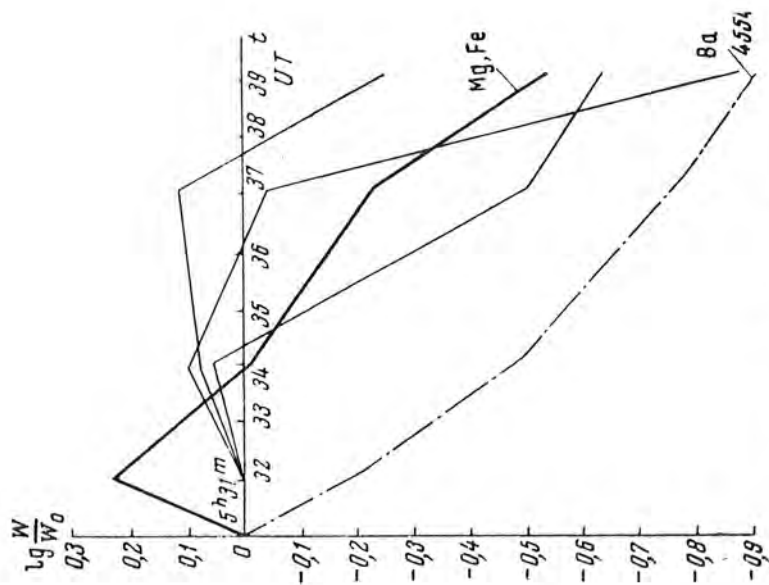
Пять из шести линий редких земель достигают максимума яркости в период наблюдения и минут на пять позднее максимума в H_α. Линии Fe, Mg, Al показывают непрерывный спад яркости.



Фиг. 2. Невозмущенный и четыре возмущенных контура линии во вспышке 17.VIII 1959 г.



Фиг. 3. Изменение $\lg W/W_0$ со временем для разных линий во вспышке 17.VIII 1959 г.
Тонкие сплошные линии относятся к редкоземельным элементам



Фиг. 4. Изменение $\lg W/W_0$ со временем для разных линий во вспышке 11.X 1960 г.
Линии редких земель (тонкие сплошные линии) измерялись со второй спектрограммы

Такой же результат получен для вспышки 11 октября 1960 г. при обработке пяти пластинок, снятых в течение 8 мин., причем первая пластинка снята до максимума вспышки в линиях водорода и металлов. Результаты обработки для нескольких линий представлены на фиг. 4.

К аналогичному выводу о запаздывании максимума свечения вспышки в линиях редких земель по сравнению с линиями металлов мы пришли еще раньше, изучая пластинки, на которых было снято последовательное развитие вспышки в линиях Ca^+ , H и редких земель. Но, поскольку те пластинки были сняты с решеткой, а не с эшеле, нельзя было осуществить полную одновременность фотографирования всех линий. К тому же сравнение с линиями H и K Ca^+ и H_α может мало что дать, так как вспышка в этих линиях оптически плотная и более раннее достижение максимума свечения может происходить из-за увеличения самопоглощения. В последнем же случае фотографировалось большое количество металлических линий, в том числе и слабых, для которых самопоглощение играет малую роль.

Кроме того, просматривая спектры вспышек, полученные на БСТ, мы пришли к выводу, что редкие земли ярче светятся в тех вспышках, где у H_α крылья меньше, и слабее там, где крылья большие. Как правило, широкие крылья у H_α бывают в первый момент развития вспышки, а затем они уменьшаются.

Подобную картину запаздывания максимума свечения в редких землях, по-видимому, можно объяснить тем, что линии редких земель, светящиеся во вспышке, принадлежат не самой вспышке, а нижним слоям хромосферы, где, вероятно, локализованы редкие земли [3, 4]. Возбуждающее излучение от вспышки, находящейся в более высоких слоях хромосферы, доходит до нижних слоев с некоторым запаздыванием, если оптическая толщина хромосферы для этого излучения велика.

Приношу благодарность А. Б. Северному за ценную дискуссию, а также Е. И. Лиморенко за помощь в обработке.

15 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астр. ж., 37, № 1, 23, 1960.
2. М. Огирь, Н. Е. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 134, 1961.
3. Н. Н. Стефанович. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 191, 1957.
4. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 56, 1960.

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
ХРОМОСФЕРЫ В ЛИНИИ K_{232} Ca II

Т. Т. Цап

Изучаются продолжительность жизни и движение ярких узелков хромосферы вне активной области. Установлено, что средняя продолжительность жизни узелков с размерами $\leq 1'',5$ меньше 10 мин., их взаимное перемещение происходит со средней скоростью 116 ± 28 м/сек.

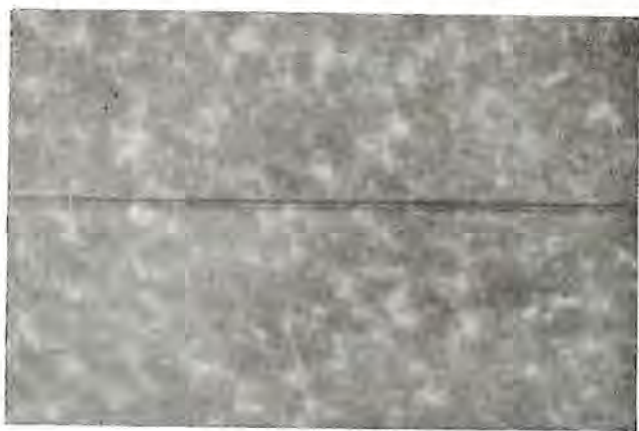
Оценен нижний предел электронной температуры для узелков во флоккуле и вне активной области. В активной области $T_e \approx 5100^\circ$, а вне ее $T_e \approx 4600^\circ$.

CHARACTERISTIC FEATURES OF THE FINE STRUCTURE OF THE CHROMOSPHERE IN THE K_{232} Ca II LINE, by T. T. Tsap. — The life-time and motion of bright chromospheric knots outside the active region are studied. It is found that the mean life-time of knots with sizes $\leq 1''.5$ does not exceed 10 minutes and their mutual motion has a mean velocity of 116 ± 28 m/sec.

The lower limit of electron temperature of knots in flocculi and outside the active region is estimated. In the active region $T_e \approx 5100^\circ$, outside it $T_e \approx 4600^\circ$.

Тонкая структура хромосферы по спектрогелиограммам изучалась в работах [1—3]. Авторами этих работ установлено, что при хороших изображениях и высокой разрешающей силе спектрогелиографа ($< 1''$) кальциевые флоккулы показывают гранулярную структуру. В [3] также показано, что средняя продолжительность жизни мелких узелков с размерами 1000 км равна 5 мин. Однако до настоящего времени почти не проводились фотометрические исследования элементов тонкой структуры, отсутствуют также данные о их движениях вне активной области, не выяснена взаимосвязь узелков в активной области и вне ее. Без выяснения этих деталей трудно судить о физических процессах, происходящих в этих областях.

Настоящая работа является продолжением спектрогелиографического исследования особенностей тонкой структуры хромосферы в линиях H и K Ca II [4]. Основные выводы [4] сводятся к следующему: узелки, из которых образован флоккул, расположенный в области солнечных пятен, имеют средние размеры 3—4'', продолжительность жизни 1^h и среднюю скорость перемещения друг относительно друга 100 ± 30 м/сек. Было также установлено, что в отдельных участках флоккула группы узелков обладают меньшей продолжительностью жизни по сравнению с другими



Фиг. 1. Спектрогелиограмма в линии K_{232} , показывающая тонкую структуру хромосферы. Масштаб: $1 \text{ мм} = 4'',5$

участками, что указывает на различную активность флоккула в разных его частях.

В настоящей статье изучается характер тонкой структуры хромосферы в линии K_{232} Ca II вне активной области. Были использованы спектрогелиограммы, полученные 30 марта 1959 г., 16 и 28 апреля 1960 г.

1. Изучение спектрогелиограмм показало, что вся поверхность Солнца покрыта яркими узелками различных размеров, которые разделены темными промежутками (фиг. 1).

Как и в работе [4], мы подсчитали частоту встречаемости узелков разных размеров по спектрогелиограммам, полученным при хороших изображениях. На фиг. 2 по оси абсцисс отложены размеры узелков в секундах дуги, а по оси ординат — их число. Для сравнения на этой же фигуре пунктирной линией приведена такая же зависимость для узелков во флоккуле. Чтобы исключить влияние качества изображений, эти кривые построены по материалу, полученному на одной и той же спектрогелиограмме. Как видно, в невозмущенной хромосфере наиболее часто встречаются узелки размерами $2-3''$, а во флоккуле $3-4''$.

Сравнения спектрогелиограмм, полученных с интервалом в 10 мин., показали, что нельзя произвести отождествление узелков с размерами $\leq 1'',5$ на обеих спектрогелиограммах. Это указывает на то, что средняя продолжительность жизни этих узелков вне активной области меньше 10 мин. Последнее хорошо согласуется с результатами де Ягера [3]. Таким образом, сопоставление элементов тонкой структуры во флоккуле и вне его, по-видимому, указывает на то, что во флоккуле имеется большее число более крупных и дольше живущих элементов.

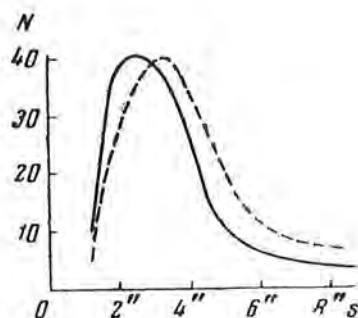
2. Для определения дисперсии яркостей узелков была проведена их фотометрия. Размер щели микрофотометра при измерениях был выбран $0,8 \times 0'',8$, т. е. значительно меньше площади наиболее мелких узелков.

Так как оптическая плотность в невозмущенной хромосфере велика ($\tau_H \sim 10^3$), а во флоккуле в активной области хотя и меньше (вследствие

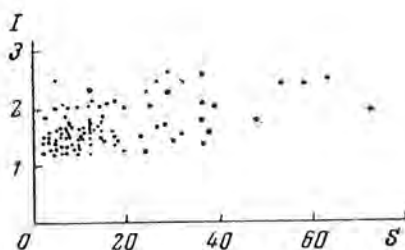
повышения электронной температуры), но этого же порядка, то можно считать, что излучение, выходящее из узелка, является его собственным излучением. Поэтому отношение яркости узелка i_y к яркости невозмущенной хромосферы i_0 , т. е. величина

$$I = \frac{i_y}{i_0}, \quad (1)$$

будет характеризовать яркость самого объекта.

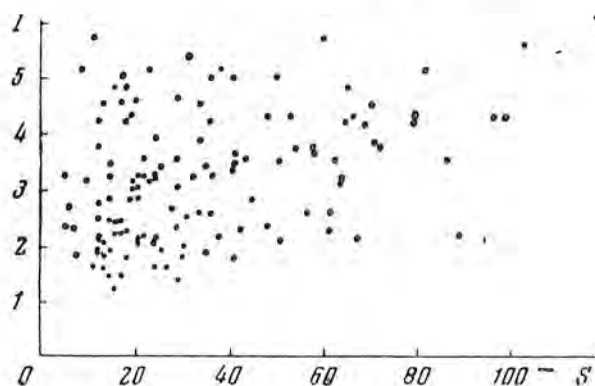


Фиг. 2. Зависимость между частотой встречаемости узелков и их размерами в секундах дуги



Фиг. 3. Зависимость относительных яркостей узелков от их площадей в квадратных дуговых секундах вне активной области

Результаты измерений относительных яркостей для узелков вне активной области приведены в табл. 1, а для узелков во флоккуле — в табл. 2.



Фиг. 4. Зависимость относительных яркостей узелков от их площадей в квадратных дуговых секундах во флоккуле

В первой строке дано расстояние узелков от центра диска $\rho = \sin \theta$, а во всех остальных — относительные яркости I .

Из этих таблиц видно, что как во флоккуле, так и вне его наблюдается значительная дисперсия относительных яркостей узелков. Это, по-видимому, связано с различием электронной температуры.

Относительные яркости узелков I вне активной области

$\rho = 0,20$			$\rho = 0,40$			
1,29	1,45	1,50	1,35	2,02	2,00	1,42
1,24	1,52	1,50	1,38	2,72	1,72	2,47
1,54	1,35	1,15	1,35	1,45	1,54	2,14
1,79	1,47	1,38	1,46	1,42	1,47	1,44
1,62	1,50	1,37	1,29	1,62	1,36	1,52
1,45	1,58	1,21	2,00	1,64	1,27	1,78
1,38	1,61	1,24	2,01	1,76	1,46	1,31
1,48	1,73	1,51	1,73	2,04	1,72	1,52
1,35	2,08	1,71	1,51	1,82	1,59	1,92
1,74	1,58	1,56	1,28	1,47	1,85	1,58
1,25	2,50	2,59	1,53	1,40	1,72	2,04
2,33	1,30	1,54	1,60	1,21	1,30	2,04
1,73	1,41	1,59	1,77	1,21	1,53	1,44
1,47	1,25	1,60	1,55	1,51	1,64	1,65
1,35	1,29	2,13	1,47	1,40	1,61	1,56
1,24	1,31	2,08	1,51	1,62	1,65	1,33
1,41	1,37	—	2,25	2,54	1,70	1,86
1,71	2,05	—	2,06	2,03	1,56	1,50
1,27	1,58	—	2,13	1,61	1,67	1,35
Среднее 1,57			Среднее 1,66			

Таблица 2

Относительные яркости узелков I' во флюкуле

$\rho = 0,30$				$\rho = 0,44$			
1,57	2,27	1,68	3,34	3,07	5,40	3,26	4,32
2,36	1,98	2,48	3,55	3,26	4,62	4,62	4,32
2,90	2,42	2,99	2,22	3,07	4,32	4,32	3,18
2,07	2,99	3,06	2,83	3,92	1,98	1,50	3,78
2,23	2,42	4,33	2,36	3,22	2,84	3,07	3,26
2,54	2,83	6,36	3,06	2,18	4,27	5,02	2,05
3,55	2,83	4,64	2,89	3,55	5,75	4,55	5,18
1,82	3,90	2,83	2,90	2,05	6,12	5,02	4,85
3,55	4,33	2,68	2,68	3,07	5,18	4,25	4,55
1,40	3,65	4,64	2,99	2,68	3,78	5,18	4,32
1,64	3,90	6,55	2,90	3,55	2,27	5,75	3,45
1,90	1,68	2,22	3,34	3,41	3,45	3,26	4,32
1,98	2,07	3,55	2,09	2,68	1,67	4,55	3,26
2,83	2,48	2,68	2,83	3,78	2,48	3,78	3,78
4,64	2,12	3,27	1,84	2,27	3,45	1,93	2,05
3,34	2,12	3,27	1,97	3,07	2,83	3,27	2,54
2,68	2,83	2,90	3,06	2,05	3,18	3,55	1,51
Среднее 2,89				Среднее 3,56			

На фиг. 3 приведена графическая зависимость относительных яркостей узелков вне активной области от их площадей. Такая же зависимость для узелков во флоккуле приведена на фиг. 4. Из этих графиков видно, что как вне активной области, так и во флоккуле существует слабая зависимость между яркостью и площадью этих объектов. В среднем с увеличением площади увеличивается и их яркость. Следует отметить, что дисперсия яркостей в активной области значительно выше.

Представляет некоторый интерес определение электронной температуры T_e в различных узелках.

Как показал Э. Р. Мустель [5, 6], основным механизмом, определяющим излучение K_2 -линии в хромосфере, является электронный удар. Используем метод и формулы работы [5] и оценим величину электронной температуры, необходимую для создания наблюдаемого излучения в узелках.

Число возбуждающих столкновений $N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$ равно

$$N_{1 \rightarrow 2}^{ст} = N_1(\text{Ca II}) n_e \sigma_{12} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{h\nu_{12}}{kT_e} \right) e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}, \quad (2)$$

где $N_1(\text{Ca II})$ — число атомов Ca II в основном состоянии; σ_{12} — среднее эффективное сечение для возбуждающих столкновений; ν_{12} — частота; T_e — электронная температура возбуждения.

Число излучающих квантов

$$N_{2 \rightarrow 1} = \iint I_\lambda \frac{d\lambda}{h\nu_{12}} d\omega. \quad (3)$$

В состоянии равновесия число возбуждающих столкновений $N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$ равно числу излучающих квантов $N_{2 \rightarrow 1}$.

Вычисленные по формуле (2) величины $N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$ приведены в табл. 3.

Таблица 3

T_e	$N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$	T_e	$N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$
4500°	$11,18 \cdot 10^{16}$	6500	$12,02 \cdot 10^{17}$
5000	$24,55 \cdot 10^{16}$	7000	$17,38 \cdot 10^{17}$
5500	$45,71 \cdot 10^{16}$	7500	$23,99 \cdot 10^{17}$
6000	$77,62 \cdot 10^{16}$		

В первом столбце даны значения электронной температуры T_e , во втором — значение $N_{1 \rightarrow 2}^{ст}$.

Как и в [5], вычисления проводились для $N_1(\text{Ca II}) = 2 \cdot 10^{16}$, $n_e = 5 \cdot 10^{11}$; $\sigma_{12} = 10^{-16} \text{ см}^2$.

Нижний предел величины $N_{2 \rightarrow 1}$ можно оценить из наблюдений.

Если r_λ — остаточная интенсивность K-линии в узелке, а r_λ' — остаточная интенсивность в той же линии для невозмущенной хромосферы, то [см. (1)]

$$i_y = I_\odot \int_{-0,16\text{Å}}^{+0,16\text{Å}} r_\lambda d\lambda \quad \text{и} \quad i_0 = I_\odot \int_{-0,16\text{Å}}^{+0,16\text{Å}} r_\lambda' d\lambda, \quad (4)$$

где $I_{\odot}$ интенсивность непрерывного спектра центра диска Солнца. Пределы интегрирования в (4) определяются шириной второй щели спектрогелиографа, которая при наблюдениях была выбрана равной $0,32 \text{ \AA}$.

Учитывая все сказанное, получим для чисел $N_{2 \rightarrow 1}$

$$N_{2 \rightarrow 1} \geq N'_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi}{h\nu} I I_{\odot} \int_{-0,16}^{+0,16} r'_{\lambda} d\lambda. \quad (5)$$

Остаточные интенсивности были взяты из работы [7]. Результаты вычислений приведены в табл. 4. В первых трех столбцах даны значения ρ ; I и $N_{2 \rightarrow 1}$ для узелков вне активной области и в 4, 5, 6-м столбцах эти величины для узелков во флоккуле. $\bar{I}$ и $\bar{I}'$ — средние соответственно данным табл. 1 и 2.

Сравнивая табл. 3 и 4, видим, что равенство $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{ст}} = N_{2 \rightarrow 1}$ соблюдается

Таблица 4

ρ	$\bar{I}$	$N_{2 \rightarrow 1}$	ρ	$\bar{I}'$	$N'_{2 \rightarrow 1}$
0,20	1,57	$13,49 \cdot 10^{16}$	0,30	2,89	$24,83 \cdot 10^{16}$
0,40	1,66	$14,26 \cdot 10^{16}$	0,44	3,56	$30,58 \cdot 10^{16}$

для узелков вне активной области при $T_e \approx 4600^\circ$, а во флоккуле — при $T_e \approx 5100^\circ$.

Следует заметить, что полученные значения электронной температуры сильно зависят от чисел N_1 (Ca II) и n_e .

При вычислениях мы приняли их равными как для узелков во флоккуле, так и для узелков вне активной области.

Очевидно, что даже небольшое изменение величин N_1 (Ca II) и n_e приведет к существенному изменению величины T_e , необходимой для создания наблюдаемого излучения в узелках.

Так как оптическая толщина хромосферы в линии K_{232} велика, то полученная величина T_e для узелков является нижним пределом электронной температуры. Однако, как показал Э. Р. Мустель в [5], значение T_e во флоккуле не может заметно превысить 7500° , и по ряду соображений, приведенных в этой же работе, T_e должно быть близким к $5000-6000^\circ$.

3. Ввиду малой продолжительности жизни узелков с размерами $\leq 1,5$ измерение их относительных движений представляет значительные трудности, так как ошибка значительно превосходит величину перемещения узелка за время его жизни. Такие измерения были произведены для узелков больших размеров, расположенных в центре диска, которые могут сохраняться часами. Величины относительных скоростей крупных узелков вне активной области представлены в табл. 5.

В 1-м столбце указаны номера узелков, для которых определялось относительное движение, во 2-м столбце — относительные скорости в метрах за секунду и в 3-м — средние квадратичные ошибки в определении скорости.

Как видим из таблицы, средняя абсолютная скорость перемещения узелков друг относительно друга равна 116 ± 28 м/сек. При этом расстояния между парами различных узелков находились в интервале 70 000—135 000 км на поверхности Солнца. Как известно из фотоэлектрических

Таблица 5

№ узелков	V , м/сек	$\pm \Delta V$, м/сек
1,2	+100	± 27
1,3	—10	± 28
4,5	+169	± 26
7,6	—125	± 35
7,8	—260	± 28
7,10	+34	± 24

$$|\bar{V}| = 116 \text{ м/сек}, \Delta \bar{V} = \pm 28 \text{ м/сек.}$$

измерений [8], скорости тангенциальных движений при этих расстояниях в хромосфере Солнца превосходят несколько километров в секунду, поэтому следует считать, что крупные узелки вне активной области не увлекаются движением хромосферного вещества и что агент, возбуждающий их свечение, находится вне хромосферы.

В заключение выражаю благодарность В. Е. Степанову и В. Л. Хохловой за ценные указания при выполнении работы.

15 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. E. Hale, F. Ellerman. Publ. Yerkes obs., 3, part 1, 1903.
2. L. d'Azambuja. Ann. Obs. Paris-Meudon, 8, fasc., 2, 1930.
3. C. de Jager. Nuovo cimento 1959, 13, Suppl. № 1, 291—298.
4. Т. Т. Цан. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 148, 1961.
5. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 25, 1952.
6. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 165, 1954.
7. L. Goldberg, O. C. Mohler a. E. A. Muller. Ap. J., 129, 1, 1959.
8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 154, 1961.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НАБОРА ПЕРЕХОДОВ p^2-ps
В СПЕКТРАХ C I, Si I, Ge I, Sn I, Pb I
II. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СИЛ ЛИНИЙ
В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ТИПА СВЯЗИ

М. З. Хохлов

Выполнены квантово-механические расчеты сил линий набора переходов p^2-ps C I, Si I, Ge I, Sn I и Pb I в предположении промежуточного типа связи. Параметры связи рассматриваемых конфигураций выбирались так, чтобы наилучшим образом согласовать между собой экспериментальные и рассчитанные значения энергий уровней. Рассчитаны значения g -факторов Ланде.

OSCILLATOR STRENGTHS OF THE p^2-ps TRANSITION ARRAY IN THE SPECTRA OF C I, Si I, Ge I, Sn I, Pb I. II. QUANTUM-MECHANICAL COMPUTATION OF LINE STRENGTHS, ASSUMING AN INTERMEDIATE TYPE OF COUPLING, by M. Z. Khokhlov.—Quantum-mechanical computations are made of the line strengths of the p^2-ps transition array for C I, Si I, Ge I, Sn I and Pb I, assuming an intermediate type of coupling. The coupling parameters of the considered configurations are selected so as to attain the best agreement between the experimental and computed values of the energy of the levels. The values of the Landé g -factors are computed.

Количественное изучение спектров Солнца, звезд и других астрономических объектов требует знания сил осцилляторов большого числа спектральных линий. Не всегда нужные данные могут быть получены экспериментальным путем. Теоретические расчеты могут быть в принципе применены ко многим атомам, интересным с астрофизической точки зрения. Однако они весьма трудоемки. Кроме того, возникают трудности, связанные с приближенным характером квантово-механических расчетов в случае сложных атомов. Приближенный характер расчетов приводит, в частности, к тому, что в теории отсутствуют внутренние критерии точности.

Некоторые косвенные оценки точности расчетов могут быть получены при сравнении теоретических и экспериментальных данных. Поэтому широкое сопоставление экспериментальных и теоретических данных представляет значительный интерес.

Для легких атомов при расчетах относительных сил линий обычно используется схема LS -связи. Для некоторых тяжелых атомов применима схема jj -связи. Однако большинство атомов принадлежит к промежуточному случаю, и это заставляет обратиться к расчету относительных сил линий в предположении промежуточного типа связи.

Теория промежуточной связи изложена в монографии Е. Кондона и Г. Шортли [4], причем наиболее полно рассмотрен вопрос нахождения энергии термов. Что касается расчета сил линий, то из-за отсутствия в то время надежных экспериментальных данных, пригодных для сравнения с теорией, конкретные расчеты не были проведены. В дальнейшем Г. Шортли [2] рассчитал силы линий набора переходов $p^5p - p^5s$ Ne I и сравнил найденные значения сил с экспериментальными значениями Ладенбурга и Леви [3]. Этот расчет оказался недостаточно удовлетворительным, так как малые изменения используемых при расчете параметров очень сильно сказывались на результатах вычислений, а используемые параметры вследствие приближенного характера теории неточны. По-видимому, это обстоятельство, а также большая трудоемкость расчетов привели к тому, что в настоящее время имеется сравнительно мало приложений теории промежуточной связи к расчетам сил линий [4—6]. В. Готшалк [5] изучил набор переходов $d^7s - d^7p$ Fe I. При этом выяснилось, что согласие между экспериментальными значениями сил линий значительно лучше, чем в случае Ne I. Во всяком случае, использование теории промежуточной связи заметно улучшило согласие между теоретическими и экспериментальными значениями сил линий по сравнению со схемой LS -связи. Исходя из этого, Р. Гарстанг [6] провел расчеты для ряда ионов (O II, Ne II, S II, A II). Использование найденных значений сил линий привело к уменьшению дисперсии точек на кривых роста.

При расчетах сил линий теория промежуточной связи позволяет одновременно рассчитать значения g -факторов Ланде и значения энергии уровней. Обычно энергетические параметры, используемые при расчетах, подбираются таким образом, чтобы либо вычисленные значения энергий уровней, либо вычисленные значения g -факторов были наилучшим образом согласованы с экспериментальными значениями. Очевидно, что точность, с которой удастся провести такое согласование, должна в известной мере характеризовать и точность вычисляемых значений сил линий.

Для получения количественных данных, характеризующих взаимосвязь между точностью расчетов сил линий, g -факторов и энергий уровней, существенно, как выше отмечено, сравнение экспериментальных и теоретических значений сил линий. П. Ф. Груздев [7] на примере некоторых мультиплетов железа провел такое сравнение в предельном случае LS -связи. Оказалось, что значительные отступления от формул LS -связи происходят при отклонениях теоретических значений g -факторов от экспериментальных больше чем на $\sim 0,01$. Таким образом, можно ожидать, что при использовании в качестве критерия точности расчета величины отклонения теоретических значений g -факторов от экспериментальных потребуется исключительно точное экспериментальное определение последних. В этой же работе отмечается связь между соблюдением правил интервалов и правил интенсивности.

В нашей предыдущей работе [8] были начаты систематические измерения сил линий набора переходов $p^2 - ps$ свинца, олова, германия и кремния. Поскольку эти данные позволяют провести сравнение теоретических

и экспериментальных значений сил линий в широком диапазоне изменений типа связи, были выполнены расчеты сил линий набора перехода $p^2 - ps$ в предположении промежуточного типа связи.

Метод вычисления сил линий. В случае рассматриваемого набора переходов благодаря небольшому числу уровней, принадлежащих конфигурациям p^2 и ps , вычисления сравнительно просты и могут быть доведены до конца в рамках изложенной в [1] теории промежуточной связи без каких-либо дальнейших упрощений. Таким образом, в дальнейших расчетах учитывается электростатическое взаимодействие электронов с ядром и между собой и взаимодействие спин—орбита, а взаимодействием конфигураций, а также магнитными взаимодействиями типа спин — спин, орбита — орбита пренебрегается.

Силы линий при промежуточной связи могут быть найдены по силам линий при LS -связи, если известны матрицы преобразования от LS -связи к промежуточной связи для начальной и конечной конфигураций исследуемого набора переходов (в рассматриваемом случае соответственно конфигураций ps и p^2).

Пусть S_{LS} — матрица сил линий для LS -связи, а $S_{LS}'^{1/2}$ — соответствующая ей матрица корня квадратного из сил линий (т. е. матрица, элементы которой равны корням квадратным из сил линий, взятым с соответствующими знаками согласно правилу фаз). Пусть S_{HC} и $S_{HC}'^{1/2}$ — соответствующие матрицы при промежуточной связи. Тогда выполняется следующее матричное равенство [6]:

$$S_{HC}'^{1/2} = B \cdot S_{LS}'^{1/2} \tilde{A}, \quad (1)$$

где A и B — матрицы преобразования. Последние могут быть найдены путем диагонализации матриц энергии соответствующих конфигураций. Если H — матрица энергии одной из конфигураций, а матрица $AH\tilde{A}$ ($\tilde{A}$ — транспонированная A) диагональна, то A есть искомая матрица преобразования.

Таким образом, первый этап вычислений состоит в отыскании правильного вида матриц энергии для конфигураций p^2 и ps . Для ряда простейших конфигураций, включая p^2 и ps , матрицы спин-орбитального и электростатического взаимодействий приведены в [1]. Матрица энергии для конфигурации ps имеет вид:

	3P_0	1P_1	3P_1	3P_2
3P_0	$F_0 - G_0 - \zeta$	0	0	0
1P_1	0	$F_0 + G_0$	$V^2 / {}_2\zeta$	0
3P_1	0	$V^2 / {}_2\zeta$	$F_0 - G_0 - {}^{1/2}\zeta$	0
3P_2	0	0	0	$F_0 - G_0 - {}^{1/2}\zeta$

(2)

Как видно, элементы этой матрицы определяются тремя параметрами: F_0 , G_0 и ζ . Два первых определяют электростатическое взаимодействие ps -электронов с ядром (F_0) и между собой (G_0), а ζ — взаимодействие спин—орбита.

Решая вековое уравнение, получаем следующие выражения, определяющие энергии уровней конфигурации ps при любом значении отношения ξ/G_0 ($\xi/G_0 = 0$ соответствует LS -связи, $\xi/G_0 = \infty$ — jj -связи) [1]:

$$\left. \begin{aligned} H(^3P_2) &= F_0 - G_0 + \frac{1}{2}\xi, \\ H(^1P_1) &= F_0 - \frac{1}{4}\xi + \sqrt{(G_0 + \frac{1}{4}\xi)^2 + \frac{1}{2}\xi^2}, \\ H(^3P_1) &= F_0 - \frac{1}{4}\xi - \sqrt{(G_0 + \frac{1}{4}\xi)^2 + \frac{1}{2}\xi^2}, \\ H(^3P_0) &= F_0 - G_0 - \xi. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Эти уравнения позволяют найти энергетические параметры F_0 , G_0 и ξ по экспериментальным значениям уровней энергии. Так как число уравнений больше числа неизвестных, вычисление параметров связано с некоторым произволом, тем большим, чем больше отклоняется действительное расположение уровней от расположения, предсказываемого теорией.

Матрица энергии для конфигурации p^2 соответственно имеет вид:

	1S_0	3P_0	3P_1	1D_2	3P_2
1S_0	$F_0 + 10F_2$	$-\sqrt{2}/2\xi$	0	0	0
3P_0	$-\sqrt{2}/2\xi$	$F_0 - 5F_2 - \xi$	0	0	0
3P_1	0	0	$F_0 - 5F_2 - \frac{1}{2}\xi$	0	0
1D_2	0	0	0	$F_0 + F_2$	$\sqrt{2}/2\xi$
3P_2	0	0	0	$\sqrt{2}/2\xi$	$F_0 - 5F_2 + \xi/2$

(4)

Решение векового уравнения дает пять уравнений для определения трех параметров: F_0 , F_2 и ξ , имеющих тот же смысл, что и в случае конфигурации ps .

Матрицы преобразования получим в процессе диагонализации найденных матриц энергии. Практически процесс диагонализации этих матриц сводится к диагонализации матриц второго ранга, на которые распадаются матрицы энергии. В общем виде матрица, диагонализующая произвольную матрицу второго ранга, может быть записана следующим образом:

$\sin \varphi$	$\cos \varphi$
$-\cos \varphi$	$\sin \varphi$

(5)

Таким образом необходимо найти одну матрицу такого вида для конфигурации ps (диагонализует часть матрицы энергии, соответствующую уровням 1P_1 и 3P_1) и две для конфигурации p^2 (одну для уровней 1S_0 , 3P_0 и другую для уровней 1D_2 , 3P_2). Обозначим значения φ этих трех матриц соответственно через φ_1 , φ_2 и φ_3 .

Наиболее трудным моментом вычислений является правильный выбор фаз элементов матриц преобразования, согласующийся с выбором фаз элементов матрицы $S_{LS}^{1/2}$. В данной работе выбор фаз был произведен на основе рассмотрения предельных случаев LS -и jj -связи.

При использовании фаз матричных элементов матрицы $S_{LS}^{1/2}$ согласно [1] диагонализация матриц энергии конфигураций ps и p^2 приводит к

следующим уравнениям, определяющим φ_1 , φ_2 и φ_3 :

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg}^2 \varphi_1 - (1/\sqrt{2} + 2\sqrt{2} G_0/\xi) \operatorname{tg} \varphi_1 - 1 &= 0, \\ \operatorname{tg}^2 \varphi_2 + (1/\sqrt{2} + 15/\sqrt{2} F_2/\xi) \operatorname{tg} \varphi_2 - 1 &= 0, \\ \operatorname{tg}^2 \varphi_3 + (1/\sqrt{2} - 12/\sqrt{2} F_2/\xi) \operatorname{tg} \varphi_3 - 1 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Выбор корня при решении каждого из приведенных уравнений также может быть сделан на основе рассмотрения предельных случаев LS - и jj -связи.

Как видно из (6), матрицы преобразования зависят только от отношений энергетических параметров G_0/ξ и F_2/ξ , характеризующих тип связи. В теории промежуточной связи эти отношения выражаются через так называемый параметр связи χ , изменяющийся при переходе от LS - к jj -связи от нуля до бесконечности. Для конфигурации ps удобно принять $\chi = {}^{3/4} \cdot \xi/G_0$, для конфигурации p^2 $\chi = {}^{1/5} \cdot \xi/F_2$.

Выражения для сил линий рассматриваемого набора переходов при любых значениях параметра χ приведены в табл. 4.

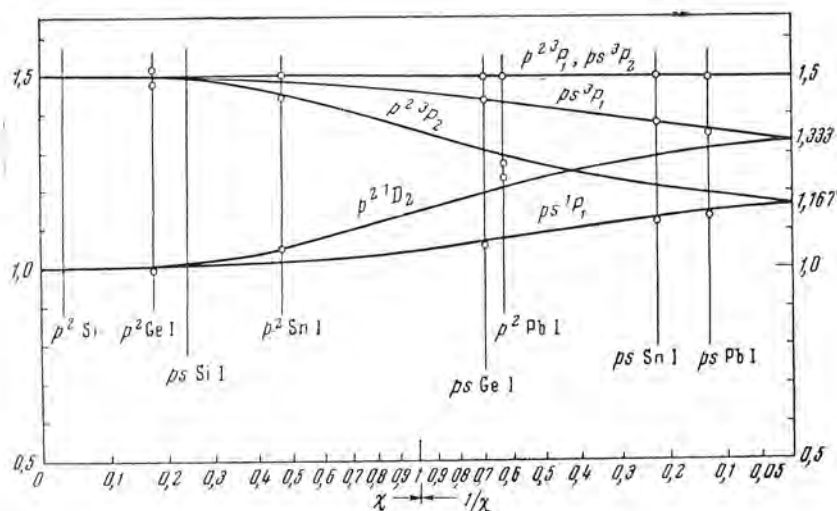
Таблица 4

Силы линий набора переходов $p^2 - ps$ в предположении промежуточного типа связи

Переход	Промежуточная связь	LS	jj
$ps {}^3P_0 - p^2 {}^3P_1$	20	20	20
${}^1P_1 - {}^1S_0$	$20 (\sin \varphi_1 \sin \varphi_2 + \cos \varphi_1 \cos \varphi_2)^2$	20	20
${}^1P_1 - {}^3P_0$	$20 (\sin \varphi_1 \cos \varphi_2 - \cos \varphi_1 \sin \varphi_2)^2$	0	0
${}^1P_1 - {}^3P_1$	$15 \cos^2 \varphi_1$	0	5
${}^1P_1 - {}^3P_2$	$20 (2 \sin \varphi_1 \sin \varphi_3 - \cos \varphi_1 \cos \varphi_3)^2$	0	25
${}^1P_1 - {}^1D_2$	$25 (2 \sin \varphi_1 \cos \varphi_3 + \cos \varphi_1 \sin \varphi_3)^2$	100	25
${}^3P_1 - {}^1S_0$	$20 (\cos \varphi_1 \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 \cos \varphi_2)$	0	0
${}^3P_1 - {}^3P_0$	$20 (\sin \varphi_1 \sin \varphi_2 + \cos \varphi_1 \cos \varphi_2)^2$	20	20
${}^3P_1 - {}^3P_1$	$15 \sin^2 \varphi_1$	15	10
${}^3P_1 - {}^3P_2$	$25 (2 \cos \varphi_1 \sin \varphi_3 + \sin \varphi_1 \cos \varphi_3)^2$	25	50
${}^3P_1 - {}^1D_2$	$25 (2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_3 - \sin \varphi_1 \sin \varphi_3)^2$	0	0
${}^3P_2 - {}^3P_1$	25	25	25
${}^3P_2 - {}^3P_2$	$75 \cos^2 \varphi_3$	75	25
${}^3P_2 - {}^1D_2$	$75 \sin^2 \varphi_3$	0	50

Значения g -факторов Ланде также могут быть выражены через матричные элементы матриц преобразования [4]. Вычисленные значения g -факторов для рассматриваемого набора переходов приведены в табл. 2.

Таким образом, задача вычисления сил линий и g -факторов Ланде сводится к определению параметра связи χ для конфигураций рассматриваемого набора переходов. g -факторы уровней данной конфигурации зависят только от параметра связи той же конфигурации. Поэтому ход изменения g -факторов в зависимости от χ может быть легко представлен графически (фиг.). Значения g -факторов медленно и монотонно изменяются с изменением χ , различаясь в предельных случаях LS - и jj -связи



g -факторы уровней конфигураций p^2 и ps

Точки — экспериментальные значения [9, 10]

на величину, не превосходящую 0,333, так что g -факторы мало чувствительны к изменению параметра связи χ .

Силы линий значительно более чувствительны к величинам параметров связи, в особенности для тех запрещенных линий, для которых силы линий

Таблица 2

g -факторы конфигураций p^2 и ps

Уровень	Промежуточная связь	LS	jj
$ps \ ^3P_0$	0	0	0
$\ ^3P_1$	$1,5 \sin^2 \varphi_1 + \cos^2 \varphi_1$	1,5	1,333
$\ ^3P_2$	1,5	1,5	1,5
$\ ^1P_1$	$\sin^2 \varphi_1 + 1,5 \cos^2 \varphi_1$	1,0	1,167
$p^2 \ ^3P_0$	0	0	0
$\ ^3P_1$	1,5	1,5	1,5
$\ ^3P_2$	$1,5 \cos^2 \varphi_3 + \sin^2 \varphi_3$	1,5	1,167
$\ ^1S_0$	0	0	0
$\ ^1D_2$	$\cos^2 \varphi_3 + 1,5 \sin^2 \varphi_3$	1,0	1,333

определяются разностью двух близких между собой величин. Кроме того значения сил линий определяются значениями параметров связи для обеих конфигураций, а последние изменяются при переходе от атома к атому независимо друг от друга. Поэтому вполне можно ожидать появления различных аномалий в поведении некоторых линий рассматриваемого набора переходов при последовательном рассмотрении исследуемых атомов.

Как будет видно из дальнейшего, одна такая аномалия, предсказываемая теорией, действительно наблюдается.

	C 1		Si 1	
	$H, \text{см}^{-1}$	$\Delta H, \text{см}^{-1}$	$H, \text{см}^{-1}$	$\Delta H, \text{см}^{-1}$
$p^2 \ ^3P_0$	0	-75,22	0	-6,33
$\ ^3P_1$	16,4	-213,12	77,15	-8,31
$\ ^3P_2$	43,5	-482,55	223,7	-12,0
$\ ^1D_2$	10193,70	+1159,65	6298,81	+38,3
$\ ^1S_0$	21648,4	-388,82	15394,24	-12,29
ζ	293		152,34	
F_2	1443,56		1016,13	
F_0	7594,0		5242,28	
χ	0,036		0,030	
$V \frac{\Sigma(\Delta H)^2}{5}$	593		19,3	

Наряду с этим из данных табл. 2 можно получить соотношения между силами линий, не зависящие от типа связи

$$\left. \begin{aligned} S(^3P_2 - ^3P_1) &= 1,25S(^3P_0 - ^3P_1), \\ S(^1P_1 - ^1S_0) &= S(^3P_1 - ^3P_0), \\ S(^3P_1 - ^1S_0) &= S(^1P_1 - ^3P_0). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ч и с л е н н ы е д а н н ы е. Значения энергетических параметров F_2 , G_0 и ζ , необходимые для дальнейших вычислений, определялись по методу наименьших квадратов. Поскольку используемые уравнения (3) нелинейны, а метод наименьших квадратов непосредственно применим только к линейным уравнениям, искомые энергетические параметры определялись последовательными приближениями. Вначале система четырех уравнений (3) заменялась системой трех уравнений вида

$$\left. \begin{aligned} H(^3P_2) &= F_0 - G_0 + 1/2\zeta, \\ H(^1P_1) + H(^3P_1) &= 2F_0 - 1/2\zeta, \\ H(^3P_0) &= F_0 - G_0 - \zeta, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

из которых определялись значения энергетических параметров в первом приближении. Затем уравнения системы (3) разлагались в ряд около найденных в первом приближении значений параметров, причем удерживались только линейные члены разложения. Применяя к полученным линейным уравнениям метод наименьших квадратов, можно найти поправки к значениям энергетических параметров первого приближения и т. д. Последовательные приближения быстро сходятся, так что практически достаточно трех, четырех последовательных приближений.

Таким образом, найденные значения параметров обеспечивают наилучшее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями энергий уровней в том смысле, что сумма квадратов отклонений рас-

Таблица 3

Ge I		Sn I		Pb I	
$H, \text{ см}^{-1}$	$\Delta H, \text{ см}^{-1}$	$H, \text{ см}^{-1}$	$\Delta H, \text{ см}^{-1}$	$H, \text{ см}^{-1}$	$\Delta H, \text{ см}^{-1}$
0	-8,94	0	-26,44	0	+85,0
557,1	3,02	1691,8	+27,64	7819,35	-15,6
1409,9	32,59	3427,7	+79,0	10650,47	-160,0
7170,31	-45,05	8613,0	-127,42	21457,90	+105,4
16367,14	19,2	17162,6	+48,0	29466,81	-14,9
893		2156,39		7335	
1016,64		920,77		915,21	
6083,82		7346,86		16078,17	
0,176		0,47		1,603	
25		72,1		94,5	

считанных значений энергий от экспериментальных для уровней данной конфигурации минимальна.

Достигнутая степень согласованности между экспериментальными и теоретическими значениями энергий уровней видна из рассмотрения данных табл. 3, 4, в которых приведены экспериментальные значения энергий уровней H , отклонения экспериментальных значений от теоретических — ΔH , найденные значения энергетических параметров и значения параметра связи χ . В последней строке приведена величина $\sqrt{\frac{\sum (\Delta H)^2}{n}}$ (n — число уровней в конфигурации), характеризующая среднее расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями энергии уровней данной конфигурации. Эта величина заметно меняется от атома к атому (от 593 см^{-1} в случае конфигурации $p^2\text{C I}$ до 0,85 см^{-1} в случае конфигурации $ps\text{ Ge I}$). Наибольшие расхождения между теорией и экспериментом имеются у крайних элементов рассматриваемого ряда — углерода и свинца.

Значения g -факторов и сил линий, вычисленные по формулам табл. 1 и 2, приведены соответственно в табл. 5 и 6. Там, где оказалось возможным, вычисленные значения g -факторов сравнены с экспериментальными [9, 10]. В целом согласие между экспериментальными и теоретическими значениями достаточно удовлетворительное. Расхождения нигде не превышают 2% в случае свинца и менее 1% в случае олова, что также согласуется с меньшей величиной расхождений для энергий уровней в последнем случае. Неожиданно большими оказались расхождения для германия. Возможно, это связано с тем, что экспериментальные значения g -факторов для германия определены с недостаточной для сравнения с теорией точностью [10]. Во всяком случае, исходя из хорошего согласия между экспериментальными и теоретическими значениями энергий уровней, для германия следовало бы ожидать значительно лучшего согласия между соответствующими значениями g -факторов. Если же считать

экспериментальные данные для Ge I достаточно надежными, то следует предположить, что вообще отсутствует тесная связь между точностью расчета g -факторов и сил линий.

Таблица 6

Переход	Сила линии						
	<i>L S</i>	<i>C I</i>	<i>Si I</i>	<i>Ge I</i>	<i>Sn I</i>	<i>Pb I</i>	<i>jj</i>
$ps^3P_0 - p^2^3P_1$	20	20	20	20	20	20	20
$^1P_1 - ^1S_0$	20	19,999	19,82	18,32	17,83	19,47	20
$^1P_1 - ^3P_0$	0	0,001	0,18	1,68	2,17	0,52	0
$^1P_1 - ^3P_1$	0	0,045	0,165	1,975	3,675	4,21	5
$^1P_1 - ^3P_2$	0	0,0175	0,122	0,61	0,044	12,48	25
$^1P_1 - ^1D_2$	100	99,99	99,04	89,51	81,58	67,28	50
$^3P_1 - ^1S_0$	0	0,001	0,18	1,68	2,17	0,52	0
$^3P_1 - ^3P_0$	20	19,999	19,82	18,32	17,83	19,47	20
$^3P_1 - ^3P_1$	15	14,955	14,82	13,023	11,325	11,79	10
$^3P_1 - ^3P_2$	25	25,01	25,075	25,30	34,52	44,30	50
$^3P_1 - ^1D_2$	0	0,004	0,925	9,56	11,84	1,77	0
$^3P_2 - ^3P_1$	25	25	25	25	25	25	25
$^3P_2 - ^3P_2$	75	74,98	74,975	74,1	68,43	44	25
$^3P_2 - ^1D_2$	0	0,02	0,025	0,9	6,57	31	50

Подробное сравнение теоретических и экспериментальных значений сил линий будет проведено в другой работе. Остановимся кратко лишь на одной интересной особенности полученных данных. При рассмотрении табл. 6 обращает на себя внимание резко немонотонный ход изменения интенсивности линии $ps^1P_1 - p^2^3P_2$. У олова интенсивность этой линии аномально мала. Это предсказание теории хорошо согласуется с экспериментальными данными. Соответствующие данные представлены в

Таблица 7

	$S(^1P_1 - ^1D_2)/S(^1P_1 - ^3P_2)$	
	теория	эксперимент
<i>C I</i>	5700	
<i>Si I</i>	810	795
<i>Ge I</i>	146	129
<i>Sn I</i>	1850	> 1000
<i>Pb I</i>	5,4	8,5
<i>jj</i>	2	
<i>LS</i>	∞	

табл. 7, в которой приведены теоретические и предварительные экспериментальные данные для отношения

$$\frac{S(ps^3P_1 - p^2^3P_2)}{S(ps^1P_1 - p^2^1D_2)}.$$

Для рассматриваемой линии олова из-за ее малой интенсивности была получена только грубая оценка интенсивности. Все же ясно видно,

что имеется не только качественное, но и достаточно хорошее количественное согласие теоретических и экспериментальных данных.

12 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. И. Л., 1949.
2. G. H. Shortly. Phys. Rev., 47, 295, 1935.
3. Ladenburg, Levy. Zs. f. Phys., 88, 461, 1934.
4. G. Shortly, L. Aller, J. Barts, D. Menzel. Ap. J., 93, 178, 1941.
5. W. M. Gottschalk. Ap. J., 108, 326, 1948.
6. R. H. Garstang. M. N., 114, 118, 1954.
7. П. Ф. Груздев. Доклад на совещании, посвященном измерению и вычислению сил осцилляторов. Л., 1959.
8. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 249, 1961.
9. Ch. E. Moore. Atomic energy levels, National Bureau of Standards 467, 1949.
10. J. C. Bosch a. P. F. A. Klinkenberg. Proc. Nederl. Akademic van Wetenschappen, 44, 556, 1941.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д. Н. Рачковский

Строится система уравнений переноса излучения при наличии магнитного поля для обобщенных параметров Стокса [5]. Система уравнений, предложенная В. Е. Степановым [7], оказывается частным случаем полученной системы.

Показывается также эквивалентность полученной системы с системой, предложенной В. Уинно [1].

A SYSTEM OF RADIATIVE TRANSFER EQUATIONS IN THE PRESENCE OF A MAGNETIC FIELD, by D. N. Rachkovsky.— A system of radiative transfer equations in the presence of a magnetic field is formed for the generalized Stokes parameters [5]. The system of equations proposed by V. Stepanov [7] is shown to be a particular case of the obtained system.

It is also shown that the obtained system is equivalent to that proposed by W. Unno [1].

Различные системы уравнений переноса излучения в магнитном поле были предложены почти одновременно В. Уинно [1] и В. Е. Степановым [2]. В дальнейшем будем их обозначать системами У и С соответственно. В предыдущей работе [3] было показано, что система С может быть получена из системы У, если искать такое разложение света на противоположно поляризованные составляющие, чтобы уравнения переноса для составляющих потока были бы независимыми друг от друга. Можно решить более общую задачу нахождения независимых линейных комбинаций параметров Стокса, для которых уравнения переноса разделяются. Такое решение задачи было бы несколько формальным, смысл некоторых полученных линейных комбинаций параметров Стокса оказался бы неясен, а справедливость полученных уравнений переноса зависела бы от правильности уравнений системы У. К решению поставленной задачи можно подойти и другим путем, более ясным физически, вводя обобщенные параметры Стокса [5].

§ 1. Рассмотрим прежде всего комплексное представление поляризации излучения. Обычно уравнения колебания произвольно поляризованного света записываются так:

$$\begin{aligned}\xi_x &= a \cos \omega t, \\ \xi_y &= b \cos (\omega t + \delta),\end{aligned}\tag{1}$$

где ξ_x и ξ_y — проекции электрического вектора на координатные оси x и y .

Уравнения (1) можно записать следующим образом в виде комплексного вектора

$$\mathbf{m} = (ax_0 + be^{i\delta}y_0)e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где x_0 и y_0 — единичные векторы, параллельные осям x и y . Очевидно, что уравнения (1) можно получить, взяв соответствующие вещественные составляющие комплексного вектора $\mathbf{m}$. В дальнейшем комплексные векторы мы будем записывать без множителя $e^{i\omega t}$, так как зависимость от времени несущественна для дальнейших выкладок. Таким образом, имеем

$$\mathbf{m} = ax_0 + be^{i\delta}y_0. \quad (2')$$

Вектор $\mathbf{m}'$, ортогональный вектору $\mathbf{m}$, будет определяться скалярным произведением

$$\mathbf{m}' \cdot \mathbf{m}^* = 0. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{m}^*$ — вектор, сопряженный вектору $\mathbf{m}$. Отсюда вектор $\mathbf{m}'$ можно записать так:

$$\mathbf{m}' = ay_0 + be^{-i\delta}x_0. \quad (4)$$

Как легко видеть, физически вектор $\mathbf{m}'$ описывает колебание, поляризованное по эллипсу, оси симметрии которого повернуты на 90° относительно колебания, представленного выражениями (1), а направление вращения — противоположное.

Если интенсивность колебания (1) будет равна единице, то должно быть

$$a^2 + b^2 = 1.$$

Соответствующий комплексный вектор будет называться единичным, и для него должно осуществляться следующее соотношение:

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}^* = 1. \quad (5)$$

Рассмотрим разложение произвольного комплексного вектора $\mathbf{m}$ на два взаимно ортогональных вектора. Обозначим соответствующие единичные векторы $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}'$. Тогда можем написать

$$\mathbf{m} = E\mathbf{e} + E'\mathbf{e}'. \quad (6)$$

Здесь E и E' — комплексные амплитуды векторов, составляющих вектор $\mathbf{m}$. Для нахождения их умножим скалярно обе части равенства (6) на сопряженные единичные векторы $\mathbf{e}^*$ и $\mathbf{e}'^*$; пользуясь соотношениями (5), (3), можно записать (6) в следующем виде:

$$\mathbf{m} = (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}^*) \cdot \mathbf{e} + (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}'^*) \cdot \mathbf{e}'. \quad (7)$$

Выражением (7) удобно пользоваться при разложении колебания заданной поляризации и интенсивности на два взаимно ортогональных колебания, для чего нужно найти единичные комплексные векторы со-

ставляющих колебания. В частности, единичные векторы составляющих, линейно поляризованных по осям x и y , будут соответственно

$$\mathbf{e} = \mathbf{x}_0, \quad \mathbf{e}' = \mathbf{y}_0. \quad (8)$$

Для ортогональных составляющих, поляризованных по эллипсам с главными осями, параллельными осям координат, будем иметь

$$\mathbf{e} = \cos \varphi \cdot \mathbf{x}_0 + i \cdot \sin \varphi \cdot \mathbf{y}_0; \quad \mathbf{e}' = i \sin \varphi \cdot \mathbf{x}_0 + \cos \varphi \cdot \mathbf{y}_0. \quad (9)$$

Здесь φ — некоторый параметр, введенный для нормировки векторов $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}'$.

Выражения (8) и (9) легко получить, пользуясь формулами (2') и (4).

Предположим теперь, что мы имеем два разложения (6) вектора $\mathbf{m}$ по двум парам векторов $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}'_1$ и $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}'_2$, т. е.

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= E_1 \mathbf{e}_1 + E'_1 \mathbf{e}'_1, \\ \mathbf{m} &= E_2 \mathbf{e}_2 + E'_2 \mathbf{e}'_2. \end{aligned}$$

Найдем зависимость амплитуд E_2 и E'_2 от E_1 и E'_1 .

Имеем следующее равенство:

$$\mathbf{m} = E_1 \mathbf{e}_1 + E'_1 \mathbf{e}'_1 = E_2 \cdot \mathbf{e}_2 + E'_2 \mathbf{e}'_2. \quad (10)$$

Умножая последовательно (10) на единичные векторы $\mathbf{e}_2^*$ и $\mathbf{e}_2'^*$, получим следующие соотношения, пользуясь условиями ортогональности и нормировки:

$$\begin{aligned} E_2 &= (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2^*) \cdot E_1 + (\mathbf{e}'_1 \cdot \mathbf{e}_2^*) E'_1, \\ E'_2 &= (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2'^*) \cdot E_1 + (\mathbf{e}'_1 \cdot \mathbf{e}_2'^*) \cdot E'_1. \end{aligned} \quad (11)$$

§ 2. Перейдем теперь к рассмотрению характеристик частично поляризованного света. Пусть комплексный вектор $\mathbf{m}$ мгновенного колебания задан уравнением (2'), тогда параметры Стокса имеют вид [4]

$$I_1 = \overline{a^2}; \quad I'_1 = \overline{b^2}; \quad V = \overline{2 \cdot ab \cdot \sin \delta}; \quad U = \overline{2ab \cos \delta}. \quad (12)$$

В дальнейшем мы иногда будем называть параметры (12) обычными параметрами Стокса, для них характерно, что I_1 и I'_1 являются линейно поляризованными составляющими потока излучения.

Сопоставляя выражения (2') и (6) для комплексного вектора $\mathbf{m}$, легко показать, что (12) можно записать в следующем виде:

$$I_1 = \overline{E \cdot E^*}; \quad I'_1 = \overline{E' \cdot E'^*}; \quad V = -2 \overline{Im(E \cdot E'^*)}; \quad U = 2 \overline{Re(E E'^*)}. \quad (13)$$

Здесь символы Re и Im означают операцию взятия вещественной и мнимой части от выражения, стоящего за ними. Представление параметров Стокса в форме (13) имеет то преимущество перед (12), что оно сохраняет вид при разложении вектора $\mathbf{m}$ на любые ортогональные составляющие согласно (6). В этом случае параметры I_1 и I'_1 будут интенсивностями соответствующих составляющих общего потока

излучения. Параметры (13) называются обобщенными параметрами Стокса. С математической стороны обобщенные параметры являются линейной комбинацией обычных параметров Стокса [5].

Выведем зависимость между двумя системами обобщенных параметров Стокса для одного и того же излучения. Имеем две группы параметров Стокса I_1, I'_1, U_1, V_1 и I_2, I'_2, U_2, V_2 . Выражения (13) запишутся для этих двух групп параметров следующим образом:

$$\begin{aligned} I_1 &= \overline{E_1 \cdot E_1^*}; \quad I'_1 = \overline{E'_1 \cdot E_1^{*'}}, \quad V_1 = -2\operatorname{Im}(\overline{E_1 \cdot E_1^{*'}}); \quad U_1 = 2\operatorname{Re}(\overline{E_1 \cdot E_1^{*'}}); \\ I_2 &= \overline{E_2 \cdot E_2^*}; \quad I'_2 = \overline{E'_2 \cdot E_2^{*'}}, \quad V_2 = -2\operatorname{Im}(\overline{E_2 \cdot E_2^{*'}}); \quad U_2 = 2\operatorname{Re}(\overline{E_2 \cdot E_2^{*'}}). \end{aligned} \quad (14)$$

Выражения (14) и (11) дадут решение поставленной задачи. Предварительно запишем (11) в виде

$$\begin{aligned} E_2 &= a \cdot E_1 + b \cdot E'_1; \\ E'_2 &= c \cdot E_1 + d \cdot E'_1, \end{aligned}$$

где

$$a = e_1 e_2^*; \quad b = e'_1 \cdot e_2^*; \quad c = e_1 e_2^{*'}; \quad d = e'_1 \cdot e_2^{*'} \quad (15)$$

Входящие в выражения (15) единичные векторы можно в свою очередь записать, используя (2), (4), (5) следующим образом:

$$\begin{aligned} e_1 &= \cos \varphi_1 \cdot x_0 + \sin \varphi_1 \cdot e^{i\delta_1} \cdot y_0; \quad e_2 = \cos \varphi_2 \cdot x_0 + \sin \varphi_2 e^{i\delta_2} y_0; \\ e'_1 &= -\sin \varphi_1 \cdot e^{-i\delta_1} \cdot x_0 + \cos \varphi_1 \cdot y_0; \quad e'_2 = -\sin \varphi_2 \cdot e^{-i\delta_2} \cdot x_0 + \cos \varphi_2 \cdot y_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя выражения (16) в (15), будем иметь:

$$\begin{aligned} a &= \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 + \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 \cdot e^{i(\delta_1 - \delta_2)}; \\ b &= -\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 \cdot e^{-i\delta_1} + \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 \cdot e^{-i\delta_2}; \\ c &= -\cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 e^{+i\delta_2} + \sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 \cdot e^{+i\delta_1}; \\ d &= \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 \cdot e^{-i(\delta_1 - \delta_2)} + \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2. \end{aligned} \quad (17)$$

Очевидно, что справедливы соотношения

$$b = -c^*, \quad d = a^*.$$

Таким образом, выражения (11) принимают вид

$$\begin{aligned} E_2 &= a E_1 + b E'_1, \\ E'_2 &= -b^* E_1 + a^* E'_1. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставляя (18) в (14), после некоторых элементарных преобразований получим соотношения:

$$\begin{aligned} I_2 &= aa^* \cdot I_1 + bb^* \cdot I'_1 + \operatorname{Im}(ab^*) \cdot V_1 + \operatorname{Re}(ab^*) \cdot U_1; \\ I'_2 &= bb^* \cdot I_1 + aa^* \cdot I'_1 - \operatorname{Im}(ab^*) \cdot V_1 - \operatorname{Re}(ab^*) \cdot U_1; \\ V_2 &= 2\operatorname{Im}(ab) \cdot I_1 - 2\operatorname{Im}(ab) \cdot I'_1 + \operatorname{Re}(a^2 + b^2) \cdot V_1 + \operatorname{Im}(b^2 - a^2) \cdot U_1; \\ U_2 &= -2\operatorname{Re}(ab) \cdot I_1 + 2\operatorname{Re}(ab) \cdot I'_1 + \operatorname{Im}(a^2 + b^2) \cdot V_1 - \operatorname{Re}(b^2 - a^2) \cdot U_1. \end{aligned} \quad (19)$$

Запишем (19) в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} I_2 \\ I_2' \\ V_2 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} aa^* & bb^* & Im(ab^*) & Re(ab) \\ bb^* & aa^* & -Im(ab^*) & -Re(ab^*) \\ 2Im(ab) & -2Im(ab) & Re(a^2 + b^2) & Im(b^2 - a^2) \\ -2Re(ab) & 2Re(ab) & Im(a^2 + b^2) & -Re(b^2 - a^2) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_1' \\ V_1 \\ U_1 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Воспользуемся (20) для получения зависимости между параметрами Стокса, отнесенными к векторам e_1 и e_1' и векторам e_2 и e_2' . Пусть в частном случае $\varphi_1 = 0$, а $\delta_2 = \frac{\pi}{2}$, тогда

$$\begin{aligned} e_1 &= x_0, & e_2 &= \cos \varphi_2 x_0 + i \sin \varphi_2 y_0, \\ e_1' &= y_0, & e_2' &= i \sin \varphi_2 x_0 + \cos \varphi_2 y_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Пользуясь (21) и (15), получим

$$a = \cos \varphi_2, \quad b = -i \sin \varphi_2. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (20)

$$\begin{pmatrix} I_2 \\ I_2' \\ V_2 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi_2 & \sin^2 \varphi_2 & \frac{1}{2} \sin 2\varphi_2 & 0 \\ \sin^2 \varphi_2 & \cos^2 \varphi_2 & -\frac{1}{2} \sin 2\varphi_2 & 0 \\ -\sin 2\varphi_2 & \sin 2\varphi_2 & \cos 2\varphi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_1' \\ V_1 \\ U_1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

Для обратного перехода можно получить следующее уравнение:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_1' \\ V_1 \\ U_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi_2 & \sin^2 \varphi_2 & -\frac{1}{2} \sin 2\varphi_2 & 0 \\ \sin^2 \varphi_2 & \cos^2 \varphi_2 & \frac{1}{2} \sin 2\varphi_2 & 0 \\ \sin 2\varphi_2 & -\sin 2\varphi_2 & \cos 2\varphi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_2 \\ I_2' \\ V_2 \\ U_2 \end{pmatrix} \quad (24)$$

§ 3. Перейдем теперь к построению системы уравнений переноса излучения. Известно [6], что в магнитоактивных средах распространение плоских волн света можно свести к распространению двух так называемых нормальных составляющих потока, распространяющихся независимо. Выберем систему параметров Стокса, которые мы обозначим через I_+ , I_- , V_c , U_c , и назовем нормальными параметрами, таким образом, чтобы единичные векторы, к которым относятся эти параметры, равнялись единичным векторам нормальных потоков. В этом случае, как мы увидим в дальнейшем, уравнения переноса излучения будут иметь наиболее простой вид.

Ограничимся пока случаем, когда в выражении комплексного коэффициента преломления

$$n = n_0(1 - i\kappa)$$

всегда можно считать $n_0 = 1$ и $\kappa \ll 1$. Тогда параметры I_+ и I_- , введенные впервые Степановым [2,7], равны интенсивностям, поляризованным

взаимно ортогонально. Следовательно, выражения, определяющие коэффициенты поглощения и поляризации нормальных потоков, можно взять из работы [7]. Однако для удобства запишем их в том виде, в котором они даются в [3].

Для коэффициентов поглощения нормальных потоков будем иметь

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm} &= \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \cdot \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \pm \\ &\pm \sqrt{\frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma}; \end{aligned} \quad (25)$$

а поляризация определится следующим уравнением:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma}}{(k_l - k_r) \cdot \cos \gamma}. \quad (26)$$

Если мы выберем направления осей x и y параллельными соответственно векторам $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$, то (26) можно записать в векторной форме

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{\pm} &= M \cdot \left[\frac{1}{2} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma \pm \right. \\ &\left. + \sqrt{\frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma} \right] \mathbf{x}_0 - i \cdot M \cdot (k_l - k_r) \cos \gamma \cdot \mathbf{y}_0. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь $\mathbf{e}_{\pm}$ обозначают единичные векторы, соответствующие нормальным колебаниям, а M — нормирующий множитель.

Сравнивая выражения (9) и (27), мы видим, что $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ равны

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi &= M \cdot \left[\frac{1}{2} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma} \right], \\ \sin \varphi &= -M \cdot (k_l - k_r) \cos \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Рассмотрим распространение нормальных составляющих потока в среде. Обозначим через E_{0+} , E_{0-} комплексные амплитуды нормальных составляющих потока, входящего в поглощающую среду толщины Δz , а через E_{+} и E_{-} — соответственно величины, относящиеся к выходящему потоку; имеем

$$E_{\pm} = E_{0\pm} \cdot e^{i \frac{\omega}{c} [n_{\pm} (1 - i\kappa_{\pm})] \Delta z}. \quad (29)$$

Полагая $n_{\pm} = 1$ при Δz малом, получаем

$$E_{\pm} = E_{0\pm} \left(1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{\sigma_{\pm}}{2} \Delta z \right). \quad (30)$$

Здесь введено обозначение $\frac{\omega}{c} \kappa_{\pm} = \frac{1}{2} \sigma_{\pm}$.

Величина $\sigma_{\pm}$, очевидно, равна коэффициенту поглощения интенсивности нормальных потоков,

Параметры Стокса выходящего излучения в системе векторов e_+ и e_- можно записать:

$$\left. \begin{aligned} I_+ &= \overline{E_+ E_+^*} = I_{+0} + \Delta I_+; & I_- &= \overline{E_- E_-^*} = I_{-0} + \Delta I_-; \\ V_c &= -2Im(\overline{E_+ E_-^*}) = V_{c0} + \Delta V_c; & U_c &= 2Re(\overline{E_+ E_-^*}) = U_{c0} + \Delta U_c. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Подставляя сюда (30), получим:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -\sigma_+ I_+ \Delta z, \\ \Delta I_- &= -\sigma_- I_- \Delta z, \\ \Delta V_c &= -\frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) V_c \cdot \Delta z, \\ \Delta U_c &= -\frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) \cdot U_c \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Итак, мы получили параметры Стокса поглощенного излучения в системе поляризации, определяемой уравнениями (27). Если мы перейдем к обычным параметрам Стокса, отнесенным к линейным колебаниям, то должны получить результаты Уинно. Проведем этот переход, причем параметр ΔU_c исключим из рассмотрения, так как он тождественно равен соответствующему параметру ΔU у Уинно [1].

Будем пользоваться матричными операциями, так как выкладки в этом случае проще.

Запишем уравнение (32) в матричной форме:

$$\Delta \begin{vmatrix} I_+ \\ I_- \\ V_c \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_+ \\ I_- \\ V_c \end{vmatrix} \Delta z. \quad (33)$$

Чтобы перейти в уравнении (33) к обычным параметрам Стокса, нужно подставить в него (23),^в полагая, что $I_2 = I_+$, $I'_2 = I_-$, $V_2 = V_c$. Проведав эту операцию, получим

$$\begin{aligned} \Delta \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & -\frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & \frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin 2\varphi & -\sin 2\varphi \cos 2\varphi \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} \end{vmatrix} \times \\ &\times \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & \frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & -\frac{\sin 2\varphi}{2} \\ -\sin 2\varphi & \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} \cdot \Delta z. \end{aligned} \quad (34)$$

В формулу (25) введем обозначения:

$$a = \frac{1}{4}(2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma + \frac{1}{2}(k_l + k_r), \quad (35)$$

$$b = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{4}(2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma}.$$

Тогда очевидно, что

$$\begin{vmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} \end{vmatrix} = a \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} + b \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (36)$$

Подставляя выражение (36) в уравнение (34), получим:

$$\Delta \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} = \left\{ a \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} + b \cdot \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & -\frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & +\frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin 2\varphi & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{vmatrix} \right\} \times$$

$$\times \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \cdot \left\{ \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & \frac{\sin 2\varphi}{2} \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & -\frac{\sin 2\varphi}{2} \\ -\sin 2\varphi & \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{vmatrix} \right\} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} \cdot \Delta z.$$

Перемножение трех матриц в правой части уравнения дает

$$\Delta \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} = \left\{ a \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} + b \cdot \begin{vmatrix} \cos 2\varphi & 0 & \frac{1}{2} \sin 2\varphi \\ 0 & -\cos 2\varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \end{vmatrix} \right\} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} \cdot \Delta z. \quad (37)$$

Значение входящих в уравнение (37) величин $b \cos 2\varphi$ и $b \sin 2\varphi$ легко получить из (35) и (28):

$$b \sin 2\varphi = -\frac{1}{2} (k_l - k_r) \cos \gamma,$$

$$b \cos 2\varphi = \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma. \quad (38)$$

Подставляя выражения (38) и (35) в (37), получим

$$\Delta \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} k_p \sin^2 \gamma + & 0 & -\frac{1}{4} (k_l - k_r) \cos \gamma \\ +\frac{1}{2} (k_l + k_r) \cos^2 \gamma & & \\ 0 & \frac{1}{2} (k_l + k_r) & -\frac{1}{4} (k_l - k_r) \cos \gamma \\ -\frac{1}{2} (k_l - k_r) \cos \gamma & -\frac{1}{2} (k_l - k_r) \cos \gamma & \\ & & \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma + \\ & & + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V_1 \end{vmatrix} \cdot \Delta z. \quad (39)$$

При выводе уравнений (32) и (39) не было учтено влияние наличия непрерывного поглощения в среде. Учитывая его, приводим уравнения (32) и (39) к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -(k + \sigma_+) I_+ \cdot \Delta z; \\ \Delta I_- &= -(k + \sigma_-) I_- \cdot \Delta z; \\ \Delta U_c &= -\left(k + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) U_c \cdot \Delta z; \\ \Delta V_c &= -\left(k + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) V_c \cdot \Delta z \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_1 &= \left[k + k_p \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \cos^2 \gamma \right] \cdot I_1 \cdot \Delta z - \\ &\quad - \frac{1}{4} (k_l - k_r) \cos \gamma \cdot V \cdot \Delta z; \\ \Delta I_1' &= \left[k + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \right] \cdot I_1' \cdot \Delta z - \frac{1}{4} (k_l - k_r) \cos \gamma \cdot V \cdot \Delta z; \\ \Delta V_1 &= -\frac{1}{2} (k_l - k_r) \cos \gamma (I_1 + I_1') \cdot \Delta z + \\ &\quad + \left[k + \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \right] V \cdot \Delta z; \\ \Delta U_1 &= -\left[k + \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma + \frac{1}{2} (k_l + k_r) \right] U_1 \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Здесь k — коэффициент непрерывного поглощения. Сравнивая уравнения (41) с уравнениями Уинно для параметров Стокса поглощенного излучения, мы видим, что уравнения тождественны.

До сих пор мы рассматривали только поглощение на пути Δz светового луча. Если учесть также излучение, то получим уравнения переноса излучения, выраженные в параметрах Стокса. Предполагая наличие локального термодинамического равновесия и механизма истинного поглощения в линии, так как при термодинамическом равновесии имеем $I_+ = I_- = \frac{B(T)}{2}$, $U_c = V_c = 0$, на основании уравнений (40) получим следующие уравнения переноса излучения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -(k + \sigma_+) I_+ \Delta z + (k + \sigma_+) \frac{B(T)}{2} \Delta z; \\ \Delta I_- &= -(k + \sigma_-) I_- \Delta z + (k + \sigma_-) \frac{B(T)}{2} \Delta z; \\ \Delta U_c &= -\left(k + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) U_c \cdot \Delta z; \\ \Delta V_c &= -\left(k + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) V_c \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Здесь $B(T)$ — функция Планка.

Уравнения (42) полностью эквивалентны уравнениям Уинно, хотя мы и доказали эквивалентность только той части уравнений переноса, которая соответствует поглощенной энергии. Легко можно показать эквивалентность и второй части уравнений, содержащей члены, соответствующие излучению.

Сравнивая уравнения (42) с системой уравнений С, видим, что система С неполная; она, конечно, правильно дает значения I_+ и I_- , поскольку в уравнениях параметры разделены, но, не зная параметров V_c и U_c , нельзя найти составляющих при других разложениях поляризованного излучения. Система уравнений С будет полной только в том случае, когда параметры $V_c = U_c = 0$, т. е. когда падающее на поглощающий слой излучение имеет параметры $V_{c0} = U_{c0} = 0$; следовательно падающее излучение можно разложить на независимые потоки I_+ и I_- .

§ 4. При выводе уравнений (42) мы принимали, что в выражениях комплексного показателя преломления

$$n = n_0(1 - i\chi)$$

всегда $n_0 = 1$. Откажемся от этого условия, будем считать, что комплексный показатель преломления для нормальных волн равняется

$$n_{\pm} = n_{0\pm}(1 - i\chi_{\pm}).$$

Раскладывая (29) в ряд и ограничиваясь только первыми степенями относительно Δz , имеем

$$E_{\pm} = E_{0\pm} \cdot \left(1 - i \cdot \frac{\omega}{c} \cdot n_{0\pm} \cdot \Delta z - n_{0\pm} \cdot \chi_{\pm} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \Delta z\right). \quad (43)$$

Обозначим $\frac{\omega}{c} n_{0\pm} = \delta_{\pm}$, $n_{0\pm} \cdot \chi_{\pm} \cdot \frac{\omega}{c} = \frac{\sigma_{\pm}}{2}$, тогда (43) примет вид

$$E_{\pm} = E_{0\pm} \cdot \left(1 - i\delta_{\pm} \cdot \Delta z - \frac{\sigma_{\pm}}{2} \Delta z\right). \quad (44)$$

Подставляя (44) в (31), получим параметры Стокса поглощенного излучения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -\sigma_+ I_+ \Delta z; \\ \Delta I_- &= -\sigma_- I_- \Delta z; \\ \Delta V_c &= -\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} \cdot V_c \Delta z - (\delta_+ - \delta_-) U_c \cdot \Delta z; \\ \Delta U_c &= -\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} \cdot U_c \cdot \Delta z + (\delta_+ - \delta_-) V_c \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Аналогично предыдущему из выражений (45) можно получить систему уравнений переноса излучения в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -(k + \sigma_+) I_+ \cdot \Delta z + (k + \sigma_+) \cdot \frac{B(T)}{2} \cdot \Delta z; \\ \Delta I_- &= -(k + \sigma_-) I_- \cdot \Delta z + (k + \sigma_-) \cdot \frac{B(T)}{2} \cdot \Delta z; \\ \Delta V_c &= -\left[k + \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-)\right] V_c \cdot \Delta z - (\delta_+ - \delta_-) U_c \cdot \Delta z; \\ \Delta U_c &= -\left[k + \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-)\right] U_c \cdot \Delta z + (\delta_+ - \delta_-) V_c \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Заметим, что в уравнениях (46) значения коэффициентов поглощения σ_+ и σ_- и поляризации потоков I_+ и I_- уже не совпадают с аналогичными величинами в уравнениях (42). Для определения этих величин, а также

коэффициентов δ_+ и δ_- надо проделать выкладки, аналогичные проделанным в статье [7], исходя из общих выражений комплексного показателя преломления и поляризации нормальных волн, — формулы (13), (14) [7].

Заметим также, что в уравнениях (42) и (46) мы неявно предполагаем, что поляризация нормальных потоков сохраняется от точки к точке, иначе интеграция этих уравнений даст результат, лишенный физического смысла. Поляризации нормальных потоков, соответствующих уравнениям (42), определяются выражением (26) совместно с формулами (16), (17) работы [2]. Выишем эти формулы, определяющие атомные коэффициенты поглощения в нормальном обратном эффекте Зеемана с учетом доплеровского расширения линии и расширения вследствие затухания излучения и затухания вследствие соударений, учитывая, что в наших обозначениях величины s_1 , s_2 , s_0 равны соответственно k_l , k_r , k_p

$$k_{l,r} = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi \cdot m \cdot c \cdot \Delta v_D}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v_D}\right)^2}}{[v' - (v_{ik} \pm v_L)]^2 + \delta_{ik}^2} dv'; \quad (47)$$

$$k_p = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi \cdot m \cdot c \cdot \Delta v_D}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v_D}\right)^2}}{[v' - v_{ik}]^2 + \delta_{ik}^2} \cdot dv'. \quad (48)$$

Значения входящих в (47) и (48) параметров те же, что и в работе [2].

Из (26), (47), (48) видно, что поляризация нормальных потоков вдоль распространения луча остается постоянной, если остается постоянным вектор магнитной напряженности, а также температура и плотность. Возможно, что в реальных атмосферах влияние изменения плотности и температуры мало, но, прежде чем решать уравнения (42), необходимо оценить изменение поляризации нормальных потоков.

Из аналогичных соображений ясно, что применимость уравнений Уинно шире: требуется только постоянство направления вектора магнитной напряженности.

Если и это условие не осуществляется, то, прежде чем интегрировать уравнения (42) или систему У, а также (46), необходимо в этих уравнениях перейти к параметрам Стокса, относящимся к векторам, постоянным вдоль распространения луча. В результате будем иметь систему четырех нормальных линейных неоднородных уравнений с переменными коэффициентами.

В заключение хочу выразить благодарность В. Е. Степанову, А. Б. Северному и П. П. Доброправину за обсуждение данной работы.

26 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Уинно. Publ. Astr. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.
3. Д. П. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 277, 1961.
4. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.
5. Г. В. Розенберг. УФН, 56, 77, 1955.
6. М. Борн. Оптика. Харьков — Киев. Гостехиздат, 1937.
7. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.

ХРОМОСФЕРНАЯ ВСПЫШКА 22 АВГУСТА 1958 ГОДА И
СВЯЗАННЫЕ С НЕЙ РАДИО- И ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ*Б. М. Владимирский, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерышев,
И. Г. Моисеев, Ю. И. Нешпор, М. Б. Огирь, И. Н. Одинцова*

Представлен материал по наблюдениям вспышки 22 августа 1958 г., проведенным на Крымской астрофизической обсерватории на коронографе, радиотелескопах, ионосферной станции, на атмосфериках, геомагнитной станции, а также данные по космическим лучам (по наблюдениям ряда станций).

THE CHROMOSPHERIC FLARE OF AUGUST 22, 1958 AND CONNECTED RADIO AND GEOPHYSICAL EFFECTS, by *B. M. Vladimirsky, A. S. Dvoryashin, N. N. Eryuchev, I. G. Moysseyev, Y. I. Neshpor, M. B. Ogir and I. N. Odintsova.*—Observational data are given on the flare of August 22, 1958, obtained at the Crimean Astrophysical Observatory with the coronagraph, at the radio, ionospheric and geomagnetic stations, on atmospheric and also those on cosmic rays (observations of several stations).

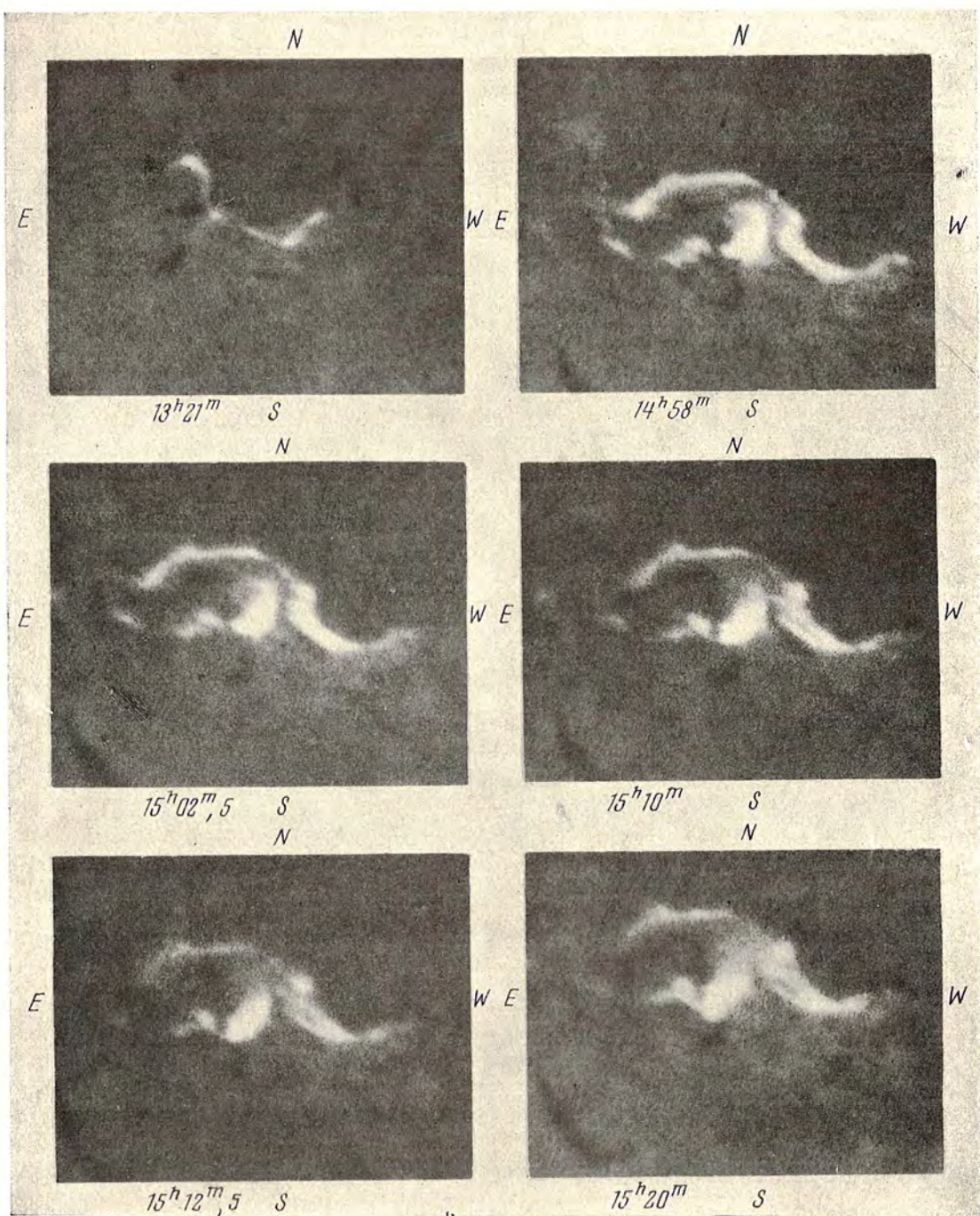
The solar flare of 22 August 1958 and corresponding geophysical effects obtained at radio telescope, ionospheric, magnetic and cosmic ray stations are examined.

§ 1. Изучение вспышки в оптическом и радиодиапазоне

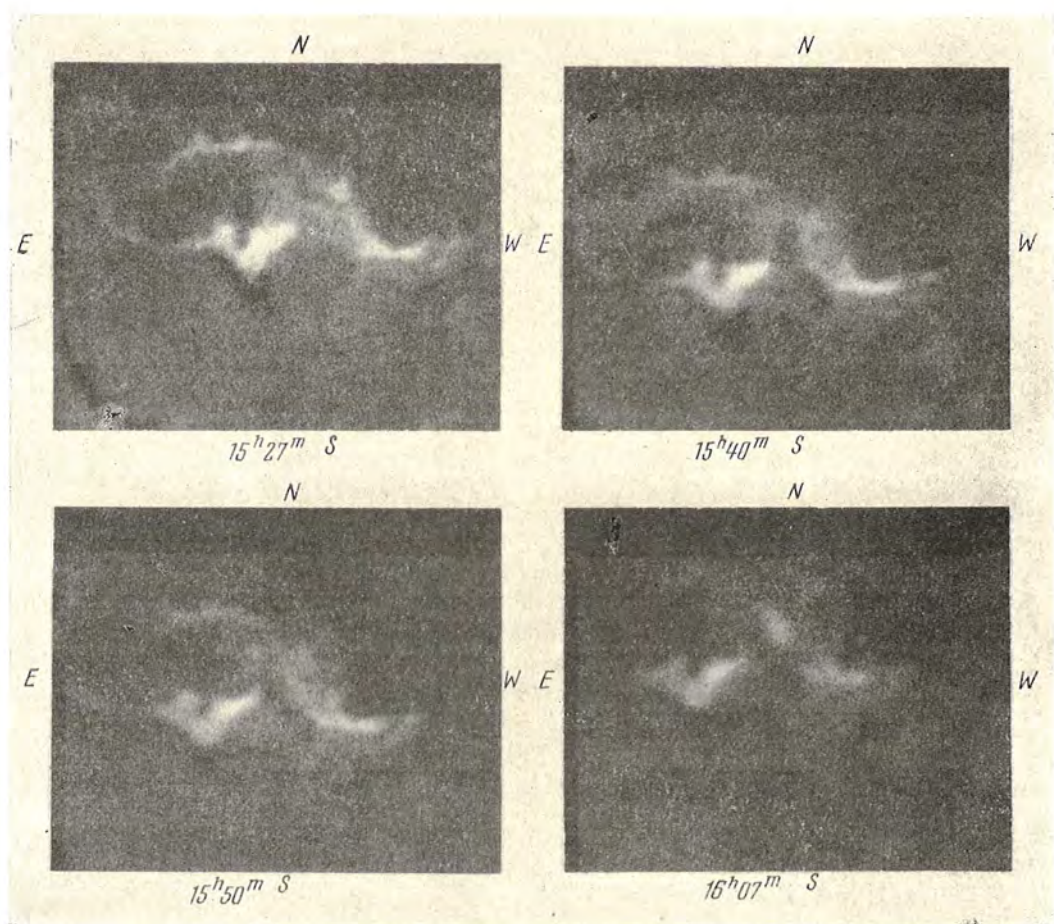
22 августа 1958 г. на Крымской астрофизической обсерватории была зарегистрирована большая хромосферная вспышка балла 3, координаты которой

$$\varphi = +18^{\circ}; \lambda = +13^{\circ}, L = 312^{\circ}.$$

Начало вспышки в свете H_{α} не захвачено, и кинорегистрация ее, осуществляемая с помощью внеатомного коронографа КГ-1, началась только с $14^{\text{h}}57^{\text{m}}$ мирового времени. По наблюдениям обсерватории в Оттаве она началась в $14^{\text{h}}17^{\text{m}}$, по данным обсерватории Мак-Мас — в $14^{\text{h}}28^{\text{m}}$. Вероятно, начало вспышки относится к моменту $14^{\text{h}}17^{\text{m}}$, как это следует из данных Оттавы, работы [1] и показания атмосфериков, по которым эффект начался в $14^{\text{h}}15^{\text{m}}$. Специально проведенное сопоставление моментов начала вспышек с началом эффектов на атмосфериках для 29 случаев показало, что в 14 случаях было точное совпадение этих моментов, в 6 случаях эффект начинался на 1—2 мин. раньше и в 9 случаях эффект на 1—2 мин. и больше отставал от начала вспышки. Отсюда следует, что момент $14^{\text{h}}17^{\text{m}}$ является более точным, чем $14^{\text{h}}28^{\text{m}}$.



Фиг. 1. Фотографии вспышки 22.VIII 1958 г. в последовательные моменты ее развития. Время мировое



Фиг. 1 (окончание)

Максимальной яркости вспышка достигла в 15^h02^m5 , конец не был зарегистрирован, так как закончилась она после захода Солнца. В 17^h17^m вспышка еще существовала (данные Оттавы).

Вспышка 22 августа возникла в сложной биполярной группе пятен, занимающей по долготе примерно 16° . Окружена флоккулами и волокнами. Как указано в работе [1], при прохождении данной активной области через видимый диск Солнца в ней произошло 24 вспышки балла 1, четыре вспышки балла 2 и три вспышки балла 3.

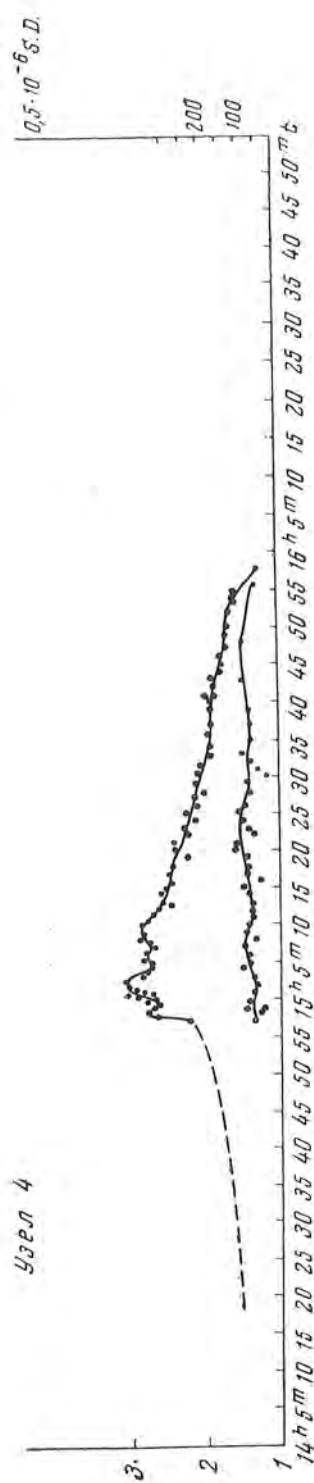
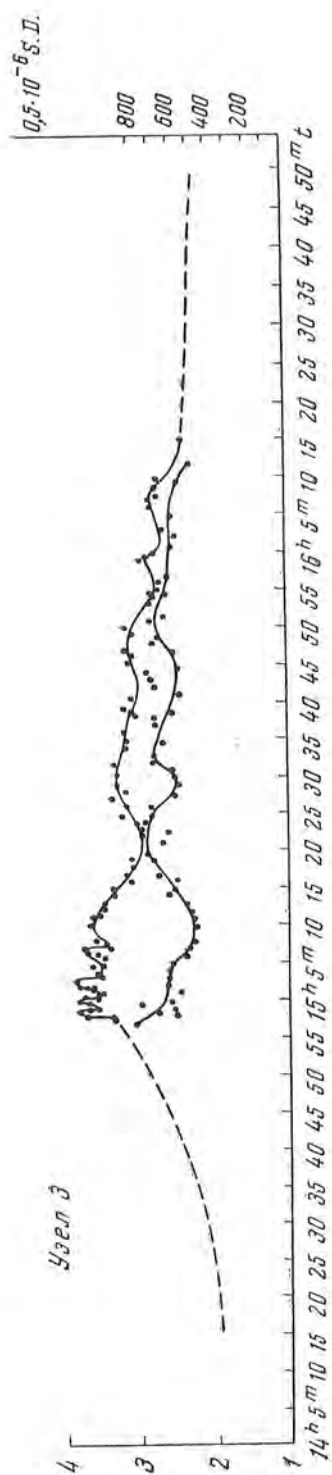
Большая вспышка 22 августа возникла на месте более слабого балла 1+ или 2 (13^h21^m , фиг. 1) сразу же после окончания последней. Очаги вспышки расположены вдоль большого волокна (фиг. 1 и 2), которое, как видно из [2], идет вдоль нейтральной линии магнитного поля. Картина магнитного поля в области данной вспышки приведена в работе [2], откуда видно, что после этой вспышки магнитное поле сильно упрощается.

По фильму, полученному на коронографе, были построены кривые развития четырех узлов вспышки в H_α , а также кривые их площадей. Из кривых видно, что в основном развитие вспышки происходило плавно, и только в узле 3 видны заметные колебания яркости и площади. Максимум яркости ясно выражен только в узле 2, в остальных узлах он имеет вид площадки с несколькими колебаниями. Яркость вспышки в максимуме в четыре раза превосходила яркость соседней невозмущенной области Солнца, из чего видно, что она не относится к числу очень ярких вспышек, которые в максимуме в 6—8 раз и больше превосходят яркость соседнего невозмущенного фона. Но площадь вспышки была очень большой: в максимуме яркости она равнялась примерно $14 \cdot 10^8 \text{ км}^2$ (примерно 10^{-3} площади солнечного диска).

Энергия, излученная вспышкой в свете H_α , была вычислена по методу, изложенному в [3]. Она оказалась равной примерно $9 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$, но эта оценка очень приблизительная из-за отсутствия полной кривой развития вспышки в H_α .

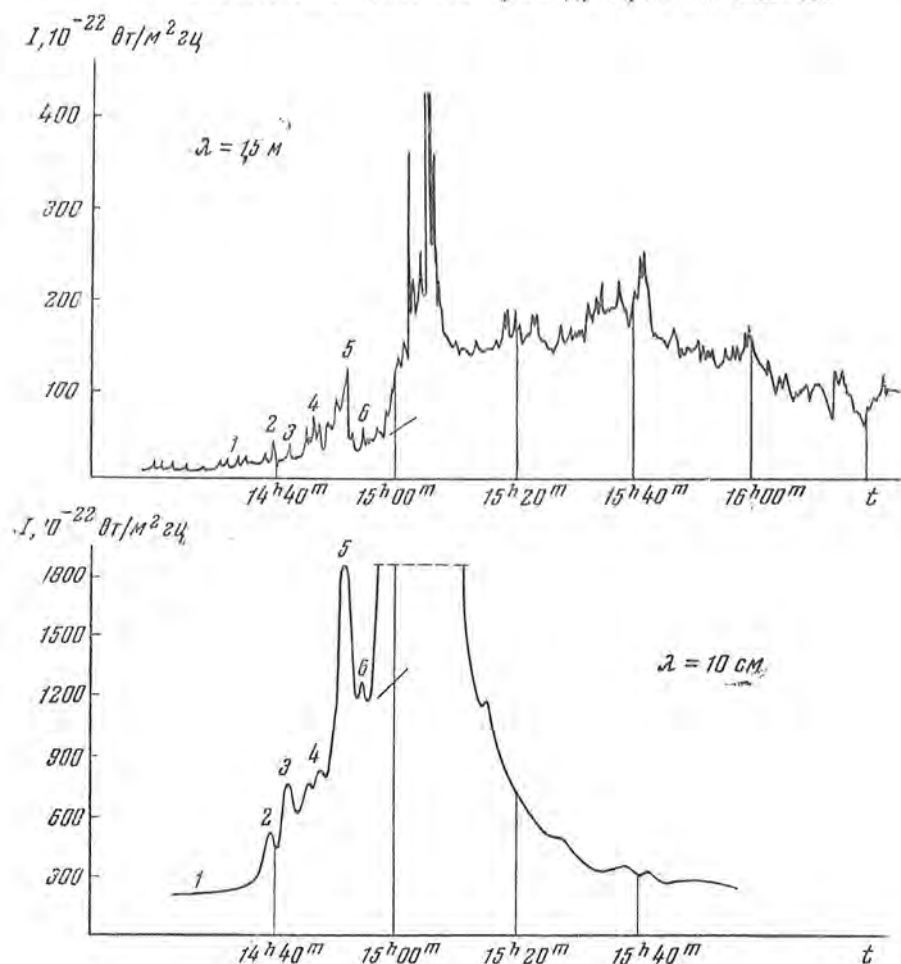
Регистрация радиоизлучения Солнца во время этой вспышки, осуществляемая на волнах 10 см и 1,5 м, позволила судить о величине энергии, излученной вспышкой в радиодиапазоне. Начиная с волны 3 см было излучено, вероятно, не менее 10^{24} эрг . Последнее следует из того, что величина электромагнитной энергии (без учета поглощения в короне), выделенной во время вспышки на волнах 10 см и 1,5 м, приблизительно равна $4 \cdot 10^{16} \text{ эрг/гц}$ и 10^{14} эрг/гц соответственно.

Событие в радиоизлучении, связанное со вспышкой, развивалось следующим образом. На волне 1,5 м (фиг. 3) в 14^h30^m появились кратковременные группы всплесков сравнительно небольшой интенсивности (1, 2, 3, 4, 5 и 6), но хорошо заметные на фоне шумовой бури, которая началась более чем за сутки до вспышки. На волне 10 см около 14^h30^m можно заметить некоторый подъем уровня радиоизлучения, а также ряд кратковременных всплесков (также обозначены на фиг. 3 цифрами 1, 2, 3, 4, 5 и 6), которые по времени соответствуют кратковременным группам всплесков на волне 1,5 м.



Фиг. 2. Кривые развития вспышки 22.VIII 1958 г. в линии H_{α} и кривые изменения ее площади. Зачерненные места на эскизе — узлы вспышки; заштрихованные — флоккулы; контуры с точкой — пятна; незаштрихованные контуры — волокна

Отсутствие заметного расхождения во времени появления соответствующих друг другу всплесков на волнах 10 см и 1,5 м (точность отсчета времени на лентах самописца $\pm 3^s$) показывает, что это, по-видимому, всплески III типа, отличающиеся быстрым дрейфом по частоте.



Фиг. 3. Запись развития вспышки на волнах 1,5 м и 10 см

Мощный всплеск радионизлучения на волне 10 см начинается в 14^h56^m и в максимуме превосходит уровень $2 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$. Начало быстрого возрастания интенсивности на волне 1,5 м можно отнести к 14^h58^m , в 15^h05^m интенсивность превосходит уровень $10^{-19} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$. Этот всплеск радионизлучения на волнах 10 см и 1,5 м, вероятно, можно отнести ко II типу, который характеризуется медленным дрейфом по частоте, крутым передним фронтом и большой интенсивностью.

Известно, что по времени запаздывания начала всплеска II типа на более длинных волнах по отношению к более коротким можно оценить скорость движения в короне агента, вызывающего такие всплески. Такая оценка, согласно работе [4], приводит для данного всплеска к величине скорости в 1300 км/сек.

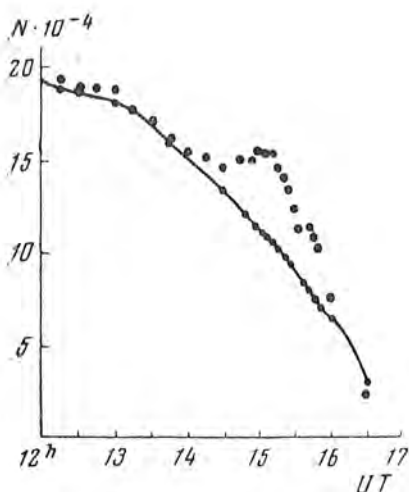
На волне 10 см к 15^h50^m интенсивность радиоизлучения, связанного со вспышкой, в основном спадает. На волне 1,5 м после некоторого спада начинается медленный подъем интенсивности после 15^h40^m. В 15^h41^m интенсивность доходит до уровня $2,5 \cdot 10^{-20}$ вт/м²гц и далее начинает медленно спадать до 17^h. Повышенное радиоизлучение на волне 1,5 м в период от 15^h40^m до 17^h имеет вид, характерный для всплесков IV типа.

Интенсивность шумовой бури (I тип всплесков) после вспышки резко увеличилась, и в течение следующего дня шумовая буря была в 1,5—2 раза интенсивнее, чем до вспышки. Таким образом, событие в радиоизлучении, связанное с рассматриваемой вспышкой, имеет сложную структуру с наличием I, II, III, IV типов всплесков, что является довольно редким событием. В оптическом спектре вспышка 22 августа отличается большой длительностью (больше 3 часов) и ясно выраженной многоузловой структурой.

§ 2. Ионосферные эффекты вспышки 22 августа 1958 года

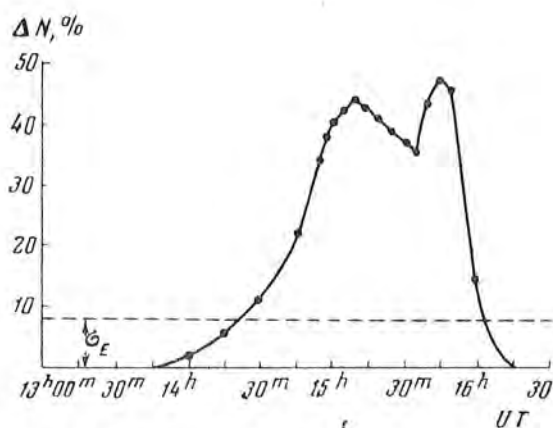
Во время вспышки 22 августа 1958 г. в Крымской астрофизической обсерватории проводились наблюдения на ионосферной станции [5] и на установке для непрерывной регистрации интегральной интенсивности атмосфериков на шести фиксированных частотах: 13, 22, 27, 32, 37 и 42 кГц. Результаты предварительного анализа полученных данных приводятся ниже.

Увеличение электронной концентрации в *E*-области. Для анализа поведения слоя *E* ионосферы во время вспышки было произведено сравнение высотно-частотных характеристик, полученных 22 августа 1958 г. и в дни до и после вспышки. По значению критических частот с помощью уравнения $N = 1,24 \cdot 10^4 f_0^2$ (Мгц) были вычислены максимальные концентрации в слое *E* во время вспышки и для контрольных дней. Кривые изменения электронной концентрации во время вспышки и за контрольные дни приведены на фиг. 4. За контрольные дни взяты 19, 20, 23, 25 августа. На фиг. 5 показано изменение во времени $\Delta N = N_{22} - N_0$, т. е. приращения электронной концентрации 22 августа по сравнению с контрольными днями. Здесь же построено среднее квадратичное отклонение по контрольным дням σ_E . Максимальные значения ΔN равны 45—47%, среднее квадратичное отклонение из средних по контрольным дням равно $\pm 8\%$. Из этого можно заключить, что 22 августа с 14^h30^m до 16^h00^m было необычное повышение электронной концентрации в *E*-слое. Так как наблюдения проводились через 15 мин., то мы не можем более точно определить начало эффекта. Относительное изменение электронной концентрации $\frac{N_{всп}(t)}{N_0(t)}$ во время вспышки показано на фиг. 6. Как видно из фиг. 6, наблюдаются два максимума $\frac{N_t}{N_0}$ в 15^h10^m и в 15^m45^m (начиная с 14^h55^m до 15^h50^m наблюдения проводились через каждые 5 мин.), которые по времени

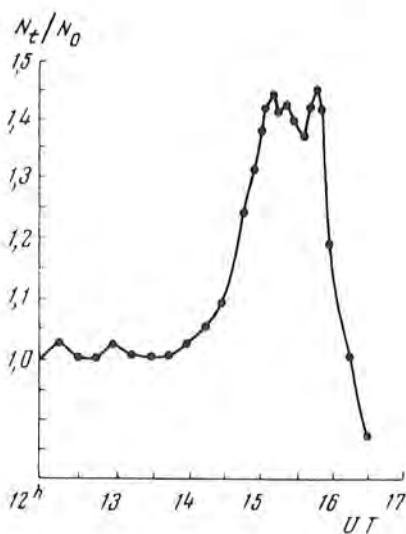


Фиг. 4. Изменение электронной концентрации во время вспышки 22.VIII 1958 г.

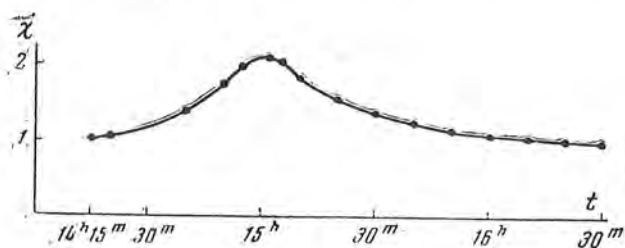
Сплошная кривая — усредненное значение по контрольным дням



Фиг. 5. Изменение ΔN для слоя E (σ_E — среднее квадратичное отклонение по контрольным дням)



Фиг. 6. Относительное изменение электронной концентрации для слоя E



Фиг. 7. Относительное изменение электронной плотности $\chi = N_t/N_0$ во время поперечного возмущения 22.VIII 1958 г.

довольно хорошо согласуются с ходом радиоизлучения на волне 1,5 м (см. фиг. 3).

По измерению электронной концентрации в области E была сделана попытка оценить энергию, вызывающую дополнительную ионизацию в E -области во время вспышки. При этом предполагалось, что вся энергия полностью поглощается в слое E и поток энергии у основания слоя очень мал.

Полное количество вновь образуемых электронов в столбе сечением в 1 см^2 в каком-либо ограниченном слое, скажем от $z = z_0$ до $z = z_m$ (где z — высота слоя), равно [6]

$$Q_m = \int_{z_0}^{z_m} I dz = \frac{S_m}{\mathcal{E}_i} \cos \chi \left(1 - \frac{S_0}{S_\infty}\right), \quad (1)$$

где S_0 и S_m соответственно равны значениям потока энергии на уровнях z_0 и z_m ; S_∞ — поток энергии, поступающей в атмосферу извне (при $z \rightarrow \infty$); χ — зенитное расстояние Солнца; $\mathcal{E}_i$ — потенциал ионизации.

Предполагая, что S_0 (поток энергии у основания слоя) очень мал и, следовательно, $\frac{S_0}{S_\infty} \rightarrow 0$, получим

$$Q = \frac{S_m}{\mathcal{E}_i} \cos \chi$$

или

$$\frac{S_m}{\mathcal{E}_i} = \frac{Q}{\cos \chi}. \quad (2)$$

Рассмотрим уравнение баланса ионизации

$$\frac{dN}{dt} = I - \alpha N^2.$$

Его можно записать следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \int_{z_0}^{z_m} N dz = \int_{z_0}^{z_m} I dz - \alpha \int_{z_0}^{z_m} N^2 dz. \quad (3)$$

Построив распределение электронной концентрации с истинной высотой в различные моменты времени и используя уравнение (3), определяем Q как во время вспышки, так и для невозмущенной ионосферы. Предварительные вычисления показали, что в момент максимума эффекта в E -слое

$$\frac{Q(t)_{\text{всп}}}{Q(t)_{\text{спок}}} = \frac{2 \cdot 10^8 \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{сек}}}{1,2 \cdot 10^8 \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{сек}}} = 1,6.$$

Подставляя соответствующие значения в уравнение (2), определим

$$S_m = 14,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}},$$

$$S_0 = 8,9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Количество дополнительной энергии, выделяющейся во время вспышки на 1 см^2 в 1 сек в момент максимума эффекта в E -слое, $\Delta S_t = 0,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$. Полная энергия жесткой радиации, воздействующая на слой E и вызывающая дополнительную ионизацию в нем, равна $S = 2\pi R^2 \int_{t_1}^{t_2} \Delta S_t dt$, где R — расстояние от Земли до Солнца.

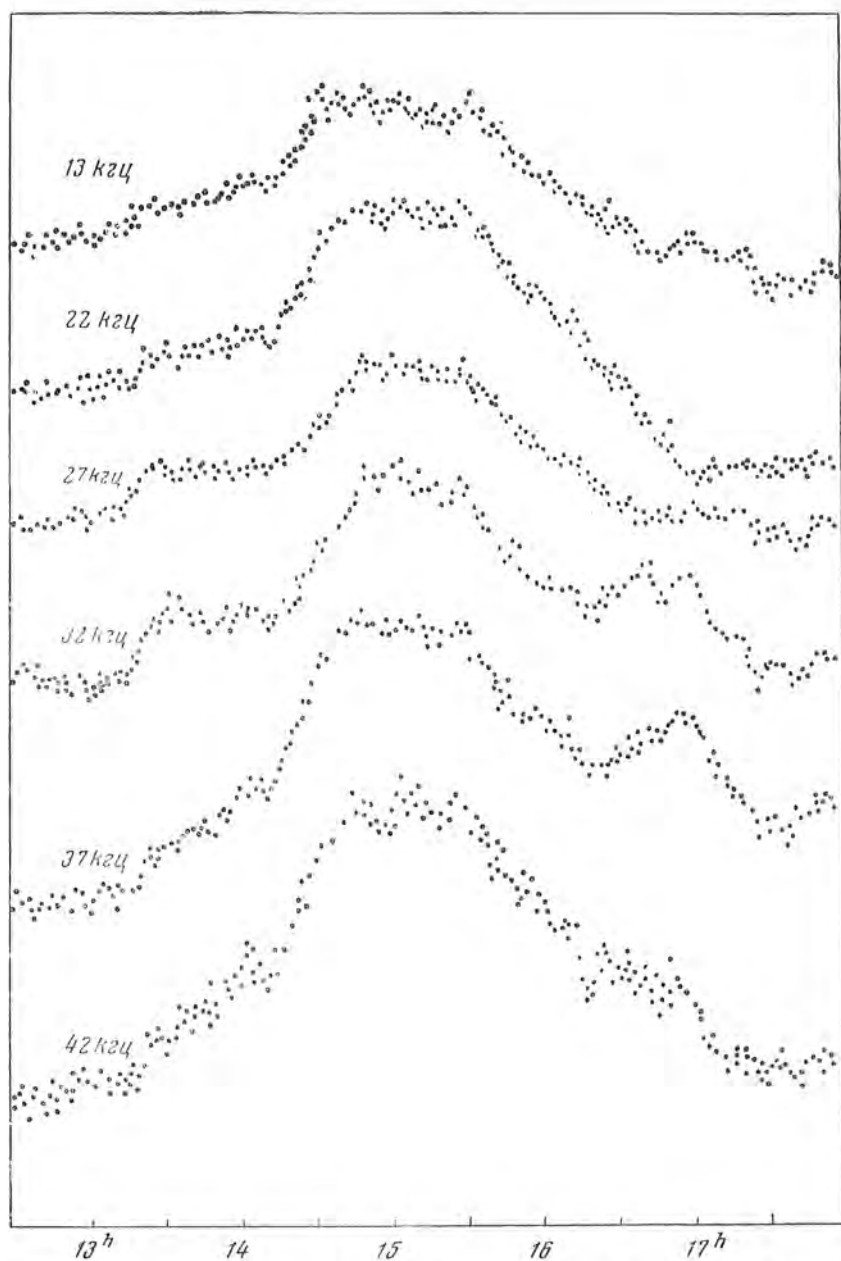
Принимая, что эффективная длительность воздействия ионизирующего излучения равна 1 часу, получим, что $S = 3 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$.

Поглощение в области D ионосферы. В период с $14^{\text{h}}15^{\text{m}}$ по $16^{\text{h}}30^{\text{m}}$ наблюдались аномалии в суточном ходе минимальных частот отражения. Возрастание $f_{\text{мин}}$ было зарегистрировано в $14^{\text{h}}23^{\text{m}} \pm 7^{\text{m}}$, максимальное значение — в $15^{\text{h}}00^{\text{m}} \pm 5^{\text{m}}$, закончилось возмущение в $16^{\text{h}}15^{\text{m}} \pm 15^{\text{m}}$.

На фиг. 7 построен временной ход относительного изменения электронной плотности, рассчитанный по $f_{\text{мин}}$ [6]. Как видно из фиг. 7, максимальное значение $\frac{N_t}{N_0}$ достигает 2,2. В связи с этим интересно отметить, что по данным измерений поглощения на обсерватории Ренсселер (Rensselaer, $\varphi = 42^\circ 47'$; $L = 73^\circ 27' W$) методом регистрации интенсивности космического радиоизлучения на частоте 18 Мгц относительное изменение электронной плотности в максимуме возмущения составляет ~ 7 [7, 8]. Такое несоответствие результатов измерений на двух станциях может быть объяснено различием оптических толщин для ионизирующего излучения (из-за различных зенитных расстояний Солнца). Этим, по-видимому, возможно также объяснить и увеличение электронной плотности и в области E ионосферы. Однако возрастание электронной концентрации в области E может быть вызвано и достаточно интенсивной длинноволновой радиацией вспышки. Поэтому окончательное решение можно будет принять после анализа большого экспериментального материала.

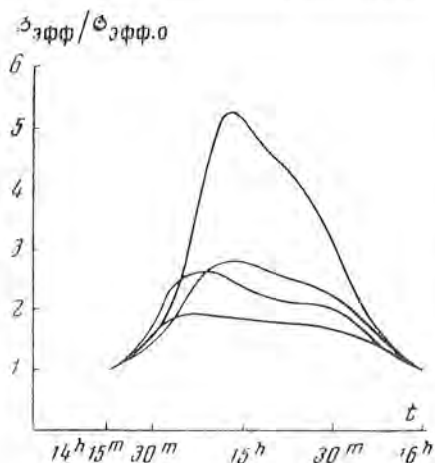
Изменение интенсивности атмосферных в. Записи интенсивности атмосферных в за период, охватывающий развитие вспышки, приведены на фиг. 8. Из нее видно, что во время вспышки наблюдается повышение интенсивности атмосферных в на всех шести частотах. Начало эффекта соответствует времени $14^{\text{h}}15^{\text{m}} \text{ UT}$. Общее развитие эффекта характеризуется относительно медленным возрастанием интенсивности и плоским максимумом, продолжительность которого для частоты 13 кгц достигает 60^{m} . Уменьшение интенсивности после максимума происходит в одно и то же время для всех частот. Момент конца эффекта соответствует времени между $16^{\text{h}}00^{\text{m}}$ — $16^{\text{h}}20^{\text{m}} \text{ UT}$.

Была произведена оценка относительного изменения эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф}} \sim \left(\frac{N}{v}\right)_{\text{эфф}}$ (N — электронная концентрация, v — частота соударений) для четырех частот. Оценка производилась по методу, приведенному в работе [9]. Заметим, что для определения относительного изменения $\sigma_{\text{эфф}}$ необходимо знать расстояние r до источника, которое было приближенно принято равным $r = 2000 \text{ км}$. Обработка записей проводилась для двух случаев: конец эффекта в $16^{\text{h}}00^{\text{m}}$ и $16^{\text{h}}20^{\text{m}}$. Результаты



Фиг. 8. Концы записей интенсивности атмосфериков на различных частотах во время вспышки 22.VIII 1958 г.

относительного изменения эффективной проводимости для первого случая приведены на фиг. 9. Из фиг. 9 следует, что вспышка 22 августа, как нам кажется, с точки зрения общего количественного воздействия на нижнюю ионосферу не отличается от обычных вспышек, сопровождающихся эффектами. Это замечание подтверждается результатами об относительном изменении электронной концентрации, полученными по f_{min} .



Фиг. 9. Относительное изменение эффективной проводимости ионосферы для четырех частот во время вспышки 22.VIII 1958 г.

Однако вспышка 22 августа имеет некоторые особенности. Во время этой вспышки наблюдается довольно заметное относительное изменение проводимости для частоты 13 mc . Значение $\frac{\sigma_{эфф}}{\sigma_{эфф.0}}$ достигает максимума

для разных частот в различное время. Для более низких частот после максимума наблюдается относительно плавное изменение $\sigma_{эфф}$. Результаты обработки для случая конца эффекта в 16^h20^m (здесь не приводим) дают совершенно плоский максимум для частот 13, 22 и 27 mc , продолжительность которого уменьшается с увеличением частоты. Для частоты 32 mc получается острый максимум. Явление продолжительного максимума на атмосфериках согласуется с данными

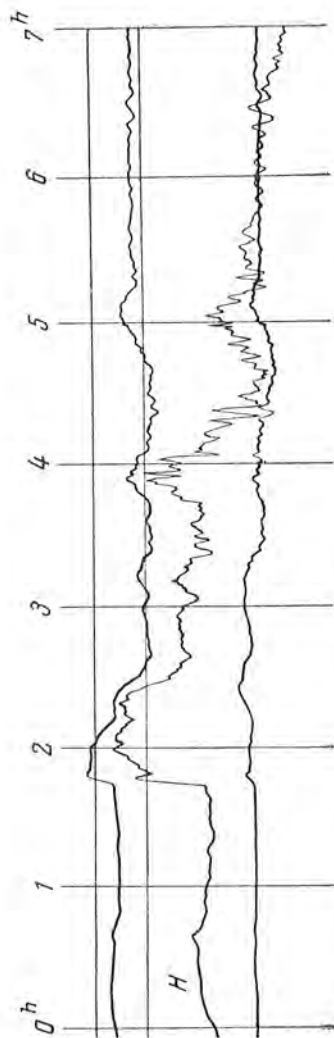
об относительном изменении электронной концентрации N в слое E ионосферы, наблюдаемого во время этой вспышки.

Если предположить, что в течение возмущения частота соударений ν существенно не меняется, то $\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{N}{N_0}$. Интересно отметить, что значение $\frac{N}{N_0}$ для слоя E ионосферы (для момента времени 15^h00^m) меньше значения $\frac{\sigma_{эфф}}{\sigma_{эфф.0}}$, соответствующего самой низкой частоте 13 mc . Это, возможно, связано с изменением относительной возмущенности ионосферы в зависимости от высоты.

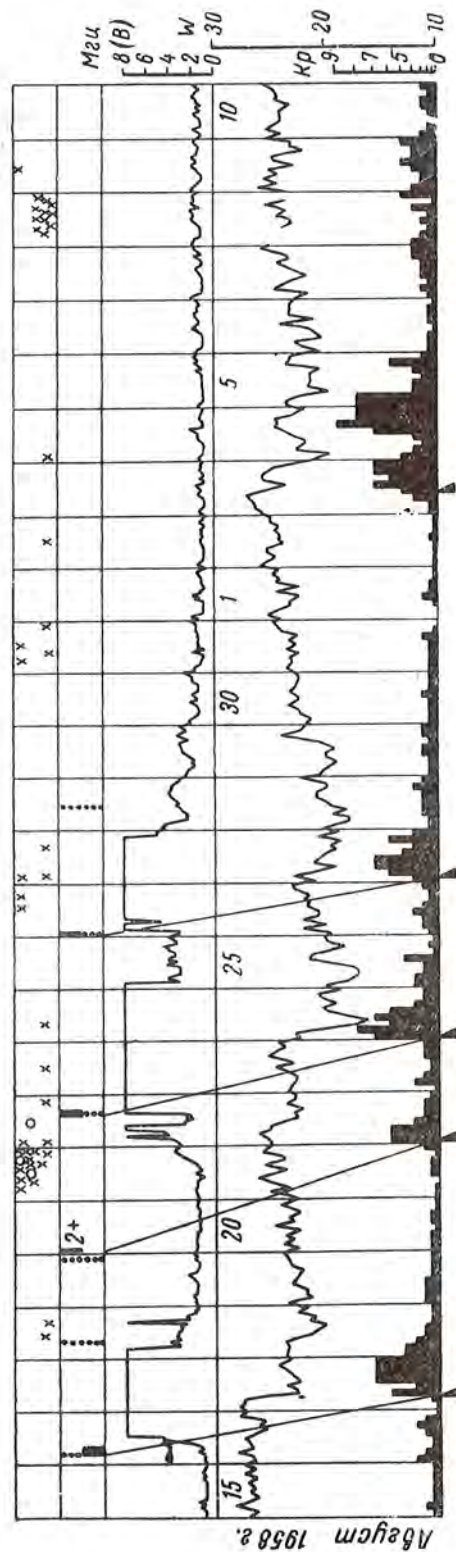
В связи с тем, что вспышка 22 августа сопровождается эффектом в слое E ионосферы и, кроме того, наблюдается эффект для широкого диапазона частот на атмосфериках, по-видимому, можно заключить, что она обладала относительно широким спектром активного излучения.

§ 3. Поглощение в полярной шапке и магнитная буря с SC

Магнитная буря с внезапным началом (SC), обусловленная взаимодействием плазмы, выброшенной во время вспышки, с магнитным полем Земли, началась 22 августа в 1^h40^m (фиг. 10). Средняя скорость движения плазмы, вычисленная по времени запаздывания магнитной бури относи-



Фиг. 10. Магнитная буря с високим началом 22.VIII 1958 г.



Фиг. 11. Солнечные, ионосферные, магнитные данные и вариация интенсивности космического излучения (нейтронная компонента, станция Resolute) за август 1958 г.

1-я строка — активная область на Солнце, крестики — вспышки баллов 3 и 3+; 2-я строка — хромосферные «спышки» (прямоугольники), уверенно отождествляемые с магнитными бурями, цепочка точек по вертикали соответствует всплеску радиоизлучения IV типа; 3-я строка — минимальные частоты отражения (f_{min}) и полное поглощение по станции; 4-я строка — возмущенность магнитного поля, оцениваемая K-индексом, и вариация интенсивности космического излучения, черным треугольником обозначено внезапное начало магнитной бури (SC)

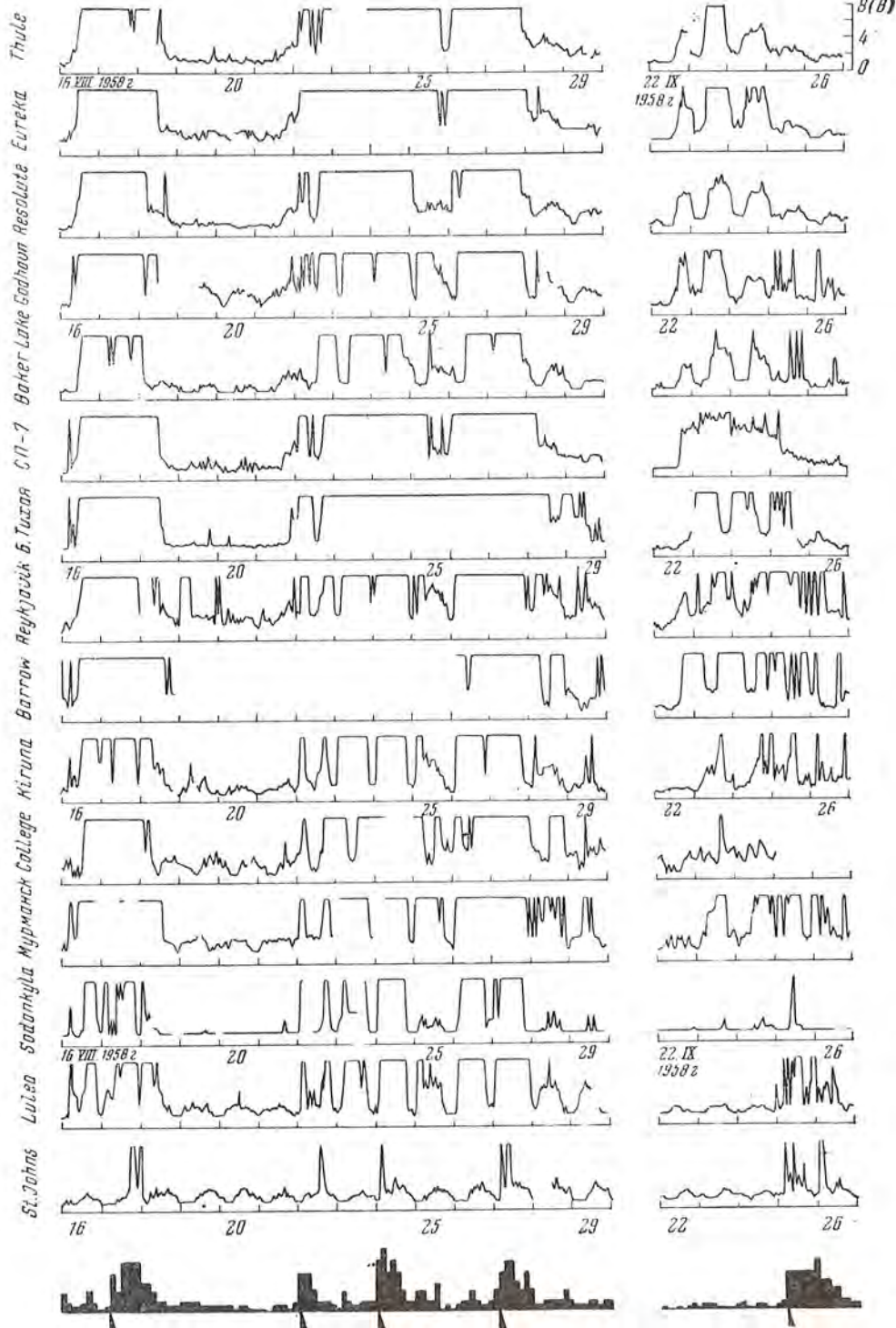
тельно вспышки, равна 1200 км/сек. Амплитуда SC в H -компоненте составляет 67γ, амплитуда главной фазы равна 170γ (на широте $\varphi = 41^\circ$). Интенсивность магнитной бури выше средней. Магнитное поле успокаивается примерно через сутки. Оцениваемая K -индексом возмущенность магнитного поля в течение бури, а также за интервал времени, включающий 1400 и 1404 обороты Солнца, приведена на фиг. 11, взятой из [10]. На фиг. 11 нанесены в гелиографических координатах хромосферные вспышки баллом 2 и выше, зарегистрированные в активной области, проходившей через центральный меридиан Солнца 22 августа 1958 г. (фиг. 11, первая строка). Возникшие в данной активной области вспышки (вторая строка), уверенно отождествляемые с соответствующими магнитными бурями, соединены наклонными линиями с SC магнитных бурь.

Развитие вспышки 22 августа 1958 г. сопровождалось генерацией значительного числа высокоэнергичных протонов, наблюдаемых на спутнике «Эксплорер IV» [11, 12] и на баллонах [13, 14]. Внедрение протонов с энергией $\sim 10\text{--}100$ Мэв в полярную шапку и зону полярных сияний вызвало увеличение электронной плотности и, следовательно, возрастание минимальных частот отражения f_{min} (и полное поглощение в ионосфере, фиг. 11, 3 строка), зарегистрированных на ионосферных станциях, распределенных в широком интервале долгот и широт [10, 11].

Осаждение высокоэнергичных протонов в полярной шапке начинается задолго до SC магнитной бури, продолжается в течение всей магнитной бури, и по ряду ионосферных станций полное поглощение зарегистрировано с 21 по 29 августа. Из фиг. 12 можно видеть, что 25 августа на некоторых станциях ионосфера возвращается к спокойному состоянию, что обусловлено уменьшением потока высокоэнергичных протонов. Следовательно, осаждение в высокие геомагнитные широты протонов, генерация которых связана с развитием вспышки 22 августа, происходило в течение 3—4 дней после вспышки. Поглощение в высоких широтах 26—27 и 28 августа обусловлено вспышкой, возникшей 26 августа в $0^{\text{h}}05^{\text{m}}$ с координатами $N\ 20^\circ$, $W\ 54^\circ$.

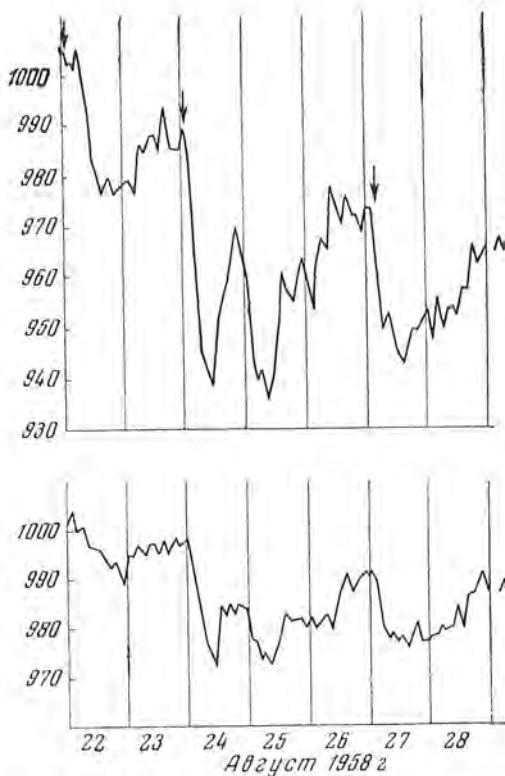
Таким образом, три вспышки — 20, 22 и 26 августа 1958 г., возникшие в одной и той же активной области, являются причиной трех магнитных бурь с SC и длительного поглощения в ионосфере в высоких геомагнитных широтах.

Как показано в [10], анализ солнечных и геофизических явлений за 1957—1959 гг. привел к заключению, что прохождение солнечной плазмы, вызывающей SC бурю на Земле, существенно изменяет геометрию межпланетного магнитного поля. Тот факт, что после прохождения плазмы за орбиту Земли время запаздывания в приходе высокоэнергичных протонов от Солнца становится малым, указывает, что прохождение плазмы через межпланетное пространство создает приблизительно радиальное межпланетное магнитное поле, в которое инжектируются высокоэнергичные протоны. Это новое поле не может быть создано только за счет деформации существующего межпланетного поля. Быстрое осаждение протонов в полярную шапку после прохождения плазмы за орбиту Земли



Фиг. 12. Минимальные частоты отражения $f_{\min}$ и полное поглощение в высоких геомагнитных широтах 16—29. VIII 1958 г.

Слева — название станций; внизу — возмущенность магнитного поля, оцениваемая K-индексом



Фиг. 13. Изменение глобальной интенсивности космических лучей галактического происхождения 22—28.VIII 1958 г.

N — нейтронные мониторы; M — мезонные телескопы; стрелками указаны моменты внезапных начал (SSC) магнитных бурь

указывает, что вновь созданное магнитное поле образовано в результате увеличения локального магнитного поля активной области движением выброшенной плазмы. Следует отметить также, что после прохождения плазмы, выброшенной из активной области во время вспышки, наблюдается уменьшение времени запаздывания магнитных бурь с SC, начавшихся 24 и 27 августа 1958 г.

§ 4. Вспышка 22 августа 1958 года и космические лучи

Корпускулярный поток от вспышки 22 августа 1958 г. привел к резкому спаду интенсивности космических лучей галактического происхождения (эффект Форбуша). Анализ данных глобальной интенсивности (подробности относительно выбора станций и т. д. см. в [15]) показывает, что спад, происшедший на фоне уже пониженной интенсивности от Форбуш-эффектов 17 и 22 августа, начался в 1^h мирового времени 22 августа одновременно с началом магнитной бури. Абсолютный минимум интенсивности был достигнут (Фиг. 13) около 7^h09^m25 августа. Амплитуда понижения интенсивности для пуклонной компоненты (по данным нейтронных мониторов) составила 4,7%; для жесткой (мезонные телескопы) — 2,0%. Жесткость спектра вариаций (отношение амплитуд в пуклонной компоненте и мезонной компоненте), вычисленная методом корреляций, равна 2,1. Такая величина отношения амплитуд типична для эффектов Форбуша, наблюдавшихся в период МГТ.

Восстановление интенсивности после минимума 25 августа, происшедшее для мезонного и пуклонного компонентов со скоростями соответственно 0,03% час⁻¹ и 0,04% час⁻¹, было прервано новым спадом типа Форбуша в 3^h 27 августа. Вспышка 22 августа является выдающейся в том отношении, что она входит в группу из 10 вспышек, давших эффект более 4,5% (в нейтронном мониторе). Как широко известно, частицы, ускоренные в период развития этой вспышки и наблюдавшиеся на баллонах и по поглощению космических радиосумов, наземной аппаратурой не обнаружены. Ввиду того, что ни временной ход интенсивности, ни прост-

ранственное распределение частиц не известны, оценку энергии, содержащейся в ускоренных протонах, можно сделать лишь по порядку величины. Пользуясь данными, приведенными в [14, 16, 17], можно оценить эту энергию в $4 \cdot 10^{30}$ эрг.

Авторы выражают благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за участие в обсуждении работы.

Декабрь 1960 г.

Литература

1. A. Boischota, J. W. Warwick. J. Geophys. Res., 64, № 6, 1959.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 1960.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 1952.
4. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 1960.
5. Н. А. Савич и А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 219, 1957.
6. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн., Гостехиздат, 1953, стр. 551—553.
7. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 1960.
8. Publications Rensselaer observatory № 2, 1958.
9. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 129, 1960.
10. А. С. Дворяшин, Л. С. Левцкий, А. К. Паникратов. Астр. ж., 38, № 3, 1961; наст. том, стр. 90.
11. P. Rothwell, C. McIlwain. Nature, 184, № 4681, 1959.
12. P. Rothwell, C. McIlwain. Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conference, 3, 1960.
13. K. A. Anderson. Phys. Rev. Letters, 1, 335—337, 1958.
14. K. A. Anderson, R. Arnoldy, R. Hoffman, K. A. Peterson. J. Geophys. Res., 64, № 9, 1959.
15. А. А. Степанин. Наст. том, стр. 136.
16. I. R. Winckler. J. Geophys. Res., 65, 1331, 1960.
17. P. Rothwell, C. McIlwain. Nature, 184, 138, 1959.

ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ И КОРПУСКУЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА В ОБЛАСТЯХ МАЛЫХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ¹

А. С. Дворшин, Л. С. Левицкий, А. К. Папкратов

Исследуется взаимосвязь поглощения в высоких геомагнитных широтах и возмущенности магнитного поля за период 1957—1959 гг. в связи с процессами в активных областях на Солнце. Из анализа экспериментальных данных сделаны выводы о генерации на Солнце во время развития хромосферных вспышек высокоэнергичных протонов (10—100 Мэв) и выбросе их из областей хромосферных вспышек одновременно с облаками плазмы, вызывающими магнитные бури на Земле.

Из большого времени запаздывания в прибытии протонов (10—100 Мэв) и длительности и изотропности осадки протонов в полярную шапку сделаны выводы о существовании межпланетных магнитных полей. Их источник — локальные магнитные поля активных областей, увлекаемые движением плазмы.

Это заключение подтверждается тем фактом, что наблюдается быстрое прибытие протонов от вспышек, если ранее возникшая в данной области вспышка вызвала магнитную бурю. Это значит, что протоны инжектированы в приблизительно радиальное магнитное поле, образованное при увлечении локального магнитного поля активных областей движением выброшенной ранее плазмы. Ряд длительных поглощений в полярной шапке за период 1957—1959 гг. объясняется инжекцией в такое поле высокоэнергичных протонов, генерированных во вспышках, возникающих в данной активной области при ее прохождении по диску.

Увлекаемое магнитное поле, сдерживая диффузию генерированных протонов по всей солнечной системе, вместе с тем вызывает более глубокий и резкий спад Форбуша с длительным восстановлением.

Так как магнитное поле остается связанным с Солнцем, оно несколько закручено его вращением уже на расстоянии одной астрономической единицы. Этот вывод подтверждается различием во времени запаздывания в приходе высокоэнергичных протонов, инжектированных вспышками, возникающими на западной или восточной полусфере Солнца.

Из сравнения поглощения в полярной шапке, зоне полярных сияний и более низких геомагнитных широтах при различном состоянии магнитного поля установлено:

1. Осаждение протонов (10—100 Мэв) в высокие широты может происходить до SC магнитной бури, во время бури и после ее окончания.

2. С началом магнитной бури область поглощения распространяется из полярной шапки, захватывая зону полярных сияний и более низкие широты.

¹ Работа была доложена на Совещании по вариациям космических лучей в ИЗМИРАНе (Москва) и на пленуме Комиссии по исследованию Солнца (Киев) в мае 1960 г. Она обсуждалась также на семинаре по магнитной гидродинамике в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в июле 1960 г.

3. Далеко не каждая магнитная буря сопровождается поглощением в полярной шапке.

4. Вспышки, с развитием которых связана генерация большого числа протонов (10—100 Мэв), вызывает магнитные бури с меньшим временем запаздывания.

5. Сила магнитной бури слабо связана с числом осаждающихся протонов (10—100 Мэв).

6. Интенсивность магнитной бури зависит от координат вспышки, которая вызвала бурю.

CHROMOSPHERIC FLARES AND CORPUSCULAR SOLAR EMISSION IN THE REGION OF LOW AND HIGH ENERGIES, by *A. S. Dvoryashin, L. S. Levitsky, A. K. Pankratov*.— The interrelation between absorption in the ionosphere in high geomagnetic latitudes and the disturbance of the magnetic field during 1957—1959 is studied in connection with processes in active regions on the sun. From an analysis of experimental data conclusions are made on the generation of high energy particles (10—100 Mev) by the sun during the development of chromospheric flares and their ejection from chromospheric flare regions simultaneously with plasma clouds, responsible for magnetic storms on the earth.

From the large delay-time in the arrival of the protons (10—100 Mev) and the long and isotropic precipitation of protons in the polar cap, it is concluded that there exist interplanetary magnetic fields, their source being local fields of active regions carried away by moving plasma.

This conclusion is confirmed by the fact that a rapid arrival of protons from flares is observed if the flare previously originating in this region was responsible for a magnetic storm. This means that the protons are injected in an approximately radial magnetic field, formed by the moving of the local magnetic field of the active region due to the motion of previously ejected plasma. Several prolonged absorptions in the polar cap during 1957—1959 are explained by the injection of high-energy particles into such a field, these protons being generated in flares which originate in the given active region during its passage across the disk.

The carried magnetic field, which hinders the diffusion of generated protons in all the solar system, also causes the deeper and sharper Forbush decrease with a prolonged recovery.

As the magnetic field remains connected with the sun, it is twisted somewhat by its rotation already at a distance of 1 a. u. This conclusion is confirmed by the delay-time in the arrival of high-energy protons, injected by flares, originating in the eastern or western solar hemispheres.

From a comparison of absorption in the polar cap, the auroral zone and lower geomagnetic latitudes, for different phases of the magnetic storm it is found that:

1. The protons (10—100 Mev) can precipitate in high latitudes before the SC of a magnetic storm, during a magnetic storm and after its termination.

2. With the onset of a magnetic storm the absorption region spreads from the polar cap invading the auroral zone and lower latitudes.

3. The polar cap absorption is not connected with each magnetic storm.

4. Flares, the development of which is connected with the generation of a large number of protons (10—100 Mev), are responsible for magnetic storms with a smaller delay-time.

5. The strength of the magnetic storm is only slightly connected with the number of impinging protons (10—100 Mev).

6. The intensity of the magnetic storm depends on the coordinates of the flare responsible for the storm.

Введение

Комплексное исследование солнечной активности и ее земных проявлений, выполненное на мировой сети солнечных обсерваторий и геофизических станций за период МГГ — МГС, дало огромный экспериментальный материал, анализ которого существенно увеличивает наши возмож-

ности в объяснении взаимосвязи солнечных и земных явлений. Повседневное наблюдение Солнца в оптическом спектре и радиодиапазоне значительно восполнило тот пробел в солнечных данных, который постоянно ощущался при сопоставлении солнечных и геофизических явлений. Значительное расширение сети геофизических станций, особенно в высоких геомагнитных широтах, регистрирующих вариации магнитного поля, состояние ионосферы и свечение полярных сияний, позволило обнаружить ряд явлений, связанных с процессами в активных областях на Солнце, которые до последнего времени принято было относить к числу исключительно редких. К ним относятся внезапное увеличение потока высокоэнергичных протонов ($10-100$ Мэв) после появления мощных хромосферных вспышек на Солнце, сопровождающихся всплесками радиоизлучения IV типа.

Исследование закономерностей осаждения протонов в высокие геомагнитные широты крайне важно, поскольку полученные результаты повлекут за собой определенные заключения о свойствах среды в межпланетном пространстве — напряженности и геометрии магнитных полей и плотности плазмы. Совместное рассмотрение солнечных и геофизических данных (хромосферные вспышки, всплески радиоизлучения IV типа на сантиметровых и метровых волнах, поглощение в ионосфере, K -индекс и эффекты Форбуша в интенсивности космических лучей) позволит сформулировать ряд определенных требований, которым должна удовлетворять модель межпланетного магнитного поля. Распространяющиеся в межпланетном пространстве высокоэнергичные протоны, генерация которых связана с развитием хромосферных вспышек на Солнце, являются при этом зондами для исследования межпланетной среды, определения геометрии и напряженности магнитных полей.

Впервые прибытие высокоэнергичных протонов на Землю наблюдалось в связи с хромосферной вспышкой 23 февраля 1956 г., когда внезапное возрастание интенсивности космического излучения было зарегистрировано сначала наземными станциями (≥ 10 Бэв), причем этот начальный поток был ограничен углом шириной 40° , с осью приблизительно по линии Солнце — Земля. С течением времени избыток радиации с возрастающей долей малоэнергичных частиц (≤ 2 Бэв) становился все более изотропным, осаждаясь, по-видимому, со всех направлений в солнечной системе в течение 15 час. после вспышки [1].

Возможный механизм ускорения солнечных протонов до релятивистских энергий обсуждался в [2—6]. Наблюдавшееся в течение трех дней после вспышки 23 февраля 1956 г. поглощение в высоких широтах [7—10] было объяснено как результат непрерывной бомбардировки ионосферы заряженными частицами с энергией, соответствующей проникновению в атмосферу на глубину 50 км, или с энергией ~ 100 Мэв. Подчеркивалось, однако, что вспышка 23 февраля 1956 г. была исключительным явлением, поскольку генерация и выброс космических лучей малых энергий ($10-100$ Мэв) происходили одновременно с инжекцией солнечных космических лучей релятивистских энергий [8, 9]. Между тем, последующие исследования ионосферы в высоких геомагнитных широ-

тах обнаружили еще ряд случаев появления аномальной ионизации в D -области ионосферы [41—43] через несколько часов после мощных хромосферных вспышек. Ракетные исследования показали присутствие аномально высокой электронной плотности во всей нижней ионосфере [44] именно в тот период, когда наблюдалось поглощение. Подробный список поглощения в полярной шапке, полученный из анализа интенсивности космических шумов, дан в [45]. Предполагалось, что дополнительная ионизация вызвана внедрением в ионосферу в высоких широтах до высот области D солнечных протонов с энергией ~ 10 — 100 Мэв, инжектированных во время вспышки. Измерения, проведенные с помощью спутников [46—47] и на баллонах [48—22], дали уверенное доказательство, что прибытие солнечных протонов с энергией ~ 10 — 100 Мэв действительно происходит через несколько часов после мощных хромосферных вспышек.

Так, Андерсоном [48] на высоте, соответствующей давлению 10 э/см², с помощью ионизационной камеры и телескопа из счетчиков Гейгера-Мюллера было зарегистрировано десятикратное увеличение интенсивности космических лучей с энергией ~ 170 Мэв после хромосферной вспышки балла 3, возникшей в 14^h28^m 22 августа 1958 г. Во время измерений в стратосфере над Мурманском (геомагнитная широта $\Phi = 64^\circ$), с помощью радиозонда, поднимаемого в стратосферу на шарах-зондах [49], зарегистрированы возрастания интенсивности космических лучей малых энергий (100—120 Мэв) после мощных хромосферных вспышек 7 июля 1958 г. [20], 10 и 11 мая 1959 г. [21], в июле 1959 г. [22]. Согласно измерениям, проведенным 12 мая [23, 24], в стратосфере на широте Миннеаполиса зарегистрировано при помощи фотопластинок большое число протонов с энергиями 110—120 Мэв.

Однако измерения в стратосфере с баллонами, являясь непосредственно прямым методом обнаружения потоков частиц высоких энергий от Солнца, вместе с тем обладают тем недостатком, что ограниченность измерения во времени не позволяет определить первый момент прихода частиц, а также изменения интенсивности потока частиц в связи с возмущенностью магнитного поля.

Наблюдения за состоянием ионосферы в высоких геомагнитных широтах на широкой сети ионосферных станций, значительно увеличенной на период МГГ — МГС, являются еще одним способом регистрации эффектов, после исследования которых можно сделать заключение о приходе космических лучей малых энергий от Солнца, причем непрерывное зондирование ионосферы на ионосферных станциях, распределенных в широком интервале долгот и широт, позволяет по исследованию ионосферных данных изучить вопрос о том, происходило ли осаждение высокоэнергичных протонов в высокие широты до начала магнитной бури, во время бури или осаждение протонов продолжалось и после окончания ее.

Внедрение солнечных протонов с энергией ~ 10 — 100 Мэв в ионосферу до высот 50 км вызывает увеличение ионизации, что влечет за собой возрастание минимальных частот отражения и иногда полное поглощение.

Вариация $f_{\text{мин}}$ со временем, характеризующая вариацию электронной плотности в ионосфере, является вместе с тем индексом, характеризующим интенсивность внедрения жестких корпускул в ионосферу до высот D -области в высоких геомагнитных широтах. При этом следует иметь в виду, что обнаруженные с помощью спутников и ракет [25—39] корпускулы в радиационном поясе, для которых магнитное поле обеспечивает так называемую магнитную ловушку [40—42], во время магнитной бури «ссынаются» в атмосферу [43—45], являясь причиной полярных сияний и увеличения ионизации ионосферы, в том числе в области D [46—49]. Учитывая геометрию внешнего радиационного пояса, можно предположить, что ионосферные эффекты, вызванные «вытряхиванием» во время магнитной бури корпускул из внешнего радиационного пояса [43—45], должны наблюдаться только на геомагнитных широтах, над которыми нависает внешний радиационный пояс. Следовательно, исследование поглощения в ионосфере во время магнитных бурь на геомагнитных широтах выше широты радиационного пояса, а также при спокойном состоянии магнитного поля дает нам возможность сделать заключение об осаждении в ионосферу в полярной шапке высокоэнергичных протонов, инжектированных во время развития хромосферных вспышек на Солнце. Следует иметь также в виду, что анализ экспериментальных данных ионосферных станций, распределенных достаточно часто в полярной шапке и зоне полярных сияний, позволит выяснить вопрос о закономерностях осаждения высокоэнергичных протонов в зависимости от широты и долготы, что крайне важно, поскольку установление факта изотропного или анизотропного осаждения повлекло бы за собой определенные заключения о свойствах межпланетного магнитного поля.

§ 1. Экспериментальные данные

В качестве экспериментального материала в работе были использованы данные о хромосферных вспышках балла 2 и выше [50] и данные о минимальных частотах отражения $f_{\text{мин}}$, полученные на ионосферных станциях, распределенных в высоких геомагнитных широтах (табл. 1). Состояние магнитного поля оценивалось K_p -индексом, выведенным по среднеширотным станциям. Время внезапного начала (SC) магнитных бурь снималось с магнитограмм, получаемых на магнитной станции Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Кроме того, из литературных источников [51—53] привлекались данные о всплесках радиоизлучения IV типа. Для изучения связи солнечных и геофизических явлений солнечные и геофизические данные, наблюдаемые с января 1957 г., нанесены на фиг. 1.

В первой строке на фиг. 1 нанесены в гелиографических координатах хромосферные вспышки, наблюдаемые в каждом обороте (крестики — вспышки балла 2 и 2+, кружки — 3 и 3+). Во второй строке прямоугольником обозначены все вспышки балла 3+, 3 и 3— и те из вспышек балла 2 и 2+, которые отождествлены с магнитными бурями. Ширина прямоугольника соответствует длительности вспышки. Всплески радиоизлуче-

ния IV типа обозначены цепочкой точек по вертикали. Поскольку данные о всплесках радиоизлучения привлекались нами из литературных источников и интенсивность всплеска нам не известна, на фиг. 1 обозначены все всплески IV типа. В третьей строке приведены минимальные частоты отражения ($f_{\min}$) по станции Resolute. Полное поглощение соответствует

Таблица 1

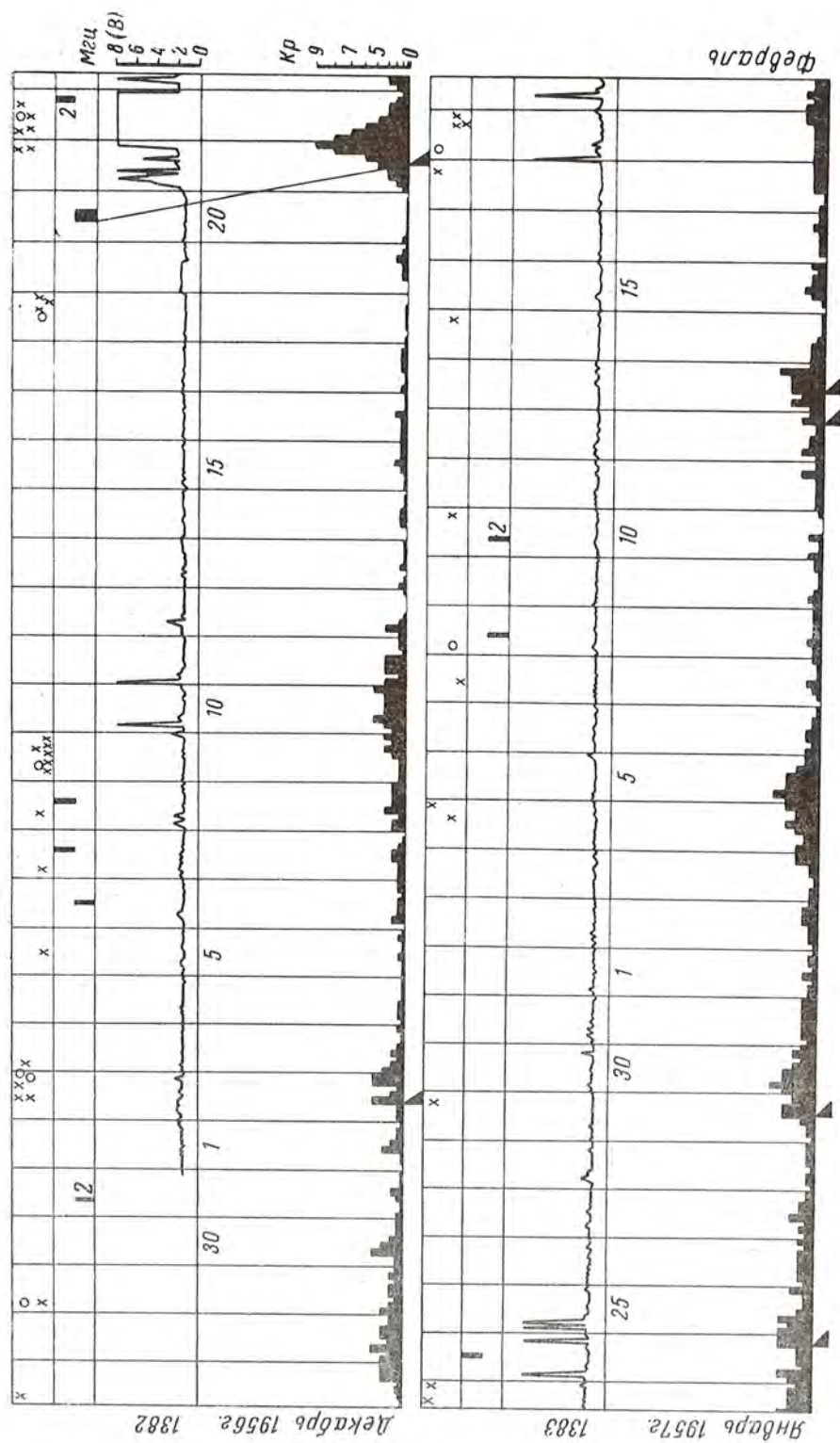
Координаты станций, данные которых ($f_{\min}$) использованы в работе

Станция	Географическая широта	Географическая долгота	Геомагнитная широта	Геомагнитная долгота
Thule	N76°33'	W68° 50'	N88°03'	1°08'
Eureka	N80 00	W85 56	N86 31	236 26
Resolute	N74 41	W94 55	N82,9	289,3
Godhavn	N69 15	W53 30	N79,8	32,5
Baker Lake	N64 48	W96 05	N73,7	345,1
Арктика 2	N82 87	E165—W165	>N70	
Б. Тихая (о-в Хейс)	N80 20	E57 48	N71 05	155 27
Reykjavik	N64 08	W24 47	N70,2	70,9
Point Barrow	N71 08	W156 48	N68,4	244,2
Kiruna	N67 50	E20 26	N65,3	115,9
College	N64 51	W147 50	N64,7	256,5
Мурманск	N68 58	E33 05	N64,4	126,5
Sodankylä	N67 26	E26 33	N63,9	120,0
Lulea	N65 36	E22 07	N63,0	144,7
St. Johns	N47 33	W52 40	N58,5	24,4

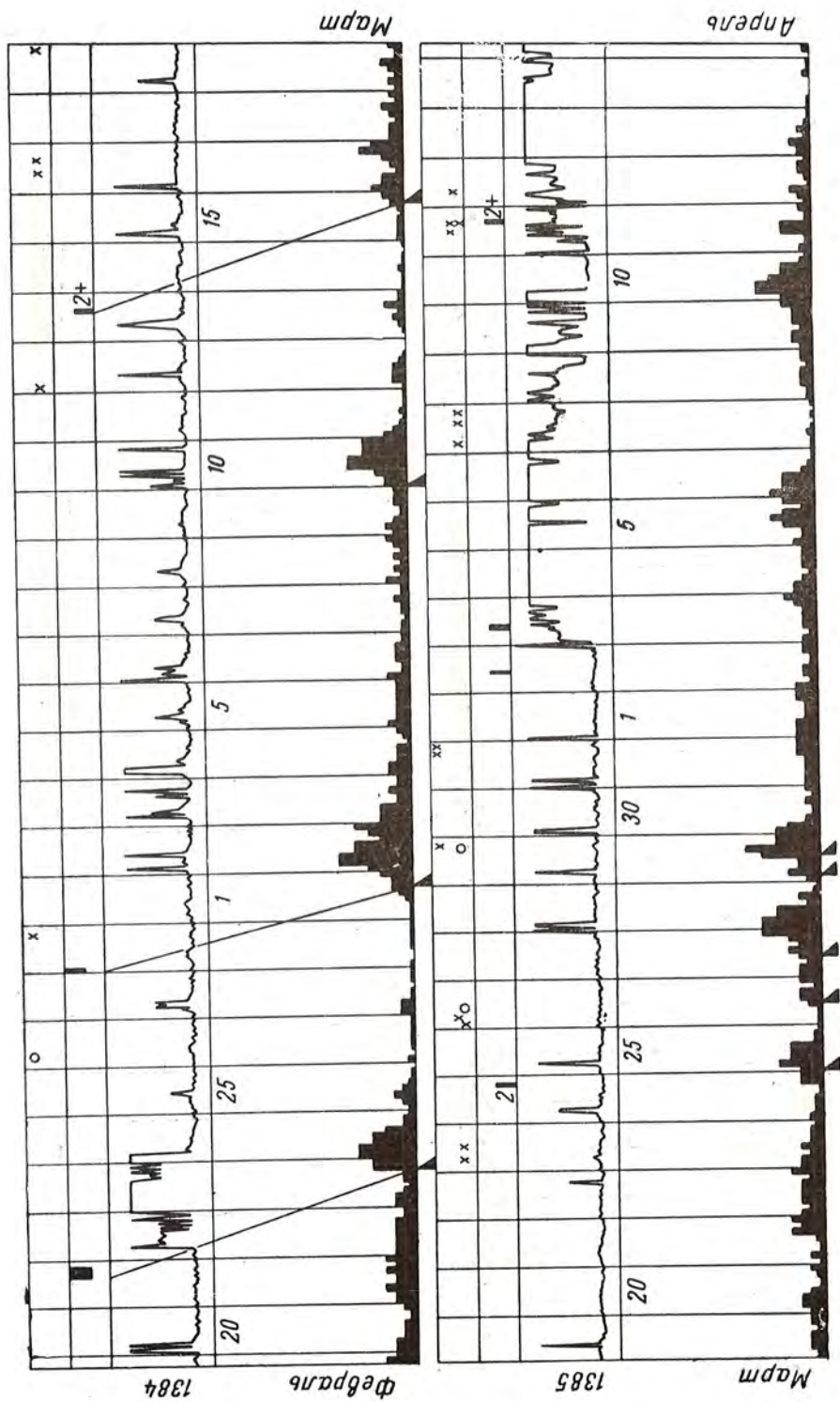
горизонтальной линии. Например, полное поглощение начинается через 2 часа после вспышки 22 августа 1958 г. (оборот № 1404). В четвертой строке указана возмущенность магнитного поля, оцениваемая K -индексом. Шкала K_p -индекса приведена справа от оборота № 1388. Внезапное начало магнитной бури отмечено черным треугольником. Уверенно отождествленные магнитные бури с SC и соответствующие вспышки соединены наклонной линией. В четвертой же строке приведена вариация интенсивности космического излучения (нейтронная компонента, станция Resolute).

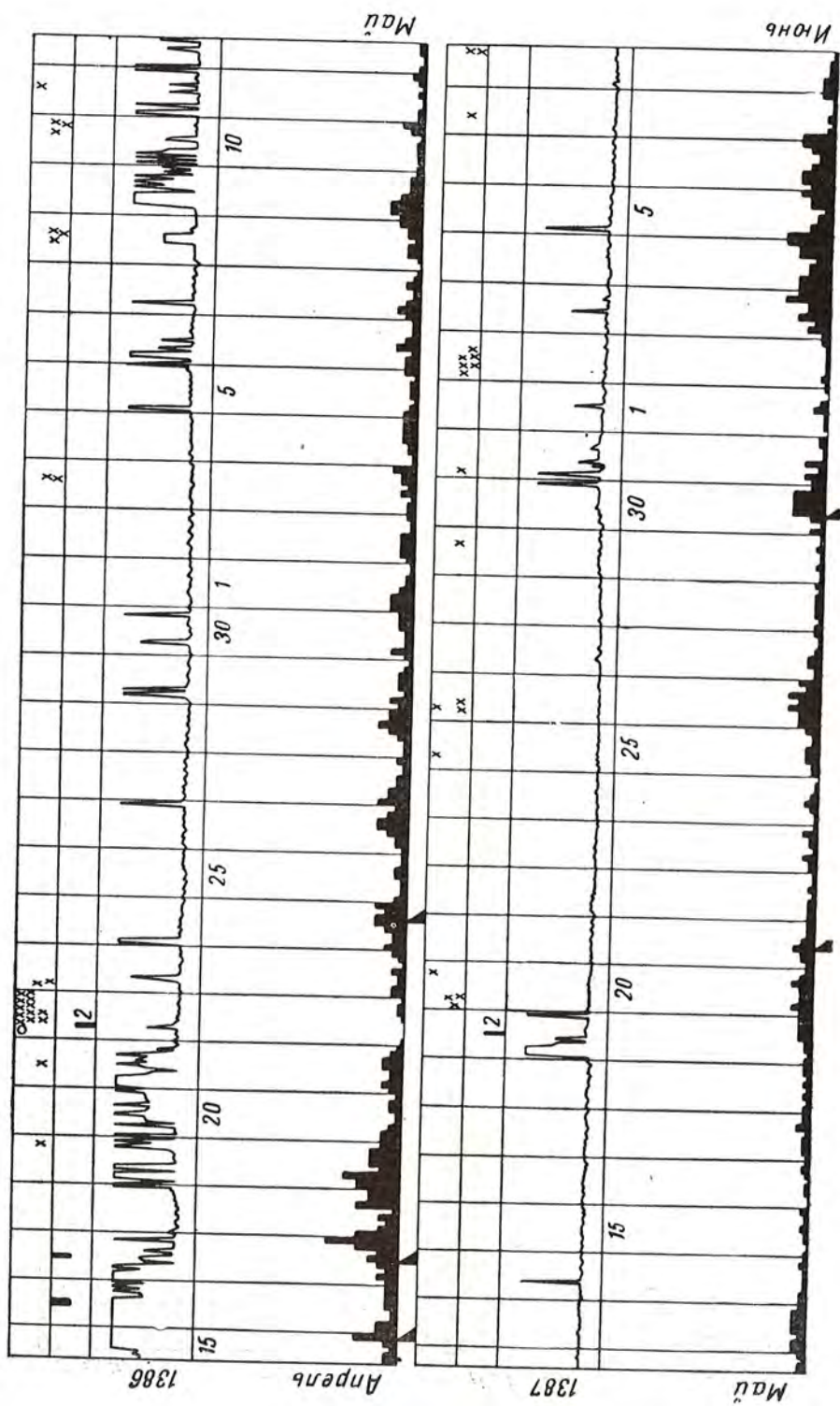
§ 2. Активные области на Солнце

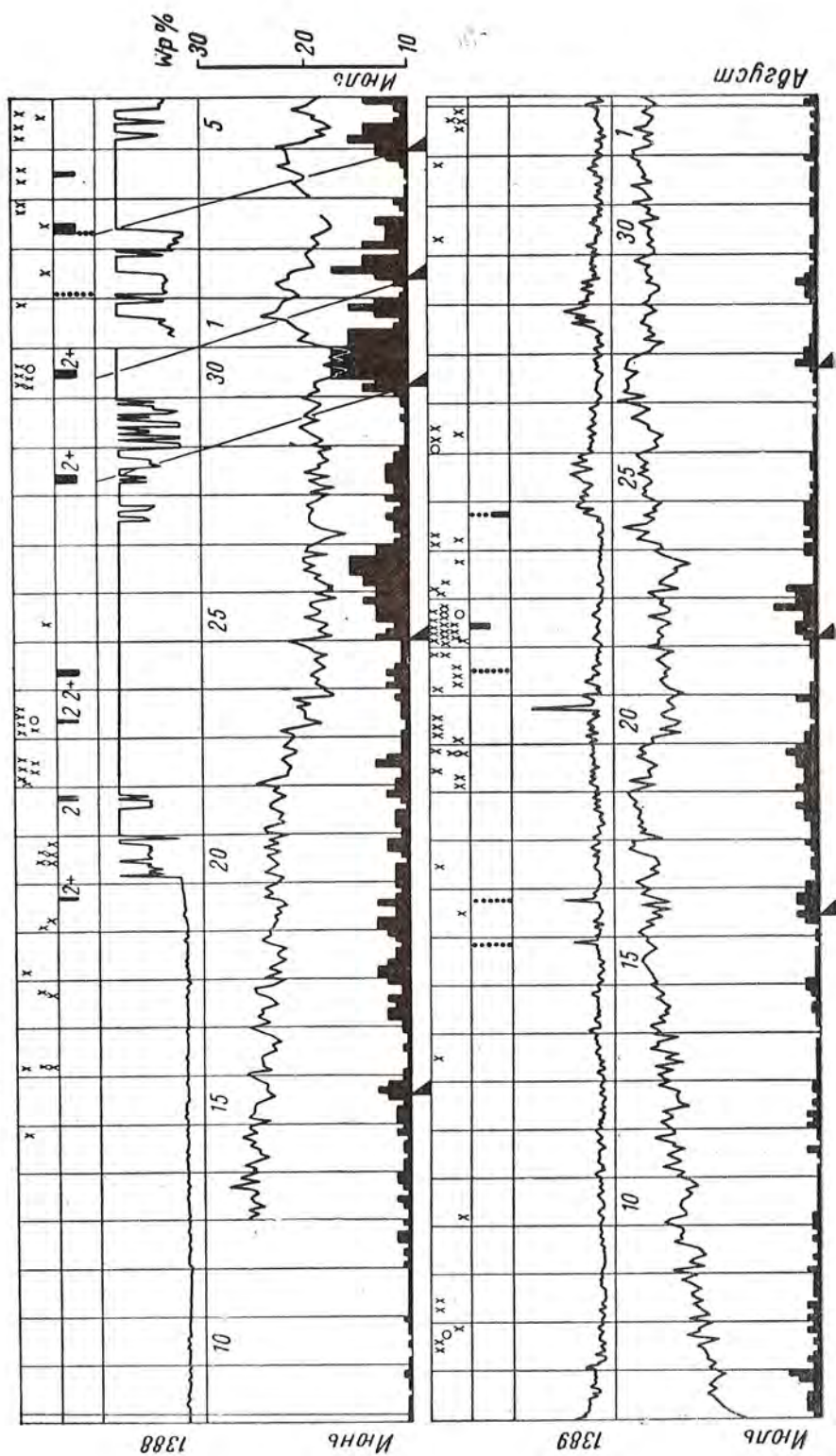
На фиг. 1 нанесены в гелиографических координатах вспышки балла 2 и выше (первая строка). Поскольку известно, что малые хромосферные вспышки (балл < 2) редко сопровождаются выбросом корпускулярных потоков заметной плотности, эти вспышки из рассмотрения исключены. Обращает на себя внимание резко выраженная концентрация появления вспышек на некоторых определенных долготах. Так, например, за время прохождения активной долготы $\lambda = 330^\circ$, оборот № 1391 (фиг. 1), по диску Солнца на ней наблюдалось три вспышки балла 3 и 3+ и около 50 вспышек балла 2. На долготе $\lambda = 90^\circ$, проходившей центральный меридиан 18—19 сентября 1957 г. (оборот № 1394) наблюдалось около 33

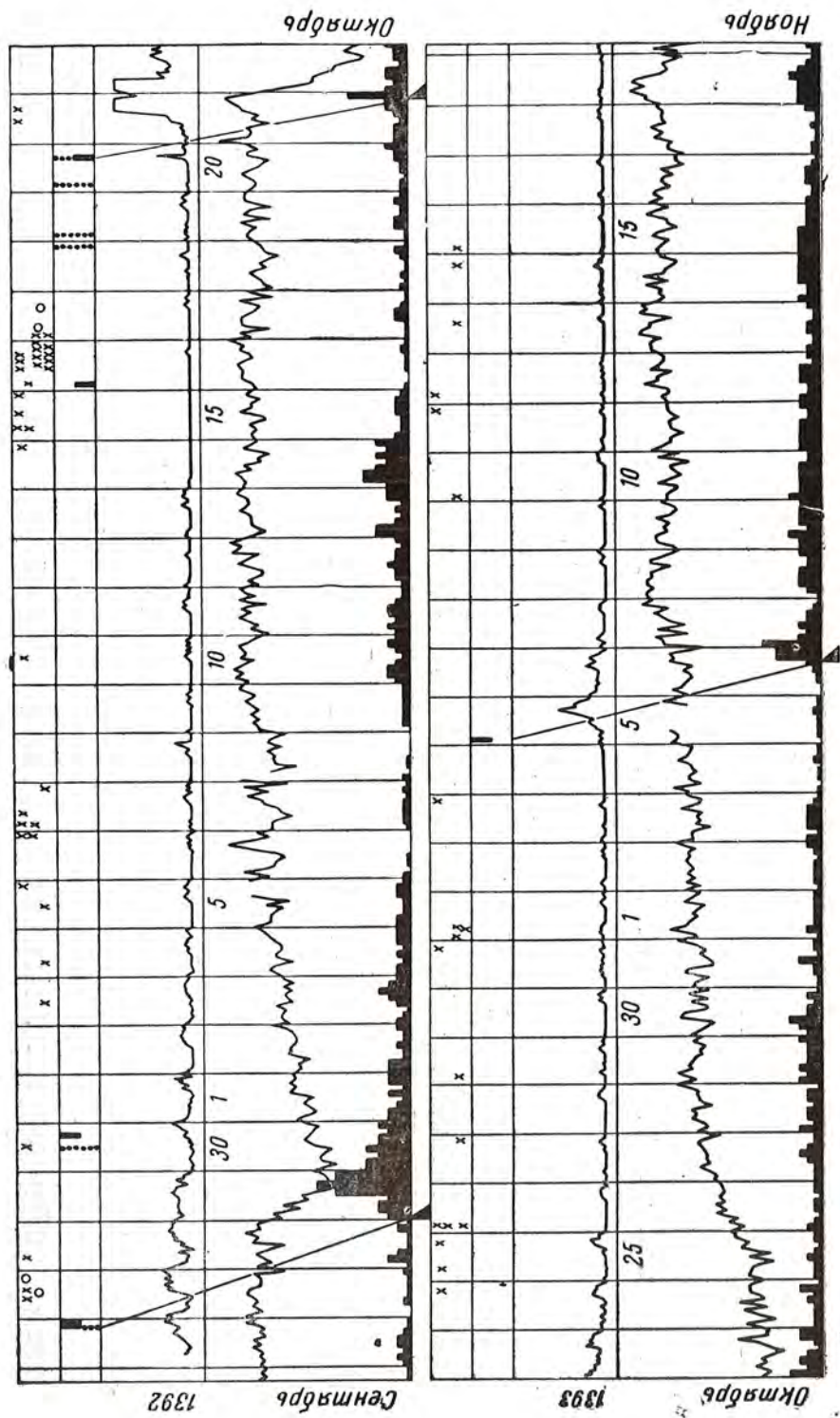


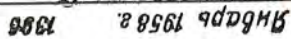
Фиг. 1. Солнечные, ионосферные и магнитные данные за каждый оборот Солнца с января 1957 г. по июль 1959 г. (стр. 96—110)

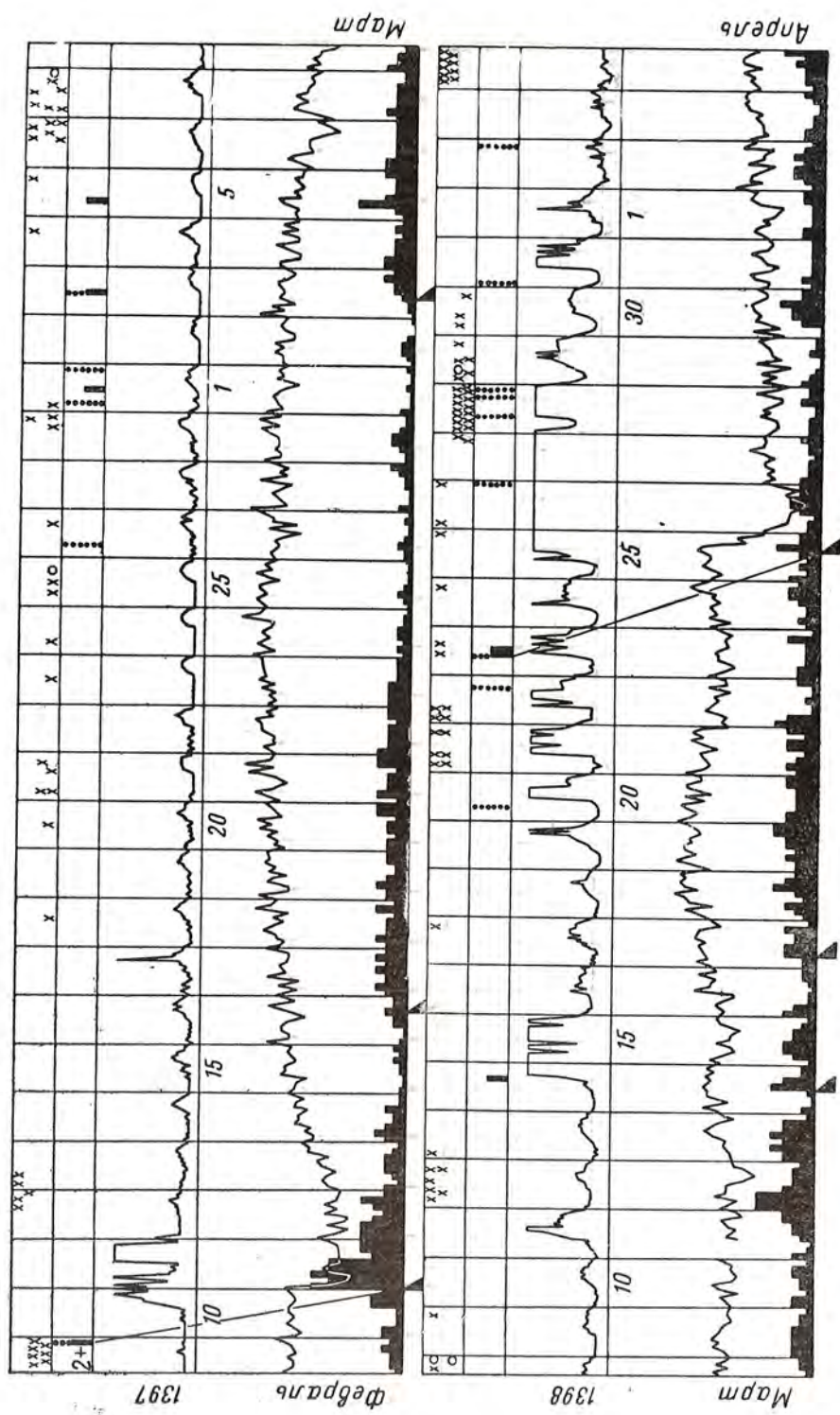


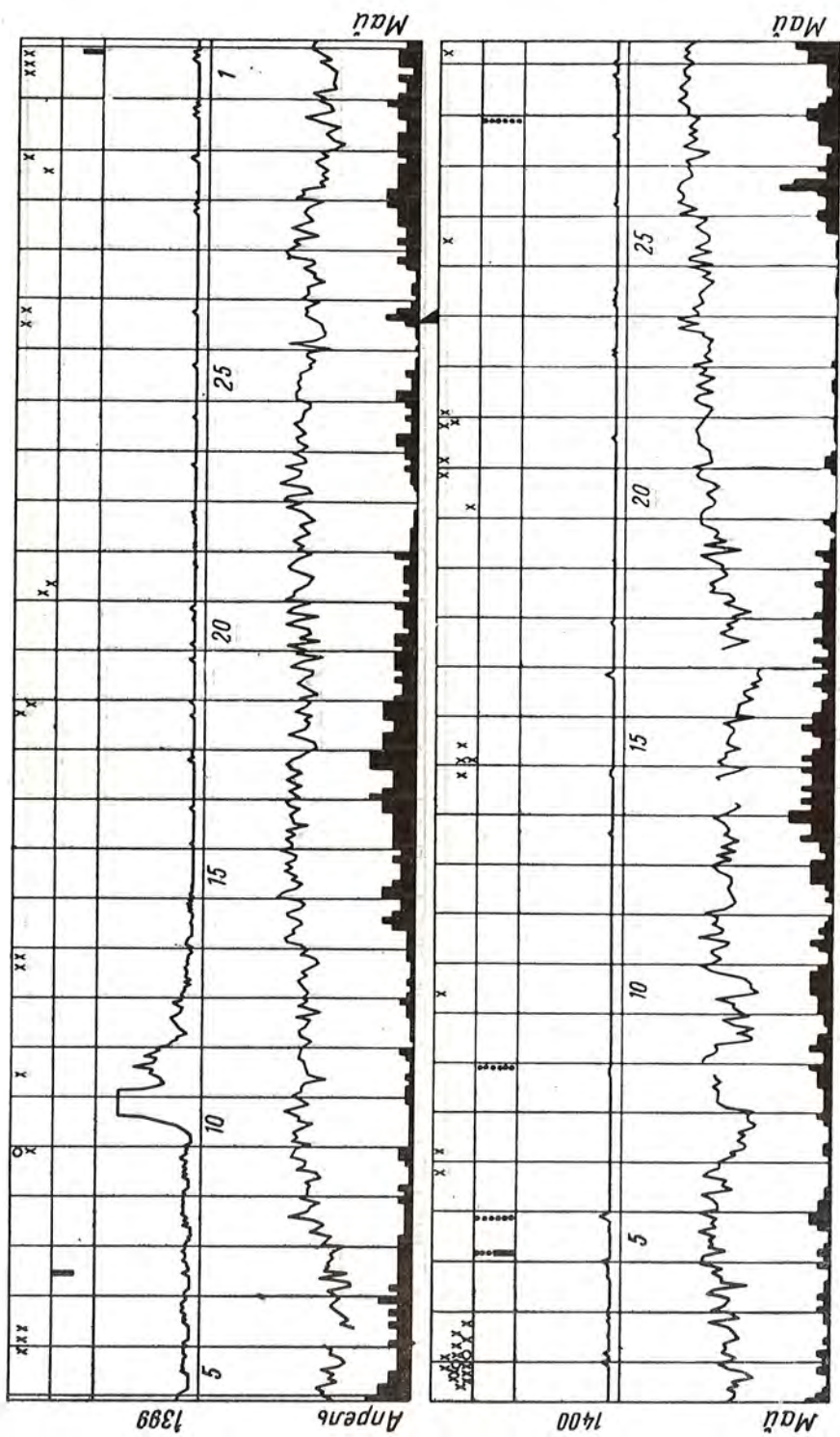


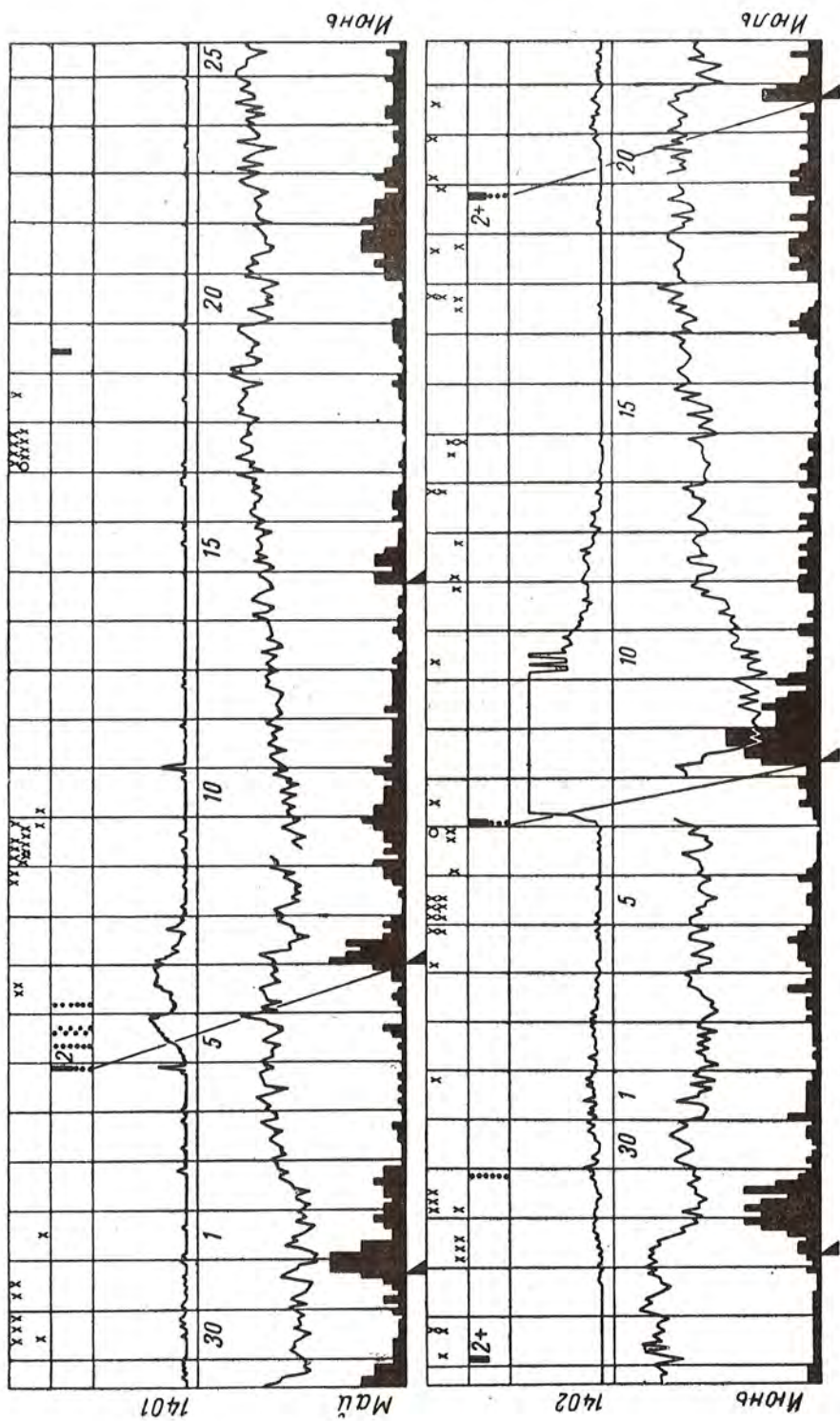


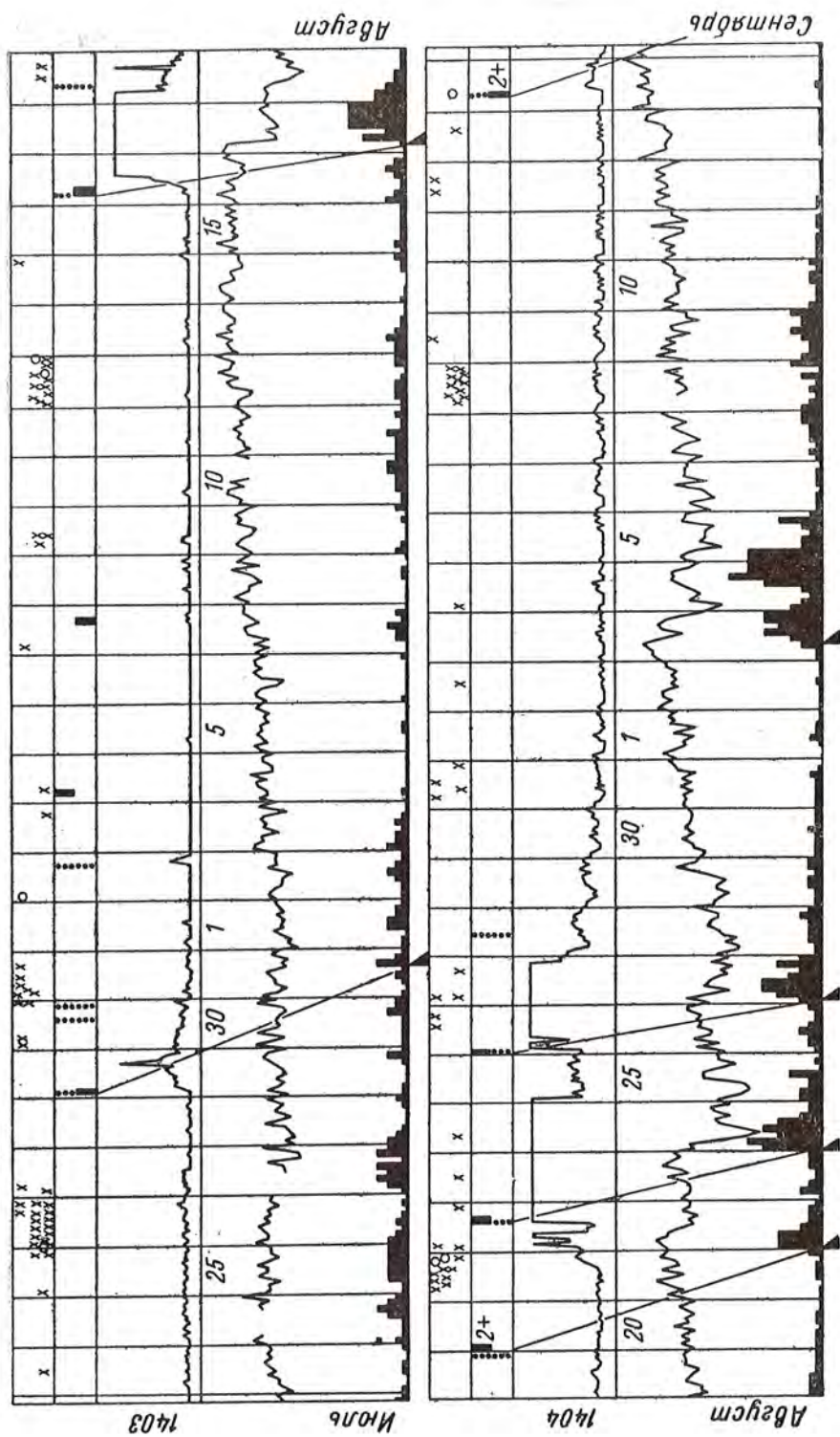


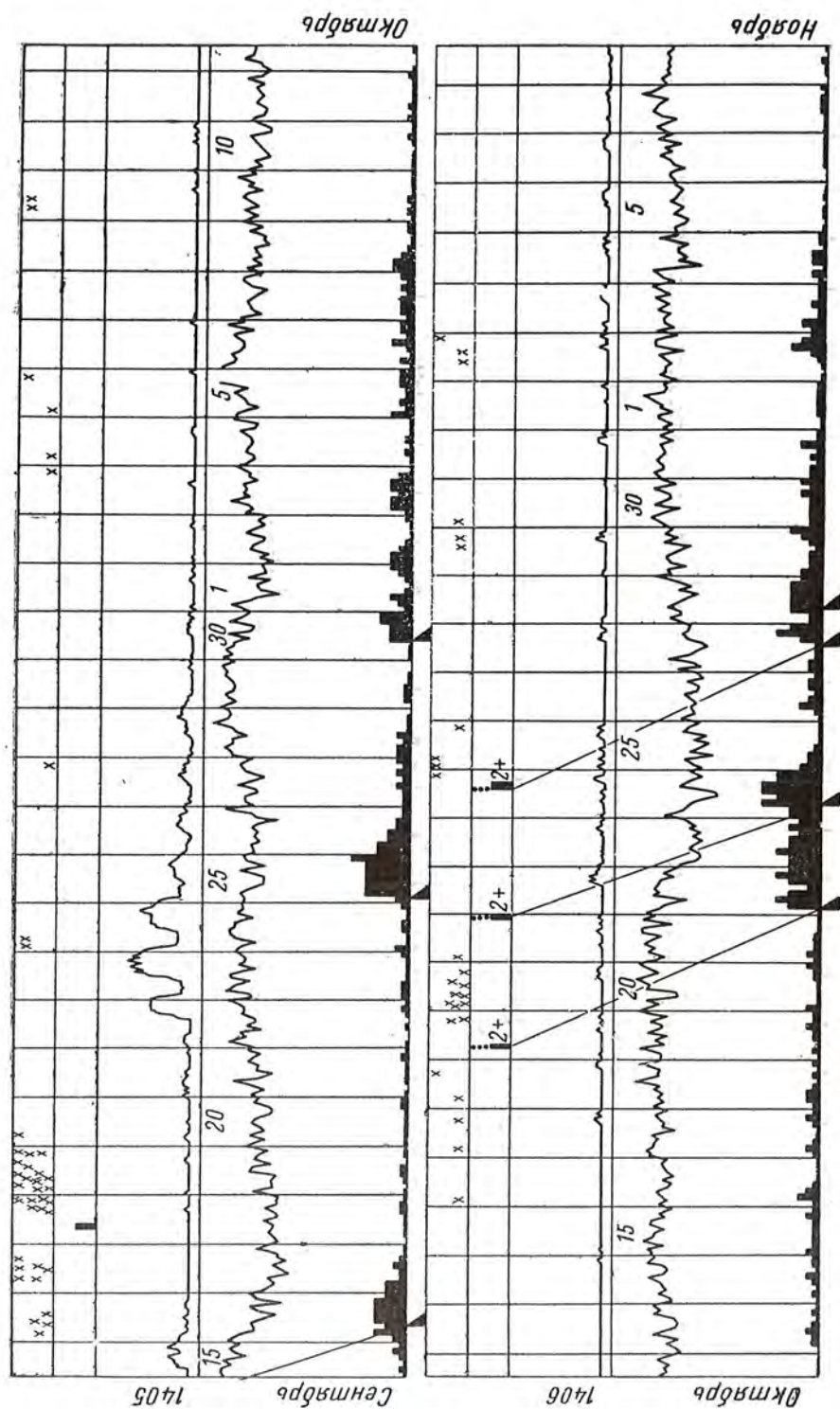


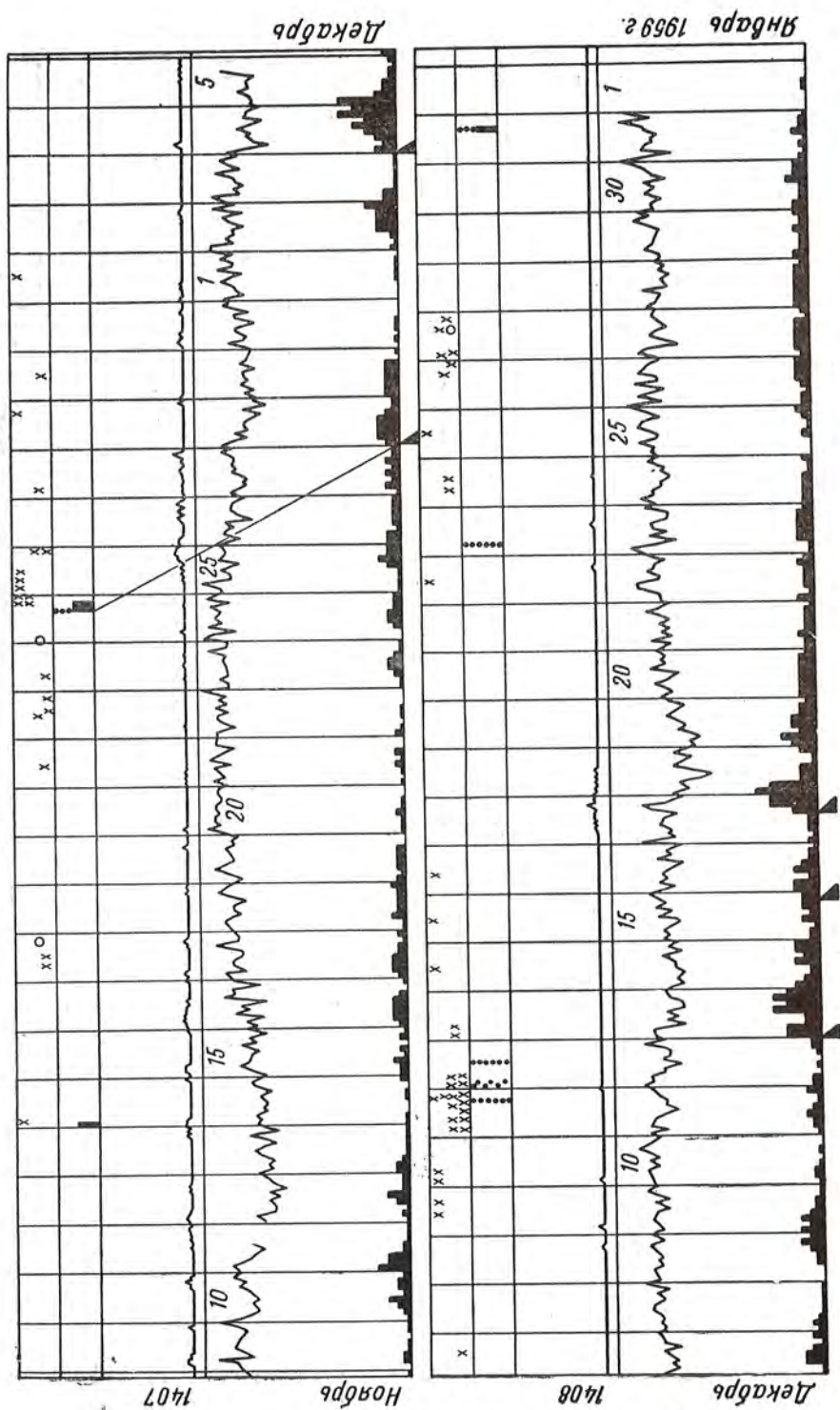


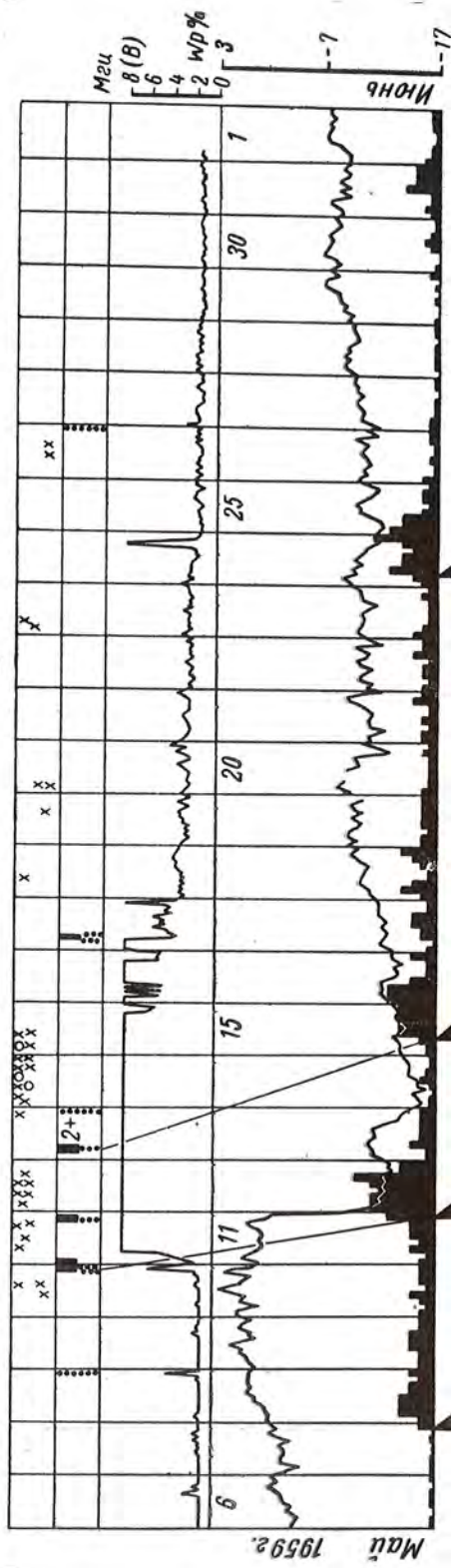
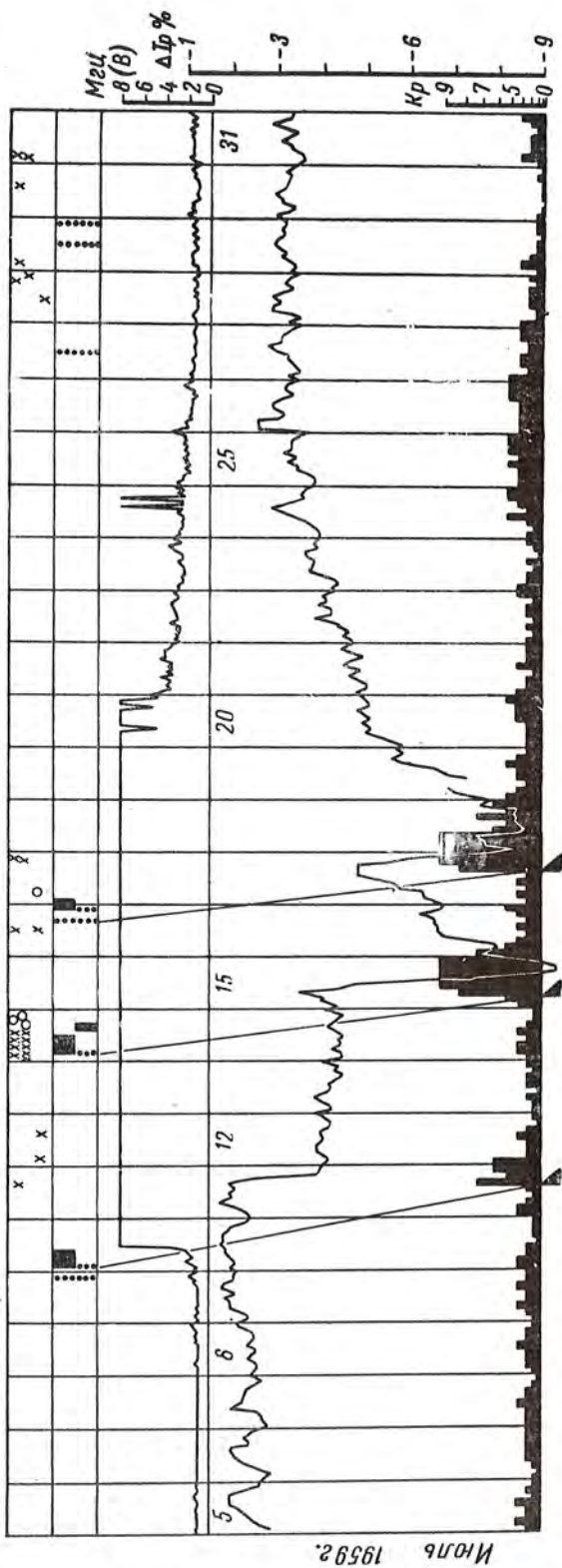












вспышек балла 2 и выше. Столь же резко выраженная концентрация вспышек наблюдается и в другие обороты (см., например, обороты 1398, 1403, 1404, 1405 и др.). Столь необычное на первый взгляд распределение хромосферных вспышек по диску Солнца соответствует, конечно, распределению пятен по диску [54].

Активные долготы являются довольно устойчивыми во времени и существуют иногда три, четыре и более оборотов. Так, например, долгота, проходившая центральный меридиан 29 июня 1958 г. (оборот № 1402), оставалась активной также и в обороты № 1403 — 1405. Активная область, проходившая центральный меридиан 21—22 января 1959 г. (оборот № 1409), наблюдалась также и в оборотах № 1410—1413. В 1957 г. можно проследить три такие устойчивые долготы, в которых зарегистрировано значительное число хромосферных вспышек балла 2 и выше. Две активные долготы наблюдаются в 1959 г.

Факт существования активных долгот, конечно, не нов. Многие авторы в различное время указывали на стремление солнечных пятен концентрироваться в активных долготах (см., например, [55—56]). Изучению активных долгот, создающих 27-дневные последовательности геомагнитных возмущений, посвящен значительный цикл работ, выполненных как методом непосредственно индивидуальных сопоставлений возмущений геомагнитного поля и соответствующих солнечных образований [57—63], так и с применением методов статистики [64—68]. Нам кажется уместным подчеркнуть только, что выявление активных областей на Солнце с большим числом возникающих в них хромосферных вспышек, сопровождающихся всплеском радиоизлучения IV типа, способствует, как будет показано ниже, отождествлению тех вспышек, развитие которых сопровождалось генерацией космических лучей малых энергий и выбросов облаков плазмы, со всеми вытекающими отсюда последствиями для физики геомагнитных и ионосферных возмущений.

§ 3. Эмиссия Солнцем частиц высоких энергий.

Поглощение в высоких геомагнитных широтах [после мощных хромосферных вспышек]

Одним из важных результатов, полученных за МГГ — МГС, было обнаружение того факта, что через 1—2 часа после возникновения в активных областях мощных хромосферных вспышек, сопровождающихся всплеском радиоизлучения IV типа, увеличивается ионизация нижней ионосферы в высоких геомагнитных широтах, обусловленная внедрением в ионосферу до высот 50—60 км солнечных протонов с энергией ~ 10 — 100 Мэв, инжектированных из областей мощных хромосферных вспышек. Увеличение ионизации D-области ионосферы влечет за собой усиление поглощения космических шумов и возрастание минимальных частот отражения $f_{\text{мин}}$ при вертикальном зондировании ионосферы. При аномально высокой ионизации может наступить полное поглощение.

Следовательно, изучение минимальных частот отражения в полярной шапке, зоне полярных сияний и более низких широтах при спокойном и

Поглощение в ионосфере и начало магнитной бури после соответствующей хромосферной вспышки, сопровождающейся всплеском радиополучения IV типа

№	Дата вспышки				Всплески IV типа. Время начала	Валы вспышки	Координаты вспышки	Время начала (по станции Resolute)		Время начала SSC, отстоявшегося с данной вспышкой	Время запаздывания относительно начала вспышки	
	Время		возрастания <i>f</i> _{мин}	полного поглощения				<i>f</i> _{мин}	SSC			
	начала	конца										
1957 г.												
1	28. VI	06 ^h 58 ^m	09 ^h 50 ^m		2+	N 40 E 27				30. VI 05 ^h 30 ^m		46 ^h 32 ^m
2	30. VI	09 24	13 00		2+	N 09 W 03				2. VII 08 57		47 33
3	03. VII	07 12	11 45	07 ^h 45 ^m	3+	N 34 W 40				4. VII 23 44	01 ^h 03 ^m	40 12
4	28. VIII	08 41 E	14 04	09 25	3	S 21 E 33		3. VII 08 ^h 15 ^m		29. VIII 19 22	06 34	34 41
5	29. VIII	10 31	10 53 D		2+	S 20 E 22		28. VIII 15 15		31. VIII 18 12		55 41
6	31. VIII	12 57	14 55 D	13 12	3	N 25 W 02				2. IX 03 15		38 18
7	02. IX	13 13	14 10 D	13 16	2+	S 34 W 36				3. IX 10 48		22 35
8	03. IX	14 12	17 27	14 28	3	N 23 W 30				4. IX 12 59		22 47
9	11. IX	02 36 E	07 22 E	03 00	3	N 13 W 02		12. IX 08 15		13. IX 00 46	29 39	46 10
10	18. IX	17 22 E	21 10	17 40	3+	N 23 E 08		18. IX 21 00		21. IX 13 00		67 38
11	19. IX	03 50 E	05 55	03 55	3	N 23 E 02						57 10
12	21. IX	13 30	15 10	13 35	3	N 10 W 06				23. IX 02 35		37 05
13	26. IX	19 07	22 02	19 52	3	N 22 E 15		Наблюдается усиление суточного хода с $\approx 19^{h}26. IX$		29. IX 00 16		53 09
14	20. X	16 37	16 44 D	16 42	3+	S 26 W 45		21. X 09 15		21. X 22 37	16 38	30 00
15	24. XI	08 48	12 02 D	09 11	3	S 14 E 37		21. X 14 15		26. XI 01 53		41 05
16	29. XI	00 45	06 00 D	02 13	3+	N 41 E 63				1. XII 03 42		50 57
17	17. XII	07 34 E	09 08		2+	N 22 E 44				19. XII 09 35		50 01
18	28. XII	22 29	23 31		2	N 25 W 50				31. XII 05 15		54 46

Таблица 2 (продолжение)

№	Дата выпашки				Всплески IV типа. Время нача-ла	Патл выпашки	Координата выпашки	Время начала (по станции Resolute)		Время начала SSC, отсчиты-ваемого с данной выпашкой	Время запаздывания относительно начала выпашки	
	Месяц, число	Время		возрастания /мин				полного поглоще-ния	f мин		SSC	
		начала	конца									
1958 г.												
19	09. II	21 ^h 08 ^m	23 ^h 02 ^m	21 ^h 42 ^m	21 ^h 09 ^m	2+	S 12 W 44	10. II ~ 14 ^h 00 ^m	14. II	01 ^h 25 ^m	16 ^h 52 ^m	28 ^h 17 ^m
20	23. III	09 47	14 45	10 05	40 03	3+	S 14 E 78	25. III ~ 14 ^h	25. III	45 40	~52 ^h	53 53
21	04. VI	21 47	23 02		21 44	2	N 15 W 58	5. VI 0 ^h —1 ^h	7. VI	00 45	~02 ^h 15 ^m	50 58
22	07. VII	00 20	04 14	01 10	00 26	3+	N 24 W 08	7. VII 02 ^h 15 ^m	8. VII	07 50	01 55	31 30
23	19. VII	19 05	20 30 D	19 08	19 05	2+	N 24 E 13		21. VII	46 37		45 32
24	29. VII	02 59 E	04 08	03 04	03 03	3	S 14 W 44	29. VII 04 45	31. VII ~16		01 46	61
25	16. VIII	04 33	08 31	04 40	04 48	3+	S 14 W 50	16. VIII 07 45	17. VIII 04 34		02 42	24 01
26	20. VIII	00 42	01 28	00 45	14 30	2+	N 16 E 18	21. VIII 16 45	22. VIII ~ 4		39 33	~51 48
27	22. VIII	14 28	17 17 D	14 50	14 30	3	N 18 W 10	22. VIII 16 00	24. VIII 01 40		01 32	35 12
28	26. VIII	00 05	01 24	00 27	00 23	3	N 20 W 54	26. VIII 02 30	27. VIII 02 45		02 25	26 40
29	14. IX	08 22	10 30	08 35	08 32	2+	S 10 W 80		16. IX 09 32			49 10
30	19. X	06 58	08 20	07 25	06 37	2+	S 17 W 35		22. X 03 44			68 16
31	21. X	23 48	01 27	23 30	23 18	2+	S 04 W 22		24. X 07 28			56 10
32	24. X	14 32	18 01	14 57	14 39	2+	S 05 W 57		27. X 45 24			72 56
33	24. XI	16 07	19 07	16 21	16 00	3	S 11 W 08		28. XI 01 09			80 52
1959 г.												
34*	12. II	23 00 E	24 10 D		22 50	3	N 15 E 55		14. II	41 41		36 41
35	19. II	20 29	21 38 D		20 30	2+	N 10 W 09		22. II	00 45		52 16
36	24. III	09 58 E	13 00 D		10 03	3	N 22 W 75		26. III	08 41		46 43
37	10. V	20 55	26 00	21 48	21 00	3+	N 17 E 50	11. V 02 15	11. V 05 15		05 20	26 35
38	13. V	05 10	05 50		05 10	2+	N 22 E 26		15. V 07 04			49 07
39	10. VII	02 10 E	09 08 D	02 40	02 23	3+	N 22 E 64	10. VII 08 15	11. VI 16 25		06 05	38 15
40	14. VII	03 25 E	11 21 D	03 49	03 30	3+	N 17 E 06		15. VII 08 03			28 38

Т а б л и ц а 2 (окончание)

№	Дата вспышки				Всплески IV типа. Время на- чала	Баттл вспыш- ки	Координаты вспышки	Время начала (по станции Resolute)		Время начала SSC, отсчетов- измерено с данной вспышкой	Время запаздыва- ния относительно начала вспыш- ки	
	Месяц, число	Время						возрастания $f_{\text{мин}}$	полного поглоще- ния		$f_{\text{мин}}$	SSC
		начала	конца	максиму- ма								
41	16.VII	21 ^h 14 ^m	24 ^h 30 ^m	21 ^h 18 ^m	3	N 16 W 30			17.VII 16 ^h 35 ^m		18 ^h 22 ^m	
42	14.VIII	00 40	03 26	01 19	2+	N 12 E 28			16.VIII 04 04		51 24	
43	18.VIII	10 19	12 50	10 50	3	N 11 W 34	18.VIII ~ 12 ^h 00 ^m	20.VIII 04 ^h 45 ^m	20.VIII 04 12	~ 02 ^h	41 53	
44	05.XI.57г.	02 03 E	02 36	02 08	2	N 38 W 63	5.XI ~ 3 ^h		6.XI 18 20	~ 01 ^h	40 17	
45	01.IX	16 50	18 32	17 02	2+	S 11 W 52			3.IX 22 59		54 09	
46	28.X	03 15	03 40		2	S 11 E 07			29.X 23 48		44 33	
47	26.XI	09 26	10 50 D	09 40	2	S 13 W 18			27.XI 23 53		38 27	
48	02.XII	12 19 E	14 12 D	12 49	2+	N 08 W 10			5.XII 07		66 41	
1957 г.												
49	20.I	09 28	14 17		3	S 29 W 19	21.I ~ 2 ^h		21.I 12 55	~ 17	27 27	
50	21.II	16 05	22 05		3+	N 20 W 33	22.II ~ 5 ^h		23.II 18	~ 13	50	
51	28.II	00 05	00 57		3	N 18 W 35			4.III 16 16		40 10	
52	13.III	14 14	16 23		2+	S 20 E 40			15.III 19 37		53 23	

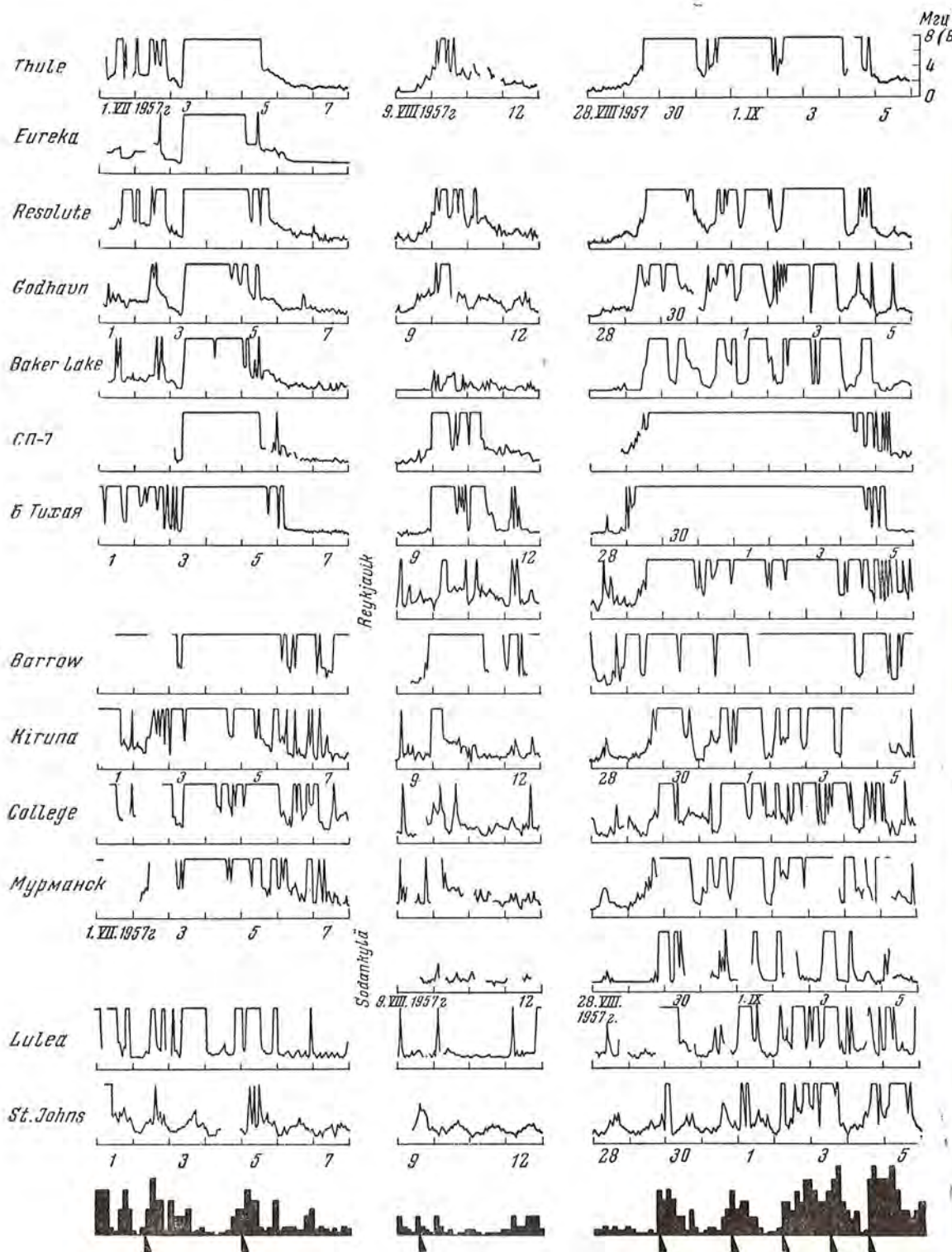
* Отношение сомнительно.

возмущенном магнитном поле позволит определить прибытие от Солнца протонов с энергией $\sim 10-100$ Мэв и их внедрение в ионосферу. Нами были исследованы $f_{\text{мин}}$ по высокоширотным станциям (см. табл. 1) с июля 1957 по декабрь 1959 г. и по станции Б. Тихая с января по июль 1957 г. На фиг. 1 приведены $f_{\text{мин}}$ по станции Resolute (третья строка) и возмущенность магнитного поля, оцениваемая K_p -индексом (четвертая строка). В табл. 2 приведены данные о хромосферных вспышках, после которых зарегистрировано поглощение в высоких широтах. В ней указано также время начала возрастания $f_{\text{мин}}$ (и полного поглощения) и время запаздывания в прибытии от Солнца высокоэнергичных протонов, отсчитанное от времени начала вспышки.

Предполагая, что высокоэнергичные протоны генерируются с некоторым спектром скоростей, следовало бы ожидать, что более энергичные протоны должны были бы достичь Земли раньше и при внедрении в ионосферу вызывать дополнительную ионизацию и, следовательно, поглощение на более низких широтах. Однако исследование экспериментальных данных в случаях, когда быстро возрастало $f_{\text{мин}}$ и, следовательно, время прихода высокоэнергичных протонов регистрировалось точно, показало (фиг. 2), что возрастание $f_{\text{мин}}$ и полное поглощение в ионосфере в большинстве случаев начинается практически одновременно на станциях, распределенных в широком интервале долгот и широт. Этот факт указывает на изотропное осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку, что свидетельствует в пользу существования неоднородностей межпланетного магнитного поля. Следует отметить, однако, что в ряде случаев область, в которой наблюдается полное поглощение в ионосфере, напоминает спираль Штермера, разворачивающуюся в высоких широтах по часовой стрелке [69]. Это указывает на то, что осаждающиеся в полярную шапку протоны приходят с одного преимущественного направления, и, следовательно, неоднородности в межпланетном магнитном поле не оказывают существенного влияния на движение высокоэнергичных протонов.

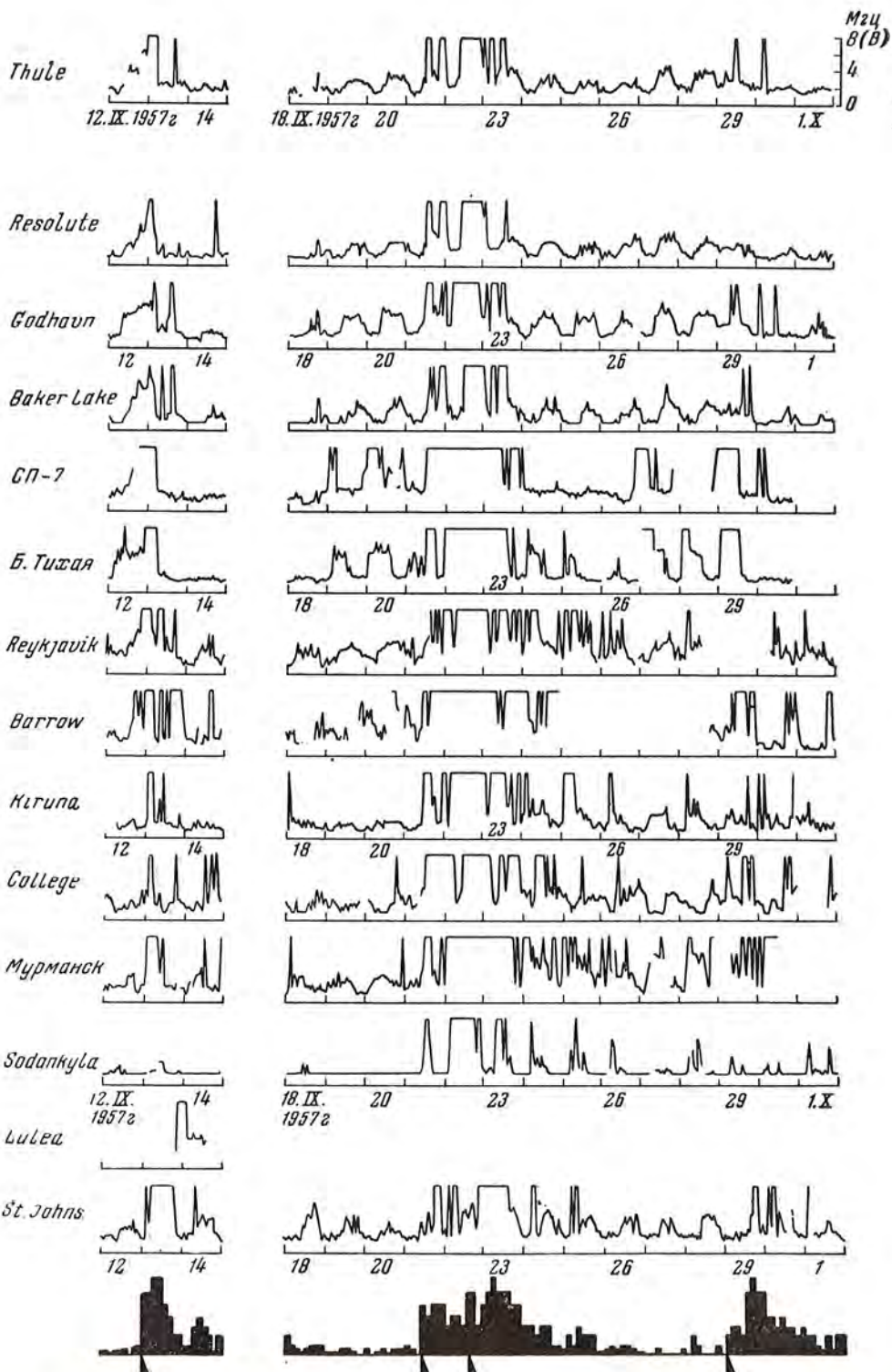
Из фиг. 1 и табл. 2 можно видеть, что время запаздывания в прибытии от Солнца высокоэнергичных протонов колеблется в широких пределах, достигая иногда многих часов. Если принять, что высокоэнергичные протоны инжектируются в межпланетное пространство одновременно с возникновением хромосферных вспышек, то большое время запаздывания в прибытии от Солнца протонов с энергией 10—100 Мэв может являться еще одним доказательством существования межпланетного магнитного поля, из-за неоднородностей которого происходит задержка в приходе высокоэнергичных протонов.

Известно, что наиболее мощные хромосферные вспышки на Солнце могут продолжаться иногда 4—5 час., хотя поглощение в высоких геомагнитных широтах, вызванное осаждением высокоэнергичных протонов после одной какой-либо хромосферной вспышки (например, 7 июля 1958 г.), продолжается несколько суток. Едва ли может возникнуть сомнение, что механизм ускорения протонов до энергий порядка 10—100 Мэв связан с возникновением хромосферной вспышки, и, возможно, он начинает



Фиг. 2. Возрастание $1/\text{мин}$ и полное поглощение по высокоширотным ионосферным станциям, зарегистрированные в связи с внедрением в ионосферу высокоэнергетичных протонов после мощных хромосферных вспышек

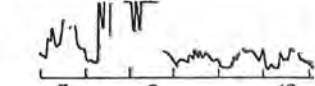
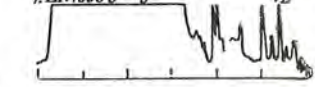
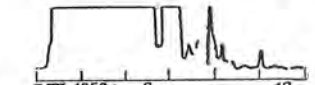
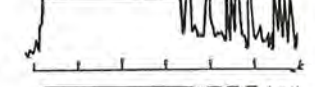
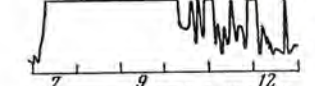
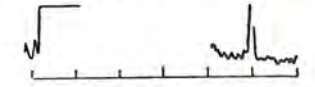
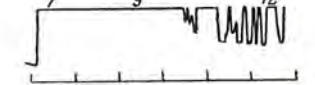
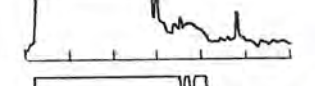
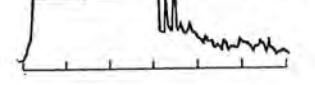
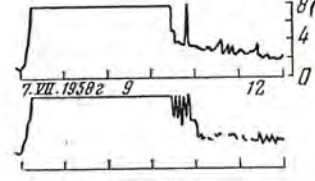
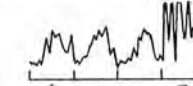
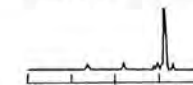
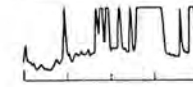
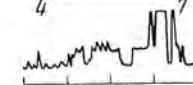
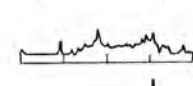
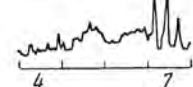
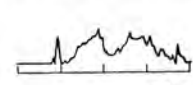
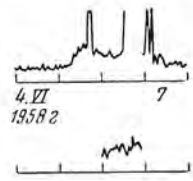
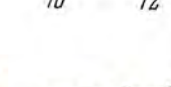
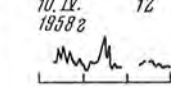
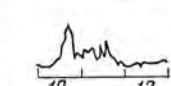
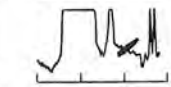
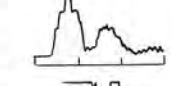
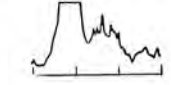
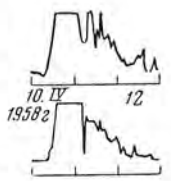
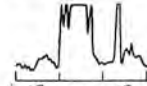
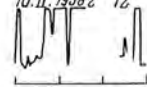
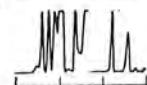
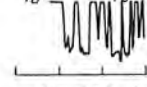
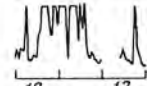
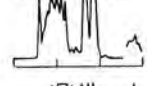
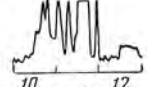
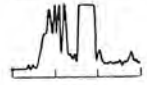
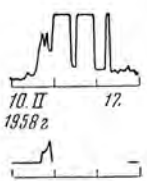
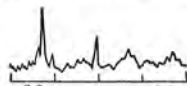
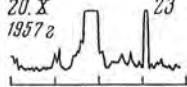
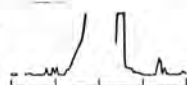
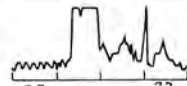
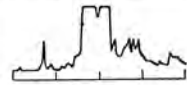
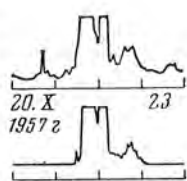
(стр. 116—121)



Baker Lake God - Resolute Eureka Thule

College Kiruna Barrow Reykjavik

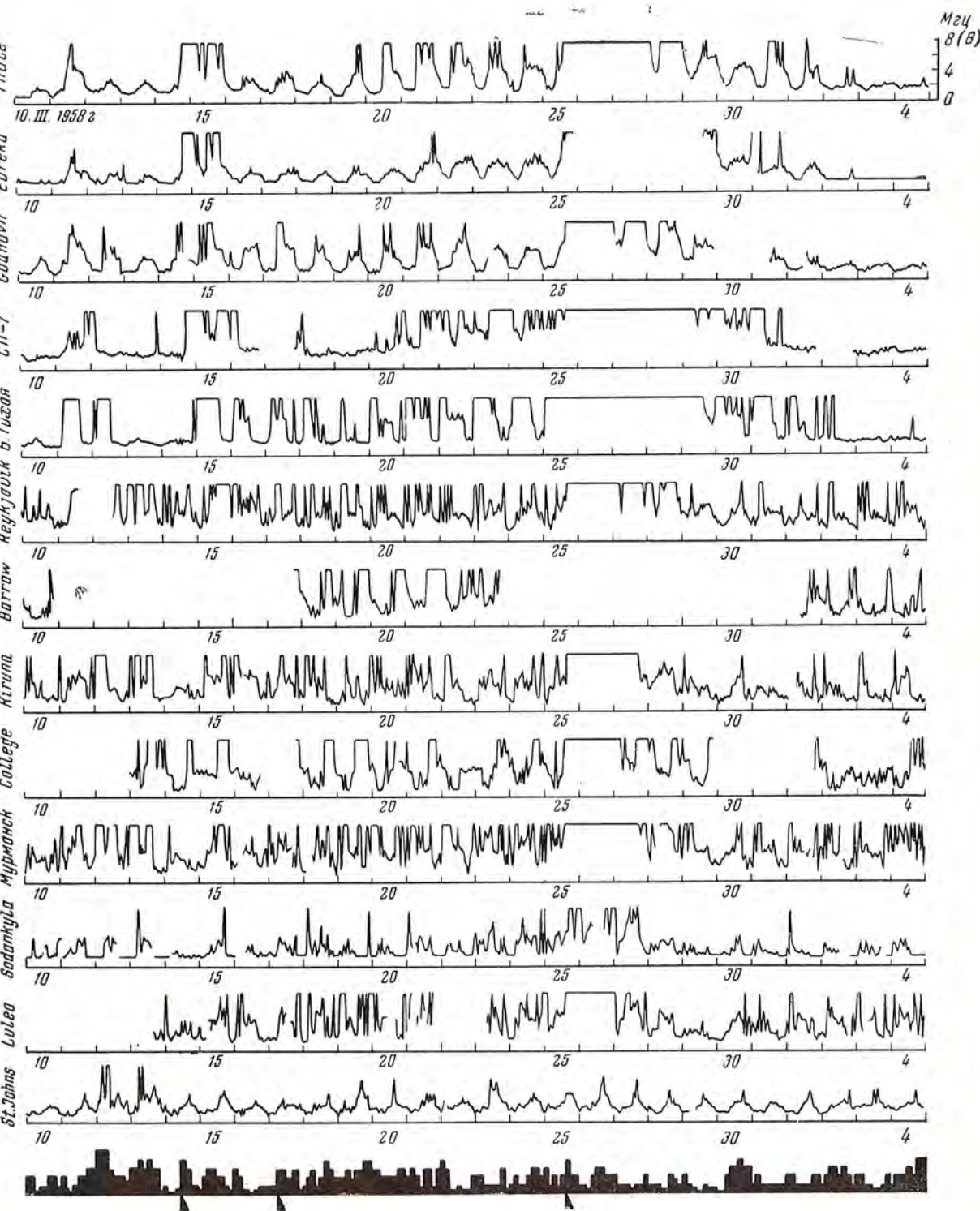
St. Johns Luleå Sodankylä

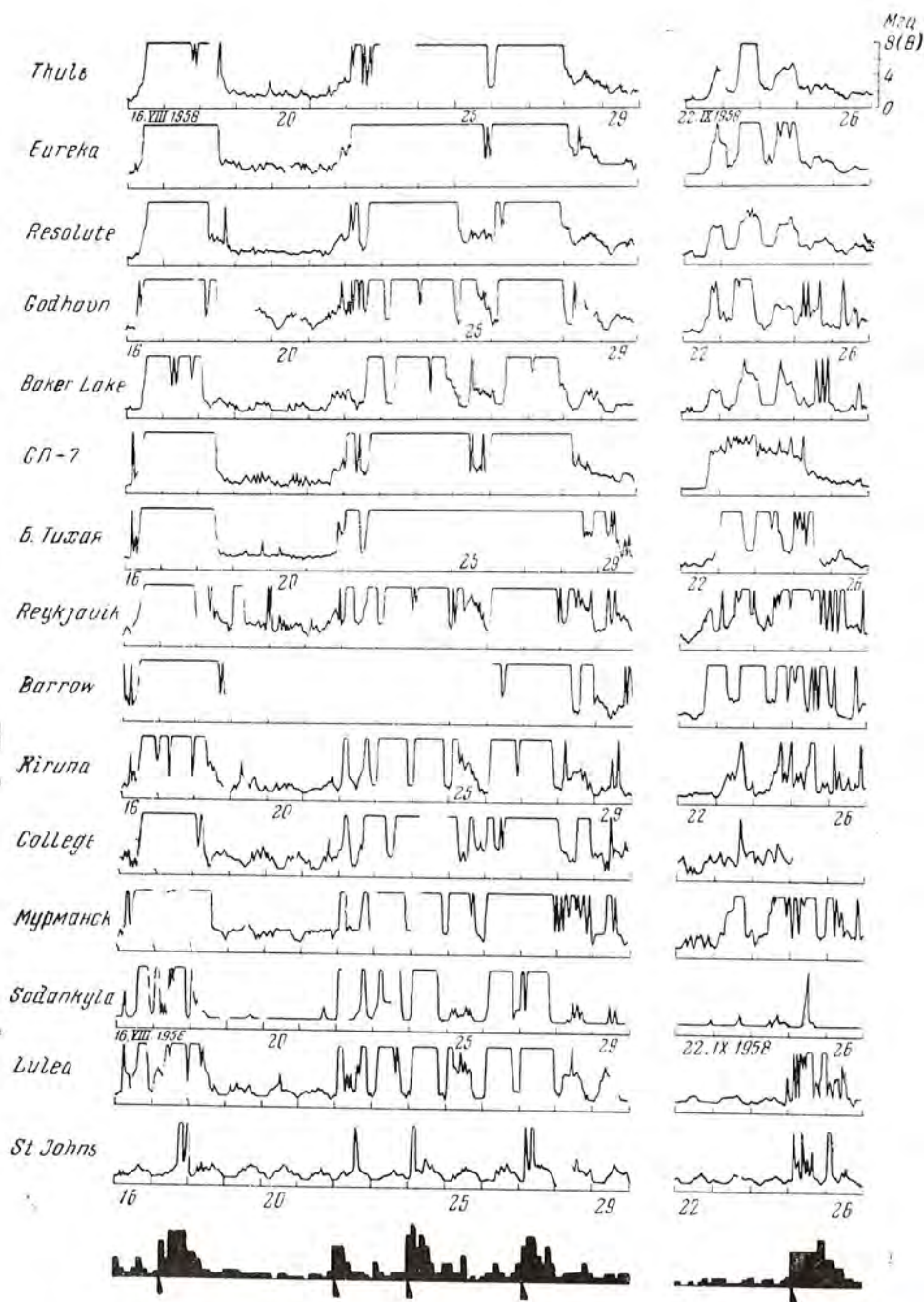


Б. Тулун СП-7

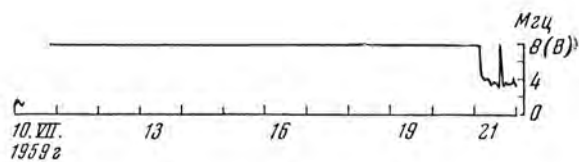
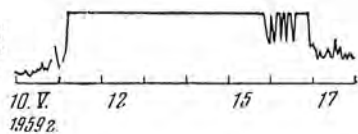
Мурманск

124
8(B)

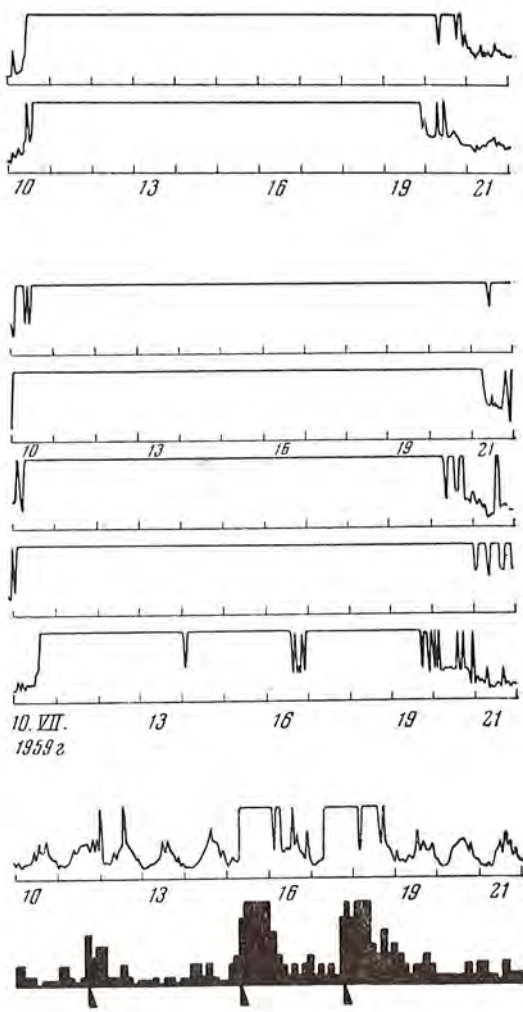
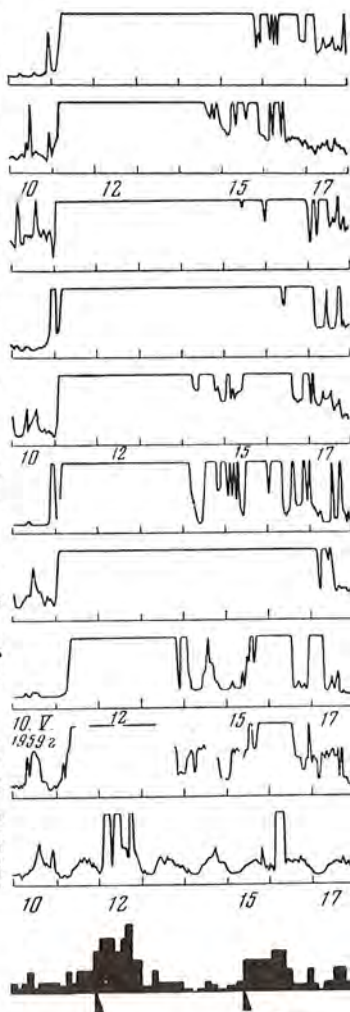




Thule



St. Johns Lulea Sodankylä Myrmanck College Kiruna Barrow Reykjavik Godhavn Resolute

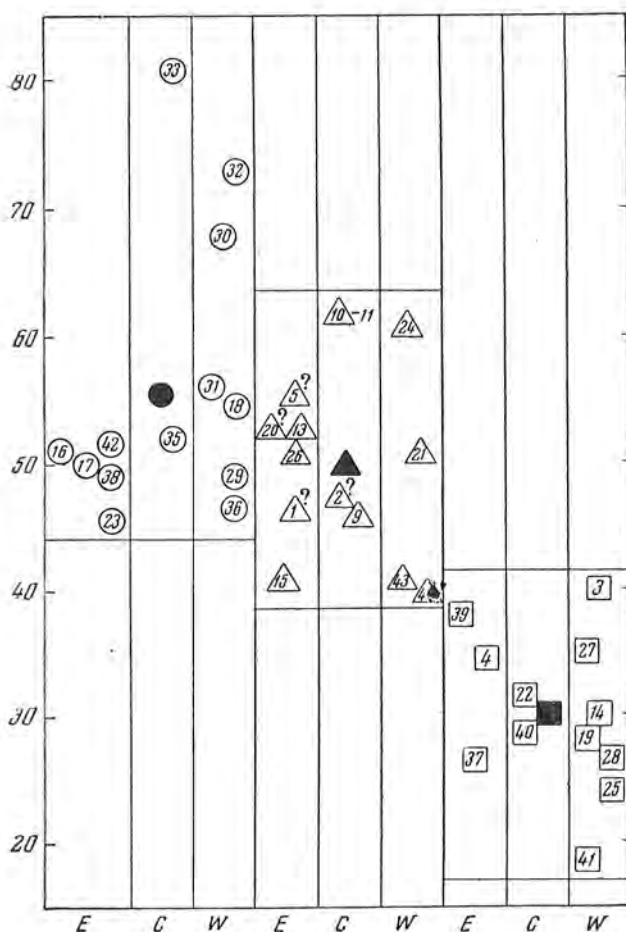


действовать во *Flasch*-фазе развития вспышки [2], когда происходит выход наиболее жесткого рентгеновского излучения, вызывающего внезапные ионосферные возмущения [70]. Однако остается неясным интервал времени, в течение которого действовал ускоряющий механизм. Если принять, что это время определяется только длительностью вспышки, то весьма продолжительное осаждение протонов в высокие геомагнитные широты является еще одним свидетельством в пользу существования межпланетного магнитного поля, выполняющего при наличии в нем неоднородностей роль, аналогичную галактическому магнитному полю, удерживающему космические лучи в пределах Галактики [71].

Однако, как будет показано ниже (см. § 7), длительное осаждение протонов в полярную шапку может наблюдаться также и в тех случаях, когда межпланетное магнитное поле в секторе, связывающем Солнце и Землю, имеет приблизительно радиальный характер без существенных неоднородностей. В этом случае затруднительно объяснить длительное осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку. Можно предположить, что часть протонов, генерация которых связана с развитием хромосферных вспышек, инжектирована в межпланетное поле так, что траектории протонов, составляя с магнитным полем некоторый набор углов, навиваются на силовые линии с разным шагом спирали, что может вызвать задержку в приходе протонов. Кроме того, ряд явлений в радиоизлучении, в частности наблюдавшееся в течение нескольких дней синхронное излучение на метровых волнах из области короны, расположенной на расстоянии 4—5 R от центра Солнца над активной областью, где произошла вспышка 10 мая 1959 г. [72], позволяют сделать предположение об образовании во время вспышки локальной «ловушки» на Солнце, удерживающей часть генерированных протонов. Длительное осаждение протонов в полярную шапку в этом случае обусловлено постепенным высвобождением их из «ловушки» [73].

§ 4. Связь между хромосферными вспышками, осаждением высокоэнергичных протонов в высокие геомагнитные широты и магнитными бурями с SC

Анализ данных, приведенных на фиг. 1, показывает, что в основном все длительные поглощения в полярной шапке могут быть объяснены осаждением протонов, генерированных в соответствующих вспышках. Исключение составляют четыре случая, а именно, возрастание $f_{\text{мин}}$ 24 и 25 июня 1957 г. (оборот № 1359), возрастание $f_{\text{мин}}$ и полное поглощение 10 августа 1957 г. (оборот № 1390), полное поглощение 10 апреля 1958 г. (оборот № 1399) и полное поглощение и повышенные значения $f_{\text{мин}}$ с резким суточным ходом 22—24 сентября 1958 г. (оборот № 1405). Возможно, что некоторые из перечисленных неотожествленных событий, а также ряд случаев в табл. 2 могут быть связаны с развитием малых, но очень ярких вспышек балла 2 и менее, однако отсутствие более полных солнечных данных не позволяет исследовать этот вопрос более детально. Заметим, что неотожествленные случаи возрастания $f_{\text{мин}}$ и пол-



Фиг. 3. Время запаздывания магнитных бурь (по оси ординат) для трех групп хромосферных вспышек (по оси абсцисс)

Числа, вписанные в каждый значок, соответствуют порядковому номеру вспышки в табл. 2. Знаком вопроса отмечены вспышки, для которых протоны (10—100 Мэв) отождествлялись неуверенно из-за предшествующих возмущений. В этих случаях наблюдалось осаждение большого числа протонов в полярную шапку одновременно с приходом плазмы, вызвавшей магнитную бурю. До начала бури осаждение протонов было малым или отсутствовало полностью

ного поглощения представляют собой, как правило, неяркие, нерезкие возрастания $f_{\text{мин}}$, которые регистрируются более уверенно только в полярной шапке.

Из фиг. 1 можно видеть, что длительность поглощения в полярной шапке после одной какой-либо вспышки колеблется в широких пределах, от нескольких часов до 3—5 суток и более. Представляло интерес выяснить некоторые характерные закономерности, присущие геофизическим явлениям, которые вызваны определенными вспышками.

Все вспышки, уверенно отождествленные с их геофизическими эффектами (фиг. 1, табл. 2), разделены на три группы (фиг. 3). В первую группу (обозначаемую квадратами) включены вспышки, за которыми

следует длительное осаждение протонов ($10-100$ Мэв) в высокие геомагнитные широты как задолго до начала магнитной бури, так и во время бури. В ряде случаев длительное осаждение протонов наблюдается также и после окончания бури. Во вторую группу (обозначенную кружками) включены вспышки, развитие которых не сопровождалось генерацией высокоэнергичных протонов. В третью, промежуточную группу (обозначаемую треугольниками) включены, во-первых, вспышки, после развития которых наблюдалось непродолжительное осаждение протонов в высокие геомагнитные широты. (Это в основном вспышки, возникшие на западной полусфере Солнца). Во-вторых, в эту же группу включены вспышки, сопровождавшиеся генерацией значительного числа высокоэнергичных протонов, осаждение которых в полярную шапку происходило незадолго до начала магнитной бури (в основном восточные вспышки). Каждая группа вспышек разделена на три подгруппы в соответствии с координатами:

- а) зона $\pm 10^\circ$ от центрального меридиана (С);
- б) зона $10-90^\circ$ W (W);
- в) зона $10-90^\circ$ E (E).

Из фиг. 3 можно видеть, что время запаздывания ΔT магнитных бурь с SC относительно вспышек четко разделяется на два класса: меньше 40 час. для первой группы вспышек и больше 40 час. для остальных двух групп. Время запаздывания ΔT для бурь с SC, связанных со вспышками, после развития которых наблюдается длительное осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку, ни в одном случае не превышает ΔT магнитных бурь, связанных с другими типами вспышек, и составляет в среднем 30 час. Наибольшее значение ΔT соответствует тем вспышкам, с возникновением которых не связана генерация высокоэнергичных протонов. Время запаздывания в этом случае составляет 50—60 час. и возрастает иногда до 70—80 час., что соответствует скорости ~ 600 км/сек.

Поскольку длительность осаждения протонов в полярную шапку характеризует в некоторой степени число генерированных во вспышке протонов, мы приходим к заключению, что время запаздывания магнитной бури с SC зависит от того, в какой мере развитие соответствующей хромосферной вспышки сопровождается генерацией высокоэнергичных протонов. Найденная закономерность заслуживает внимания при разработке теории механизма, вызывающего движение плазмы из активной области во время развития хромосферной вспышки.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что за поглощением в высоких геомагнитных широтах следует, как правило, магнитная буря с SC. Поскольку бури вызываются в основном вспышками, возникающими в зоне $\pm 60^\circ$ по долготе от центрального меридиана, то связь между поглощением в полярной шапке и магнитными бурями с SC указывает, что протоны заполняют только некоторый сектор в межпланетном пространстве. Это накладывает определенное ограничение на возможную модель межпланетного магнитного поля. Тот факт, что не наблюдается поглощения в полярной шапке без сопутствующих магнитных бурь, указывает,

что диффузия высокоэнергичных протонов по всей солнечной системе сдерживается магнитным полем. Отсюда следует, что межпланетное магнитное поле не является строго хаотическим, а имеет до некоторой степени регулярную структуру. Все длительные поглощения в высоких широтах сопровождаются сильными магнитными бурями, отождествленными с соответствующими вспышками.

Отсутствие сильных поглощений в полярной шапке без сопровождающих магнитных бурь свидетельствует о приблизительно радиальном магнитном поле, сдерживающем диффузию высокоэнергичных протонов по всей солнечной системе.

§ 5. Распространение высокоэнергичных протонов через межпланетное пространство

Возникающее после мощных хромосферных вспышек поглощение в высоких геомагнитных широтах продолжает удерживаться до начала магнитной бури с SC (см. фиг. 1), и в ряде случаев с развитием магнитной бури область поглощения распространяется на более низкие широты, захватывая зону полярных сияний. Исследование ионосферы на широте выше радиационного пояса позволяет сделать заключения о том, осаждались ли высокоэнергичные протоны в полярную шапку до начала магнитной бури или они начали осаждаться в высокие широты только после того, как Земля оказалась в облаке плазмы, выброшенном из активной области и вызывающем магнитную бурю на Земле. Поскольку прохождение плазмы через межпланетное пространство изменяет, естественно, конфигурацию межпланетного магнитного поля и, следовательно, изменяет условия движения высокоэнергичных протонов в межпланетном пространстве, исследование взаимосвязи поглощения в высоких широтах и возмущенности магнитного поля проливает некоторый свет на характер этих изменений.

Из фиг. 1 и табл. 2 следует, что осажждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку происходит с запаздыванием относительно соответствующей хромосферной вспышки, причем время запаздывания колеблется в широких пределах и достигает больших значений, так что в ряде случаев осажждение протонов в полярную шапку начинается практически одновременно с приходом от Солнца плазмы, вызывающей бурю. Так, например, после вспышки 23 марта 1958 г. осажждение протонов в высокие широты и магнитная буря с SC начались с малым различием во времени. Аналогичные явления наблюдаются и в ряде других вспышек (см. табл. 2). Отсюда следует, что протоны продолжительное время удерживаются в межпланетных магнитных полях и распространяются в новые области пространства только со скоростью движения магнитных полей, переносимых движением плазмы, вызывающей магнитную бурю с SC.

Из фиг. 1 и табл. 2 можно видеть, что более длительное запаздывание в прибытии высокоэнергичных протонов от Солнца наблюдается именно в тех случаях, когда ответственные за генерацию протонов хромосферные

вспышки возникают на восточной полусфере Солнца (вспышки № 7, 37, 39 и др., табл. 2, фиг. 1, 3). Напротив, время запаздывания протонов, генерация которых связана со вспышками, возникающими на западной полусфере, составляет в большинстве случаев малую величину (вспышки № 3, 25, 27, 28, табл. 2), так что осаждение протонов в полярную шапку начинается примерно через 1—2 часа после соответствующей хромосферной вспышки и задолго до начала магнитной бури с SC. В данном случае можно говорить о самостоятельном распространении высокоэнергичных протонов от Солнца до Земли, что возможно, если межпланетное поле очень мало или приблизительно радиально.

Итак, существуют, по-видимому, два способа распространения быстрых частиц от Солнца: самостоятельное распространение и распространение в новые области пространства вместе с магнитным полем, деформируемым и увлекаемым движением плазмы, когда скорость диффузии в магнитном поле мала.

§ 6. Распространение протонов от восточной и западной полусферы Солнца. Закрученность межпланетного магнитного поля

Мы пришли к заключению, что высокоэнергичные протоны заполняют только сектор в солнечной системе. Это возможно при условии, если диффузия протонов по всей солнечной системе сдерживается приблизительно радиальным магнитным полем. Однако утверждение о строгой радиальности было бы рискованно, так как протоны, генерированные во вспышках, возникающих достаточно далеко от видимого центра, через некоторое время осаждаются на Землю. Этот факт указывает на рассеяние высокоэнергичных протонов на неоднородностях магнитного поля, включенных в приблизительно радиальное магнитное поле в межпланетном пространстве. При чисто радиальном магнитном поле протоны, генерированные во вспышках вблизи края диска, не попадут на Землю. При совершенно хаотическом магнитном поле наблюдалось бы, во-первых, заполнение протонами всей солнечной системы и, во-вторых, запаздывание в прибытии протонов, генерированных во вспышках, не должно было бы зависеть от положения вспышки на Солнце. Зависимость времени запаздывания от положения вспышки на Солнце является серьезным указанием на существование приблизительно радиального магнитного поля в межпланетном пространстве с включенными неоднородностями (рассеивающими центрами).

Анализ экспериментальных данных о связи между хромосферными вспышками, поглощением в ионосфере и магнитными бурями с SC показал, что действительно имеется зависимость числа осаждающихся в полярную шапку высокоэнергичных протонов от положения вспышки на диске, причем найденные закономерности отличны для восточной и западной полусфер Солнца. Во-первых, из фиг. 3 можно видеть, что в первой группе вспышек, развитие которых сопровождалось генерацией большого числа протонов (10—100 Мэв), наблюдается преобладание вспышек в западной полусфере по сравнению с восточной, хотя следовало бы ожи-

дать равномерного распределения таких вспышек по диску. Во-вторых, три восточные вспышки этой группы (№ 4, 37, 39) вызвали поглощение в высоких геомагнитных широтах через 5—6 час. после начала вспышки, в то время как запаздывание в прибытии протонов от западных вспышек (№ 3, 22, 25, 27, 28) составляет 1—2 час. В-третьих, наблюдается интересная особенность в третьей группе вспышек (№ 21, 24, 43, 44), с развитием которых связана генерация малого числа высокоэнергичных протонов, которая заключается в том, что значительная доля протонов от западной полусферы достигает области Земли и осаждается в полярную шапку сразу же после вспышки, т. е. задолго до прихода выброшенной из активной области плазмы. В это время от всех восточных и центральных вспышек этой группы приходит гораздо меньшее число высокоэнергичных протонов, опережающих поток плазмы, и притом с большим запаздыванием, чем от западных вспышек этой группы. Заметим, наконец, что наблюдается осаждение большого числа высокоэнергичных протонов во время магнитных бурь, обусловленных восточными вспышками в сравнении с западными.

Совокупность этих фактов можно объяснить в предположении, что существует приблизительно радиальное магнитное поле (с включенными неоднородностями), связанное с Солнцем [74] и закрученное его вращением, так что геометрия поля более благоприятна для распространения высокоэнергичных протонов от западной полусферы, чем от восточной.

Эта структура межпланетного магнитного поля претерпевает существенные изменения, являющиеся следствием процессов, развивающихся в активных областях на Солнце.

§ 7. Образование межпланетного магнитного поля движением плазмы, выброшенной из активной области.

Инжекция высокоэнергичных протонов

Из фиг. 1 можно видеть, что в ряде случаев наблюдается серия мощных хромосферных вспышек, возникающих в одной и той же активной области, после развития которых наблюдалось длительное поглощение в полярной шапке. Подобные явления наблюдались, например, в оборотах № 1391 (вспышки № 4, 5, 6, 7, 8 в табл. 2), № 1404 (вспышки № 26, 27, 28), № 1415—1416 (вспышки № 39, 40, 41) фиг. 1. Перечисленные вспышки сопровождалась генерацией значительного числа протонов с энергией 10—100 *Мэв*. Обращает на себя внимание следующее обстоятельство: осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку начинается через 5—6 час. после первой вспышки в восточной полусфере в каждой серии вспышек в соответствующей активной области (вспышки № 4, 26, 39, табл. 2; фиг. 1, обороты № 1320, 1404, 1415 соответственно). Но если магнитная буря с SC, обусловленная выбросом плазмы от первой вспышки заканчивалась и, следовательно, облака солнечной плазмы продвинулись за орбиту Земли, то следующая мощная вспышка из серии вспышек в той же самой активной области (вспышки № 27, 28, оборот № 1404; вспышки № 40, 41, оборот № 1416) вызывает поглощение в полярной

шапке примерно через час и менее после начала вспышки, т. е. генерированные протоны достигают орбиты Земли за сравнительно малое время.

Этот факт указывает, что время запаздывания в приходе протонов уменьшается при следующих друг за другом вспышках в одной и той же активной области. Это в свою очередь свидетельствует об изменении условий в межпланетном пространстве после прохождения облаков плазмы, выброшенных во время развития первой вспышки (из серии вспышек в каждой активной области). Возрастание жесткости спектра вариаций интенсивности галактического космического излучения после максимума эффекта Форбуша, сопровождающего магнитную бурю с SC (фиг. 1), свидетельствует об усилении межпланетного магнитного поля в секторе солнечной системы, после прохождения плазмы за орбиту Земли.

Одновременное уменьшение времени запаздывания в прибытии высокоэнергичных протонов при данных обстоятельствах (вспышки № 27, 28, 40, 41) указывает, что это новое поле может быть только радиальным! Оно не может быть образовано только за счет деформации межпланетного магнитного поля, уже существующего до происхождения плазмы, так как наблюдается ряд бурь с SC, вызванных прохождением солнечной плазмы и не сопровождающихся заметным эффектом Форбуша. Быстрый приход протонов от вспышек, после того как плазма, вызвавшая магнитную бурю, продвинулась за орбиту Земли, вместе с тем фактом, что наблюдается возрастание жесткости спектра вариаций галактического космического излучения после максимума спада Форбуша (в результате усиления межпланетного магнитного поля), дает *прямое доказательство увлечения магнитного поля активных областей и вытягивания его в приблизительно радиальное межпланетное магнитное поле движением выброшенной от Солнца плазмы* [75].

Принимая во внимание, что увлекаемое магнитное поле остается связанным с активной областью на Солнце, можно видеть, что инжекция в такое поле высокоэнергичных протонов, генерируемых последующими вспышками, возникающими в данной активной области при ее прохождении по диску Солнца, вызовет длительное осаждение протонов и, следовательно, длительное поглощение в полярной шапке (фиг. 1, обороты № 1391, 1404, 1416).

Поскольку магнитные бури с SC, обусловленные развитием вспышек с генерацией большого числа высокоэнергичных протонов, имеют малое время запаздывания и, следовательно, плазма, вызывающая магнитную бурю, движется через межпланетное пространство и натекает на Землю с большей скоростью, быстрое погружение Земли в поток плазмы, увлекающей магнитное поле, вызывает быстрый и глубокий спад Форбуша в интенсивности галактического космического излучения (фиг. 1). При этом уже существующее магнитное поле в межпланетном пространстве будет деформироваться и «выметаться» потоком плазмы, что усиливает спад Форбуша в интенсивности галактического космического излучения.

Последовательное прохождение потоков плазмы (например, в июле 1959 г.) имеет своим результатом ряд последовательных спадов Форбуша

в интенсивности галактического космического излучения с длительным периодом восстановления (фиг. 1).

Амплитуды спада Форбуша в интенсивности галактического космического излучения (нейтронная компонента) для магнитных бурь за период МГГ — МГС, сосчитанные и любезно предоставленные в наше распоряжение А. А. Степаняном, были исследованы нами для двух групп

Т а б л и ц а 3

Амплитуды спада Форбуша в интенсивности галактического космического излучения для двух групп магнитных бурь

	$\bar{A}_N$, %	Число бурь	Δ_N^+	Число бурь
Магнитные бури, вызванные вспышками, развитие которых сопровождалось генерацией протонов с энергией $\sim 10-100$ Мэв	$4,5 \pm 0,75$	14	$7,2 \pm 0,77$	17
Магнитные бури, вызванные вспышками, развитие которых не сопровождалось генерацией протонов с энергией $\sim 10-100$ Мэв	$3,5 \pm 0,45$	14	$4,5 \pm 0,38$	20
Вспышки и магнитные бури с большим числом протонов ($\sim 10-100$ Мэв)	$5,2 \pm 1,0$	7	$8,6 \pm 0,33$	10
Магнитные бури с SC, которые не отождествлены со вспышками	$3,0 \pm 0,5$	10	$4,3 \pm 0,4$	16

П р и м е ч а н и е. $\bar{A}_N$ — амплитуда спада Форбуша за период МГГ, усредненная по шести станциям, расположенным примерно вдоль геомагнитной параллели 50° [77].

Δ_N^+ — амплитуда спада Форбуша за период МГГ — МГС, усредненная по станциям Москва, Херстмонсе, Крым.

бурь, и результаты представлены в табл. 3. Можно видеть, что амплитуды спада Форбуша существенно больше, если магнитная буря вызвана вспышкой, развитие которой сопровождалось генерацией протонов ($10-100$ Мэв).

§ 8. Зависимость интенсивности магнитной бури от положения вспышки на диске Солнца

Отождествление магнитных бурь с SC с соответствующими вспышками позволило определить (по достаточно большому числу случаев) зависимость интенсивности магнитной бури от положения вспышки на диске Солнца. При этом была обнаружена особенность в протекании магнитной бури, зависящая от координат вспышки.

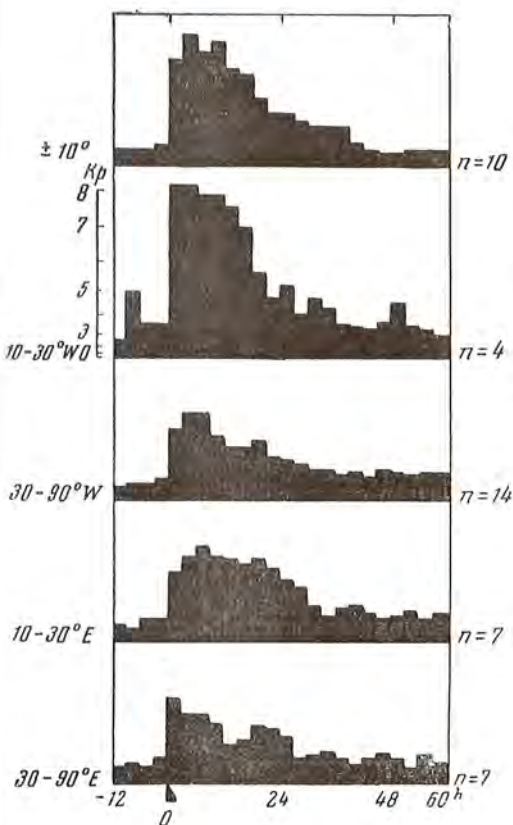
В этом исследовании все вспышки (отождествленные с магнитными бурями в табл. 2) были разделены на пять групп в зависимости от положения вспышки на Солнце следующим образом: $\pm 10^\circ$ от центрального меридиана, $10-30^\circ W$, $30-90^\circ W$, $10-30^\circ E$, $30-90^\circ E$. Бури, соответствующие этим вспышкам, образовали пять групп, и для каждой из них в отдельности был получен средний профиль бури в K_p -индексе. Для этого были выписаны значения трехчасового K_p -индекса для каждой бури за половину суток до внезапного начала бури и за 2,5 суток после начала бури; внезапные начала совмещены, и K_p -индекс усреднен по каждому трехчасовому интервалу. Результаты, приведенные на фиг. 4, показывают, что наиболее сильные магнитные бури вызваны не центральными

вспышками, а вспышками, возникающими на $10-30^\circ$ к западу. Эта закономерность еще более подчеркивает фиг. 5, где на оси ординат (в зависимости от координат вспышки на Солнце) отложен усредненный K -индекс за первую половину суток после начала бури.

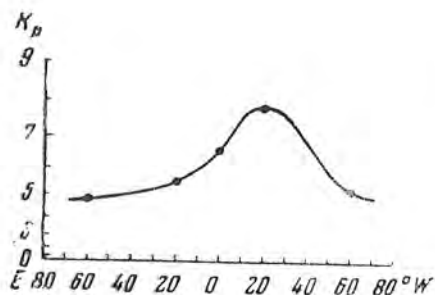
Поскольку K_p -индекс характеризует только амплитуду вариаций магнитного поля за трехчасовой интервал, средний профиль бури был получен (для тех же групп бурь) по среднечасовым абсолютным значениям напряженности горизонтальной компоненты магнитного поля по станции Пругонице (геомагнитные координаты $49^\circ 9' N$, $97^\circ 4' E$). Полученные результаты (фиг. 6) показывают, что профиль бури по абсолютным значениям напряженности H -компоненты магнитного поля находится в сильнейшей зависимости от координат вспышки. Быстрое понижение поля (главная фаза магнитной бури) связано с бурями, обусловленными вспышками, возникающими на $10-30^\circ$ к западу.

Максимальное понижение магнитного поля в главной фазе (для каждой группы бурь) в зависимости от координат вспышки на Солнце показано на фиг. 7. Амплитуда главной фазы систематически возрастает при переходе от далеких восточных вспышек к центральному меридиану, достигает максимума для бурь, обусловленных вспышками, возникающими в диапазоне долгот $10-30^\circ W$, и затем падает к западу. Зависимость амплитуды главной фазы от координат вспышки (фиг. 7) весьма сходна с зависимостью K_p -индекса (фиг. 5). Отсюда следует, что оцениваемая K_p -индексом (фиг. 4) большая возмущенность магнитного поля, связанная со вспышками, возникающими на $10-30^\circ$ к западу, обусловлена тем, что магнитные бури, вызванные вспышками в интервале долгот $10-30^\circ W$, имеют резко выраженную главную фазу (фиг. 6). Очевидно, что эта особенность магнитных бурь является следствием структуры той части потока, которая натекает на Землю от вспышек, возникающих в интервале долгот $10-30^\circ W$. Таким образом, условия распространения от западной полусферы Солнца оказываются более благоприятными не только для высокоэнергичных протонов, но также и для потоков плазмы, вызывающих магнитные бури. По-видимому, эти условия создаются приблизительно радиальными магнитными полями (с включенными неоднородностями), несколько закрученными вращением Солнца.

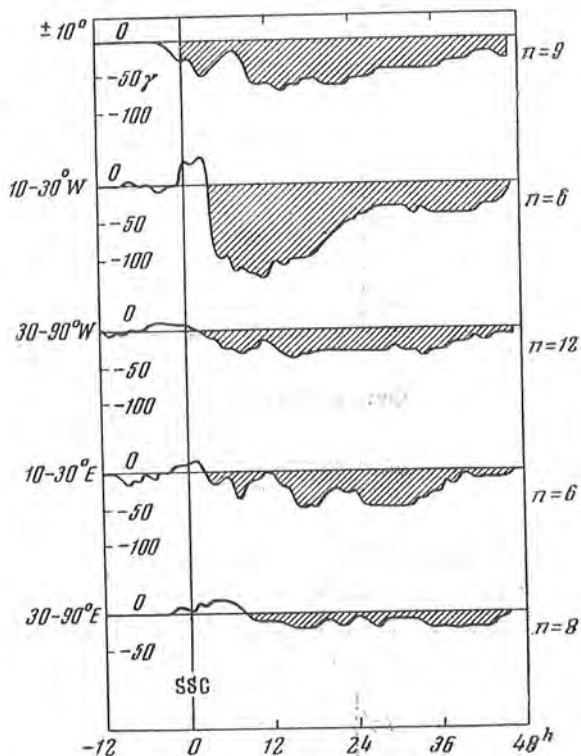
Чтобы убедиться, что более высокая возмущенность магнитного поля, вызванная вспышками в диапазоне долгот $10-30^\circ W$, не обусловлена тем, что именно в этом диапазоне долгот возникли более мощные вспышки, было исследовано распределение вспышек по диску. Для этого были выбраны все вспышки балла 3+, 3 и 3-, наблюдаемые за период 1957—1959 гг., и расположены на диаграмме по их координатам (фиг. 8). Можно видеть, во-первых, что практически не существует восточно-западной асимметрии в распределении всех зарегистрированных вспышек балла 3-, 3 и 3+ (34 вспышки на восточной полусфере и 37 на западной). Во-вторых, все без исключения вспышки балла 3+ независимо от их координат вызвали магнитные бури с SC. В третьих, наиболее часто вызывают геомагнитные возмущения вспышки балла 3, возникшие вблизи центральной зоны, особенно в интервале долгот $0-10^\circ$ к западу.



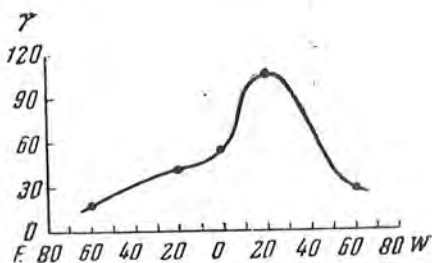
Фиг. 4. Средний профиль магнитной бури в K_p -индексе для вспышек в соответствующем диапазоне долгот



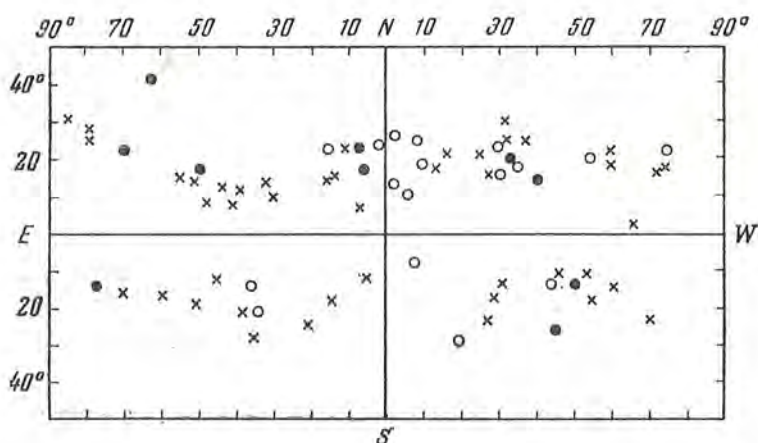
Фиг. 5. Зависимость K_p -индекса, усредненного за первую половину суток после начала магнитной бури, от долготы вспышки на Солнце



Фиг. 6. Средний профиль магнитной бури, построенный по среднечасовым абсолютным значениям H -компоненты магнитного поля в зависимости от долготы вспышек



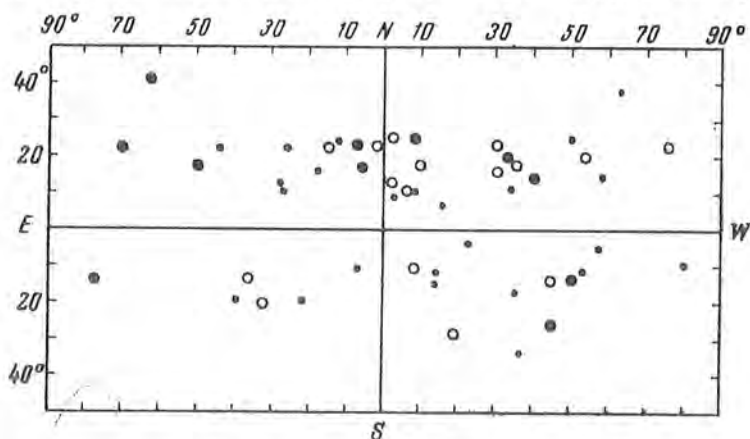
Фиг. 7. Максимальное понижение магнитного поля в главной фазе бури (для каждой группы бурь) в зависимости от долготы вспышки на Солнце



Фиг. 8. Распределение по диску всех вспышек баллов 3—, 3, и 3+, наблюдавшихся за 1957—1959 гг.

Крестики — неотождествленные вспышки баллов 3— и 3; темные кружки — отождествленные вспышки [балла 3+; светлые кружки — отождествленные вспышки баллов 3— и 3

Аналогично на диаграмме (фиг. 9) были расположены по координатам те вспышки, которые вызвали магнитные бури. Среди них было несколько вспышек балла 2 и 2+. Из фиг. 9 можно видеть, во-первых, что



Фиг. 9. Распределение отождествленных вспышек балла 2 и выше по диску Солнца

Темные кружки — вспышки балла 3+; светлые кружки — вспышки балла 3 и 3—; точки — вспышки балла 2 и 2+

только очень мощные вспышки (балл 3+), возникающие на долготе больше 50° к востоку, вызвали геомагнитные возмущения. Во-вторых, вспышки, наблюдавшиеся на долготе $10\text{--}30^\circ$ к западу, не выделяются какой-либо особенностью. Напротив, их интенсивность ниже средней. В этом интервале долгот зарегистрировано четыре вспышки балла 2+ и только три вспышки балла 3.

Таким образом, более высокая, чем в среднем, интенсивность магнитных бурь, вызванных вспышками, возникающими в интервале долгот $10\text{--}30^\circ$, обусловлена тем, что корпускулярный поток, выброшенный

выпешками с этих долгот, встречается Землю своей наиболее плотной частью.

Магнитные бури, регистрируемые на Земле от далеких восточных (или западных) вспышек, являются, по-видимому, результатом того, что до Земли доходит в основном гидромагнитное возмущение. Предварительные результаты анализа амплитуд и формы внезапного начала SC магнитных бурь показывают, что характеристики SC не зависят от координат вспышек. Как показано ранее [76], SC магнитной бури вызывается, по-видимому, ударной волной, порождаемой на Солнце и распространяющейся через межпланетное пространство.

В заключение авторы считают своим долгом принести благодарность В. В. Гапееву за большую помощь при подготовке экспериментального материала к печати. Авторы глубоко признательны член.-корр. АН СССР А. Б. Северному за полезное обсуждение статьи.

26 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. Meyer, E. N. Parker, J. A. Simpson. *Phys. Rev.*, **104**, 768, 1956.
2. А. Б. Северный. *Астр. ж.*, **35**, 335, 1958.
3. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **20**, 22, 1958.
4. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. *Астр. ж.*, **37**, 609, 1960.
5. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **25**, 88, 1961.
6. E. N. Parker. *Phys. Rev.*, **107**, 830, 1957.
7. A. H. Shapley a. R. W. Knecht. Ionospheric effects of the great solar cosmic ray event of Febr., 23, 1956. N. B. S. Report (Boulder U. S. A.), № 5596, 1958.
8. D. K. Bailey. *J. Geophys. Res.*, **62**, 431, 1957.
9. D. K. Bailey. *Proc. I. R. E.*, **47**, 225, 1959.
10. В. М. Драцкий. *Сб. «Исследование ионосферы»*, № 3. Изд-во АН СССР, 1960.
11. G. C. Reid a. C. Collins. *J. Atm. Terr. Phys.*, **14**, № 1, 1959.
12. B. Hultquist. *Tellus*, **11**, № 3, 1959.
13. B. Hultquist, J. Aarons, J. Ortner. *Tellus*, **11**, № 3, 1959.
14. J. C. Seddon. U. R. S. I. Twelfth General Assembly, Boulder. Colorado, 1957.
15. G. C. Reid a. H. Leinbach. *J. Geophys. Res.*, **64**, № 11, 1959.
16. P. Rothwell, C. McIlwain. *Nature*, **184**, № 4681, 1959.
17. P. Rothwell, C. McIlwain. *Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conference*, III, 1960.
18. K. A. Anderson. *Phys. Rev. Letters*, **1**, 335, 1958.
19. С. П. Верноп, В. Ф. Тулипов, А. Н. Чарахчян. *Докл. АН СССР*, **122**, 788, 1958.
20. Н. Р. Рымко, В. Ф. Тулипов, А. Н. Чарахчян. *ЖЭТФ*, **36**, 1687, 1959.
21. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулипов, Т. Н. Чарахчян. *ЖЭТФ*, **38**, вып. 4, 1960.
22. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулипов, Т. Н. Чарахчян. *ЖЭТФ*, **39**, 249, 1960.
23. П. С. Фрайер, Е. П. Ней, Дж. Р. Винклер. Наблюдения космических лучей от Солнца. Труды Международной конференции по космическим лучам, 4, Изд-во АН СССР, 1960.

24. E. P. Ney, J. R. Winckler, P. S. Freier. *Phys. Rev. Letters*, **3**, 183, 1959.
25. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, М., 1958.
26. А. Е. Чудаков. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, М., 1958.
27. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. С. Чудаков. Докл. АН СССР, **120**, № 6, 1958.
28. В. Н. Красовский, Ю. М. Кушир, Г. А. Бордовский, Г. Ф. Захаров, Е. М. Светлицкий. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, М., 1958.
29. Дж. Ван Аллен. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, М., 1958.
30. J. Van Allen, C. McIlwain. Radiation measurements from Explorer IV, Report prepared for the IX Annual Congress of International Astronautical Federation, VIII. Amsterdam, 1959.
31. С. Н. Вернов, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков. Искусственные спутники Земли, вып. 2, 1959.
32. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 12, 1959.
33. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев. Докл. АН СССР, **125**, № 2, 1959.
34. L. A. Frank, J. Van Allen. *Nature*, **183**, № 4659, 1959.
35. J. Van Allen, C. McIlwain, G. H. Ludwig. *J. Geophys. Res.*, **64**, № 3, 1959.
36. S. N. Vernov, A. E. Chudakov. Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conference, III, 1960.
37. J. Van Allen. Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conference, III, 1960.
38. V. I. Krasovsky, I. S. Shklovsky, G. I. Galperin, E. M. Svetlitsky. Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conference, III, 1960.
39. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, А. Г. Николаев. Докл. АН СССР, **130**, № 3, 1960.
40. S. F. Singer. *Phys. Rev. Letters*, **1**, № 5, 1958.
41. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, А. И. Лебединский, В. С. Мурзин, А. Е. Чудаков. Докл. АН СССР, **124**, № 5, 1960.
42. J. A. Welch, W. A. Whitaker. *J. Geophys. Res.*, **64**, № 8, 1959.
43. А. С. Дворяшин, И. Н. Одинцова. Изв. Крымской астрофиз. общ., **23**, 1960.
44. А. С. Дворяшин. Информационный бюллетень Комитета МГГ АН УССР (в печати).
45. R. L. Arnoldy, R. A. Hoffman, J. R. Winckler, *J. Geophys. Res.*, **65**, № 5, 1960.
46. Р. И. Зевакина. Доклад на V Ассамблее СК МГГ, М., 1958.
47. Б. П. Потанов, З. Ц. Рапопорт, Г. Б. Борсук. Сб. «Изучение поглощения радиоволн в зоне полярных сияний», № 2—3. Изд-во АН СССР, 1960.
48. А. И. Грачев. Сб. «Радиолокационные отражения во время геомагнитных возмущений». № 2—3. М. Изд-во АН СССР, 1960.
49. R. W. Knecht. *J. Geophys. Res.*, **61**, 59, 1956.
50. International Geophysical Year, Solar activity Report Series, Number 12, 1960. High Altitude Observatory, Boulder, Colorado.
51. C. Wada, Y. Kamiya, Rep. Ion. Res. Japan, **13**, № 2, 1959.
52. A. D. Fokker, Jr. Studies of Enhanced Solar Radio Emission at Frequencies near 200 Mhz. Netherlands, Section Ionosphere and Radio Astronomy, 1960.
53. J. F. Denisse. Liste Provisoire des types IV etablies à partir des sursants centimetriques, Anne 1957 (частное сообщение).

54. В. Е. Степанов, И. Н. Петрова. Каталог напряженности и полярности магнитных полей в солнечных пятнах за период МГГ (1. VII 1957 — 31.XII 1958).
55. G. P. Kipfer. The Sun, 1953. (См. русский перевод: Дж. Койпер. Солнце, ИЛ, 1957, стр. 294).
56. М. С. Эйгенсон, В. М. Гневышев, А. И. Оль, Б. М. Рубашев. Солнечная активность и ее земные проявления. М.— Л., 1948, стр. 91.
57. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 1958.
58. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Астр. ж., 35, 194, 1958.
59. Э. Р. Мустель, А. С. Дворяшин. Астр. ж., 35, 3, 1958.
60. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Астр. ж., 36, 5, 1959.
61. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР, 128, № 2, 1958.
62. Э. Р. Мустель. Астр. ж., 37, 397, 1960.
63. Э. Р. Мустель. Астр. ж., 37, 403, 1960.
64. Э. Р. Мустель. Астр. ж., 36, 215, 1959.
65. О. Н. Митропольская. Астр. ж., 36, 224, 1959.
66. А. С. Дворяшин. Астр. ж., 36, 621, 1959.
67. О. Н. Митропольская. Астр. ж., 37, 63, 1960.
68. Э. Р. Мустель. Астр. ж., 38, № 3, 1961.
69. T. Obauchi, Nakuga. J. Atm. Terr. Phys., 18, № 2/3 1960.
70. Н. А. Савич. Ранд. дисс., 1960.
71. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 1953.
72. W. C. Erickson. Phys. Rev. Lett., 3, № 8, 1959.
73. Б. М. Владимирский, А. А. Степанин. Астр. ж., 38, № 3, 1961.
74. E. N. Parker. J. Geophys. Res., 64, № 11, 1959.
75. А. С. Дворяшин. Второе совещание по теоретической и прикладной магнитной гидродинамике 27 июля — 2 июля 1960 г. Тезисы докладов. Рига, 1960.
76. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 1959.
77. А. А. Степанин. Наст. том, стр. 136.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФОРБУША. II. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ВАРИАЦИЙ. СВЯЗЬ СПЕКТРА С ХАРАКТЕРОМ СПАДА И ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ЭФФЕКТА

А. А. Степанян

По материалам ряда станций космических лучей изучались характеристики эффектов Форбуша. Использовалась методика составления глобальной интенсивности (см. § 1) нуклонного и мезонного компонентов космического излучения. По полученным из глобальной интенсивности характеристикам исследовался спектр вариаций во время эффекта Форбуша. Показано, что спектры вариаций должны удовлетворять требованию постоянства энергетической зависимости как от случая к случаю, так и в течение спада интенсивности.

Найдена приближенная зависимость длительности от амплитуды. При некоторых предположениях (см. § 5) оказывается, что характер зависимости длительности от амплитуды определяется спектром вариаций.

Наилучшее согласие со всей совокупностью данных получается, по-видимому, при спектре вида E^{-1} .

A STUDY OF THE FORBUSH EFFECT. II. THE ENERGY VARIATION SPECTRUM. THE CONNECTION BETWEEN THE SPECTRUM AND THE CHARACTER OF DECAY AND DURATION OF THE EFFECT, by A. A. Stepanyan.— Some characteristics of the Forbush effect are studied from cosmic ray data obtained at several stations. The method of calculation of global intensity (section 1) of the nucleonic and meson components of cosmic radiation is used. The variation spectrum during the Forbush effect is investigated using the characteristics obtained from global intensity. It is shown that dependence of intensity decrease from energy of particle do not vary as during decay so from case to case.

An approximate dependence the duration from amplitude is obtained. It is found that under some assumptions (section 5) the character of this dependence is determined by the variation spectrum.

The best agreement with all of the data is obtained, apparently, for a spectrum of the form E^{-1} .

Введение

В [1] проводилось исследование эффектов магнитных бурь в космических лучах (эффект Форбуша) по данным трех станций: Херстмонсе, Москва, Симферополь. В работе были изучены характеристики эффектов Форбуша и обнаружена тенденция к росту амплитуды спада интенсивности космических лучей с ростом амплитуды внезапного начала магнит-

ной бури. Значение амплитуды внезапного начала бралось из данных магнитной станции Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Ввиду существования значительного суточного эффекта в амплитуде внезапного начала (SSC) зависимость между амплитудой эффекта Форбуша и амплитудой SSC сильно смазывается. С целью исключения влияния суточного эффекта в настоящей работе брались средние амплитуды по нескольким экваториальным станциям (см. подробнее § 2).

В той же работе [1] была обнаружена асимметрия в начальной стадии спада интенсивности. Для исключения влияния асимметрии при изучении характеристик эффектов Форбуша в настоящей работе брались усредненные (или глобальные, подробнее см. § 4) по нескольким среднеширотным станциям интенсивности пуклонного и мезонного компонентов. В частности, только по глобальной интенсивности можно определить скорости спада интенсивности.

§ 1. Методика построения кривых глобальной интенсивности космических лучей

Для вычисления средней по всем направлениям интенсивности космических лучей были взяты данные по нескольким станциям, расположенным приблизительно на одной широте и охватывающим своими приемными конусами все направления прихода частиц в плоскости экватора.

При этом оказалось, что поскольку приемные конусы нейтронного монитора (н. м.) кубического телескопа (к. т.), расположенных на широте до 60° для частиц с энергией меньше 100 Бэв , лежат близко к плоскости экватора, то несущественно, где расположены станции — в северном полушарии или в южном.

Для вычисления интенсивности, регистрируемой н. м., были взяты данные следующих станций: Херстмонсе (Англия, $53^\circ,5N$, $83^\circ,8$), Оттава (Канада, $56^\circ,8N$, $351^\circ,4$), Беркли (США, $44^\circ,1N$, $298^\circ,2$), Хобарт (Австралия, $51^\circ,5S$, $224^\circ,5$), Алма-Ата (СССР, $33^\circ,0N$, $150^\circ,8$), Москва (СССР, $50^\circ,8N$, $120^\circ,5$), Якутск (СССР, $51^\circ,0N$, $193^\circ,8$). Приведены геомагнитные координаты. Данные по н. м. брались из [2]. Для вычисления мезонной интенсивности были взяты станции Херстмонсе, Оттава, Беркли, Хобарт, Москва или Симферополь (СССР, $40^\circ,1N$, $113^\circ,0$). Все данные исправлены за барометрический эффект.

Средняя по всем направлениям в плоскости экватора интенсивность получалась суммированием двухчасовых данных, взятых в мировом времени, по всем станциям. Предварительно интенсивность на каждом приборе делилась на среднее за двое суток до бури двухчасовое значение интенсивности. Этот прием уже применялся в работе [3].

§ 2. Зависимость амплитуды спада от амплитуды внезапного начала

В отличие от [1] для исключения сезонного и суточного эффектов были взяты средние значения амплитуд SSC по четырем экваториальным станциям: Элизабетвиль (Конго, $2^\circ,7S$, $94^\circ,7$), Гуанкайо (Перу, $0^\circ,6S$,

354°), Аппа (16°S, 260°), Корор (3°3S, 203°). В случае отсутствия данных станции Элизабетвиль брались данные станции Германюс (Южно-Африканский Союз, 33°0S, 80°).

Усреднение позволило ослабить влияние суточного эффекта, а тот факт, что станции экваториальные — сезонного.

В качестве амплитуды эффекта в космических лучах бралась разница между среднесуточным двухчасовым значением интенсивности до бури и скользящей двухчасовой интенсивностью, усредненной за шестичасовой интервал и имеющей минимальное значение. Указанная разность, отнесенная к интенсивности до бури, определена как амплитуда. Результаты сведены в таблицу.

Для выяснения зависимости между амплитудой SSC и амплитудой спада вычислялся коэффициент линейной корреляции между ними. Он оказался равным для н. м. +0,38, а для к. т. +0,37. Величины коэффициентов говорят скорее о тенденции, чем о зависимости. Физический смысл указанной тенденции может быть выяснен после обнаружения зависимости между амплитудой SSC и характеристиками потока.

§ 3. Спектр вариаций и соотношение между амплитудами эффекта на нейтронном мониторе и кубическом телескопе

Вопрос об отношении амплитуд эффектов на различных приборах есть вопрос о спектре вариаций (под спектром вариаций понимается зависимость относительного изменения интенсивности космических лучей от энергии частиц), а следовательно, и механизме эффекта.

Большинство авторов [4—7] указывает, что спектр меняется от бури к буре. Так, Мак Кракен методом корреляции находил отношение между вариациями на н. м. и к. т. в интервале порядка месяца. Эти вариации в существенной своей части связаны с эффектами бурь. Для периода 1955—1957 гг. у автора соотношение между вариациями на н. м. и к. т., расположенных на широте 50°, колебалось от 4,0 до 1,3. Другие авторы, в частности А. Эмерт [8], утверждают, что отношение вариаций постоянно и равно 2,0. В [4] было показано по данным 1957—1959 гг., что для бурь с внезапным началом среднее отношение действительно равно 2,0. Однако имеются и значительные отклонения от этого отношения, которые не могут быть объяснены ошибками измерений.

В настоящей работе данные, полученные методом, описанным в § 1, были подвергнуты исследованию с этой точки зрения. Используя глобальную интенсивность на н. м. и к. т., мы определили отношение между вариациями нуклонной и мезонной интенсивности во время бурь с SSC за период МГГ. Был использован метод корреляции двухчасовых данных н. м. и к. т. в интервале двух-трех суток. Величина этого отношения обозначена через K ; K характеризует жесткость спектра вариаций. Результаты расчетов приведены в таблице.

Из таблицы видно, что, действительно, жесткость спектра меняется от случая к случаю. Минимальное вероятное значение K равно 1,1, максимальное — 2,7. Среднее для всех случаев $K = 2,05 \pm 0,07$. Нужно,

Таблица характеристик эффектов магнитных бурь, полученных из глобальной интенсивности по данным среднеширотных станций: Хермонсе, Оттава, Беркли, Хобарт, Якутск, Алма-Ата (п. м.), Москва, Симферополь (к. т.).

№ п/п	Дата магнитной бури	Время SSC	Амплитуда SSC	Амплитуда		Жесткость K	Коэффициент корреляции	Длительность эффекта	
				п. м.	к. т.			п. м.	к. т.
1957 г.									
1	2.7	08 ^h 59 ^m	21	2,2	1,5	1,5	0,77	—	—
2	5.7	00 42	16	1,8	0,8	1,8	0,62	—	—
3	27.7	20 00	9	1,9	1,2	1,6	0,82	—	—
4	3.8	16 00	49	6,8	2,6	2,7	0,93	267	206
5	29.8	19 23	50	9,0	4,3	2,2	0,98	—	—
6	2.9	03 15	23	2,6	1,6	1,9	0,85	98	102
7	13.9	00 46	61	1,3	1,6	1,1	0,33	64	40
8	21.9	10 06	53	1,4	1,1	2,0	0,94	—	—
9	22.9	13 42	49	4,3	2,5	2,4	0,80	108	50
10	29.9	00 15	22	5,2	2,3	2,1	0,92	157	137
11	21.10	22 40	79	9,6	4,8	2,0	0,98	406	151
12	26.11	01 55	61	6,3	2,7	2,2	0,96	158	122
13	19.12	09 35	20	6,4	4,1	1,5	0,96	106	106
1958 г.									
14	11.2	01 25	88	4,2	1,9	2,2	0,94	114	78
15	14.3	12 12	45	1,9	1,2	1,7	0,83	32	72
16	25.3	15 41	26	7,9	3,3	2,2	0,97	366	328
17	26.4	12 46	10	2,0	0,6	2,6	0,70	66	48
18	28.6	07 12	17	3,1	1,1	2,7	0,93	—	—
19	8.7	07 50	71	5,3	2,7	1,9	0,97	92	98
20	21.7	16 35	47	3,2	0,9	2,7	0,73	48	58
21	17.8	06 22	41	4,3	2,4	1,8	0,96	—	—
22	22.8	02 28	57	2,2	0,9	2,7	0,86	—	—
23	24.8	01 40	49	4,7	2,0	2,1	0,94	—	—
24	27.8	03 03	38	2,9	1,4	2,1	0,93	130	114
25	3.9	08 42	25	3,0	1,7	1,9	0,82	222	106
26	16.9	09 30	—	4,5	2,1	2,5	0,90	326	198
27	30.9	10 05	20	2,5	1,1	2,7	0,96	136	116
28	22.10	03 15	63	4,7	2,1	2,3	0,98	—	184
29	4.12	00 35	28	1,4	1,5	1,1	0,82	48	92
30	17.12	18 21	27	2,7	1,6	1,3	0,77	56	90

однако, заметить, что в большинстве случаев (в 19 из 30) значение K отличается от среднего меньше чем на ошибку. Это обстоятельство свидетельствует о значительной стабильности значения K , т. е. жесткости спектра.

Для объяснения постоянства значения K в [8] предполагается действие земного электрического поля на космические лучи. Однако ракетные данные [9] исключают возможность такого объяснения эффекта Форбуша. В [10] автором настоящей статьи предлагалось объяснение эффекта Форбуша, дающее для жесткости спектра постоянную величину, равную 1,8. Полученное как в [1], так и в настоящей работе среднее значение K мало отличается от теоретического. Заметим, что точность теоретического значения определяется точностью коэффициентов связи. В [10] значение

$K = 1,8$ получилось со спектром вида $E^{-0,5}$, спектр же вида E^{-1} при использовании коэффициентов связи Дормана дает $K = 3,6$.

Обнаружить сколько-нибудь существенную связь между экспериментальными значениями K и другими характеристиками эффекта не удалось. Замечена лишь небольшая (с $r = 0,37$) корреляция с абсолютной интенсивностью нуклонного компонента. О такой зависимости можно, по-видимому, говорить, судя по результатам [6, 7]. Из этих работ видно, что в годы, близкие к минимуму солнечной активности, значения K равнялись примерно 3,0, в 1956—1957 г. — примерно 2,5, а в годы максимума солнечной активности, судя по результатам настоящей работы, — около 2,0.

Наблюдавшиеся отклонения значения K от среднего могут быть также вызваны механизмами, не связанными непосредственно с эффектом Форбуша. О наличии такого механизма говорится в [11]. Это — изменение порога обрезания магнитным полем Земли во время главной фазы магнитной бури. Оно приводит к увеличению интенсивности преимущественно нуклонного компонента, а следовательно, уменьшению K . Рассмотрение графиков глобальной интенсивности показало, что в ряде случаев после спада интенсивности наблюдается возрастание на п. м. Но лишь детальное изучение позволит судить о влиянии этого эффекта на жесткость спектра вариаций. Тем не менее тот факт, что в 65 % случаев жесткость спектра одинакова в пределах ошибок, является весьма знаменательным.

Как известно, понижение интенсивности во время магнитных бурь наблюдается также и на подземных установках, эффективная энергия для которых достигает сотен биллизелектронвольт. Среднее отношение вариаций на этих установках в период максимума солнечной активности было найдено А. И. Кузьминым и равно $1,0 : 0,67 \pm 0,14 : 0,55 \pm 0,18 : 0,21 \pm 0,13$ для полукубических телескопов, расположенных соответственно на уровне земли, на 7, 20 и 60 м водного эквивалента [12].

Эти отношения также свидетельствуют о сравнительном постоянстве спектра вариаций в области высоких энергий.

Независимость жесткости спектра от амплитуды (вычисленный нами коэффициент корреляции между амплитудой на п. м. и значением K оказался равным 0,38) наталкивает на мысль, что спектр одной бури отличается от спектра другой множителем, не зависящим от энергии. Это вытекает также из исследования средних скоростей спадов, которому посвящен следующий параграф.

§ 4. Скорость спада интенсивности и ее связь со спектром вариаций

Для изучения изменения спектра вариаций в процессе спада были отобраны 13 бурь, амплитуды в которых на нейтронном мониторе превышали 4,0 %. Далее находились отношения величин спадов на п. м. к к. т. через 2, 4, 6 час. после начала спада. Во всех случаях, кроме одного, это отношение не превосходило 4,0. Средние по всем 13 бурям оказались равны $1,7 \pm 0,8$, $1,7 \pm 0,6$, $2,3 \pm 0,6$ соответственно для 2, 4 и 6 час.

после начала спада. Среднее понижение интенсивности составило соответственно 1,2, 2,2 и 3,2% на н. м.

Таким образом, предположение, что амплитуда эффекта растет за счет увеличения вариации по всему спектру пропорционально, хорошо подтверждается. Кроме того, оказывается, что в начальной стадии (по крайней мере, в течение 6 час.) амплитуда растет приблизительно пропорционально времени.

Следует заметить, что такой характер спада никак не может быть объяснен теорией Л. И. Дормана. В [13] на основании теории Дормана отмечается, что отношение амплитуд на н. м. к амплитудам на к. т. сильно зависит от $E_{\min}$, т. е. произведения напряженности поля на кратчайшее расстояние от Земли до края потока.

Так как по мере вхождения Земли в поток $E_{\min}$ возрастает от нуля, то в начальной стадии в течение нескольких часов никакого спада на к. т. не должно наблюдаться, в то время как н. м. спад достигает значительных величин. Лишь после того, как интенсивность на н. м. понизится больше чем примерно на половину своей амплитуды, начнется спад на к. т.

Исследование начал спадов по глобальной интенсивности показало, что из 30 случаев в 18 спады на н. м. и к. т. начались одновременно, в семи случаях раньше на н. м. и в пяти — на к. т. Средняя разность оказалась равной 0,6 часа. Таким образом, спады на н. м. и к. т. начинаются практически одновременно. Одновременность спадов, по-видимому, справедлива и для подземных установок [12].

Все это служит хорошим подтверждением предположения об одновременности понижения интенсивности по всему спектру первичных частиц.

§ 5. Длительность эффекта понижения и ее связь со спектром вариаций

В различных теориях вопрос о длительности эффекта Форбуша решается по-разному. Однако все теории в этом отношении можно разбить на две группы. Первая группа объясняет восстановление интенсивности выходом Земли из корпускулярного потока (Ф. Моррисон, Л. И. Дорман). Согласно другим теориям, интенсивность лишь начинает восстанавливаться после прохождения потока. Первая группа теорий встречает большие трудности при объяснении длительных спадов, во второй же группе таких трудностей нет.

Основное отличие первой группы теорий от второй заключается в том, что если в первых длительность определяется геометрией, то во вторых она определяется спектром вариаций.

Эксперименты, проведенные на ракетах, говорят скорее против геометрических моделей [9]. Измерения показали, что, хотя величина межпланетного поля восстанавливается после прохождения потока, интенсивность космических лучей остается пониженной.

В статье Е. Паркера [14] указывается, что восстановление интенсивности идет не быстрее, чем $t^{1/2}$, где t — время.

В модели, предложенной автором в [10], спектр вариаций имеет вид $E^{-0.5}$. В этом случае длительность эффекта понижения должна быть пропорциональна квадрату амплитуды.

Для выяснения справедливости тех или иных теорий было предпринято исследование зависимости длительности понижения от амплитуды. Вычислялась линейная корреляция между логарифмами длительности и амплитуды. Коэффициент корреляции для н. м. оказался равным 0,79, а для к. т. — 0,65. Зависимость между длительностью и амплитудой может быть описана формулами $T_N \sim A_N^{1.4 \pm 0.3}$, $T_M \sim A_M^{1.0 \pm 0.5}$, где T_N — длительность понижения на н. м., а T_M — на к. т.: A_N и A_M — соответственно амплитуды.

Теория Е. Паркера не согласуется с этими зависимостями, так как дает, что $T \gtrsim A^3$. Не согласуется эта зависимость и со спектром $E^{-0.5}$, предложенным автором. По-видимому, лучше всего с длительностями эффектов и согласуется спектр вида E^{-1} .

Обнаружена также весьма любопытная зависимость. Оказалось, что разность между длительностями эффектов на н. м. и к. т. зависит от длительности на н. м. Коэффициент корреляции при этом получился неожиданно высоким — 0,82. С увеличением длительности на н. м. разность увеличивается.

Выводы

1. Жесткость спектра вариаций постоянна. Изменения жесткости, по-видимому, связаны лишь с изменениями первичного спектра в ходе 11-летнего цикла солнечной активности. В дальнейшем этот вопрос будет исследован подробнее.

2. Относительные изменения интенсивности во время эффекта Форбуша происходят одновременно по всему спектру.

3. Длительности эффектов связаны с амплитудой приблизительно степенным законом. Показатель степени зависит от спектра вариаций.

В заключение выражаю благодарность всем сотрудникам станции космических лучей Крымской астрофизической обсерватории за обработку большого количества материалов, в том числе Б. В. Пузову, Н. В. Бенюх, В. И. Кудрявченко.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 320, 1960.
2. Интенсивность космических лучей во время МГГ. Токио, 1960.
3. A. J. Fenton, K. J. Mac Cracken, D. C. Rose, B. J. Wilson. Canad. J. Phys., 37, 1959.
4. A. J. Fenton, K. B. Fenton, D. C. Rose. Canad. J. Phys., 36, 824, 1958.
5. A. J. Fenton, K. J. Mac Cracken, D. C. Rose, B. J. Wilson. Canad. J. Phys., 37, 569, 1959.
6. K. J. Mac Cracken. Phys. Rev., 113, 344, 1959.
7. K. J. Mac Cracken. Phys. Rev., 117, 1750, 1960.

8. А . Э м е р т. Международная конференция по космическим лучам. М., 4, 140, 1960.
9. С. У. F a n, Р. М е у е r, J. A. S i m p s o n. Phys. Rev. Letters, 5, 268, 1960.
10. А. А. С т е п а н я н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 268, 1961.
11. И. К о н д о и др. Международная конференция по космическим лучам. М., 4, 210, 1960.
12. А. И. К у з ь м и н, Г. В. С к р и п и н. Труды Якутского филиала АН СССР, серия физич., вып. 3, 121, 1960.
13. Я. А. Б л о х, Л. И. Д о р м а н, И. С. К а м и н е р. Международная конференция по космическим лучам. М., 4, 154, 1960.
14. E. N. P a r k e r. Sudden expansion of the corona following a large solar flare and the attendant magnetic field and cosmic ray effects. Submitted to the Astrophysical Journal, August 1960.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ
ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ
ДЛЯ ЧАСТОТЫ 22 $\mu\text{гц}$ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н. Н. Ерюшев

В работе рассматривается вопрос об определении относительного изменения эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф}}$ нижней поносферы для частоты 22 $\mu\text{гц}$ во время солнечных вспышек. Получено простое выражение для $\frac{\sigma_{\text{эфф}}}{\sigma_{\text{эфф}0}}$ в зависимости от относительного изменения напряженности поля волны.

ON THE DETERMINATION OF THE RELATIVE VARIATION OF THE EFFECTIVE CONDUCTIVITY OF THE LOWER IONOSPHERE AT 22 Kc/s DURING SOLAR FLARES, by N. N. Eryushev. — The problem of the determination of the relative variation of effective conductivity σ_{eff} of the lower ionosphere at 22 Kc/s during solar flares is considered. A simple expression is obtained for $\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma_{\text{eff}0}}$ depending on the relative variation of the field strength of the wave.

Во время некоторых солнечных вспышек наблюдаются повышения напряженности поля длинноволновых станций, а также атмосфериков на низких частотах (десятки килогерц). Эти явления обусловлены возрастанием электронной плотности, а следовательно, и проводимости нижней ионосферы.

Используя результаты работы Я. Л. Альперта [1], относительное изменение $\mathcal{E}$ амплитуды поля длинных волн, обусловленное указанным ионосферным эффектом, можно представить в виде [2]

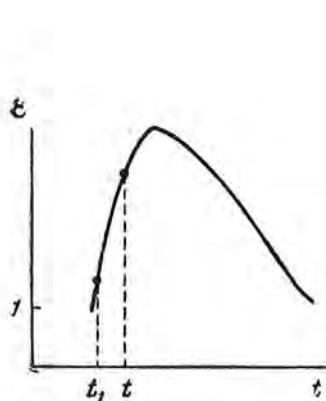
$$\mathcal{E} = \frac{E_t}{E_{t_0}} = P e^{k_0 \Delta S r}, \quad (1)$$

где E — напряженность поля; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны (в км); r — расстояние (в км) между источником и приемным пунктом; $P = \frac{P_t}{P_{t_0}}$ и $\Delta S = S_{2t} - S_{2t_0}$. Индексами t_0 и t обозначены величины для спокойной и возмущенной ионосферы соответственно. Величины P и S_2 являются параметрами теории распространения длинных радиоволн, имеющими определенную связь с проводимостью ионосферы $\sigma \sim \frac{N}{\nu}$ (N — электронная концентрация, ν — частота соударений).

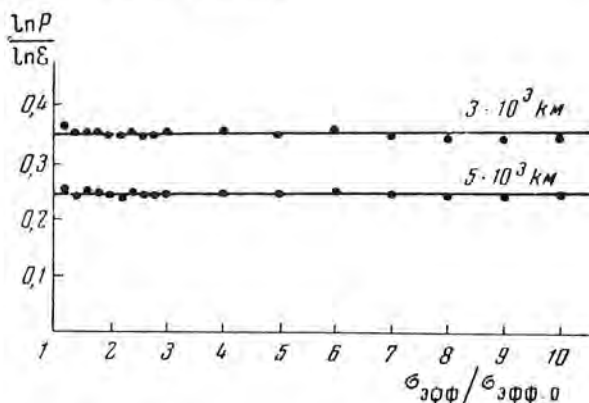
По измеренным значениям $\mathcal{E}$, используя табличные данные [1] для P и S_2 в зависимости от $\left(\frac{N}{v}\right)_{\text{эфф}}$, по формуле (1) можно оценить [2] изменение эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф}}$ ионосферы для широкого диапазона частот. Однако методика этого расчета довольно громоздка и представляет интерес рассмотреть один из путей ее упрощения.

Логарифмируя соотношение (1), запишем его для двух моментов времени t_1 и t (фиг. 1):

$$\left. \begin{aligned} \ln \mathcal{E}_t &= \ln P_t + k_0 r \Delta S_t, \\ \ln \mathcal{E}_{t_1} &= \ln P_{t_1} + k_0 r \Delta S_{t_1}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$



Фиг. 1. Схематическое изображение временного хода относительного изменения $\mathcal{E}$ поля волны во время вспышки



Фиг. 2. Зависимость $\ln P / \ln \mathcal{E}$ от $\sigma_{\text{эфф}} / \sigma_{\text{эфф}_0}$ (сплошные линии соответствуют усредненным значениям)

[Заметим, что смысл индексов t_1 и t в (2) несколько иной, чем у t_0 и t в формуле (1).]

Из (2) составим соотношение

$$\frac{\ln \mathcal{E}_t - \ln P_t}{\ln \mathcal{E}_{t_1} - \ln P_{t_1}} = \frac{\Delta S_t}{\Delta S_{t_1}}. \quad (3)$$

Предположим, что может выполняться условие

$$\frac{\ln P_t}{\ln \mathcal{E}_t} = \frac{\ln P_{t_1}}{\ln \mathcal{E}_{t_1}}. \quad (4)$$

Тогда (3) примет вид

$$\frac{\ln \mathcal{E}_t}{\ln \mathcal{E}_{t_1}} = \frac{\Delta S_t}{\Delta S_{t_1}},$$

и, следовательно,

$$\Delta S_t = \frac{\Delta S_{t_1}}{\ln \mathcal{E}_{t_1}} \ln \mathcal{E}_t. \quad (5)$$

Для проверки принятого предположения (4) для ряда значений относительного изменения $\sigma_{\text{эфф}}$ (в интервале $1,2 \div 10$) на основании работы [1] (и формулы (1)) были вычислены значения $\frac{\ln P}{\ln \mathcal{E}}$ для частоты

22 кГц. Вычисления проводились для различных расстояний r до источника ($10^3 \div 10^4$ км). Результаты расчетов для $r = 3 \cdot 10^3$ и $5 \cdot 10^3$ км представлены в виде графика на фиг. 2. Из этого графика следует, что $\frac{\ln P}{\ln \mathcal{E}}$ остается постоянным с погрешностью менее 10%. Кроме того, было найдено, что величина ΔS с такой же степенью точности может быть выражена через относительное изменение эффективной проводимости $\left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} \right)$ соотношением:

$$\Delta S = 10^{-4} \cdot \ln \frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}}. \quad (6)$$

Используя зависимость (6), выражение (5) можно представить следующим образом:

$$\left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} \right)_t = e^{\frac{\ln \left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} \right)_{t_1}}{\ln \mathcal{E}_{t_1}} \cdot \ln \mathcal{E}_t}. \quad (7)$$

Выражение (7) представляет зависимость между значениями $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}}$, соответствующими двум моментам времени возмущения t_1 и t . Если будет известно значение $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}}$ для одного момента, например t_1 , то можем определить $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}}$ во всех точках (t) , т. е. в течение всего возмущения.

Выражение (7), опустив индекс t , запишем в виде

$$\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} = e^{a(r) \ln \mathcal{E}}, \quad (8)$$

где $a(r) = \frac{\ln \left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} \right)_{t_1}}{\ln \mathcal{E}_{t_1}}.$

Величина $a(r)$ связана с расстоянием r , так как мы имеем функцию $\mathcal{E}(r)$.

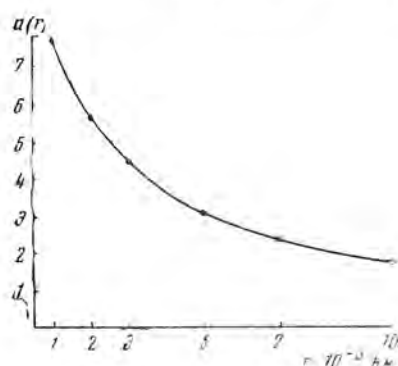
Значения $a(r)$ были определены для различных расстояний r и $1,1 \leq \left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}} \right)_{t_1} \leq 5$ путем вычислений соответствующих $\mathcal{E}_{t_1}$ по формуле (1). Полученные результаты приведены в таблице, а усредненные значения $a(r)$ представлены в виде графика на фиг. 3.

Из таблицы видно, что величина $a(r)$ практически не зависит от выбора точки t_1 , т. е. от состояния возмущенности ионосферы. Поскольку величина $a(r)$ является функцией от расстояния r , ее можно назвать **д и с т а н ц и о н н ы м п а р а м е т р о м**.

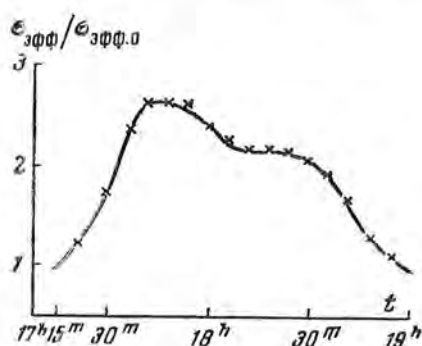
Следует отметить, что формула (8) с полученными значениями параметра $a(r)$ справедлива только для частоты 22 кГц. Для других частот (в частности, для $f = 13,27$ и 32 кГц) следует учитывать более сложную зависимость ΔS от $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф. 0}}}$ в настоящей работе мы их не рассматриваем.

$\left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф.о}}}\right)_{t_1}$	$a(r)$					
	$r=10^3$	$2 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	10^4 км
1,1	7,94	5,60	4,33	3,07	2,51	1,83
1,2	7,59	5,69	4,45	3,09	2,43	1,79
1,3	7,72	5,58	4,37	3,02	2,36	1,75
1,4	7,48	5,43	4,26	2,98	2,29	1,69
1,5	7,51	5,41	4,22	2,96	2,29	1,67
1,6	7,70	5,66	4,43	3,11	2,39	1,79
1,8	7,35	5,29	4,17	2,91	2,24	1,65
2,0	7,45	5,37	4,23	2,95	2,26	1,67
3,0	7,85	5,69	4,46	3,13	2,40	1,78
4,0	8,06	5,85	4,59	3,22	2,47	1,83
5,0	8,17	5,89	4,61	3,22	2,47	1,83
Среднее	7,71	5,59	4,37	3,06	2,37	1,75

Таким образом, определение относительного изменения эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф.}}$ для $f = 22$ кГц по формуле (8) сводится к простым вычислениям. Значение $\mathcal{E}$ определяется из эксперимента, а значение $a(r)$ для заданного расстояния находится из таблицы или графика фиг. 3.



Фиг. 3. Изменение параметра $a(r)$



Фиг. 4. Изменение $\sigma_{\text{эфф.}}/\sigma_{\text{эфф.о}}$ для $f = 22$ кГц во время солнечной вспышки 22.VIII 1958 г.

На фиг. 4 приведены графики относительного изменения $\sigma_{\text{эфф.}}$ для $f = 22$ кГц во время солнечной вспышки 22 августа 1958 г., вычисленные по формулам (1) (сплошная кривая) и (8) (значения обозначены крестиками). Величина $\mathcal{E}$ была определена по записям атмосфериков. Как видно из этого графика, погрешность формулы (8) не превышает 5%. Однако оценки показывают, что при больших возмущениях $\left(\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф.о}}} \approx 7\right)$ точность формулы (8) уменьшается; например, для $r = 3000$ км при $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф.о}}} \approx 7$ погрешность будет порядка 10–12%. Но, поскольку, для частоты 22 кГц,

как правило, особенно большие возмущения не наблюдаются, т. е. $\frac{\sigma_{\text{эфф.}}}{\sigma_{\text{эфф.о}}} \lesssim 7$ [2], формула (8) с достаточной точностью может быть использована практически для обработки всех наблюдаемых эффектов.

В заключение выражаю благодарность А. М. Чижову за помощь в вычислениях.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Я. Л. А л ь п е р т. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Изд-во АН СССР, 1955.
2. Н. Н. Е р ю ш е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 129, 1960.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

А. Н. Абраменко, Ю. И. Нешпор

Приводится описание аппаратуры и предварительные результаты наблюдений. Предложена методика вычисления поглощения радиоволн в области D ионосферы по записям интенсивности космического радиоизлучения.

A MEASUREMENT OF ABSORPTION OF COSMIC RADIO EMISSION, by A. N. Abramenko and Y. I. Neshpor.— The apparatus and preliminary results of observations are described. A method is proposed for the computation of absorption of radio waves in the D ionospheric region from recordings of the intensity of cosmic radio emission.

Введение

Во время некоторых вспышек на Солнце наблюдаются аномалии суточного хода поглощения средних и коротких радиоволн. Методика измерений и теория поглощения радиоволн в настоящее время разработаны достаточно детально [1—3], чтобы на основании экспериментальных данных можно было судить об изменении физических параметров ионосферы во время внезапных ионосферных возмущений (ВИВ), что в свою очередь может дать некоторые сведения об ионизирующем излучении вспышек [4].

Измеряя поглощение на двух частотах и исследуя частотную зависимость ослабления сигнала [5—7], можно судить о глубине проникновения активной радиации.

Измерение поглощения импульсным методом и методом регистрации минимальных частот отражения имеет ряд недостатков. Наиболее важные из них следующие: дискретность записи, невозможность измерений при больших значениях поглощения и др. Метод измерения поглощения способом регистрации напряженности поля космического радиоизлучения полностью свободен от этих недостатков. Поэтому для изучения особенностей ионизирующего излучения хромосферных вспышек в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР была разработана и изготовлена установка для непрерывной регистрации интенсивности космического радиоизлучения на двух частотных каналах: I — 26,7 Мгц, II — 32,5 Мгц

§ 1. Описание аппаратуры

Установка состоит из антенного устройства, приемника, блока питания и трех самопишущих приборов. Два прибора — типа ЭПВ-51м — используются для записи сигнала на разных частотных каналах, а третий — типа М-323/1 — для записи собственных шумов аппаратуры. Кроме того, последний прибор может быть переключен на запись сигнала в одном из частотных каналов.

Антенная система — уголкового типа с вибратором, настроенным на частоту $29,6 \text{ Мгц}$, направлена в сторону полюса мира. Такая конструкция антенны дает возможность ослабить помехи со стороны радиоизлучения Солнца. К приемнику антенна подсоединяется при помощи коаксиального кабеля. Так как на входе приемника отсутствуют настраиваемые контуры, длина кабеля подобрана так, чтобы величина сигнала на обоих принимаемых частотных каналах была наибольшей.

Усилитель высокой частоты (УВЧ) и смеситель сделаны отдельно для каждого частотного канала (фиг. 1), вся последующая схема — одна для обоих каналов и периодически, один раз в 3 сек., переключается на прием сигнала той или другой частоты.

На входе УВЧ применен пентод типа 6Ж9П с малым эквивалентным сопротивлением собственных шумов (350 ом), что обеспечивает большое превышение сигнала над собственными шумами аппаратуры при отсутствии входного колебательного контура. Второй и третий каскады УВЧ имеют цепь задержанной автоматической регулировки усиления с достаточно малой постоянной времени срабатывания.

Попеременное включение каналов УВЧ в остальную схему приемника осуществляется соответствующим запирающим и отпирающим смесительных ламп 6Ж2П при помощи реле Р2.

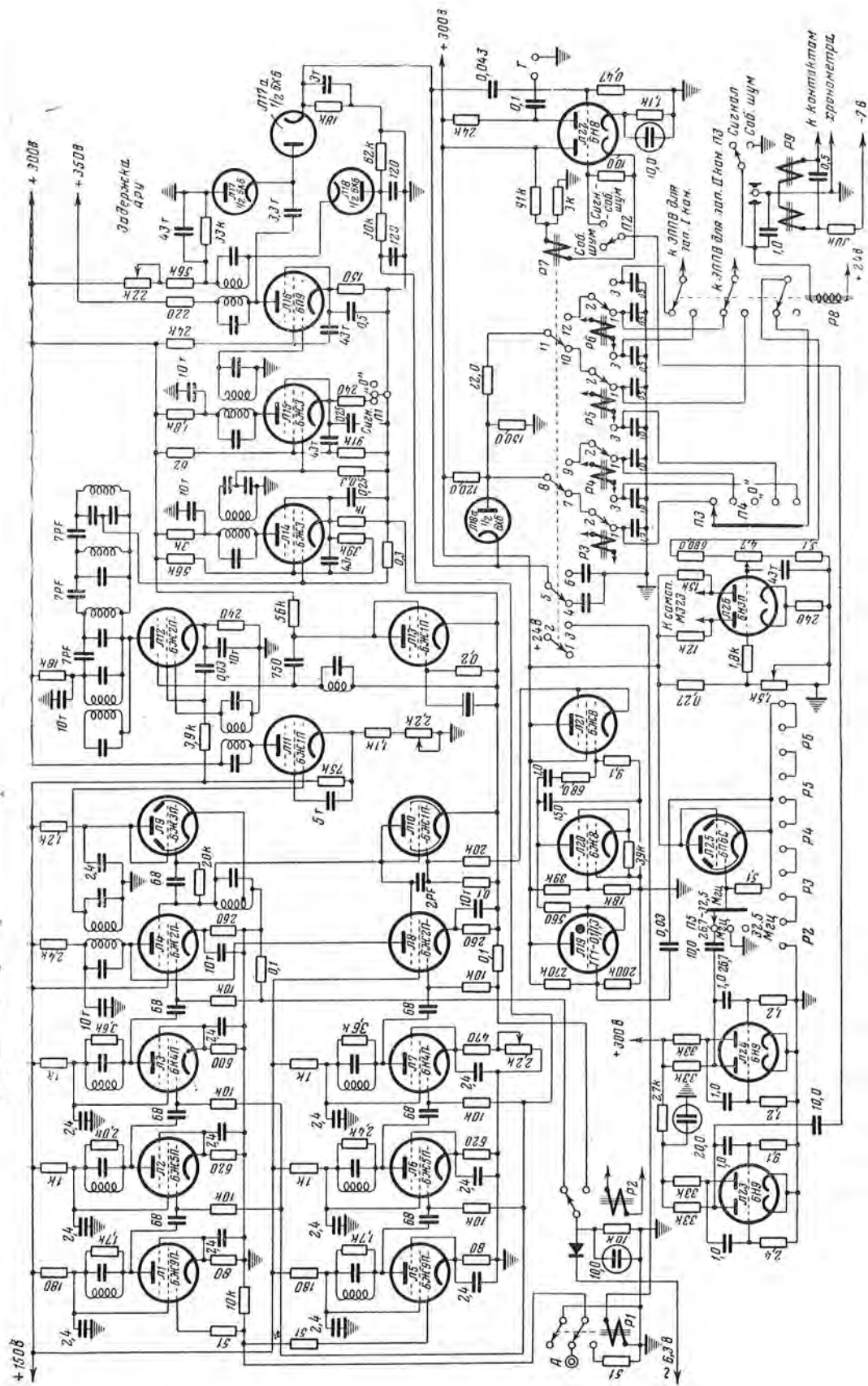
Гетеродин и устройство для сканирования частоты ($\pm 35 \text{ кгц}$) собраны на лампах 6Ж3П и 6З1П; последняя работает в качестве реактивной лампы, управляемой пилообразным напряжением с периодом 3 сек. Л19 и Л20 — генератор пилообразного напряжения, синхронизованный с переключением каналов приема.

Усилитель первой промежуточной частоты ($2,9 \text{ Мгц}$) собран на лампе 6К1П, в цепь катода которой включено переменное сопротивление регулировки усиления приемника.

В схеме второго гетеродина применен кварц, имеющий резонансную частоту 3 Мгц . Анодной нагрузкой второго смесителя (Л12) является многоконтурный фильтр, настроенный на частоту 100 кгц и имеющий полосу пропускания 650 гц по уровню 0,7 (3 кгц по уровню 0,01).

Усилитель второй промежуточной частоты трехкаскадный, что вызвано необходимостью иметь на входе детектора сигнал порядка 70 в . Применение двойного преобразования частоты позволило получить узкую полосу пропускания приемника (500 гц) при ослаблении приема по зеркальному каналу не менее 60 дб .

Применение сканирования частоты, автоматической регулировки усиления и специального помехоустойчивого детектора позволяет исключать



Фиг. 1. Схема приемника установки для регистрации интенсивности космического радиозлучения

Помехи, превышающие напряжение сигнала на входе в 1000 раз и занимающие $\frac{3}{4}$ диапазона сканирования.

Автоматическое переключение каналов приема осуществляется мультивибратором Л24, катодным повторителем Л25 и рядом реле (Р2, Р3, Р4, Р5, Р6). Эти реле подводят сигнал к соответствующим накопительным емкостям, с которых он и снимается на самописцы ЭППВ.

При мгновенном уменьшении сигнала на входе вдвое, на выходе амплитуда сигнала достигает этого уровня через 20 сек. При мгновенном увеличении сигнала на входе вдвое, на выходе амплитуда сигнала достигает этого уровня через 120 сек. Зависимость выходного напряжения сигнала от входного линейная.

Работа установки предусматривает запись не только уровней сигналов, но и собственных шумов аппаратуры. Это осуществляется следующим образом. Через каждые 30 сек. реле Р7 при помощи левой половины триода Л22 и мультивибратора Л23 отключает антенну приемника и включает на 6 сек. накопительные емкости, с которых снимается напряжение собственных шумов I и II каналов.

При помощи реле Р8 и Р9, управляемых от контактов хронометра, каждые 10 мин. самописцы ЭППВ переключаются на 30 сек. на запись собственных шумов. Эти переключения одновременно являются и метками времени, причем часовые метки занимают около 60 сек., что облегчает обработку записи.

Кроме того, ведется непрерывная запись собственных шумов при помощи самописца типа М-323. Назначение отдельных переключателей и реле понятно из схемы.

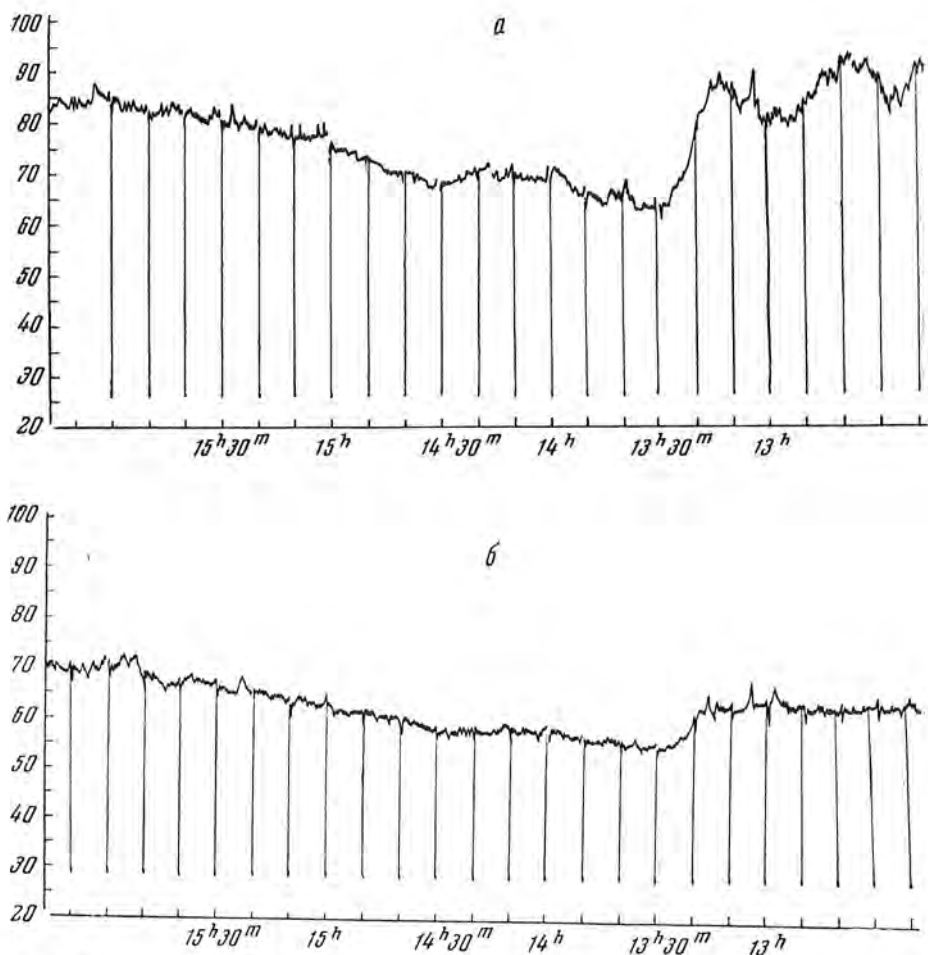
Блок питания состоит из двух выпрямителей (150 в и 300в) с электронной стабилизацией и стабилизированного источника питания накала ламп.

§ 2. Экспериментальный материал и метод его анализа

На фиг. 2 показана полученная в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР типичная запись изменения интенсивности космического радиоизлучения во время внезапного ионосферного возмущения 10.II 1960 г. * Обработывая аналогичные записи, можно получить сведения о величине поглощения всей толщи ионосферы. Максимальное увеличение поглощения во время возмущения 10.II 1960 г. (13^h30^m) достигло на частоте 26,7 Мгц 2,4 дб и на частоте 32,5 Мгц — 1,6 дб (фиг. 2).

Для анализа активного излучения вспышки, ответственного за возмущение в D-области, необходимо учитывать величину поглощения верхней ионосферы [8]. Предложенная для этой цели в [8] методика довольно сложна и требует большой вычислительной работы. Однако можно устранить эти трудности следующим образом. Полное поглощение в ионосфере можно

* Запись на частоте 26,7 Мгц искажена помехой, ширина полосы которой больше диапазона сканирования.



Фиг. 2. Изменение интенсивности космического радиоизлучения во время внезапного ионосферного возмущения 10.II 1960 г. на частотах 26,7 МГц (а) и 32,5 МГц (б).
Время московское

представить как сумму поглощений в области D ($0 < z_1 \leq z_i$) и верхней ионосфере ($z_1 < z < \infty$):

$$\frac{2\pi e^2}{mc} \int_0^{\infty} \frac{Nv dz}{v^2 + (\omega + \omega_L)^2} = \frac{2\pi e^2}{mc} \left[\int_0^{z_1} \frac{N_D v_D dz}{v_D^2 + (\omega + \omega_L)^2} + \int_{z_1}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]. \quad (1)$$

Тогда относительное изменение поглощения во время возмущения будет

$$X = \frac{\left[\int_0^{z_1} \frac{N_D v_D dz}{v_D^2 + (\omega + \omega_L)^2} + \int_{z_1}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_t}{\left[\int_0^{z_1} \frac{N_D v_D dz}{v_D^2 + (\omega + \omega_L)^2} + \int_{z_1}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_{t_0}}.$$

Если во время возмущения соблюдается соотношение

$$\left[\int_{z_1}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_t = \left[\int_{z_1}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_{t_0},$$

то

$$X = \frac{X_D + Y}{1 + Y}, \quad (2)$$

где

$$X_D = \left(\frac{\bar{N}_t}{\bar{N}_{t_0}} \right)_D;$$

$$Y = \frac{\left[\int_{z_t}^{\infty} \frac{N_F v_F dz}{v_F^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_{t_0}}{\left[\int_0^{z_t} \frac{N_D v_D dz}{v_D^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right]_{t_0}}; \quad (3)$$

Y — отношение поглощения в верхней ионосфере к поглощению в области D ; $\bar{N}_t$ и $\bar{N}_{t_0}$ — значения электронной плотности областей с прямоугольным распределением электронной концентрации, эквивалентных реальным областям $N(z, t)$ и $N(z, t_0)$ по создаваемому ими поглощению; тогда для величины x_D можно записать уравнение баланса [4]:

$$\tau_{0D} \frac{dX_D}{dt} = P(t) - X_D^2.$$

На участке кривой затухания возмущения (свободный спад $P(t) = 1$) будет

$$\tau_{0D} \frac{dX_D}{dt} = 1 - X_D^2. \quad (4)$$

Подставив в уравнение (4) значение X из (2), получим

$$\tau = \tau_{0D} \frac{1}{1 + Y} + 2\tau_{\pi} \frac{Y}{1 + Y}, \quad (5)$$

где

$$\tau = \frac{1 - X^2}{\frac{dX}{dt}}; \quad \tau_{\pi} = \frac{1 - X}{\frac{dX}{dt}}.$$

Записывая (5), для двух моментов времени можно найти как τ_{0D} , так и Y . Так как из экспериментального материала известно полное поглощение, то, решая совместно (1) и (3), находим поглощение верхней ионосферы.

Оценка точности этого метода, выполненная по теоретическим кривым изменения относительной электронной концентрации, обусловленного треугольным импульсом функций, показала, что погрешность определения величины Y не превышает нескольких процентов. Однако аналогичные оценки не были проведены на экспериментальном материале, поэтому какие-либо определенные выводы относительно применения данной методики сделать затруднительно.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н. А. Савичу за ряд ценных советов в работе.

8 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Файнберг. Распространение радиоволн, Гостехиздат, 1953.
2. W. R. Piggett. Proc. I. E. E. Part III, **100**, 61—72, 1953.
3. E. Appleton a. W. R. Piggett. J. Atm. Terr. Phys., **5**, 141—172, 1954.
4. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 41—48, 1960.
5. МГГ. Инструктивное руководство. Измерение ионосферного поглощения, **2**, 1956.
6. Е. А. Бенедиктов, Ю. С. Коробков. Изв. высших учебных заведений, Радиофизика, **3**, 333, 1960.
7. Ю. И. Нешпор. Наст. том, стр. 156.
8. Ю. И. Нешпор. Бюллетень КИСО, № 9 (86), 1959.

О ГЛУБИНЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Ю. И. Нешпор

Сделана попытка определить глубину проникновения ионизирующего излучения вспышек по изучению частотной зависимости ослабления сигнала. На основании экспериментальных данных по поглощению космического радиоизлучения на частотах 26,7 и 33,5 *Мгц* для внезапных ионосферных возмущений 1 апреля и 12 ноября 1960 г. делается заключение о том, что ионизирующее излучение соответствующих солнечных вспышек проникает до высот ~ 50 км.

ON THE DEPTH OF PENETRATION OF IONIZING RADIATION OF CHROMOSPHERIC FLARES, by Y. I. Neshpor.— An attempt is made to determine the depth of penetration of ionizing radiation of flares from a study of the frequency dependence of signal weakening. On the basis of experimental data on the absorption of cosmic radio emission on 26.7 and 33.5 Mc/s for the sudden ionospheric disturbances of April 1 and Nov. 12, 1960, it is concluded that the ionizing radiation of the corresponding solar flares penetrates to a height of ~ 50 km.

Изучение частотной зависимости ослабления сигнала во время внезапных ионосферных возмущений (ВИВ) имеет большое практическое значение [1], а также дает возможность определить некоторые характеристики и местоположение поглощающего слоя [2]. Последнее тесно связано с вопросом о глубине проникновения ионизирующего излучения солнечных вспышек.

Измерение поглощения с целью изучения частотной зависимости ослабления сигнала можно осуществить посредством непрерывной регистрации интенсивности космического радиоизлучения на двух частотах. Напряженность поля принимаемого космического радиоизлучения E и коэффициент поглощения среды, согласно [3], связаны следующим соотношением:

$$\rho = \ln \frac{E}{E_0} = - \int k dz,$$

где E — напряженность поля космического радиоизлучения в отсутствие поглощения; K — коэффициент поглощения среды. При квазипродольном распространении для обыкновенной волны выполняется соотношение

$$K = \frac{2\pi e^2}{mc} \frac{Nv}{v^2 + (\omega + \omega_L)^2},$$

где e и m — заряд и масса электрона; c — скорость света; N — электронная плотность; ν — частота соударения электронов; ω — рабочая частота; ω_L — гирочастота.

Тогда для избыточного поглощения $\Delta\rho$ во время ВИБ можно записать следующее соотношение:

$$\Delta\rho = \rho_0 - \rho_t = B \cdot \left[\int \frac{N_t \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega + \omega_L)^2} - \int \frac{N_0 \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega + \omega_L)^2} \right], \quad (1)$$

где ρ_t — полное поглощение во время возмущения, ρ_0 — полное поглощение во время спокойного состояния ионосферы и

$$B = \frac{2\pi e^2}{mc}.$$

Из соотношения (1) очевидно, что если $\nu^2 \ll (\omega + \omega_L)^2$, то ослабление сигнала обратно пропорционально квадрату рабочей частоты ($\omega_2 \gg \omega_L$, $\omega_1 \gg \omega_L$), т. е. для двух частот ω_1 и ω_2

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \frac{(\omega_2 + \omega_L)^2}{(\omega_1 + \omega_L)^2}, \quad (2)$$

где $\Delta\rho_{\omega_1}$ — избыточное поглощение на частоте ω_1 ;

$\Delta\rho_{\omega_2}$ — избыточное поглощение на частоте ω_2 .

Увеличение поглощения может происходить и на уровне, где $\nu^2 \gg (\omega + \omega_L)^2$. При этом условия отношения избыточного поглощения на одной частоте к избыточному поглощению на другой (в случае, когда во время ВИБ изменение электронной плотности происходит во всей D -области) можно представить в виде

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \frac{\int_{z_1}^z \frac{N_t \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega_1 + \omega_L)^2} - \int_{z_0}^z \frac{N_0 \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega_1 + \omega_L)^2}}{\int_{z_1}^z \frac{N_t \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega_2 + \omega_L)^2} - \int_{z_0}^z \frac{N_0 \nu_{(z)} dz}{\nu_{(z)}^2 + (\omega_2 + \omega_L)^2}}, \quad (3)$$

где $z_1 \leq z_0$, $\nu_{(z)} = \nu_0 e^{-K_1 z}$.

В выражении (3) пренебречь значением $(\omega + \omega_L)^2$ по сравнению с ν нельзя, так как на высоте z может быть $\nu^2 \leq (\omega + \omega_L)^2$.

Используя теорему о среднем значении интеграла и интегрируя соотношение (3) получим

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L} \cdot \frac{\bar{N}_{01} \operatorname{arctg} \frac{\nu_0}{\omega_1 + \omega_L} - \bar{N}_{t_1} \operatorname{arctg} \frac{\nu_1}{\omega_1 + \omega_L}}{\bar{N}_{02} \operatorname{arctg} \frac{\nu_0}{\omega_2 + \omega_L} - \bar{N}_{t_2} \operatorname{arctg} \frac{\nu_1}{\omega_2 + \omega_L}}, \quad (4)$$

ν_0 и ν_1 — значения частот столкновения на уровнях z_0 и z_1 , соответственно.

Можно показать, что в случае экспоненциальной зависимости электронной плотности D -области ($N_{(z)} = N_0 e^{K_2 z}$), причем $K_2 = K_1$, выпол-

няются соотношения

$$\frac{\bar{N}_{01}}{\bar{N}_{02}} = \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L}, \quad \frac{\bar{N}_{t_1}}{\bar{N}_{t_2}} = \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L}$$

при условии, что

$$\left. \begin{aligned} v_0 &\gg (\omega_1 + \omega_L); \quad (\omega_2 + \omega_L) \\ v_1 &\gg (\omega_1 + \omega_L); \quad (\omega_2 + \omega_L) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Преобразуя (4) с учетом (5), получим

$$\frac{\Delta \rho_{\omega_1}}{\Delta \rho_{\omega_2}} \approx \frac{(\omega_2 + \omega_L)^2}{(\omega_1 + \omega_L)^2}.$$

Во время внезапного ионосферного возмущения может происходить своеобразная деформация кривой $N(z)$: увеличение ионизации происходит преимущественно в слое, тонком по сравнению со спокойной D -областью [4]. В этом случае анализ зависимости полного поглощения от частоты облегчается. Действительно, (3) может быть записано

$$\frac{\Delta \rho_{\omega_1}}{\Delta \rho_{\omega_2}} = \frac{\int_{z_1}^{z_2} \frac{N_t v_{(z)} dz}{v_{(z)}^2 + (\omega_1 + \omega_L)^2} - \int_{z_1}^{z_2} \frac{N_t v_{(z)} dz}{v_{(z)}^2 + (\omega_2 + \omega_L)^2}}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{N_t v_{(z)} dz}{v_{(z)}^2 + (\omega_1 + \omega_L)^2} - \int_{z_1}^{z_2} \frac{N_t v_{(z)} dz}{v_{(z)}^2 + (\omega_2 + \omega_L)^2}},$$

где z_1 и z_2 — границы возмущаемого слоя.

Очевидно, что если $v_{z_1}^2 \gg (\omega_1 + \omega_L)^2; (\omega_2 + \omega_L)^2$,
 $v_{z_2}^2 \gg (\omega_1 + \omega_L)^2; (\omega_2 + \omega_L)^2$,

то

$$\frac{\Delta \rho_{\omega_1}}{\Delta \rho_{\omega_2}} \approx 1,$$

т. е. избыточное поглощение не зависит от частоты.

Рассмотрим промежуточный случай, когда $v_1 v_2 = (\omega_2 + \omega_L)(\omega_1 + \omega_L)$. Предполагая, что возмущаемый слой $\Delta z = z_2 - z_1$ сравнительно тонок, и принимая, что внутри интервала Δz

$$N_0(z) = \text{const}, \quad N_t(z) = \text{const},$$

можно показать, что

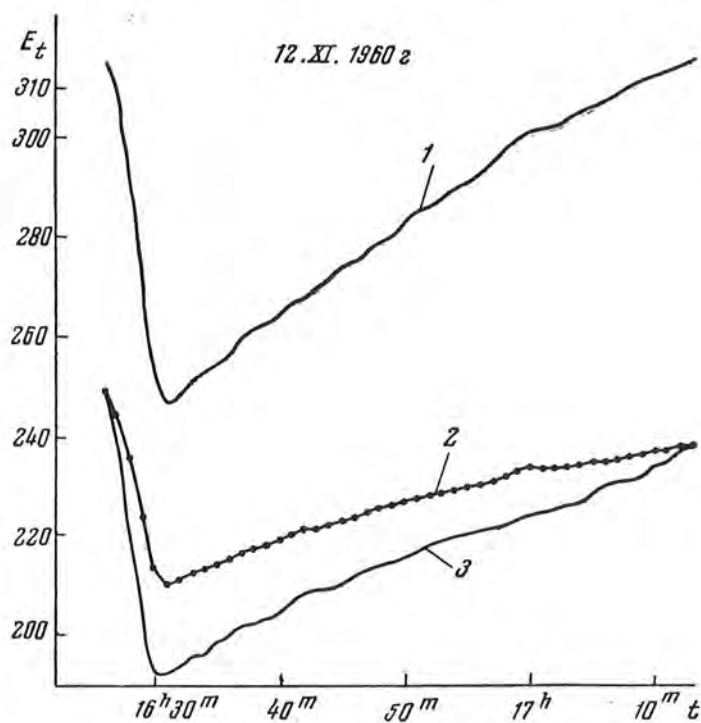
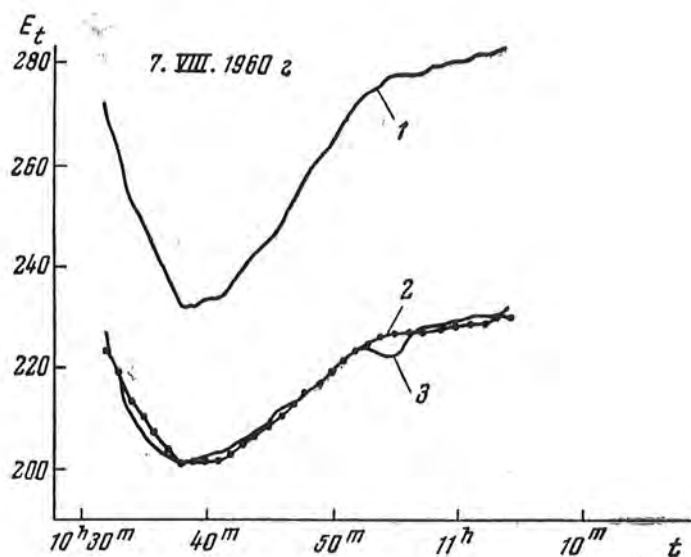
$$\frac{\Delta \rho_{\omega_1}}{\Delta \rho_{\omega_2}} = \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L}.$$

Таким образом, если $v^2 \ll (\omega + \omega_L)^2$, то ослабление сигнала обратно пропорционально квадрату частоты. Если же ионизирующее излучение проникает до высот, где $v^2 \gg (\omega + \omega_L)^2$, то в этом случае в зависимости от вида кривой $N(z)$ может существовать зависимость избыточного поглощения от частоты в виде

$$\frac{\Delta \rho_{\omega_1}}{\Delta \rho_{\omega_2}} = \left(\frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L} \right)^n,$$

где

$$0 \leq n \leq 2.$$



Временной ход интенсивности космического радиоизлучения в относительных единицах
7.VIII 1960 г., 12.XI 1960 г.

1 — на частоте 26,7 МГц; 2 — расчетная кривая на частоте 33,5 МГц;
3 — на частоте 33,5 МГц

Для изучения частотной зависимости ослабления сигнала были использованы данные о поглощении космического радиоизлучения на двух частотах (26,7 и 32,5 МГц) [5]. Анализ экспериментального материала производился следующим образом. Рассчитывался временной ход избыточного поглощения во время ВИБ на частоте 26,7 МГц, затем, предполагая, что ослабление сигнала обратно квадрату частоты, рассчитывалось избыточное поглощение на частоте 32,5 МГц. После этого расчетная кривая накладывалась на экспериментальную. Такому анализу были подвергнуты восемь случаев внезапного увеличения поглощения. Оказалось, что для шести случаев расчетная кривая совпадает с экспериментальной в пределах ошибок измерения (фигура вверху). Поэтому сделать какие-либо выводы о характере активной радиации этих вспышек затруднительно.

Для возмущений 1 апреля и 12 ноября 1960 г. описанной картины не наблюдается (фигура внизу). Расчетная кривая идет выше экспериментальной, это значит, что

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \left(\frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L} \right)^n,$$

где $0 < n < 2$.

Следовательно, можно сделать вывод о том, что 1 апреля и 12 ноября 1960 г. заметное увеличение ионизации во время ВИБ произошло на уровне, где частота соударения электронов ν сравнима или больше рабочей частоты ($\sim 10^8$). Используя данные о высотном распределении частоты столкновения [6], можно заключить, что указанным значениям ν соответствует высота ~ 50 км. На основании результатов измерений жесткой радиации [7] можно предположить, что в спектре излучения вспышек присутствовала радиация с длиной волны $\sim 1-2$ Å.

Естественно, что указанные выводы должны быть проверены на большем экспериментальном материале.

В заключение автор приносит глубокую благодарность лаборанту Ю.И. Виноградову за помощь в обработке экспериментального материала и Н. А. Савичу за руководство и ценные указания в процессе работы.

8 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Сборник трудов НИИ Министерства связи СССР, вып. 3 (7), 1958.
2. E. Appleton and N. R. Piggott. J. Atm. Terr. Phys., 5, 141—172, 1954.
3. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн, Гостехиздат, 1953.
4. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 41—47, 1960.
5. А. Н. Абраменко, Ю. И. Нешпор. Наст. том, стр. 149.
6. S. Chapman, C. G. Little. J. Atm. Terr. Phys., 10, № 1, 20—31, 1957.
7. I. G. Y. Rocket Report series № 1 July 1958. Experimental results of the U. S. Rocket programm for the international Geophysical to 1 July, 183—185, 1958.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
В СРЕДНИХ ШИРОТАХ

И. И. Одитцова

Рассматривается поведение слоя F_2 ионосферы как во время магнитных бурь, так и при спокойном магнитном поле за период с июля 1957 г. по декабрь 1958 г., а также за май — июль 1959 г. Показано, что большинство ионосферных возмущений начинается с некоторым запаздыванием по отношению к магнитным бурям, часто магнитные возмущения вообще не сопровождаются ионосферными возмущениями, и, наоборот, при слабом возмущении или даже при спокойном магнитном поле наблюдается значительное изменение электронной концентрации F_2 -области.

ON SOME PECULIARITIES OF IONOSPHERIC DISTURBANCES IN MIDDLE LATITUDES, by I. N. Odintsova.— The behavior of the F_2 ionospheric layer during magnetic storms and a quiet magnetic field is studied for the periods July 1957 — Dec. 1958 and May — July 1959. It is shown that the majority of ionospheric disturbances commence with some retardation relative to magnetic storms. Often the magnetic disturbances are not accompanied by ionospheric disturbances and, on the contrary, during slight disturbances, or even a quiet magnetic field a considerable variation of the electron concentration of the F_2 region is observed.

Введение

Известно, что во время магнитных бурь происходят существенные изменения электронной плотности и высоты, главным образом в слое F_2 ионосферы [1—6], и лишь особо сильные бури вызывают изменение в структуре слоев F_1 и E [7]. Как показано в [1, 2, 8], ионосферные бури в F_2 -слое обусловлены вертикальным дрейфом ионизации в F_2 -области, который вызывается взаимодействием магнитного поля Земли с электрическими токами в F_2 -области, возникающими благодаря электрическому полю в полярной зоне. Однако эта теория не всегда хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Известно [9, 10] несколько случаев значительного изменения электронной концентрации слоя F_2 при очень слабой магнитной активности; имеются также случаи, когда критическая частота слоя F_2 понижается или увеличивается только в очень короткие интервалы времени в течение развивающейся магнитной бури; и, наконец, нельзя недооценивать того факта, что не всегда ионосферные и магнитные возмущения начинаются и протекают одновременно [11].

В работе ставится задача выяснить основные типы взаимосвязи между ионосферными и магнитными возмущениями, характерные особенности этих типов, зависимость времени начала ионосферного возмущения от момента внезапного начала магнитной бури.

Из рассмотрения высотно-частотных характеристик следует, что в средних широтах главный признак ионосферных возмущений — отклонение критических частот и действующих высот слоя F_2 от их нормальных значений. При этом существенными признаками ионосферной возмущенности являются диффузность, появление спорадических образований в областях E и F ионосферы.

В настоящей работе за основной показатель ионосферной возмущенности принято отклонение критических частот от их нормальных значений. Минимальная действующая высота слоя F_2 нами не рассматривается, так как она не является отражением истинной высоты слоя, особенно во время бурь. За нормальное состояние ионосферы принята скользящая медиана. Как показано в [41], использование скользящей медианы наиболее удобно, так как исключает ошибки, обусловленные сезонным ходом.

Для выявления связи между ионосферными и магнитными возмущениями целесообразно более детально рассмотреть индивидуальные характеристики возмущенности как магнитного поля, так и ионосферы.

В работе анализируются ионосферные и магнитные возмущения за период Международного геофизического года, т. е. с июля 1957 г. по декабрь 1958 г., а также за май—июль 1959 г. Ионосферные данные получены на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории ($\varphi = 44^\circ 50' N$, $\lambda = 34^\circ E$) [42], данные о состоянии магнитного поля — на магнитной станции Крымской обсерватории, были использованы также данные [43].

Статистические результаты

Поведение слоя F_2 во время магнитных бурь подробно исследовалось в ряде работ [1—4, 8, 10, 14]. В настоящей работе отмечаются некоторые особенности ионосферных возмущений при индивидуальном сопоставлении их с магнитными бурями.

При рассмотрении ионосферных возмущений в магнитных бурь обнаруживаются три типа взаимосвязи между ними.

I тип. Магнитное поле возмущено (буря) — ионосфера также возмущена.

II тип. Магнитное поле возмущено (буря) — ионосфера спокойна.

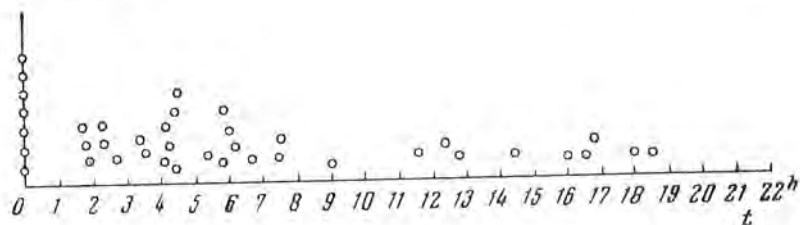
III тип. Магнитное поле спокойно — ионосфера возмущена.

Всего в данной работе рассмотрено 156 случаев. Из них к I типу относится 70 случаев, к II — 59 и к III — 27.

Рассмотрим последовательно каждый из этих типов.

I тип. Всего рассмотрено 70 магнитных бурь, сопровождающихся ионосферными возмущениями. Из них 8 сильных и умеренно-сильных, 20 умеренных и 42 слабые бури. В противоположность работам [4, 2, 4,

14] при анализе экспериментального материала замечено, что большинство ионосферных возмущений начинается с некоторым запаздыванием по отношению к внезапному началу (SSC) магнитной бури. Чтобы более четко выделить начало магнитной бури, выбирались бури только с внезапным началом. Полагаем, что ионосферное возмущение начинается одновременно с магнитной бурей, если его отклонение от начала магнитной бури не более ± 1 часа.



Фиг. 1. Запаздывание ионосферного возмущения по отношению к внезапному началу магнитных бурь

Трудность оценки начала ионосферного возмущения заключается в том, что оно развивается постепенно. Всего рассмотрено 39 бурь с внезапным началом. Из них только 7 начались одновременно с ионосферными бурями. Результаты сопоставления приведены на фиг. 1. Если магнитная буря начинается в дневное время, то, как правило, ионосферная буря начинается с запаздыванием по отношению к ней. Таковы бури 6, 21, 22 сентября 1957 г., 8 июля 1958 г., 3, 16 сентября 1958 и др. Это подтверждает выводы [11] о существовании так называемых запрещенных периодов для начала ионосферных возмущений.

Время окончания ионосферных возмущений также не совпадает с окончанием магнитных бурь. Иногда ионосферное возмущение оканчивается раньше, чем магнитная буря, иногда позднее. Встречаются случаи, когда ионосферное возмущение наблюдается непродолжительное время на фоне развивающейся магнитной бури. Список некоторых из этих бурь и соответствующих им ионосферных возмущений приведен в табл. 1, где приняты следующие обозначения.

- s — сильная магнитная буря;
- ms — умеренно-сильная;
- m — умеренная;
- w — слабая.

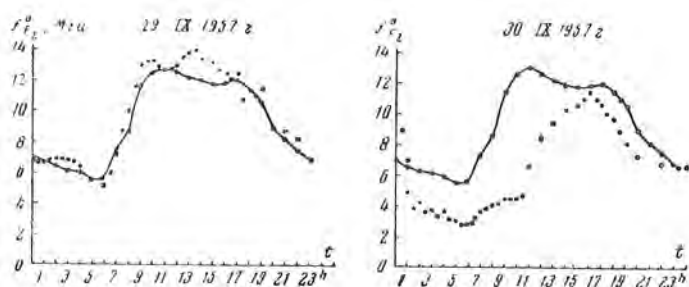
Сильным ионосферным возмущением мы считали такое, если максимальное отклонение критической частоты от нормального значения $\Delta f_{F_2} = f_{F_2}^{\text{возм}} - f_{F_2}^{\text{спок.}}$ превышает 5 Мгц , если $3 < \Delta f_{F_2} < 5 \text{ Мгц}$, то возмущение считали умеренным и, наконец, если $2 < \Delta f_{F_2} \leq 3 \text{ Мгц}$, то возмущение слабое. Продолжительность ионосферного возмущения при этом не учитывалась.

Проанализируем, например, бурю 29—30 сентября 1957 г. Внезапное начало магнитной бури отмечено в $3^{\text{h}}16^{\text{m}}$ по московскому времени. Буря сильная, с главной фазой (с 14^{h} 29 сентября до 3^{h} 30 сентября).

Таблица 1

Дата	Начало магнитной бури		Продолжительность, дни	Балл	Начало ионосферных возмущений	Продолжительность, дни	Балл
	с SSC	без SSC					
1957 г.							
2.VII	11 ^h 57 ^m		1,3	<i>m</i>	24 ^h 00 ^m	1,1	<i>m</i>
31.VIII	21 12		0,9	<i>w</i>	3 00	1,1	<i>m</i>
2.IX	6 14		2,4	<i>m</i>	19 00	3,2	<i>ms</i>
6.IX	14 21		0,7	<i>w</i>	21 00	1,4	<i>ms</i>
13.IX	3 46		1,7	<i>s</i>	8 00	0,6	<i>w</i>
21.IX	13 05		1,2	<i>ms</i>	20 30	0,7	<i>m</i>
22.IX	16 45		0,5	<i>m</i>			
23.IX	5 35		2,0	<i>ms</i>	0 00	1,0	<i>s</i>
29.IX	3 16		2,6	<i>s</i>	20 00	1,1	<i>s</i>
14.X	7 40		0,9	<i>m</i>	7 00	0,2	<i>m</i>
6.XI	21 21		1,1	<i>m</i>	24 00	0,5	<i>m</i>
1.XII	6 36		0,3	<i>w</i>	8 30	0,2	<i>w</i>
1958 г.							
11.II	4 25		3,7	<i>s</i>	4 30	0,8	<i>s</i>
19.III	8 10		0,3	<i>w</i>	8 00	0,3	<i>w</i>
26.V	18 47		1,6	<i>m</i>	24 00	1,0	<i>w</i>
29.V		3 ^h 00 ^m	1,2	<i>m</i>	3 15	1,2	<i>m</i>
31.V	19 52		1,5	<i>m</i>	24 00	1,7	<i>m</i>
28.VI	20 42		2,2	<i>ms</i>	24 00	1,0	<i>w</i>
8.VII	10 48		1,7	<i>s</i>	17 00	1,3	<i>s</i>
18.VII	18 23		1,0	<i>w</i>	6 00 (19.VII)	0,7	<i>m</i>
20.VII	3 58		0,9	<i>w</i>	0 00	1,0	<i>w</i>
21.VII	19 37		0,8	<i>m</i>	24 00	1,0	<i>w</i>
23.VIII		4 00	1,1	<i>w</i>	8 30	0,4	<i>w</i>
24.VIII	4 40		0,9	<i>w</i>	7 00	0,3	<i>w</i>
27.VIII	5 45		0,9	<i>w</i>	7 00	0,4	<i>w</i>
3.IX	11 42		2,6	<i>ms</i>	24 00	2,0	<i>s</i>
16.IX	12 32		1,2	<i>m</i>	20 00	1,2	<i>m</i>
13.XII	3 02		1,2	<i>w</i>	9 00	0,3	<i>w</i>
16.XII	3 59		0,8	<i>w</i>	9 30	0,6	<i>w</i>
1959 г.							
12.V	2 50		0,9	<i>w</i>	4 30	0,2	<i>w</i>
26.VI	3 00		0,7	<i>w</i>	7 00	0,7	<i>w</i>
15.VII	11 03		1,2	<i>m</i>	11 00	1,5	<i>w</i>
17.VII	19 35		4	<i>m</i>	24 00	1,0	<i>m</i>

В течение бури наблюдалось два полярных сияния в 20^h и в 22^h. Ионосферное возмущение в слое F_2 началось одновременно с полярным сиянием в 20^h, но резкое уменьшение критических частот началось только 30 сентября, когда возмущенность магнитного поля стала ослабевать. На фиг. 2 показан суточный ход критических частот слоя F_2 .



Фиг. 2. Суточный ход критических частот слоя F_2 во время магнитной бури 29—30. IX 1957 г.

Сплошная кривая — средняя скользящая медiana. Время московское

во время бури 29—30 сентября 1957 г. Как видно из фиг. 2, суточный ход для 29 сентября до 20^h почти совпадает с нормальным суточным ходом. Резкие изменения наблюдаются только 30 сентября. На фиг. 3, а, показаны отклонения критических частот $\Delta f_{F_2}^0$ от нормальных значений во время этой бури. Здесь же показана запись вертикальной составляющей (H) магнитного поля (фиг. 3, б).

II тип. Многие магнитные бури, особенно зимой, вообще не сопровождаются ионосферными возмущениями.

Характерной особенностью этих бурь является то, что большинство из них слабые, однако наблюдаются и умеренные бури. Список магнитных бурь, не сопровождающихся ионосферными возмущениями, приведен в табл. 2.

III тип. Рассмотрение многочисленного экспериментального материала, полученного во время Международного Геофизического года, позволило обнаружить ионосферные возмущения при спокойном или очень слабо возмущенном магнитном поле, причем в некоторых случаях понижения критических частот $\Delta f_{F_2}^0$ относительно спокойного суточного хода в максимуме достигали значительной величины.

Так, например, 5 октября 1957 г. $\Delta f_{F_2}^0 = 3,5 \text{ МГц}$; 10 октября 1957 г. $\Delta f_{F_2}^0 = 4,4 \text{ МГц}$; 16 марта 1958 г. $\Delta f_{F_2}^0 = 4,8 \text{ МГц}$; 27 марта 1958 г. $\Delta f_{F_2}^0 = 5,5 \text{ МГц}$; 16 сентября 1957 г. $\Delta f_{F_2}^0 = 4,7 \text{ МГц}$. Характерной особенностью этих ионосферных возмущений является то, что они непродолжительны, не больше суток. Список таких ионосферных возмущений приведен в табл. 3. В зимнее время подобных ионосферных возмущений не отмечалось, большинство этих возмущений наблюдается в период равноденствия, когда ионосфера крайне неустойчива. Расслоение области F на два слоя — F_1 и F_2 в это время уменьшает устойчивость ионосферы. На фиг. 4, а, б показано изменение $\Delta f_{F_2}^0$ для 10 октября 1957 г.,

Таблица 2

Дата	Начало магнитной бури		Продолжи- тельность, дни	Балл
	с SSC	без SSC		
1957 г.				
23.VII	7h19m		1,1	<i>w</i>
27.VII	22 59		0,2	<i>w</i>
6.VIII	8 08		0,9	<i>w</i>
9.VIII	16 47		0,6	<i>w</i>
21.X		18h00m	1,4	<i>m</i>
8.XI	10 30		7,7	<i>w</i>
25.XI	7 30		0,9	<i>m</i>
26.XI	4 55		3,0	<i>m</i>
9.XII	3 00		7,0	<i>m</i>
19.XII	12 37		2,0	<i>w</i>
25.XII			1,6	<i>w</i>
31.XII		13 00	2,7	<i>m</i>
		4 00		
1958 г.				
9.I			9,6	<i>w</i>
21.I	0 43	13 00	3,0	<i>m</i>
25.I	13 50		0,4	<i>w</i>
16.II	19 42		7,2	<i>w</i>
3.III	12 31		5,2	<i>w</i>
13.III		3 00	1,0	<i>m</i>
14.III	15 12		1,3	<i>m</i>
15.III	6 00		0,3	<i>w</i>
25.III	18 40		0,3	<i>w</i>
14.IV		12 30	5,6	<i>m</i>
16.IV	Продолжение			
26.IV	15 47		0,4	<i>w</i>
27.IV		17 00	4,5	<i>w</i>
12.V		20 00	6,3	<i>w</i>
14.VI	21 28		0,5	<i>w</i>
15.VI	8 09		0,6	<i>w</i>
19.VI	19 00		0,5	<i>w</i>
28.VI	10 13		0,4	<i>w</i>
3.VII	19 03		1,3	<i>w</i>
14.VII	1 08		0,2	<i>w</i>
18.VII		5 21	1,0	<i>w</i>
31.VII	18 29		0,2	<i>w</i>
16.VIII	7 34		2,5	<i>w</i>
22.VIII		6 00	0,9	<i>w</i>
25.IX	7 08		0,8	<i>w</i>
30.IX	13 05		0,6	<i>w</i>
22.X	6 15		0,8	<i>w</i>
24.X	13 30		0,5	<i>m</i>
27.X	18 25		0,4	<i>w</i>
24.XI	23 07		1,1	<i>w</i>
4.XII	3 36		1,4	<i>w</i>

Таблица 2 (окончание)

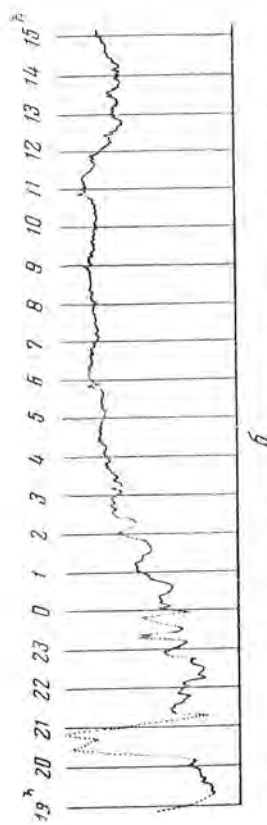
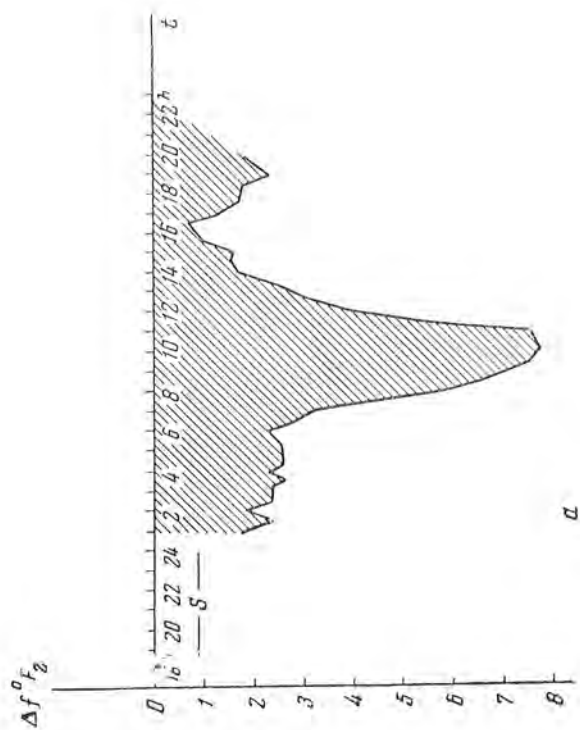
Дата	Начало магнитной бури		Продолжительность, дни	Балл
	с SSC	без SSC		
1959 г.				
4.V	23 ^h 24 ^m		0,6	<i>w</i>
7.V		24 ^h 00 ^m	4,1	<i>w</i>
15.V		10 09	1,2	<i>w</i>
6.VI		12 00	0,7	<i>w</i>
9.VI		10 00	0,5	<i>w</i>
27.VI	14 00		0,5	<i>w</i>
11.VII	19 30		2,1	<i>w</i>

Таблица 3

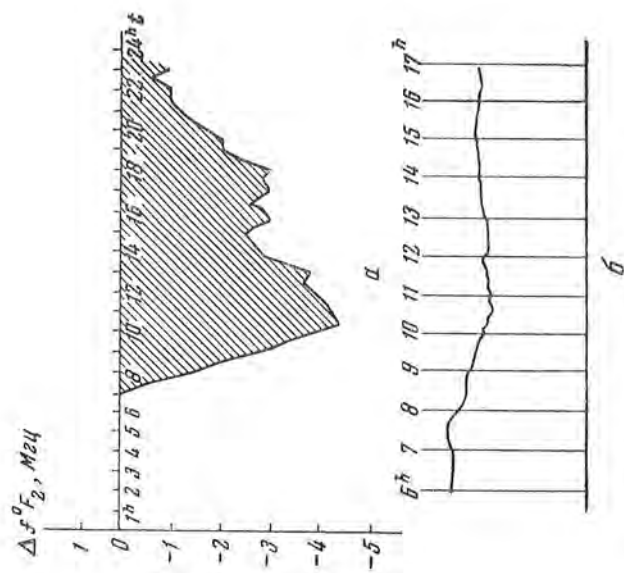
Дата	Начало ионосферных возмущений		Балл	Дата	Начало ионосферных возмущений		Балл
	Начало возмущений	Продолжительность, дни			Начало возмущений	Продолжительность, дни	
1957 г.				24.IV	9 ^h 00 ^m	0,4	<i>w</i>
20.VII	2 ^h 00 ^m	0,9	<i>w</i>	15.V	0 00	1,0	<i>m</i>
30.VII	5 00	0,5	<i>w</i>	16.V	4 00	0,4	<i>w</i>
8.VIII	0 00	0,8	<i>w</i>	18.V	4 00	0,9	<i>w</i>
10.VIII	6 30	0,3	<i>w</i>	25.VII	7 00	0,5	<i>w</i>
16.IX	7 00	0,8	<i>ms</i>	29.VIII	8 30	0,3	<i>w</i>
25.IX	7 30	0,5	<i>m</i>	28.IX	6 30	0,5	<i>m</i>
5.X	9 00	0,3	<i>m</i>	1959 г.			
10.X	5 00	0,8	<i>m</i>	19.V	6 00	0,3	<i>w</i>
1958 г.				22.V	6 00	0,8	<i>m</i>
29.I	11 00	0,5	<i>w</i>	23.V	0 00	1,0	<i>m</i>
16.III	8 30	0,6	<i>ms</i>	26.V	0 00	0,9	<i>m</i>
26.III	7 00	0,4	<i>m</i>	20.VI	5 30	0,6	<i>w</i>
27.III	7 00	0,5	<i>s</i>	24.VI	6 30	0,4	<i>m</i>
13.IV	7 00	0,3	<i>w</i>	3.VII	4 00	0,4	<i>w</i>

когда магнитное поле спокойно, а также приведена запись магнитного поля.¹

Исследование ионосферных возмущений при спокойном магнитном поле проводилось по трем станциям: Москва ($\varphi = 55^{\circ}28'N$; $\lambda = 37^{\circ}19'E$), Симферополь ($\varphi = 44^{\circ}50'N$; $\lambda = 34^{\circ}E$), Ашхабад ($\varphi = 37^{\circ}56'N$; $\lambda = 58^{\circ}22'E$). Из-за отсутствия некоторых данных трудно судить об индивидуальных особенностях ионосферных возмущений, наблюдавшихся на этих станциях.



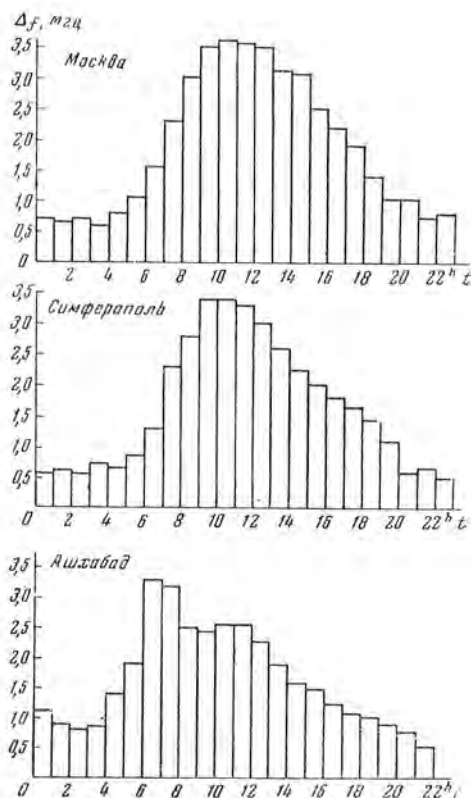
Фиг. 3. Изменение $\Delta f^0_{F_2}$ (а) и запись магнитной бури (б) 29—30. IX 1957 г. S — помехи, время московское



Фиг. 4. Изменение $\Delta f^0_{F_2}$ при спокойном магнитном поле (а) и запись магнитного поля (б) 10, X 1957 г, с 7^h до 16^h. Время московское

На фиг. 5 приведены графики среднего суточного распределения $\Delta f_{F_2}^0$ ионосферных возмущений, наблюдавшихся при спокойном магнитном поле в течение 1957—1958 гг. для всех трех станций. Интересно отметить тот факт, что максимальное значение $\Delta f_{F_2}^0$ по мере продвижения на север сдвигается в сторону полудня. Если в Ашхабаде максимум $\Delta f_{F_2}^0$ падает на 6—9^h местного времени, то в Симферополе и в Москве на 9—11^h местного времени.

В работе [15] сделана попытка связать такого рода возмущения с внезапными импульсами (Si), которые часто наблюдаются при спокойном магнитном поле. Однако предварительный просмотр нами экспериментального материала не подтвердил этого положения. По всей видимости большую роль при объяснении этих фактов должны играть собственные движения, существующие в самой ионосфере.



Фиг. 5. Среднее суточное распределение $\Delta f_{F_2}^0$ ионосферных возмущений при спокойном магнитном поле за 1957—1958 гг. Время московское

Заключение

В настоящее время трудно судить, являются ли эти случаи опровергающими теорию электронного дрейфа. Рассмотрение многочисленных ионосферных и магнитных данных, полученных многими станциями мира во время Международного геофизического года, поможет решить эти вопросы.

В заключение выражаю благодарность А. С. Дворянину за ценные советы.

15 декабря 1960 г.

Литература

1. D. F. Martyn. Report Ion. Res. Japan, 6, № 1, 1954.
2. K. I. Maeda a. T. Sato. Proc. of the I. R. E. 182, 1959.
3. E. V. Appleton a. W. R. Piggot. J. Atm. Terr. Phys., 2, 236—259, 1952.
4. S. Matsushita. J. Geophys. Res., 64, № 3, 305, 1959.
5. E. V. Appleton a. L. J. Ingram. Nature, 136, 548—549, 1935.

6. N. Fukushima a. T. Hayasi. Report Ion. Res. Japan, 6, 133—136, 1952.
7. А. С. Дворяшин и И. Н. Одицова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 113—127, 1960.
8. K. I. Maeda. Report Ion. Res. Japan, 7, 81—107, 1953; 9, 74—85, 1955.
9. B. Hardwick. J. Atm. Terr. Phys., 3, № 6, 347, 1953.
10. P. Wellmann. Ein Vergleich der Syrakuser Grenzfrequenzen mit Beobachtungen der magnetischen Aktivität and mit Vorgängen auf der Sonne. Reichsstelle für Hochfrequenz — Forschung e. v. Fraunhofer — Institut.
11. Н. В. Медникова. Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли. Изд-во АН СССР, 1957.
12. Н. А. Савич и А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 219, 1957.
13. Nuovo Cimento, 16, № 2, 292, 1960.
14. H. Kamiyama. Report Ion. Res. Japan, 8, 133—136, 1952, 1954.
15. J. Thomas a. Robbins. J. Atm. Terr. Phys., 13, 134—139, 1958.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. I

И. Ф. Чугайнов

В 1960 г. начата систематическая непрерывная фотоэлектрическая регистрация блеска вспыхивающих звезд с помощью фотометра, установленного на 20-сантиметровом рефлекторе.

В настоящей статье сообщаются результаты наблюдений двух звезд: EV Lac и BD + 51° 2402. Для первой из них удалось получить записи четырех вспышек. Вспышки № 1, 3, 4 наблюдались с синим светофильтром, а вспышка № 2 наблюдалась в синих и желтых лучах. У BD + 51° 2402 вспышек не было обнаружено.

Приводятся кривые блеска и некоторые характеристики вспышек EV Lac: продолжительность процесса возгорания вспышки, амплитуда изменения звездной величины, скорость и продолжительность процесса угасания вспышки. Сопоставление этих характеристик позволяет предположить существование следующей закономерности: чем меньше продолжительность процесса возгорания вспышки, тем быстрее происходит ее угасание.

По двухцветным наблюдениям вспышки № 2 найдено, что поток ее излучения в синих лучах был приблизительно в два раза больше потока в желтых лучах.

В нормальном состоянии блеск обеих звезд, как показали специальные наблюдения, постоянен.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. I, by P. F. Chugainov. — Systematic continuous photoelectric registrations of brightness of flare stars with a photometer attached to the 20 cm reflector were commenced in 1960.

Results of observations of two stars: EV Lac and BD + 51°2402 are given. Recordings of four flares of EV Lac were obtained. Flares Nos. 1, 3, 4 were observed with a blue filter, flare No. 2 was observed in blue and yellow light. No flares were detected for BD + 51°2402.

Light curves and some characteristics of the flares of EV Lac are given: the duration of the increase in brightness during a flare, the amplitude variation of magnitude, the rate and duration of the brightness decrease during a flare. The comparison of these characteristics allows for the following regularity: the shorter the duration of brightness increase during a flare, the more is the brightness of rate decrease.

Two-colour observations of flare 2 show that the radiative flux in blue light exceeds that in yellow light by a factor of about 2.

Special observations show that in the normal state the brightness of both stars is constant.

Введение

Наблюдения вспыхивающих звезд типа UV Кита и быстрых переменных, связанных с темными и светлыми диффузными туманностями, в настоящее время вызывают все больший интерес. Исключительная быстрота

пестационарных процессов и явление непрерывной эмиссии в их спектрах во время вспышек не получили еще окончательного теоретического объяснения.

Наряду со спектральными наблюдениями важное значение имеют также наблюдения изменений блеска вспыхивающих звезд. Особенно интересными были бы комбинированные спектральные и фотометрические наблюдения, которые пока еще, насколько известно, не проводились.

В последние годы рядом авторов начаты систематические непрерывные фотометрические наблюдения вспыхивающих звезд (см., например, [1—4]). Основное, что можно сделать с помощью этих наблюдений, — это изучить морфологию вспышек, т. е. различия в амплитуде изменения звездной величины, продолжительности процесса вспышки и кривых блеска. Уже удалось выявить некоторые характеристики вспыхивающих звезд [4,5], однако полученные сведения далеко не полны.

§ 1. Метод и программа наблюдений

В 1960 г. нами начаты систематические фотометрические наблюдения вспыхивающих звезд. Эти наблюдения проводятся с помощью фотоэлектрического фотометра, установленного на 20-сантиметровом рефлекторе. Применяется фотоумножитель ЕМІ 9502 В и светофильтры, выделяющие излучение в синих и желтых лучах. Фотометрическая система близка к системе В, V Джонсона.

Наблюдения проводятся следующим образом. После усиления с помощью усилителя постоянного тока фототок, вызываемый светом от звезды, непрерывно регистрируется на пишущем потенциометре типа «Brown electronic». Запись блеска звезды большую часть времени ведется с установленным синим светофильтром, но делаются следующие перерывы: через 20—30 мин. регистрируется фон неба, через 30—60 мин. устанавливается желтый светофильтр и записываются отбросы от звезды и фона неба, и, наконец, один раз в ночь записывается отброс от звезды сравнения с синим светофильтром.

Как показали специальные проверки, скорость перемещения бумажной ленты самописца довольно постоянна. Это дает возможность использовать длину протянутой ленты как меру времени. Получаемая при этом точность — порядка ± 1 сек. Постоянная времени регистрирующей схемы, определяемая в основном постоянной времени усилителя, составляет около 1 сек.

Чувствительность аппаратуры устанавливается так, чтобы нормальный отброс самописца составлял около 25% всей шкалы. В случае вспышки с амплитудой изменения блеска 1^m запись уместается в пределах шкалы. При больших амплитудах, чтобы избежать зашкаливания самописца, переключается входное сопротивление усилителя. Соотношения чувствительностей для применяемых входных сопротивлений были измерены, и при обработке показания самописца соответствующим образом пересчитываются.

Объектами наблюдений были две звезды: EV Lac и BD + 51° 2402. Они достаточно ярки для наблюдений на 20-сантиметровом рефлекторе и имеют достаточно большие склонения, чтобы можно было наблюдать их в условиях очень мало меняющейся экстинкции. Последнее обстоятельство обеспечивает практически неизменные показания самописца в течение нескольких часов и освобождает от введения поправок за изменение экстинкции.

В 1960 г. нами было получено также небольшое количество наблюдений вспыхивающей звезды AD Льва. Мы надеемся продолжить их.

§ 2. Наблюдения EV Lac

Впервые вспышка этой звезды была сфотографирована 1 октября 1953 г. при наблюдениях параллакса на обсерватории Аллегени (наблюдатель Виттерхалтер) [6]. Других вспышек не было отмечено.

Звезда является карликом спектрального класса M4,5e. По наблюдениям Мамфорда, ее звездная величина $V = 10^m,09$, цвет $B - V = +1^m,38$ [7].

Сводка наших наблюдений этой звезды дана в табл. 1, в которой указаны даты наблюдений, моменты начала и конца наблюдений по мировому времени (с точностью ± 1 мин.), общая продолжительность наблюдений $t_{\text{набл}}$ и продолжительность вспомогательных наблюдений $t_{\text{всп}}$, во время которых блеск звезды не регистрировался. В $t_{\text{всп}}$ включены также 5—10-минутные перерывы для согласования перекрестия нитей гида и центра диафрагмы фотометра, производившиеся через 2,5—3 часа. Всего, таким образом, звезда наблюдалась в течение 96,5 часа. За это время было зарегистрировано четыре вспышки (эти ночи отмечены в табл. 1 звездочкой).

Наблюдение изменений блеска EV Lac было затруднено тем, что рядом с ней на расстоянии порядка $10''$ имеется еще одна слабая звезда, которую ввиду малого масштаба нашего телескопа невозможно отделить диафрагмой. Чтобы исключить вносимый ею дополнительный поток света, отношение потоков от нее и EV Lac было измерено на телескопе MTM-500. Обозначим отношение этих потоков для нормального блеска

$$\Pi_{\text{соседн. зв.}}/\Pi_{\text{EV Lac}} = k_1.$$

Измерения производились с желтым и синим фильтрами дважды, когда EV Lac находилась в нормальном состоянии минимального блеска, и в обоих случаях получились одинаковые значения:

$$\begin{aligned} \text{в желтых лучах } k_1 &= 0,204, \\ \text{в синих лучах } k_1 &= 0,460. \end{aligned}$$

Если обозначить истинное отношение потоков от звезды EV Lac во время вспышки и в нормальном состоянии

$$(\Pi_{\text{всп}}/\Pi_{\text{норм}})_{\text{ист}} = k_2,$$

Таблица 1

Дата наблюдения, 1960 г.	U. T.	$t_{\text{набл.}}$	$t_{\text{всп.}}$
27—28.VI	23 ^h 14 ^m —0 ^h 05 ^m	0 ^h 51 ^m	0 ^h 08 ^m
28—29.VI	22 40 —0 00	1 20	9
2—3.VII	23 06 —23 48	0 42	5
19—20.VII *	22 13 —0 37	2 24	18
20—21.VII	22 08 —0 33	2 25	27
21—22.VII	20 44 —23 28 } 23 46 —0 07 }	3 05	33
22—23.VII	20 50 —23 58	3 08	21
23—24.VII	20 39 —0 32	3 53	36
24—25.VII	19 58 —23 46	3 48	20
28—29.VII	20 35 —23 13 } 23 33 —0 28 }	3 33	21
17—18.VIII	22 08 —1 00	2 52	16
18—19.VIII *	20 08 —0 36	4 28	31
19—20.VIII	21 11 —0 58	3 47	39
21—22.VIII	20 20 —22 30	2 10	15
30—31.VIII	21 32 —1 30	3 58	38
31.VIII—1.IX	22 05 —1 32	3 27	36
16—17.IX	19 14 —22 05	2 51	22
18—19.IX	21 06 —1 30	4 24	41
19—20.IX	17 52 —1 00	7 08	1 05
20—21.IX	17 30 —1 00	7 30	1 06
21—22.IX *	22 22 —0 25	2 03	0 15
27—28.IX	19 42 —0 51	5 09	1 08
12—13.X	16 25 —20 55	4 30	0 53
15—16.X	19 03 —0 40	5 37	1 41
21—22.X	16 18 —17 12	0 54	0 42
23—24.X	16 29 —18 37 } 19 57 —21 03 }	3 14	0 34
25—26.X	16 04 —21 10	5 06	1 12
26—27.X	18 31 —19 29	0 58	0 06
8—9.XI	16 46 —19 10	2 24	0 22
10—11.XI	16 03 —20 48	4 45	0 49
11—12.XI	16 25 —18 30	2 05	0 10
15—16.XI	16 27 —20 27	4 00	0 19
24—25.XI	16 16 —21 10	4 54	0 15
		113 ^h 23 ^m	16 ^h 53 ^m

то наблюдаемое отношение, искаженное накладывающимся потоком от соседней звезды, будет

$$(\Pi_{\text{всп}} / \Pi_{\text{норм}})_{\text{набл}} = \frac{\Pi_{\text{всп. ист}} + \Pi_{\text{соседн. зв}}}{\Pi_{\text{норм. ист}} + \Pi_{\text{соседн. зв}}} = \frac{k_2 + k_1}{1 + k_1}.$$

Таким образом можно по наблюдаемой кривой блеска найти истинную.

Исходя из наблюдаемого отношения потоков $(\Pi_{\text{всп}} / \Pi_{\text{норм}})_{\text{набл}}$, находилась величина k_2 и строились графики изменения величины $2,5 \lg k_2$

(фиг. 1—4). Эти графики дают, следовательно, истинную кривую изменения блеска EV Lac во время вспышки в шкале звездных величин (нулевой пункт шкалы произвольный).

Вспышки № 1, 3 и 4 наблюдались только с синим светофильтром. Вспышка № 2 проходила достаточно медленно, что дало возможность сменять во время ее наблюдений светофильтры. Для нее приводятся кривые блеска в синих и желтых лучах. Обращает на себя внимание исключительная быстрота протекания вспышек № 3 и 4. Эти вспышки наблюдались в одну и ту же ночь, причем вспышка № 4 произошла через 27,5 мин. после вспышки № 3.

Интересно рассмотреть изменение со временем потока избыточного излучения, возникающего при вспышке. Для этого из общего потока излучения от звезды во время вспышки нужно вычесть поток, излучаемый ею в нормальном состоянии. Такой подход к излучению вспышек звезд был предложен К. Гордон и Дж. Кроном [8] и позднее — М. А. Аракеляном [9]. Эти авторы пришли к выводу, что изменение потока излучения вспышки на нисходящей части кривой блеска можно представить экспоненциальной функцией времени. Для теоретического объяснения механизма вспышки такой вывод весьма важен.

Используя те же данные, по которым были построены графики изменения блеска звезды во время вспышки, был вычислен поток излучения вспышки, выраженный по отношению к потоку, излучаемому звездой в нормальном состоянии, т. е. величина

$$2,5 \lg \left(\frac{P_{\text{всп}} - P_{\text{норм}}}{P_{\text{норм}}} \right)_{\text{ист}} = 2,5 \lg (k_2 - 1).$$

Под величинами $P_{\text{всп}}$ и $P_{\text{норм}}$ подразумеваются, как и раньше, потоки от звезды во время вспышки для определенного момента времени и поток, излучаемый в нормальном состоянии. Рассматривалась нисходящая часть кривых блеска.

Для всех четырех вспышек были построены графики изменения величины $2,5 \lg (k_2 - 1)$ в зависимости от времени. Линейная зависимость этой величины от времени означала бы, что изменение потока излучения вспышки представляет собой экспоненциальную функцию времени.

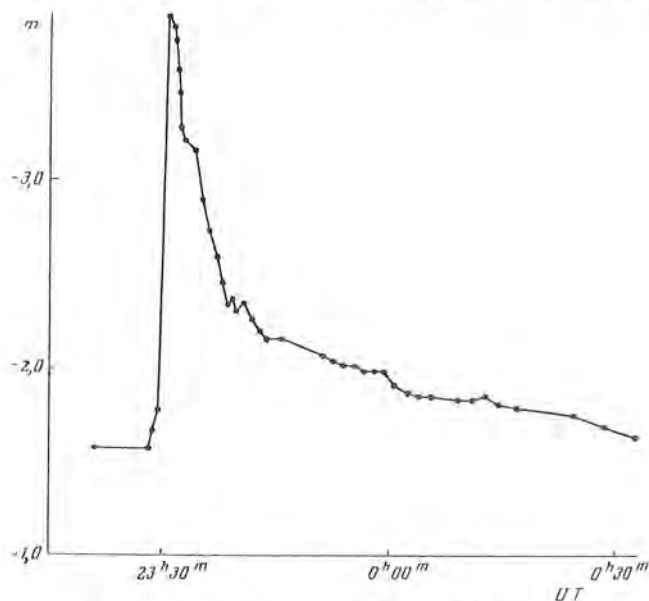
Рассмотрение полученных графиков показывает следующее.

1. Для вспышки № 2 зависимость величины $2,5 \lg (k_2 - 1)$ от времени действительно оказалась линейной. Это относится к излучению как в синих, так и в желтых лучах.

2. В остальных случаях эту зависимость можно было приблизительно представить двумя участками прямых, причем оказалось, что начальное уменьшение потока излучения вспышки происходит более быстро, чем последующее. Для сравнения вспышек между собой были вычислены угловые коэффициенты α этих прямых.

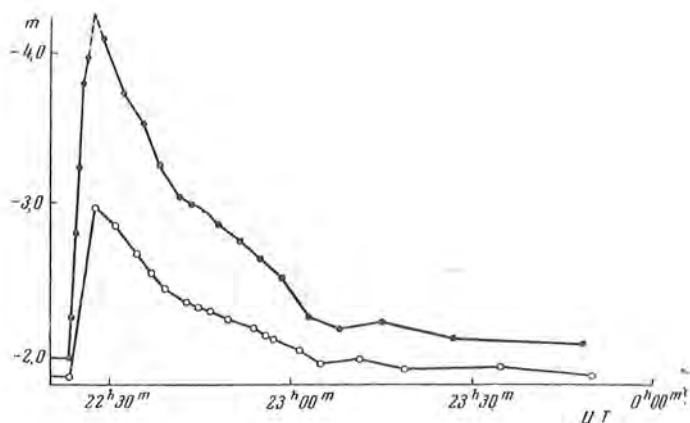
В табл. 2 представлены полученные характеристики вспышек. В столбцах последовательно даны: 1) номер вспышки; 2) продолжительность процесса возрастания блеска звезды τ (под этой величиной подразумевается интервал времени от начала возгорания вспышки до момента дости-

жения максимального блеска); 3) амплитуда изменения звездной величины в синих лучах A_c ; 4) угловой коэффициент α_1 , характеризующий начальную скорость угасания вспышки (в случае вспышки № 2 скорость



Фиг. 1. Вспышка 1 19—20.VII 1960 г.

угасания характеризуется одним коэффициентом α); 5) интервал времени t_1 , в течение которого угасание происходит с этой скоростью; 6) угловой коэффициент α_2 , характеризующий скорость последующего угасания;



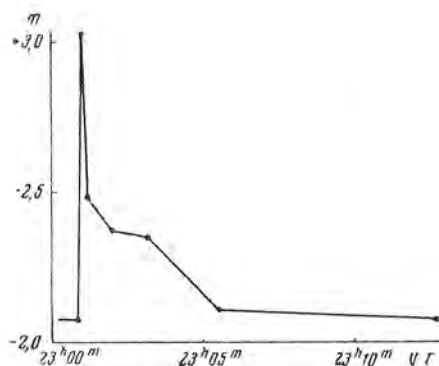
Фиг. 2. Вспышка 2 18—19.VIII 1960 г.

Точки — наблюдения с синим фильтром, кружки — с желтым фильтром

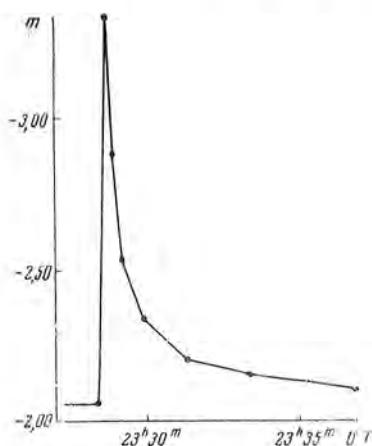
7) соответствующий ему интервал времени t_2 . Для вспышки № 2 добавлены в той же последовательности такие же данные, полученные из кривой блеска в желтых лучах.

Полученный нами наблюдательный материал пока еще слишком мал. Однако рассмотрение данных табл. 2 уже позволяет сделать интересное

предположение: по-видимому, чем скорее заканчивается процесс возгорания вспышки, тем быстрее происходит процесс ее угасания. Действительно, в порядке увеличения продолжительности процесса возгорания вспышки располагаются так: № 3, 4, 1, 2. В том же порядке идет убывание начальной скорости угасания.



Фиг. 3. Вспышка 3 21—22.IX 1960 г.



Фиг. 4. Вспышка 4 21—22. IX 1960 г.

Большой интерес представляют колориметрические наблюдения вспышек. По имеющимся данным [10, 11] интенсивность излучения вспышки растет в сторону коротких длин волн. Используя двухцветные наблюдения вспышки № 2, оценим «цвет» ее излучения. Для этого сравним энергетические потоки излучения от вспышки в синих и желтых лучах в момент максимума блеска. Данные наблюдений были выражены по отношению к потокам, излучаемым звездой в состоянии нормального блеска.

Таблица 2

№ п/п	τ , мин.	A_c	$\frac{\alpha_1}{\text{зв. вел.}}$ мин.	t_1 , мин.	$\frac{\alpha_2}{\text{зв. вел.}}$ мин.	t_2 , мин.	$A_{\text{ж}}$	$\frac{\alpha}{\text{зв. вел.}}$ мин.	t , мин.
1	2,3	2 ^m 28	0,269	12	0,047	45	1 ^m 11	0,071	38
2	4,3	2,28	0,078	38	—	—			
3	0,13	0,96	6,5:	0,2:	0,5:	4:			
4	0,31	1,27	3,0:	0,5:	0,4:	3,5:			

Таким образом, их можно сравнить между собой, если известно распределение энергии в спектре звезды в нормальном состоянии.

Как упоминалось, по наблюдениям Мамфорда внеатмосферный показатель цвета звезды $B-V = +1^m38$. Нами было вычислено, что этому показателю соответствует цветовая температура излучения 3600° . При этом учитывалось, что нуль-пункт системы показателей цвета $B-V$ выбран для звезд класса A0 и цветовая температура звезд класса A0 в видимой области спектра составляет $16\,000^\circ$ [12]. Данные о спектральной чув-

ствительности аппаратуры, применяемой для измерений в системе B, V , взяты согласно [13].

Эффективные длины волн получились следующие: 4550 Å для спектрального участка B и 5600 Å для участка V .

Таким образом, отношение потоков в синих и желтых лучах от звезды EV Lac, находящейся в нормальном состоянии, можно оценить по формуле Планка

$$(B_{\lambda 4550} / B_{\lambda 5600})_{T=3600} = 0,54.$$

Фактическое распределение энергии в спектре звезды, по-видимому, несколько отличается от планковской кривой, что вносит некоторую неопределенность в последующий расчет.

Амплитуды изменения блеска звезды во время вспышки № 2 составляют $2^m,28$ в синих и $1^m,11$ в желтых лучах. Соответствующий расчет, основанный на приведенных выше данных, показывает, что энергетический поток от вспышки в синих лучах ($\lambda = 4550$ Å) был на 94% больше потока в желтых лучах ($\lambda = 5600$ Å). Напомним, что это относится к моменту максимума блеска. Однако, как видно из табл. 2, уменьшение потоков в синих и желтых лучах происходило почти с одинаковой скоростью, так что соотношение между ними мало изменялось по мере угасания вспышки.

При теоретическом истолковании этих данных к ним следует относиться с осторожностью. Как отмечалось [9], в спектральном интервале, охватываемом желтым светофильтром системы Джонсона, практически отсутствуют водородные линии. Однако в интервал, охватываемый синим светофильтром, попадают линии H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ и другие. Согласно спектральным наблюдениям, эти линии могут дать заметную часть общего излучения вспышки. Можно надеяться, что последующие количественные спектральные данные позволят оценить вклад эмиссионных линий в общее излучение вспышки, что придаст колориметрическим наблюдениям большую определенность.

Нами были получены также наблюдения, имеющие целью проверить постоянство блеска исследуемой звезды в ее нормальном состоянии. Для этого почти каждую ночь одновременно с нею наблюдалась звезда сравнения BD + 43°4312 (28 наблюдений). Для контроля BD + 43°4312 сравнивалась с BD + 43°4295 (21 наблюдение). Отклонения от среднего значения разности звездных величин EV Lac + соседняя звезда и BD + 43°4312 составили $\pm 0^m024$ (средняя квадратичная ошибка одного наблюдения). Сравнение BD + 43°4312 и BD + 43°4295 дало отклонение от среднего значения разности их звездных величин $\pm 0^m026$. Можно поэтому считать, что в пределах ошибок наблюдений блеск EV Lac в нормальном состоянии постоянен. Это также видно и по непрерывной записи на самописце.

§ 3. BD + 51°2402

Д. Поппер [14], получив 14 спектрограмм этой звезды, обнаружил на одной из них большое усиление эмиссионных линий водорода. Поскольку такое усиление наблюдалось раньше во время вспышек звезд типа UV Кита, он предположил, что звезда относится к этому типу.

Таблица 3

Дата наблюдения, 1960 г.	U. T.	$t_{\text{набл.}}$	$t_{\text{всп.}}$
22—23. IV	19 ^h 22 ^m —20 ^h 22 ^m	2 ^h 21 ^m	9 ^m
	22 20 — 23 00		
	23 19 — 0 00		
25—26. IV	19 55 — 23 00	3 05	22
26—27. IV	21 37 — 22 30	0 53	8
27—28. IV	20 34 — 22 31	1 57	13
23—24. VI	19 42 — 22 02	2 20	17
26—27. VI	19 34 — 20 10	1 52	14
	20 53 — 22 09		
27—28. VI	19 24 — 21 10	1 46	14
12—13. VII	21 29 — 22 39	1 10	9
13—14. VII	19 03 — 20 44	4 02	20
	21 07 — 21 19		
	22 23 — 0 32		
14—15. VII	21 07 — 23 23	3 24	14
	23 35 — 0 43		
15—16. VII	19 52 — 21 36	1 44	9
16—17. VII	20 21 — 21 11	0 50	4
17—18. VII	19 54 — 0 08	4 14	21
18—19. VII	19 40 — 19 45	0 05	0
19—20. VII	20 14 — 21 59	1 45	7
20—21. VII	20 35 — 21 54	1 19	6
15—16. VIII	18 48 — 20 01	1 13	16
16—17. VIII	19 52 — 23 17	3 25	9
		37 ^h 25 ^m	3 ^h 32 ^m

Попытка обнаружить вспышки этой звезды фотометрически была предпринята А. Мазани, П. Брولья, Е. Пестарино [15], но без успеха. Нами звезда наблюдалась в течение 18 ночей. Общее время наблюдений составило 33^h9. Вспышек не было обнаружено.

Для проверки постоянства блеска звезды производилось сравнение ее со звездой BD + 51°2408 (53 наблюдения), которая для контроля сравнивалась со звездой BD + 51°2410 (53 наблюдения). Для обеих пар звезд получились отклонения от среднего значения разности звездных величин $\pm 0^m.015$ (средняя квадратичная ошибка одного наблюдения).

Таким образом, вопрос о том, является ли звезда BD + 51°2402 вспыхивающей, остается по-прежнему открытым.

Сводка наших наблюдений этой звезды дана в табл. 3, которая по своему построению аналогична табл. 1.

15 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Осканиян. Сб. «Нестационарные звезды». Ереван, 1957.
2. P. E. Roques. P. A. S. P., 65, 19, 1953.
3. P. E. Roques. P. A. S. P., 66, 256, 1954.

4. D. Engelke meier. P. A. S. P., 71, 522, 1959.
5. М. Пти. Переменные звезды, 12, 4, 1959.
6. N. E. Wagman. H. A. S., № 1225, 1953.
7. G. S. Mumford. A. J., 61, 213, 1956.
8. K. C. Gordon, G. E. Kron. P. A. S. P., 61, 210, 1949.
9. М. А. Аракелян. Докл. АН Арм. ССР, 29, 167, 1959.
10. A. Joy, M. Humason. P. A. S. P., 61, 133, 1949.
11. H. Johnson, R. Mitchel. Ap. J., 128, 31, 1958.
12. О. А. Мельников, Н. Ф. Купревич, Л. П. Жукова. Астр. ж., 36, 585, 1959.
13. H. L. Johnson. Ann. d'Aph., 18, 292, 1955.
14. D. M. Popper. P. A. S. P., 65, 278, 1953.
15. A. Masani, P. Broglia, E. Pestarino. Contr. Osserv. Milano Merate, № 59, 1955.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1960 ГОДА. IЭ. Р. Мустель, И. М. Копылов, Л. С. Галкин,
Р. Н. Кумайгородская, Т. М. Барташ

Излагаются результаты обработки спектроскопического материала, полученного в марте-апреле 1960 г. для Новой звезды, вспыхнувшей в созвездии Геркулеса в начале марта 1960 г.

Около 120 спектрограмм Новой звезды и взятой в качестве стандартной ζ Aql (A0 V) было получено на 1220-миллиметровом рефлекторе Крымской обсерватории, преимущественно с кварцевым спектрографом, дающим дисперсию 155 Å/мм у H γ . Определены эквивалентные ширины (W_λ) и ширины $\Delta\lambda$ (в км/сек) для эмиссионных водородных линий H β — H α , а также центральные интенсивности I_0 по отношению к непрерывному спектру для всех отождествленных эмиссионных линий в спектре Новой звезды.

Был проведен общий анализ изменений этих характеристик эмиссионных линий с течением времени. По ширине водородных линий оценена средняя скорость расширения оболочки (1850 км/сек).

По спектральным изменениям, наблюдавшимся у этой Новой, с помощью зависимостей Мак Лафлина [8] определена приближенная яркость и дата максимума Новой звезды: $m_{\text{макс}} = 2^m,50 \pm 0^m,17$ (вер. ош.), 1 марта $\pm 2,5$ (вер. ош.). Определена абсолютная величина Новой звезды в максимуме ($M_v = -10^m,0$), расстояние до звезды ($R = 1250$ пс) и полное межзвездное поглощение в визуальных лучах на расстоянии звезды ($A_v = 2^m,0$).

Путем привязки к ζ Aql, распределение энергии в непрерывном спектре которой построено по материалам, присланным в наше распоряжение Д. Шалонжем и О. А. Мельниковым, для каждой почти наблюдений было получено относительное распределение энергии в непрерывном спектре Новой звезды в интервале длин волн от λ 3512 до 5050 Å.

Вычислен бальмеровский декремент по линиям H β — H α .

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF NOVA HERCULIS 1960. I, by E. R. Mustel, I. M. Kopylov, L. S. Galkin, R. N. Kumaigorodskaya and T. M. Bartash. — Results are given of the reduction of spectroscopic observations made during March — April 1960 of the nova, which was detected in the constellation of Hercules at the beginning of March 1960.

About 120 spectrograms of this nova and ζ Aql (A0 V), adopted as standard, were obtained with the 1220 mm reflector of the Crimean Observatory, mainly with a quartz spectrograph (dispersion 155 Å/mm at H γ). The equivalent widths (W_λ) and widths $\Delta\lambda$ (km/sec) for the hydrogen emission lines H β — H α are determined, and also the central intensities I_0 relative to the continuous spectrum for all identified lines in the spectrum of the nova.

A general analysis of the variations of these characteristics of emission lines with

time is made. The mean velocity of expansion of the envelope (1850 km/sec) from the hydrogen line widths is found.

The approximate magnitude and the date of maximum are determined from the spectral variations using the McLaughlin relations: $m_{\max} = 2^m.50 \pm 0.^m.17$ (p. e.) and March $1 \pm 2^d.5$ (p. e.). The absolute magnitude at maximum ($M_v = -10.0$), the distance to the star ($R = 1250$ ps) and the total space absorption in visual light ($A_v = 2^m.0$) are derived.

The relative energy distribution in the continuous spectrum of the nova in the interval of wavelengths from λ 3512 Å to λ 5050 Å is obtained for each night by reference to ζ Aql, the energy distribution in the continuous spectrum of ζ Aql being derived from data made available to us by Chalange and Melnikov.

The Balmer decrement is computed from the lines $H_\beta - H_\gamma$.

§ 1. Наблюдения

Настоящая работа посвящена спектроскопическому исследованию Новой звезды в созвездии Геркулеса, вспыхнувшей в марте 1960 г. и имевшей в момент открытия (7 марта) яркость около 5^m . Краткий обзор обстоятельств открытия и ранних наблюдений этой звезды можно найти в [1]. Основой работы послужил спектроскопический материал, полученный в марте—мае 1960 г. на 122-сантиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории.

Регулярные spectroграфические наблюдения Новой звезды начались с 11 марта. Низкое положение звезды над горизонтом в значительной мере затрудняло наблюдения. Наблюдения были начаты на однопризменном spectroграфе со стеклянной оптикой, дающем дисперсию 23,4 Å/мм у H_γ . Использовались пластинки Кодак 103A-O.

Одновременно с 12 марта были начаты наблюдения на двухпризменном spectroграфе с кварцевой оптикой, дающем дисперсию около 155 Å/мм у H_γ . Ширина входной щели spectroграфа бралась равной 0,25 мм, что на фотопластинке соответствовало 0,06 мм или в среднем ~ 10 Å. Низкое положение звезды над горизонтом, серебряное покрытие главного зеркала телескопа приводили к тому, что ультрафиолетовый участок спектра Новой мог быть прослежен только до λ 3400 Å.

С 17 марта вместе с Новой начала наблюдаться стандартная звезда ζ Adl ($m_v = 3^m.0$, A0 V), расположенная в пределах 2° от Новой. ζ Aql наблюдалась обычно до и после Новой для того, чтобы ее можно было использовать при изучении распределения энергии в непрерывном спектре Новой звезды.

После того как Новая звезда стала слабее шестой видимой величины, регулярные наблюдения велись только на кварцевом spectroграфе и продолжались до конца апреля. В мае была получена последняя spectroграмма (18 мая). К этому времени Новая звезда ослабла настолько (до $9^m.0$), что гидирование звезды по отражению от щели стало невозможным, а продолжительность экспозиций возросла до нескольких часов. Всего получено около 60 spectroграмм Новой звезды и примерно столько же spectroграмм ζ Aql.

Сводка полученного spectroграфического материала приведена в табл. 1. Во втором столбце таблицы приводятся начало и конец экспозиции

Таблица 1

Дата на- блюде- ний	Экспозиция	Звезда	Спектро- грамма	Дата на- блюденый	Экспозиция	Звезда	Спектро- грамма
11.III	4 ^h 05 ^m —6 ^h 25 ^m	N Her	011		3 ^h 45 ^m —5 ^h 00 ^m	N Her	205
12.III	3 20 —4 10	N Her	021		5 00 —5 30	N Her	206
	4 15 —5 45	N Her	032	28.III	5 30 —5 40	N Her	207
	5 52 —6 23	N Her	043		5 45 —5 50	ζ Aql	208
	6 24 —6 39	N Her	044		5 51 —5 52	ζ Aql	209
13.III	2 35 —3 13	N Her	051	29.III	1 25 —2 11	N Her	211
	4 57 —5 15				2 12 —3 32	N Her	212
	5 33 —6 09	N Her	062		3 39 —3 49	ζ Aql	213
	6 10 —6 25	N Her	063		3 49 —3 59	ζ Aql	214
	6 35 —6 42	N Her	064		4 00 —5 10	N Her	215
14.III	2 58 —3 38	N Her	071		5 13 —5 38	N Her	216
	3 45 —5 25	N Her	082		5 43 —5 48	ζ Aql	217
	5 33 —6 08	N Her	093	30.III	1 55 —2 55	N Her	221
	6 09 —6 19	N Her	094		3 00 —3 10	ζ Aql	222
15.III	2 50 —5 05	N Her	101		3 10 —3 15	ζ Aql	223
	6 07 —6 17	N Her	111		3 25 —5 10	N Her	224
17.III	2 40 —5 10	N Her	121		5 10 —5 40	N Her	225
	5 22 —6 07	N Her	132		5 43 —5 46	ζ Aql	226
	6 17 —6 19	ζ Aql	133		5 46 —5 48	ζ Aql	227
18.III	5 49 —6 07	N Her	141	31.III	1 15 —2 10	N Her	231
	6 10 —6 20	ζ Aql	142		2 10 —3 20	N Her	232
20.III	2 30 —5 40	N Her	151		3 25 —3 35	ζ Aql	233
22.III	2 50 —5 10	N Her	161		3 35 —3 40	ζ Aql	234
	5 10 —5 50	N Her	162		5 40 —5 43	ζ Aql	235
	5 57 —6 08	ζ Aql	163		5 44 —5 47	ζ Aql	236
26.III	2 05 —2 35	N Her	171	5.IV	2 55 —5 10	N Her	241
	2 35 —3 35	N Her	172		5 17 —5 27	ζ Aql	242
	3 45 —3 55	ζ Aql	173		5 27 —5 31	ζ Aql	243
	3 55 —4 00	ζ Aql	174	6.IV	2 05 —4 35	N Her	251
	4 05 —5 05	N Her	185		4 35 —5 05	N Her	252
	5 05 —5 25	N Her	186		5 17 —5 35	ζ Aql	253
	5 25 —5 35	N Her	187	13.IV	2 40 —5 00	N Her	261
	5 44 —5 49	ζ Aql	188		5 03 —5 10	ζ Aql	262
	5 49 —5 51	ζ Aql	189	14.IV	1 40 —1 55	ζ Aql	271
	5 51 —5 52	ζ Aql	190		2 07 —4 52	N Her	272
27.III	1 32 —2 17	N Her	191		4 58 —5 06	ζ Aql	273
	2 20 —3 30	N Her	192		5 06 —5 10	ζ Aql	274
	3 35 —3 45	ζ Aql	193	15.IV	1 07 —1 19	ζ Aql	281
	3 46 —3 49	ζ Aql	194		1 19 —1 26	ζ Aql	282
	4 04 —5 05	N Her	195		1 32 —4 17	N Her	283
	5 06 —5 31	N Her	196		4 17 —5 02	N Her	284
	5 39 —5 42	N Her	197		5 06 —5 12	ζ Aql	285
	5 46 —5 51	ζ Aql	198		5 12 —5 14	ζ Aql	286
28.III	5 52 —5 53	ζ Aql	199	16.IV	0 23 —0 38	ζ Aql	291
	1 30 —2 07	N Her	201		0 39 —0 50	ζ Aql	292
	2 08 —3 20	N Her	202		0 58 —4 00	N Her	293
	3 25 —3 35	ζ Aql	203		4 00 —5 00	N Her	294
	3 35 —3 40	ζ Aql	204				

Дата наблюдений	Экспозиция	Звезда	Спектрограмма	Дата наблюдений	Экспозиция	Звезда	Спектрограмма
	5 ^h 03 ^m —5 ^h 10 ^m	ζ Aql	295		4 ^h 00 ^m —4 ^h 45 ^m	N Her	322
20.IV	5 10 —5 13	ζ Aql	296		4 49 —4 55	ζ Aql	323
	3 40 —5 00	N Her	301	29.IV	4 55 —5 00	ζ Aql	324
	5 02 —5 07	ζ Aql	302		1 35 —1 45	ζ Aql	331
	5 07 —5 09	ζ Aql	303		1 50 —4 45	N Her	332
23.IV	0 45 —1 02	ζ Aql	311		4 50 —4 57	ζ Aql	333
	1 05 —4 45	N Her	312	18.V	4 57 —4 59	ζ Aql	334
	4 49 —5 01	ζ Aql	313		0 15 —4 15	N Her	341
	5 03 —5 06	ζ Aql	314		4 18 —4 21	ζ Aql	342
26.IV	0 30 —0 40	ζ Aql	321				

Примечание

011. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .021. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .032. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .051. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} . Экспозиция прерывалась из-за облаков.

064. Накладывается спектр неба.

071. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .082. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .

094. Накладывается спектр неба.

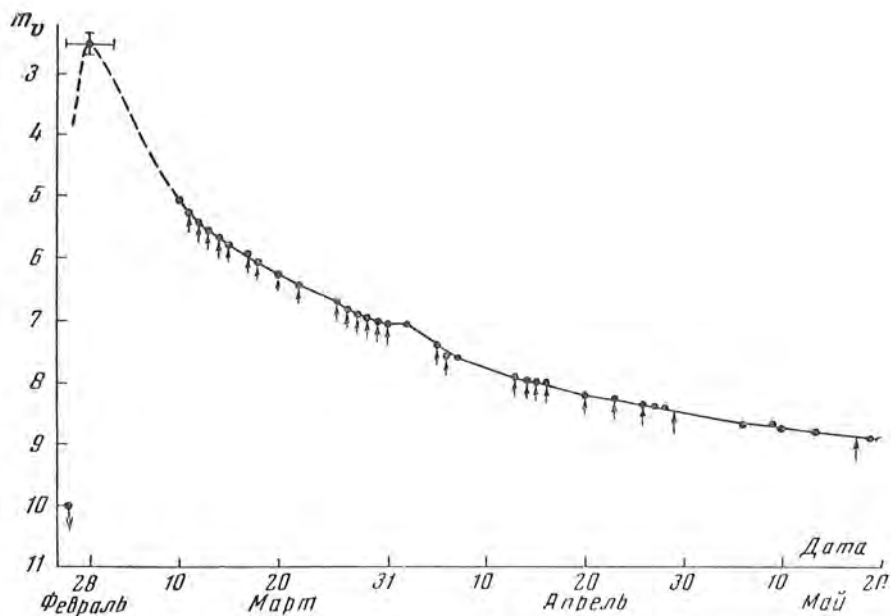
101. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} .121. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} . Экспозиция сквозь облака.

132, 141, 142. Экспозиции сквозь облака.

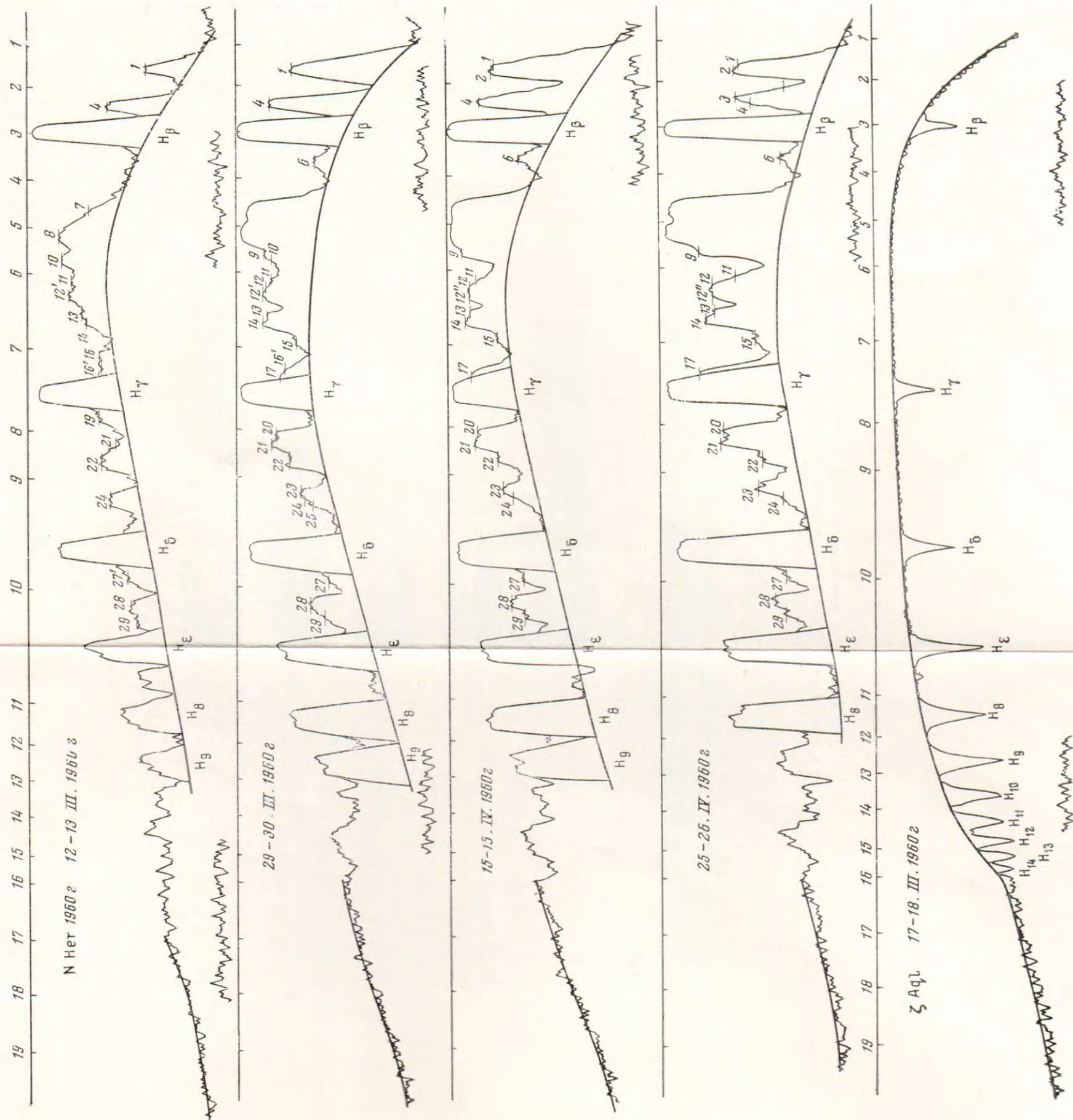
151. $D = 23 \text{ Å/мм}$ у H_{γ} . После часа экспозиции — облака.

161. Небо всю ночь плохое.

216, 217. Экспозиции сквозь облака.



Фиг. 1. Кривая блеска Новой Геркулеса 1960
(по наблюдениям П. Ф. Чугайнова)



Фиг. 3. Регистрограммы спектра (кварцевый спектрограф) Новой Геркулеса на разных стадиях развития и звезды ζ Aql с увеличением 50×

(время указано московское). Спектрограммы во всех случаях, кроме указанных в примечаниях, получены с кварцевым спектрографом.

На кривой блеска Новой звезды (фиг. 1), полученной П. Ф. Чугайновым [2] в желтых лучах, стрелками отмечены даты спектральных наблюдений, точками — фотоэлектрических. Калибровка пластинок производилась с платиновым ступенчатым ослабителем на лабораторном спектрографе ИСП-51.

Просмотр первых же полученных спектрограмм показал, что спектр Новой звезды имел уже достаточно интенсивные широкие эмиссионные полосы и редкие, очень слабые линии поглощения. Вид спектра заставлял предполагать, что после максимума звезды прошло около недели. Несколько неожиданным оказалось почти полное отсутствие сильных абсорбционных компонентов, обычно располагающихся на коротковолновом крыле эмиссионных полос. В то же время была хорошо заметна структурированность контуров эмиссионных полос водорода.

Репродукции спектрограмм, полученных с кварцевым спектрографом, приведены на фиг. 2. Здесь же приведена для сравнения репродукция спектрограммы стандартной звезды ζ Aql и спектрограммы Новой, полученной в первые дни наблюдений с дисперсией 23,4 Å/мм.

§ 2. Спектрофотометрическая обработка материала наблюдений

При наблюдениях Новой имелось в виду использовать получаемый спектрографический материал в основном для решения следующих вопросов.

1. Определение интенсивностей, ширин и эквивалентных ширин эмиссионных линий и изучение изменений этих характеристик с течением времени по мере развития звезды.

2. Изучение распределения энергии в непрерывном спектре Новой звезды путем привязки к стандартной звезде и исследование изменения этого распределения со временем.

3. Использование полученных спектрофотометрических результатов для анализа физических условий в оболочке Новой звезды и изменения этих условий по мере расширения оболочки и возможного изменения характеристик самой звезды.

Постановка этих задач и предопределила выбор метода обработки материала наблюдений.

Все спектрограммы были промерены на регистрирующем микрофотометре типа Молля с увеличением 50. На фиг. 3 представлены для иллюстрации четыре регистрограммы Новой на разных этапах ее развития и регистрограмма стандартной звезды.

На регистрограммах спектров звезд, имеющих многочисленные эмиссионные полосы, таких, как Новые или звезды типа Вольф-Райе, проведение непрерывного спектра представляет собой задачу чрезвычайной трудности. Причина заключается в малочисленности, а зачастую и просто в отсутствии достаточно широких участков непрерывного спектра, свободных от искажающего влияния эмиссионных полос. В этом отношении

данная Новая звезда, насчитывающая в своем спектре несколько десятков особенно широких (шириной от 40 до 70 Å) и нередко переходящих одна в другую эмиссионных полос, не представляла собой исключения.

Так как одной из основных задач было изучение распределения энергии в непрерывном спектре Новой звезды, то проведению непрерывного спектра уделено особое внимание.

После предварительного отождествления эмиссионных полос для выявления участков спектра, свободных от эмиссионных полос, мы сделали следующее.

Для трех моментов времени — 13—14 марта, 26—29 марта и 16 апреля — были отобраны три группы регистрограмм с нормальной плотностью на уровне предполагаемого непрерывного спектра. Число регистрограмм равно 4, 5 и 2 соответственно для каждого из указанных моментов времени. Фотометрическая обработка каждой из этих регистрограмм была проведена без предварительного сглаживания колебаний зайчика микрофотометра за счет зернистости фотопластинок — с помощью характеристических кривых почернения были переведены в $\lg I$. Измерения $\lg I$ были проведены на регистрограммах через 1 мм или в среднем через 3 Å. На фотопластинке это соответствует в среднем 0,02 мм (т. е. примерному размеру зерна эмульсии). Далее эти записи спектров, выраженные в $\lg I$, в каждой из трех групп были усреднены с целью уменьшения влияния колебаний зайчика, вызванных зернистостью фотоэмульсии.

Такое усреднение регистрограмм за несколько соседних дат мы считаем вполне правомерными, так как спектральные характеристики этой Новой развивались монотонно, и в пределах коротких интервалов времени продолжительностью в 2—3 дня не обнаруживалось каких-либо заметных изменений в общем виде спектров.

Один из построенных таким образом «синтетических» спектров, относящихся к интервалу 26—29 марта, представлен на фиг. 4. Те участки записи, где должен проходить непрерывный спектр, здесь можно было выбрать сравнительно надежно.

Непрерывный спектр был проведен в виде плавной кривой через участки, видимым образом свободные от наличия эмиссионных полос, где $\lg I$ имеет наименьшее значение по сравнению с соседними интервалами. Эти участки на фиг. 4 обозначены треугольниками.

В пользу допущения, что эти в общем довольно узкие участки не являются линиями поглощения, накладывающимися на непрерывный спектр, который может проходить где-то выше, говорит следующий факт.

Наиболее сильными линиями поглощения в спектрах новых звезд в период после максимума блеска являются обычно абсорбционные компоненты водородных линий. Внимательное рассмотрение синтетического спектра на фиг. 4 показывает, что интенсивность спектра вблизи коротковолновых крыльев водородных эмиссионных полос ни в коей мере не является наименьшей.

С другой стороны, более вероятно, что избранные нами участки не совсем свободны от эмиссии и непрерывный спектр может проходить где-то ниже.

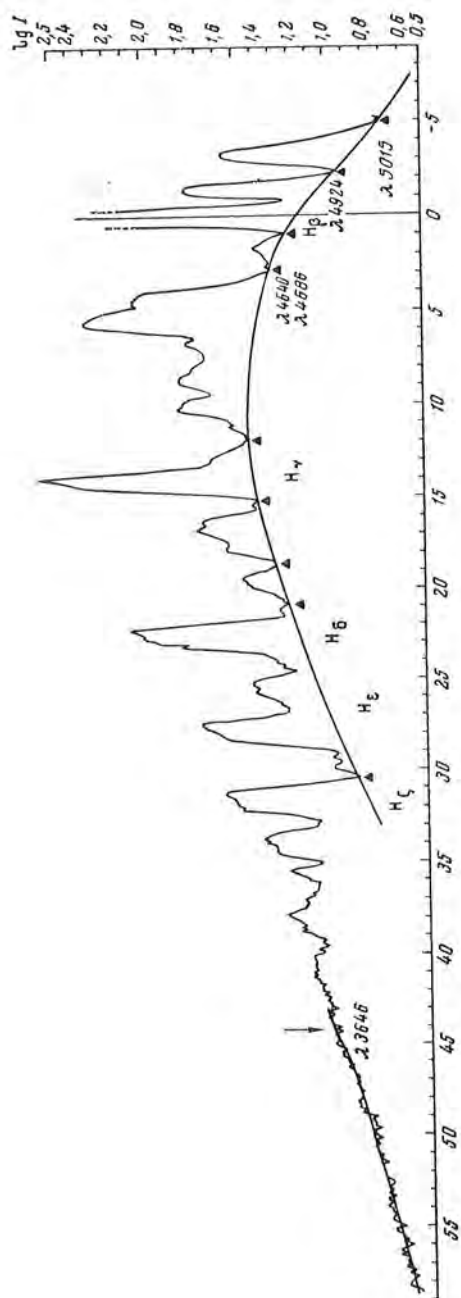


Рис. 4. Синтетический спектр Новой Геркулеса за 26—29.III 1960 г.

Черными треугольниками показаны главные реперы, применяемые для проведения непрерывного спектра. Положение бал-
меровского предела отмечено стрелкой

Против такой возможности говорит, однако, тот факт, что, согласно проведенному отождествлению эмиссионных полос, указанные участки действительно свободны от сколько-нибудь интенсивной эмиссии. Правда, мы не имеем здесь полной уверенности в том, что эмиссионные полосы не могут иметь протяженных крыльев, простирающихся на участки спектра, свободные от явной эмиссии, но наличие таких крыльев мало вероятно. За бальмеровским пределом проведение непрерывного спектра осуществляется довольно просто. Просмотр синтетических спектров, а также большинства оригинальных регистрограмм показал видимое отсутствие эмиссионных полос в этом участке спектра, за исключением области вблизи λ 3450 Å, в которой около середины апреля наблюдалась довольно интенсивная линия, имевшая $\lambda \approx 3447$ Å и неотожествленная нами.

После того как положение непрерывного спектра было установлено нами на синтетических записях, непрерывный спектр был проведен и на каждой отдельной регистрограмме (примеры проведения непрерывного спектра на регистрограммах спектров Новой звезды представлены на фиг. 3). На фиг. 3 также показано, как проводился непрерывный спектр для стандартной звезды.

Т а б л и ц а 2

№ ц/п	λ , Å	Элемент	№	λ , Å	Элемент	№	λ , Å	Элемент
1	{5018	Fe II	12'	4518	Fe II	24	4187	?
	{5015	He I	12"	4510	N III	25	4177	Fe II
2	5007	[O III]	13	4484	Mg II	26	4101	H ₈
3	4959	[O III]	14	4471	He I	27	{4075	[S II]
4	{4924	Fe II	15	4437	He I		{4068	То же
	{4922	He I	16	4416	O II	27'	{4075	O II
5	4861	H ₈	16'	4388	He I		{4072	То же
6	4798	O IV?	17	4363	[O III]	28	4026	He I
7	4686	He II	18	4340	H ₇	29	4009	He I
8	{4640	N III	19	4300—3	Fe II	30	3970	H ₈
	{4634	То же	20	4287	[Fe II]	31	3934	K
9	4596	?	21	4267	C II	32	3889	H ₈
10	4586	Fe II	22	4233	Fe II	33	3835	H ₉
11	4549	Fe II	23	{4200	HeII, NIII			
12	4534	N III		{4195	N III			

После проведения непрерывного спектра было проделано окончательное отождествление всех выявленных эмиссионных полос и расшифровка многочисленных blends. При отождествлении использовались работы [3—5]. При этом было учтено то обстоятельство, что по мере развития Новой звезды происходит заметное изменение относительных интенсивностей эмиссионных полос, особенно в интервалах $\lambda\lambda$ 4177—4287 Å и $\lambda\lambda$ 4471—4686 Å. Поэтому для надежности отождествления было отобрано 7—8 регистрограмм, распределенных примерно равномерно по интервалу наблюдений. Отождествление эмиссий проводилось при непре-

равном контроле изменений вида и интенсивностей полос и их бленд по всем избранным регистраграммам.

В участке между бальмеровским пределом ($\lambda 3646 \text{ \AA}$) и H_γ ($\lambda 3835 \text{ \AA}$), в котором наступает слияние широких водородных полос, обнаружить эмиссионные полосы, принадлежащие другим элементам, не представлялось возможным. Длины волн отождествленных полос и элементы, которым принадлежат эти полосы, приведены в табл. 2. Неотождествленными остались сравнительно интенсивные полосы $\lambda 4596 \text{ \AA}$ и $\lambda 4187 \text{ \AA}$.

§ 3. Измерение интенсивностей и ширины эмиссионных полос.

Структура водородной эмиссии

Следующим этапом обработки было построение контуров, определение центральных интенсивностей, ширины и эквивалентных ширины эмиссионных полос. По спектрограммам с дисперсией $23,4 \text{ \AA/мм}$ были обработаны контуры эмиссионных водородных линий $H_\beta - H_\delta$. Остальные линии бальмеровской серии оказались недоохраненными.

Контуры водородных линий имели сложную структуру, которая сохранялась на протяжении всей недели 11—17 марта, когда получались спектрограммы с этой дисперсией. Контуры водородных линий $H_\beta - H_\delta$, выраженные в интенсивностях непрерывного спектра, представлены на фиг. 5. Они имеют в общем трапециевидную форму с вершиной сложной структуры, создающей впечатление накладывающихся близко расположенных эмиссионных пиков или плоской вершины, изрезанной линиями поглощения. Некоторые различия в виде этой структуры от контура к контуру обусловлены тем, что обычно вершины эмиссионных водородных полос получались в той или иной степени передержанными и точность обработки здесь была значительно ниже обычной.

На спектрограммах, полученных с более низкой дисперсией, из-за меньшей разрешающей способности спектрографа (размер зерна на фотопластинке соответствует $3-6 \text{ \AA}$) и из-за повышенной плотности в центрах водородных линий (особенно в H_β и H_γ) структура эта оказалась несколько сглаженной, однако в водородных линиях H_δ , H_ϵ , H_ζ и т. д. признаки аналогичной, несколько меняющейся структурности вершины можно было проследить на протяжении всего интервала наблюдений.

Отличительной особенностью контуров водородных линий на этих спектрограммах было наличие на вершине двух или нескольких пиков, разделенных явной депрессией или депрессиями, причем почти всегда в линиях H_δ , H_ϵ и т. д. пик с длинноволновой стороны был интенсивнее пика с коротковолновой стороны.

На всех «кварцевых» спектрограммах нормальной плотности были обработаны контуры водородных линий от H_β до H_γ и контур линии К Са II. Контуры H_{10} , H_{11} и т. д. не обрабатывались, так как они практически сливались между собой.

Так как контуры водородных полос, слабо блендированных или не блендированных с соседними полосами, выглядели как трапеции, то в случае блендирования стороны трапеции продолжались вниз до

пересечения с непрерывным спектром. Образцы такой «достройки» контуров приведены на регистриограммах Новой на фиг. 3. Такое выявление «истинных» контуров линий, свободных от бленд, для большинства водородных линий проводилось достаточно надежно. Некоторая неопределенность возникла при построении контура H_γ в более поздней стадии развития Новой, когда с длинноволновой стороны линия стала блендироваться значительно усиливающейся линией $\lambda 4363 [O III]$, и в случае H_β , которая со стороны коротких длин волн блендируется линией H_{10} .

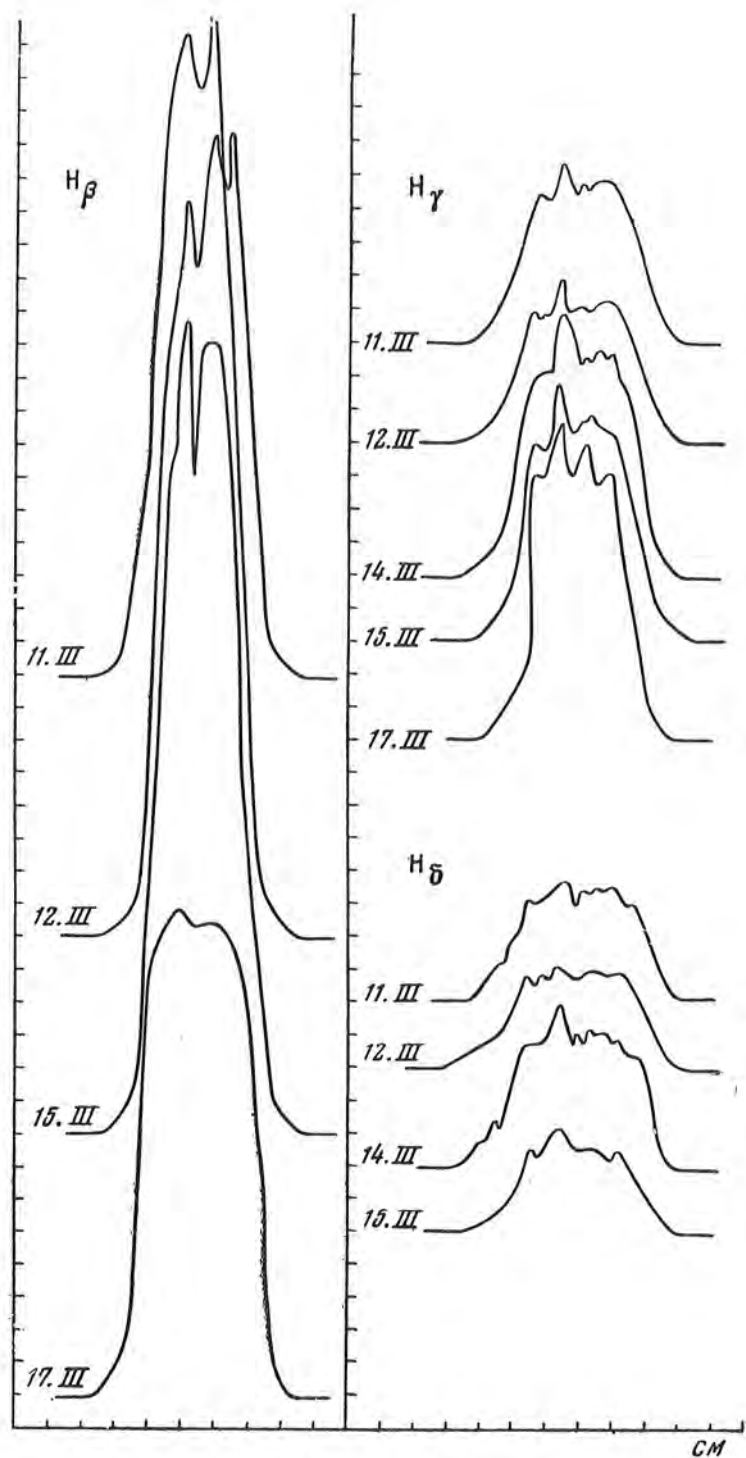
В результате обработки для водородных линий H_β — H_γ и линии К были определены две количественные характеристики контуров: эквивалентная ширина W_λ в ангстремах и полная ширина линии $\Delta\lambda$ на уровне непрерывного спектра, выраженная в ангстремах и в километрах в секунду. Эти данные для семи названных линий приведены в табл. 3. Значения столбцов таблицы не требуют пояснений. Значения W_λ , взятые в скобки, имеют меньшую точность из-за передержки верхней части контура линии (чаще H_β и H_γ) или из-за недодержки непрерывного спектра (чаще для H_β и H_γ).

Отметим здесь, что для первых дней наблюдений мы имеем возможность сравнить W_λ для водородных линий, полученные по спектрограммам с дисперсией $23 \text{ \AA/мм}$ и $155 \text{ \AA/мм}$. Сопоставление W_λ за одни и те же даты показало хорошее общее согласие этих двух рядов W_λ .

Здесь следует указать, что полученные ширины контуров едва ли искажены заметно инструментальными ошибками, так как средняя ширина контура полосы составляет $50 \text{ \AA}$ (от 40 до $75 \text{ \AA}$), а инструментальный контур, даваемый спектрографом, был в 5—6 раз уже. Рабочие щели микрофотометра также брались достаточно узкими — 7 — $10 \text{ \AA}$ в пересчете на длины волн. Некоторую ошибку в $\Delta\lambda$ может дать возможная неточность в проведении непрерывного спектра, но оценки показали, что эта ошибка не может быть особенно большой и, по-видимому, не превосходит нескольких процентов от самой величины $\Delta\lambda$. Для изучения общего хода зависимостей W_λ и $\Delta\lambda$ водородных линий от времени эти величины нанесены на фиг. 6 и 7 соответственно.

Рассмотрение фиг. 6 показывает, несмотря на значительный разброс точек около средних зависимостей, что W_λ водородных линий заметным образом изменяются по мере развития звезды. Основной причиной разброса точек следует считать, по-видимому, ошибки определений W_λ , вызванные в основном передержками интенсивных линий и отчасти неточностями в проведении непрерывного спектра и ошибками построения характеристических кривых. Основная закономерность в изменениях W_λ водородных линий — устойчивое возрастание их в течение всего интервала времени, достаточно полно охваченного наблюдениями (март-апрель). Намечается как будто тенденция уменьшения W_λ у линии H_β во второй половине апреля.

Несколько выпадает из общего хода линия H_δ — возрастание W_λ для нее в конце апреля более крутое, чем для соседних линий H_ϵ и H_γ , но это может быть связано с усилением блендирующей с H_δ линии $He I \lambda 3889$.

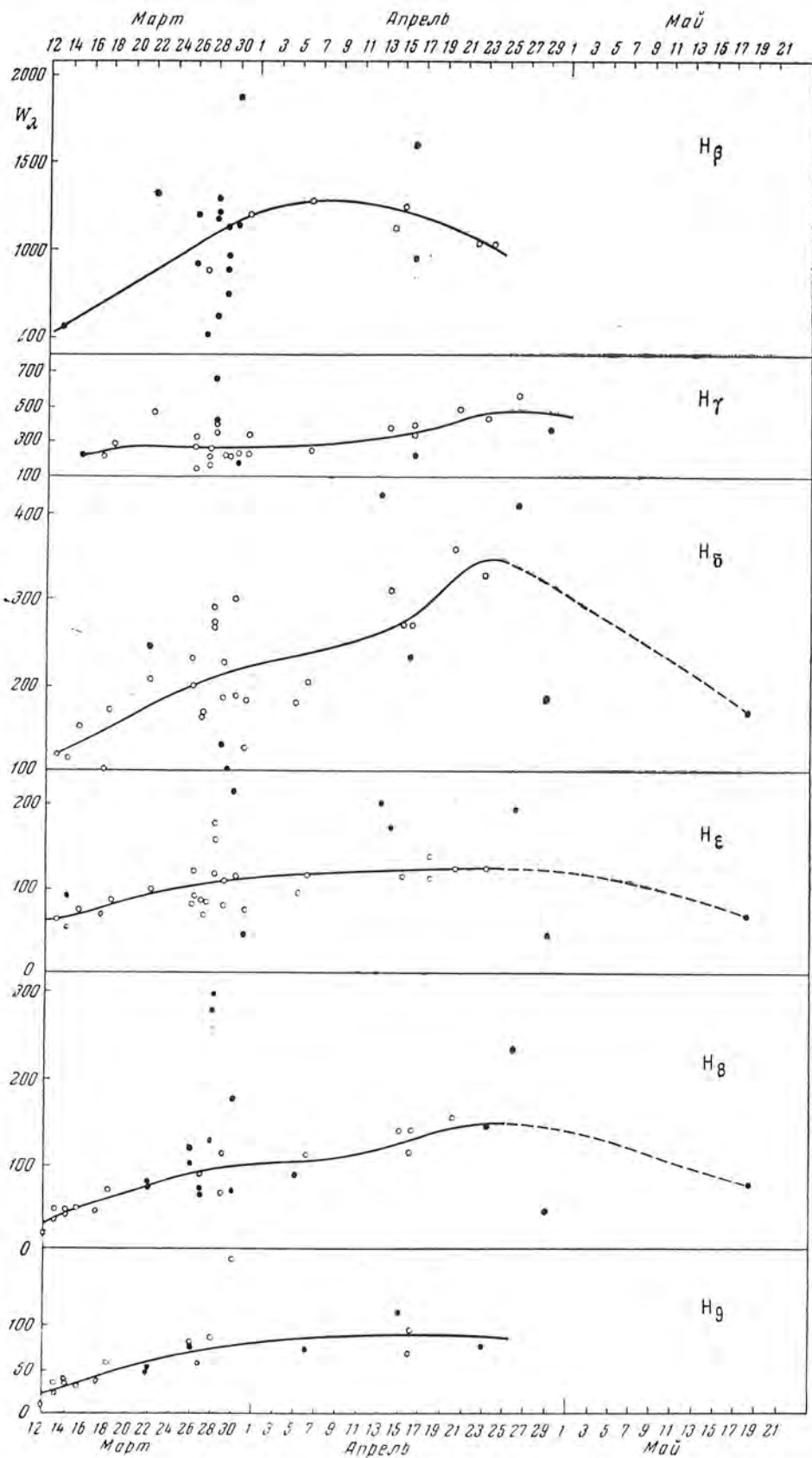


Фиг. 5. Контуры водородных линий Новой Геркулеса по спектрограммам с дисперсией $23,4 \text{ \AA/mm}$ у H_γ

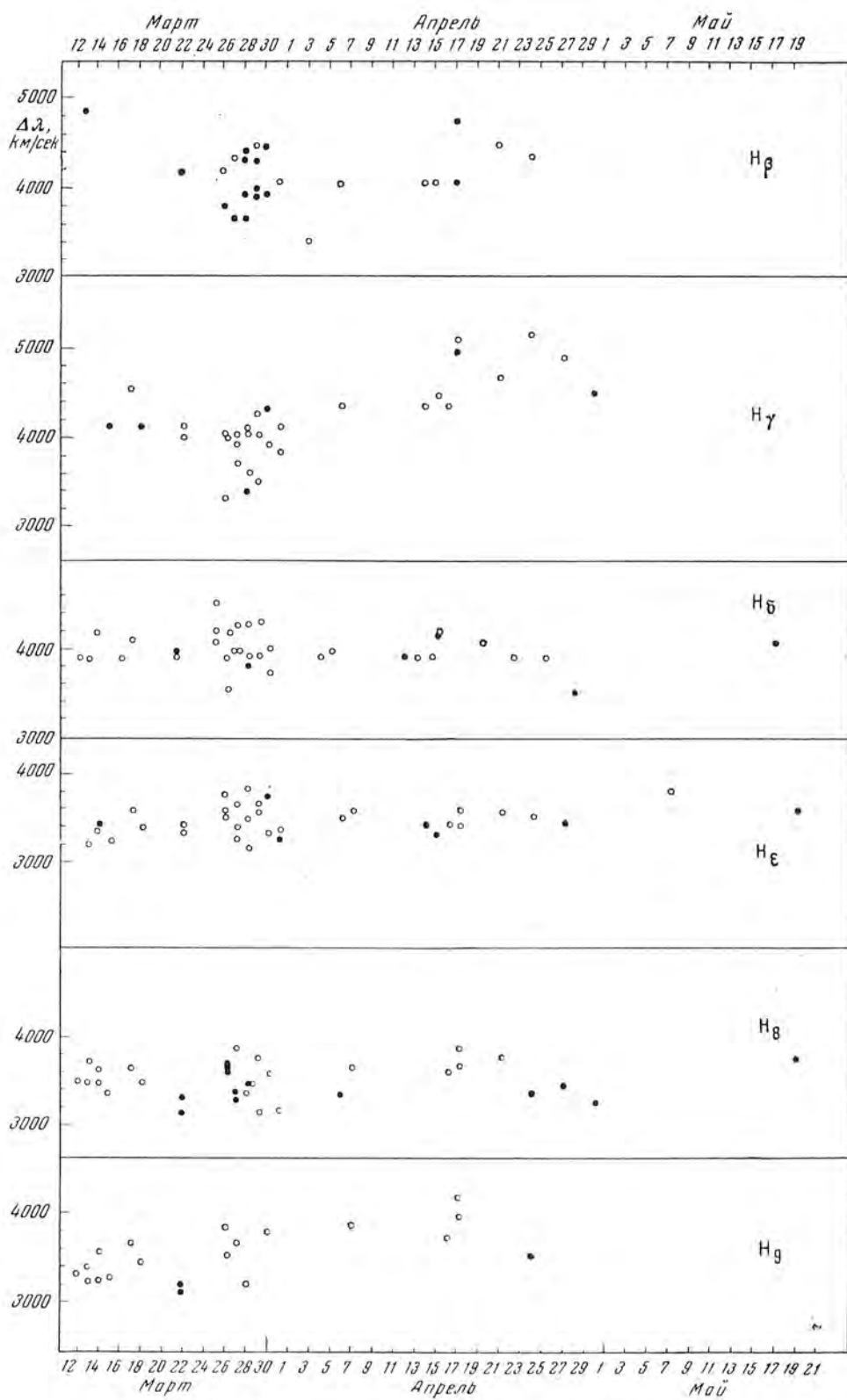
Цена деления по оси ординат дана в единицах непрерывного спектра.
Линии по оси ординат смещены произвольно

Таблица 3 (окончание)

Дата	Число	H β		H γ		H δ		H ϵ		K		H δ		H γ		$\Delta\lambda$, нм/сек
		W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, А	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	W_{λ} , А	$\Delta\lambda$, нм/сек	
29. III	211	(963)	63,3	3960		213,0	50,5	3490								
	212	(1137)	69,8	4315		226,0	58,2	4015								
	215	(895)	72,1	4450		221,0	61,2	4230								
	216	(752)	63,3	3910		206,5	50,5	3486								
30. III	221	(1870)	63,4	3910		237,0	56,7	3910								
	222	(1159)	72,1	4450		(192,5)	62,5	4315								
31. III	231	1211	65,6	4040		345,0	55,4	3810								
	232					235,5	59,7	4125								
5. IV	241	1287	65,6	4040		254,0	62,7	4330								
6. IV	251															
13. IV	261	1133	65,6	4040		385,0	62,8	4340								
14. IV	272	1250	65,6	4040		342,0	64,3	4440								
15. IV	283					346,4	62,6	4335								
16. IV	293	(1600)	76,5	4720		(230,0)	71,8	4960								
	294	(980)	65,6	4050		404,0	73,4	5070								
20. IV	301	1045	72,2	4455		490,1	67,1	4650								
23. IV	312	1049	70,0	4320		450,0	75,0	5170								
26. IV	322					570,0	70,5	4880								
29. IV	332					385,0	64,3	4440								
18. V	341															



Фиг. 6. Изменения эквивалентных ширин W_λ водородных линий со временем
 Менее уверенные значения W_λ обозначены точками



Фиг. 7. Изменения $\Delta\lambda$ для водородных линий со временем

Табл. 3 и фиг. 7 достаточно убедительно показывают, что полные ширины водородных линий в течение всего интервала наблюдений оставались в пределах ошибок измерений неизменными. Некоторое увеличение ширины линии намечается у H_γ в апреле, но оно объясняется быстрым усилением частично налагающейся на H_γ линии λ 4363 Å [O III].

Приблизительное постоянство наблюдаемых ширин водородных линий, выраженных в километрах в секунду, свидетельствует о том, что по крайней мере в изучаемый отрезок времени расширение главной оболочки, в которой, как обычно полагают, эти линии возникают, происходит без заметного ускорения или торможения.

Данные табл. 3 позволяют оценить среднюю скорость расширения оболочки. Среднее по всем водородным линиям дает $\Delta\lambda$ 3720 км/сек, а скорость расширения оболочки — 1860 км/сек.

Уже опубликованные оценки скоростей расширения оболочки (см., например, [6]) дали заметно меньшие значения, несколько разные для различных линий водорода и заключенные в пределах от 930—1200 до 1400—1500 км/сек.

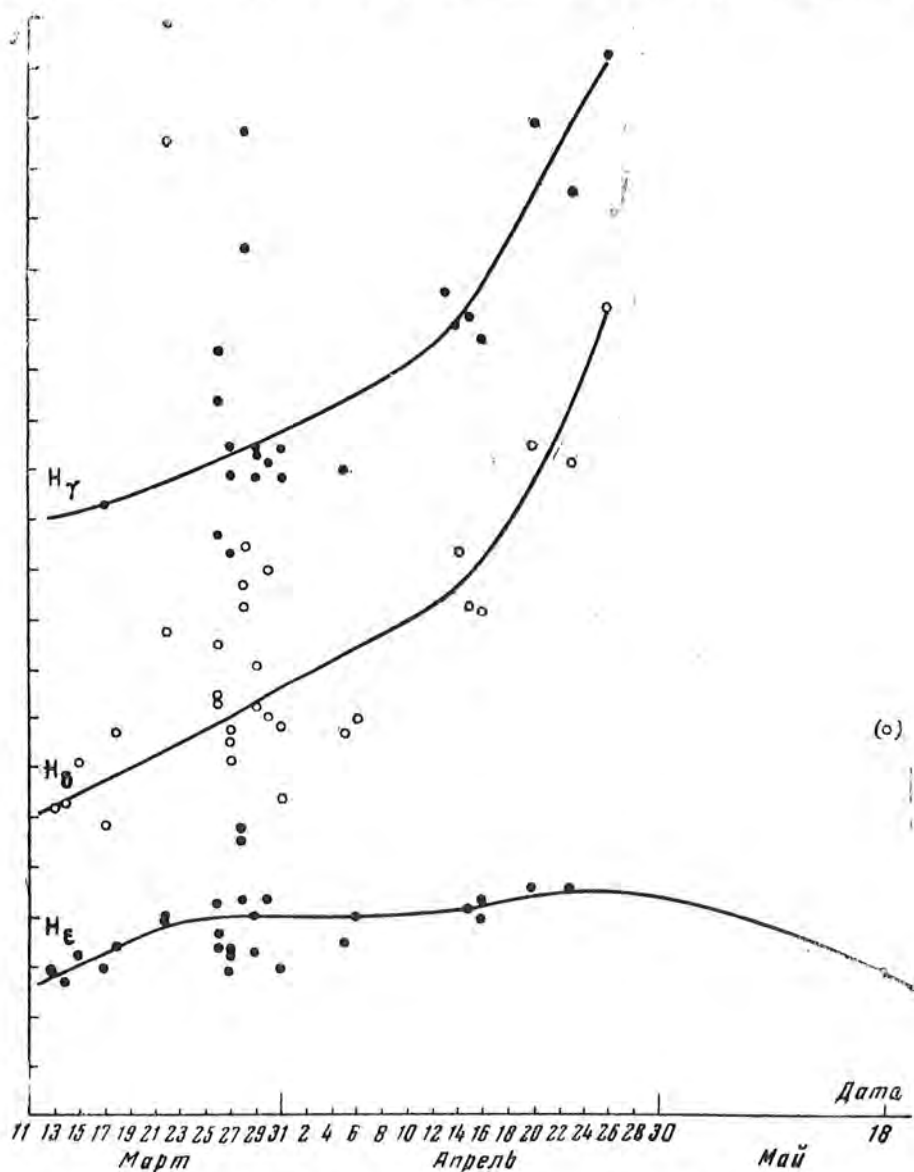
Среднее значение скорости, полученное нами, оказывается больше, но это расхождение может быть, по крайней мере, отчасти, объяснено различием методов определения $\Delta\lambda$. Получение скоростей по измерениям сильных эмиссионных полос на спектрограммах из-за весьма резкого контраста этих полос со слабым непрерывным спектром сопряжено обычно с большими неточностями. Измерения же ширины контуров линии на регистрограммах, на которых мы достаточно определенно и без особых трудностей можем найти точки пересечения контура линии с непрерывным спектром, дают, по нашему мнению, более надежные значения скоростей. Разброс точек около средних зависимостей на фиг. 7 позволяет, если его рассматривать как результат ошибок обработки, оценить внутреннюю точность определения $\Delta\lambda$ (км/сек) по различным линиям водорода. Такие оценки показывают, что вероятная ошибка определения средней за весь период скорости расширения оболочки по каждой линии составляет всего лишь около 40—50 км/сек.

Учитывая такую сравнительно высокую точность определения средней скорости расширения по различным линиям, мы должны сделать вывод, что бросающееся в глаза различие $\Delta\lambda$ для разных линий является реальным.

В самом деле, из табл. 3 и фиг. 7 следует, что для линий H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , H_δ и H_η средние скорости составляют 4100, 4000, 4000, 3450, 3530, 3550 соответственно, т. е. скорости расширения по линиям H_ϵ — H_η в среднем на 500 км/сек меньше скоростей, определяемых по H_β — H_δ . Кажущееся возрастание $\Delta\lambda$ в апреле связано, как мы уже отмечали, с усилением линии λ 4363 Å [O III]. Этот любопытный факт, отмечавшийся и ранее, заслуживает самой внимательной проверки и последующей интерпретации.

Определение $\Delta\lambda$ и W_λ для остальных линий было в значительной степени затруднено сильным блендированием подавляющего большинства линий. В то же время измерения ширин линий там, где это было

возможно, показали, что $\Delta\lambda$ (км/сек) для этих линий практически одинаковы. Поэтому для остальных линий были проведены измерения только центральных интенсивностей I_0 (по отношению к непрерывному спектру).

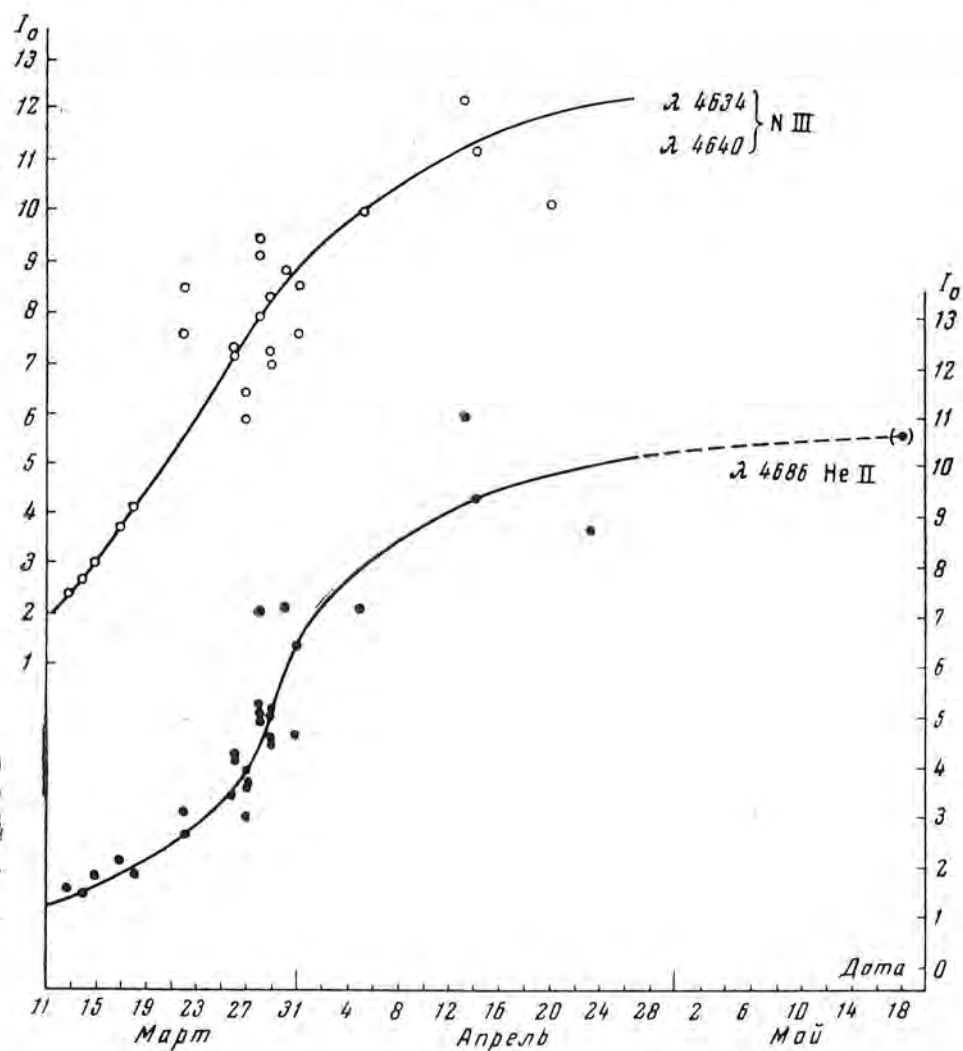


Фиг. 8. Зависимость от времени центральных интенсивностей I_0 водородных линий

Если иметь в виду, что $W_\lambda \sim I_0 \Delta\lambda$ (Å), то можно рассматривать I_0 как некоторый достаточно удобный и имеющий физический смысл эквивалент W_λ .

Центральные интенсивности по возможности всех пригодных для измерения линий были отмечены горизонтальными черточками с учетом колебаний записей за счет зернистости фотопластинок и затем пересчитаны с помощью характеристических кривых в интенсивности по отношению

к непрерывному спектру — I_0 . Чтобы иметь возможность сравнивать в однородной системе интенсивности всех линий, включая и водородные, для последних по уже полученным контурам были также определены значения I_0 . Все эти данные представлены в табл. 4 и частично воспроизведе-



Фиг. 9. Зависимость от времени центральных интенсивностей I_0 для линий He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$ и N III $\lambda\lambda 4634\text{--}4640 \text{ \AA}$

дены на фиг. 8—10. На фиг. 8 представлен ход изменения I_0 для водородных линий H_γ — H_z . Для H_β из-за того, что в большинстве случаев эта линия заметно передержана, такой график не строился. Легко видеть, что у H_γ и H_δ происходит устойчивый рост I_0 со временем, усиливающийся во второй половине апреля. У H_z рост I_0 со временем заметно менее выражен.

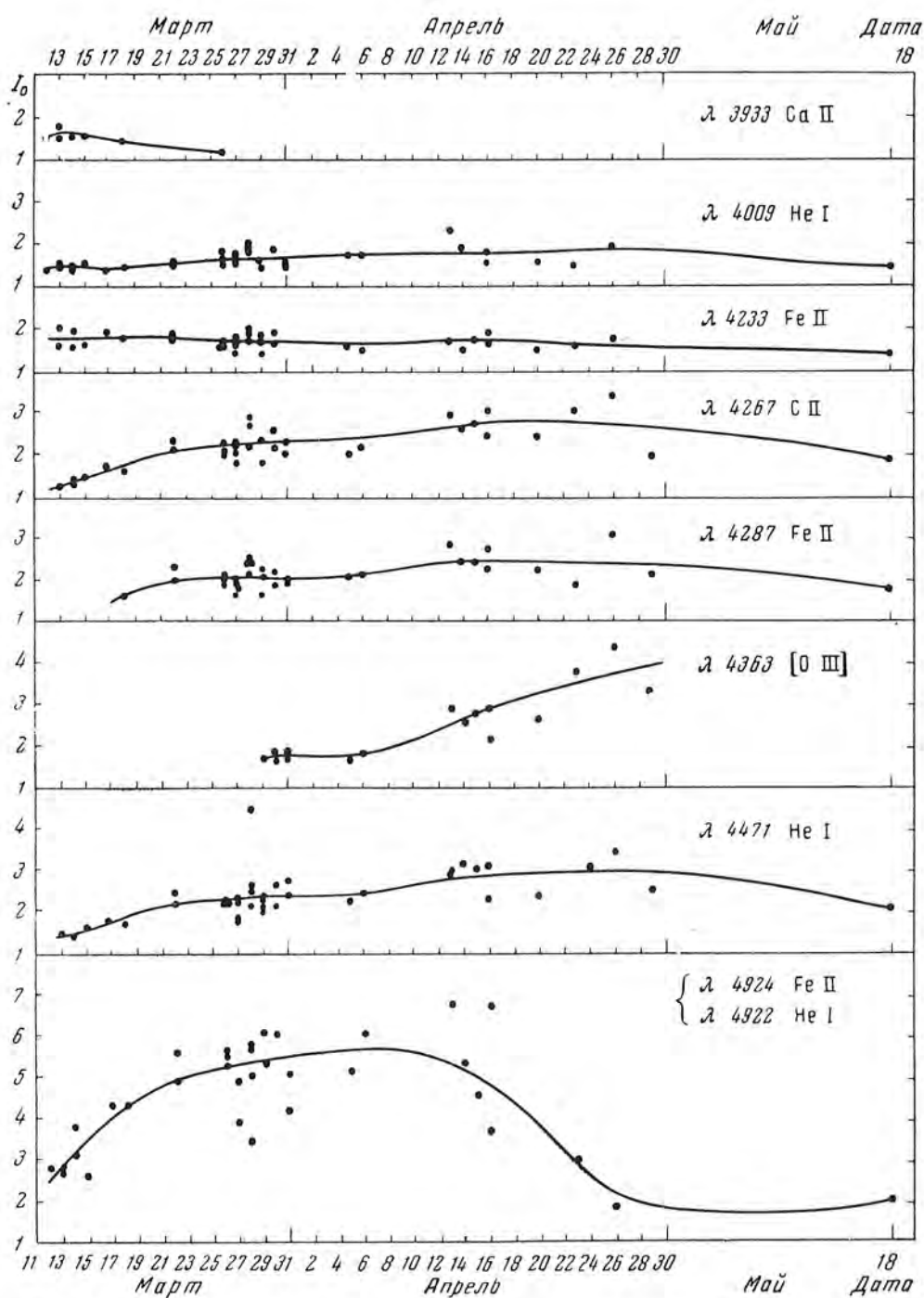
На фиг. 9 представлен ход изменения I_0 у линий N III и He II. Здесь

Таблица 4 (продолжение)

Дата	№ cu.	Fe II He I {5015 {5018	[O III]	[O III]	Fe II He I {4924 {4922	H β	O IV ?	He II	N III {4634 {4640	?	Fe II	Fe II	N III	Fe II	N III	Mg II	He I	He I	O II
			5007	4959		4861	4798	4686		4596	4586	4549	4534	4518	4510	4481	4471	4437	4416
28.III	205	6,60			5,00		1,23	5,20	7,92	2,08	2,35	1,80	1,90	2,14		2,02	2,14	1,12	
	206	4,55			5,75	(36,0)		5,05	8,33	2,21	1,99	2,06	2,26	2,48		2,48	2,56	1,31	
	211					(30,0)				2,04	1,82	1,58	1,88	2,10		1,88	2,00		
29.III	212	4,27	4,17		5,30	(26,1)	1,29	5,13	7,08	2,29	1,82	1,97	2,21	2,34		2,25	2,40	1,20	
	215	4,26	4,13		6,05	(21,8)	1,24	4,55		2,09	1,76	1,80	1,99	2,06		2,04	2,18	1,17	
	216					(21,4)		4,46	7,25	2,00	1,76	1,76	1,97	2,14		1,90	2,09	1,19	
30.III	221				7,40	(50,0)	1,60	7,15	8,90	2,56	2,40	2,45	2,68	2,63		2,51	2,63	1,30	
	224	6,75	6,25		6,02	(27,4)	1,31			2,23	1,99	1,95	2,14	2,24		2,06	2,18	1,20	
31.III	231	2,82	2,88		4,22	31,0	1,35	6,45	9,55	2,63	2,12	2,30	2,60	2,60	2,26	2,34	2,76	2,06	
	232	4,50	4,26		5,05		1,35	4,62	7,60	2,37	1,97	2,00	2,32	2,26	2,06	2,24	2,37	1,15	
5.IV	241	4,36	4,30		5,18	33,3	1,41	7,15	10,0	2,60	1,86	2,00	2,24	2,24	2,16	2,29	2,26	1,23	
6.IV	251	4,75	4,57		6,02		1,43			3,02	1,86	2,02	2,58	2,58	1,70	2,29	2,45	1,16	
13.IV	261	7,77	8,10		6,75	26,5	1,70	11,0	12,2	3,55		2,04	2,92	2,66	2,34	2,63	2,95	1,40	
14.IV	272	5,10	5,00		5,37	31,0	1,32	9,35	11,2	3,90		2,06	2,65		2,60	2,60	3,10	1,35	
15.IV	283	5,02	4,95		4,65		1,46			3,80		2,06	2,60		2,77	2,56	3,02		
16.IV	293	6,91	7,15		6,75		1,76			2,72		1,84	2,14		2,06	2,04	2,32	1,19	
	294	3,85	3,85		3,76	(25,3)	1,32					2,26	2,73		2,57	2,85	3,12	1,58	
20.IV	301				3,59	30,4	1,29	8,70	10,2	3,24		1,42	2,30		2,30	2,09	2,38	1,23	
23.IV	312	3,42	3,62		3,02	31,6	1,20		13,5	3,80		1,64	2,60		2,48	2,52	3,12	1,23	
26.IV	322	5,36	5,70	2,04	1,93		1,35			4,27		2,07	3,08		3,08	2,98	3,46	1,42	
29.IV	332									3,97	1,88		2,78		2,51	2,39	2,54	1,32	
18.V	341		10,5	4,16	2,09		1,40	11,7	13,5	2,78		1,30	2,07		1,97	1,98	2,12	1,29	

Т а б л и ц а 4 (окончание)

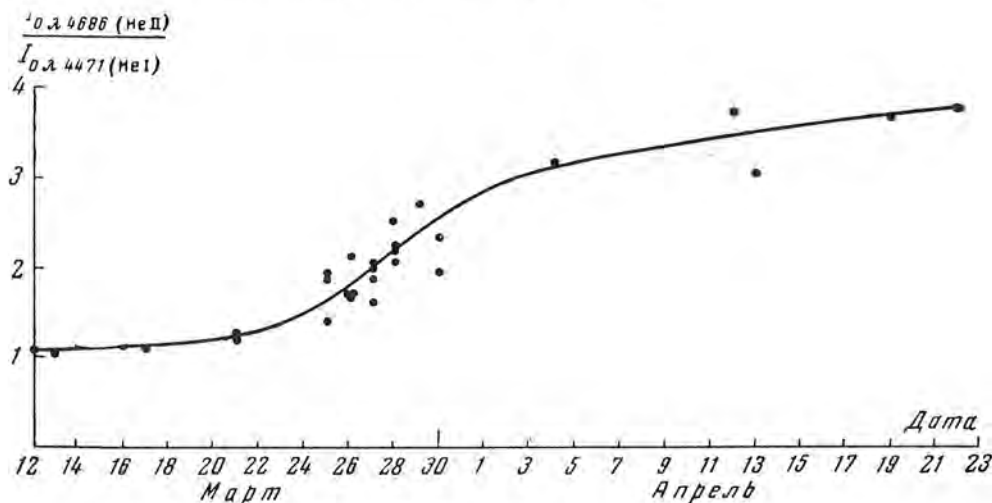
Дата	№ сп.	He I	[O III]	H γ	Fe II	[Fe II]	C II	Fe II	He II N III	?	Fe II	H δ	[S III] O III]	He I	He I	He I	Ca II	H δ	H γ
		4388	4363	4340	4300—3	4287	4267	4233	{4105 {4200	4187	4177	4404	{4068 {4075	4026	4009	3970	3934	3889	3835
28.III	205	1,44				2,06	2,18	1,73	1,50	4,50	1,41	9,50	1,36	2,11	1,82	4,35		4,95	3,80
	206	1,62		11,4		2,48	2,72	1,91	1,73	1,64	1,41	8,30	1,68	2,35	1,93	5,60		(9,65)	
	211	1,30		7,30															
29.III	212	1,38	1,66	7,45		2,06	2,32	1,70	1,48	1,41	1,44	6,25	1,20	1,67	1,40	3,30		(3,20)	
	215	1,51		6,85		2,25	2,32	1,86	1,68	1,62	1,48	7,10	1,41	2,06	1,62	4,00		4,15	
	216	1,27		7,25	1,19	1,63	1,82	1,46				(4,90)							
30.III	221	1,39	1,78	7,10		2,18	2,51	1,84	1,78	1,73	1,38	9,00	2,00	3,16	3,02	(7,40)			
	224	1,46	1,60	(6,10)		1,86	2,18	1,69	1,53	1,49	1,36	6,00	1,42	2,14	1,86	4,35		(6,00)	
31.III	231	1,48	1,82	7,40		1,98	2,08	1,53	1,50	1,35		4,40	1,30	1,66	1,50	(2,20)			
	232	1,29	1,64	6,85		1,93	2,32	1,64	1,53	1,38	1,27	5,85	1,76	1,72	1,49	3,00		3,00	
5.IV	241	1,48	1,69	7,00		2,02	2,02	1,60	1,53	1,33	1,22	5,70	1,44	1,88	1,70	3,50		(3,50)	
6.IV	251	1,42	1,82			2,40	2,19	1,51	1,57	1,36	1,20	5,95	1,46	1,91	1,78	4,00		4,00	
13.IV	261		2,92	10,5		2,88	2,98	1,70	1,86	1,51	1,23	(12,3)	1,78	2,57	2,22	(6,65)			
14.IV	272		2,55	9,85		2,43	2,60	1,52	1,64	1,24		9,40	1,48	2,09	1,92	(5,95)		4,50	
15.IV	283		2,78	10,0		2,45	2,72	1,78	1,70	1,30		8,25	1,44			4,20			
16.IV	293		2,18			2,30	2,46	1,64	1,62	1,43		(6,50)	1,60	2,14	1,60	4,25		2,90	
	294		2,96	9,65		2,70	3,02	1,92	1,91	1,52		8,15	1,63	2,09	1,82	4,00		4,10	
20.IV	301		2,64	13,8		2,26	2,46	1,55	1,45	1,43		11,4	1,50	1,76	1,57	4,55		5,60	
23.IV	312		3,80	12,5		2,88	3,02	1,58	1,88	1,24		11,2	1,44	1,84	1,50	4,60		(5,15)	
26.IV	322		4,37	15,2		3,12	3,42	1,71	2,02	1,38		14,2	1,70	2,30	1,99	(6,70)		(8,05)	
29.IV	332		3,30	19,0		2,13	1,97					(6,40)				(2,40)		(2,20)	
18.V	341					1,86	1,98	1,43	1,53	1,29		5,70	1,35	1,48	1,50	2,85			



Фиг. 10. Зависимость от времени центральных интенсивностей I_0 для ряда линий Ca II , He I , Fe II , C II и O III

возрастание I_0 особенно бросается в глаза. За неделю, с 24 по 31 марта, I_0 для He II 4686 Å увеличилась вдвое, от 3,2 до 6,5.

Фиг. 10 иллюстрирует изменение со временем I_0 для наименее блендированных линий He I, Fe II, Ca II, C II, [O III]. Линии каждого элемента показывают общий характерный ход I_0 со временем: или устойчивое увеличение, или примерное постоянство I_0 в течение всего периода, достаточно полно охваченного наблюдениями.



Фиг. 11. Изменение со временем отношения центральной интенсивности I_0 линий λ 4686 Å He II и λ 4471 Å He I

Исключения из представленных на фиг. 10 линий составляет линия K Ca II, которая довольно быстро ослабела и уже к концу марта практически перестала быть видимой, и, возможно, бленда $\lambda\lambda$ 4922—4924 Å (Fe II, He II), которая показала уменьшение I_0 во второй половине апреля. Оно основано, впрочем, лишь на двух измерениях I_0 . Измерения для всех линий, относящиеся к 18 мая, мы считаем не особенно точными из-за низкого качества полученной в эту ночь спектрограммы.

Рисунки, иллюстрирующие развитие характеристик эмиссионных линий со временем, свидетельствуют о значительных изменениях в физических условиях в оболочке Новой звезды. Прямым подтверждением этого служит фиг. 11, на которой нанесены отношения I_0 для линий He II λ 4686 Å и He I λ 4471 Å. Это отношение заметно меняется со временем. Так, за период с 20 марта по 2 апреля это отношение возросло от 1,2 до 3,0.

§ 4. Определение характеристик Новой в максимуме блеска, расстояния до нее и величины межзвездного поглощения

Около 20 лет назад Д. Мак Лафлин в результате детального изучения кривых блеска и спектральных особенностей семи типичных новых установил наличие достаточно тесной статистической связи между временем,

прошедшим после максимума блеска Δt и ослаблением яркости звезды Δm , с одной стороны, и развитием спектральных характеристик Новой — с другой [7, 8]. Д. Мак Лафлин отметил в спектральном развитии новых около 30 стадий и для каждой Новой в момент наступления определенной спектральной стадии определил величины Δt и Δm . Характер связи между Δt , Δm и спектральным развитием для всех новых оказался весьма сходным, что дало возможность более последовательно проследить характер развития «типичных» новых после максимума блеска.

Однако, помимо этого, наличие такой связи позволяет определить момент ненаблюдавшегося максимума и блеск Новой звезды в максимуме, если имеется некоторый отрезок кривой блеска и соответствующие этому интервалу спектральные наблюдения.

По всем известным результатам наблюдений N Her 1960 г. является типичной быстрой Новой с плавной кривой блеска и большой скоростью расширения главной оболочки. Уже характер первых спектрограмм, полученных 11—13 марта, говорил о том, что с момента максимума блеска прошло несколько дней и Новая ослабла по крайней мере на $1,5-2^m$. Продолжавшееся быстрое падение блеска позволило отнести звезду к наиболее быстро развивающимся Новым. Из наблюдений М. Хонда [6] следует, что 4 марта звезда имела блеск около 3^m , 5 марта — $3^m,5$, и 7 марта — $4^m,4$, а 24 и 27 февраля Новая была слабее 10^m . Следовательно, максимум блеска наступил между 27 февраля и 4 марта 1960 г.

Из семи новых, изученных Д. Мак Лафлином, четыре являются типичными быстрыми новыми, и поэтому мы использовали средние зависимости между Δt , Δm и спектральным развитием для этих новых.

Данные табл. 4 (I_0) дают возможность довольно надежно оценить моменты наступления нескольких спектральных стадий и найти соответственную этим моментам видимую визуальную величину Новой звезды (v), а также величины Δt и Δm для этих стадий у типичных быстрых новых по данным Д. Мак Лафлина [8]. Полученные результаты представлены в табл. 5. В последних двух столбцах приводятся предполагаемый момент и предполагаемый блеск Новой звезды в максимуме, полученные по каждому критерию, и внизу — средние момент и блеск в максимуме

Таблица 5

Спектральная стадия	t	m	Δt	Δm	t_0	m_0
Появление диффузной эмиссии «4640»	18 марта ± 2 дня	$6,0$	15^d	$3,3$	3 марта	$2,7$
$\lambda 4267$ C II = $\lambda 4233$ Fe II	19 марта ± 1 день	$6,1$	28	$4,3$	19 февраля	1,8
Первое появление [O III] $I_0=1,2$	24 марта ± 2 дня	$6,5$	25	$4,1$	27 февраля	$2,4$
$\lambda 4471$ He I = $\lambda 4515$ Fe II	26 марта ± 1 день	$6,6$	28	$4,3$	26 февраля	$2,3$
$\lambda 5007$ [O III] = $\lambda 4924$ Fe II	12 апреля ± 1 день	$7,8$	28	$4,5$	15 марта	$3,3$
$\lambda 4959$ [O III] = $\lambda 4924$ Fe II	25 апреля ± 5 дней	$8,3$	47	$4,8$	(9 марта)	($3,4$)
					1 марта	$2,5$

§ 5. Распределение энергии в непрерывном спектре Новой звезды. Бальмеровский декремент

Рассмотрение полученных спектрограмм и регистрограмм со всей очевидностью указывает на наличие сильного эмиссионного бальмеровского континуума, плавно переходящего при $\lambda > 3646 \text{ \AA}$ в сливающиеся эмиссионные водородные линии, и скачок D оказывается отрицательным. Для выяснения вопроса о происхождении континуума в спектре Новой звезды как до, так и за бальмеровским пределом представляло большой интерес количественное изучение распределения энергии в непрерывном спектре звезды по имеющемуся у нас материалу.

В нашем случае работа по привязке к эталону с известной температурой проводилась по следующим этапам.

1. Обычно в течение ночи все спектрограммы Новой звезды и звезды сравнения получались на одной фотопластинке и проявлялись вместе с калибровочной шкалой при обычно принятом режиме проявления.

Из спектрограмм Новой и стандартной звезды, полученных в течение каждой ночи, пары выбирались таким образом, чтобы в моменты, соответствующие серединам экспозиций, зенитные расстояния Новой и стандартной звезды различались возможно меньше. Если этого не удавалось достигнуть, то подбирались «комплекты» из трех или более спектрограмм обеих звезд таким образом, чтобы каждой спектрограмме для Новой соответствовало по крайней мере две спектрограммы стандартной звезды, снятые до и после Новой так, чтобы середина интервала времени между двумя этими экспозициями стандартной звезды соответствовала середине экспозиции Новой.

Таким образом, начиная с 17 марта каждую спектрограмму Новой можно было привязать к одной или нескольким спектрограммам стандартной звезды.

2. В спектре было выбрано около 20 характерных точек, для которых потом проводилось сопоставление интенсивностей спектра Новой и стандартной звезды.

Распределение избранных точек вдоль спектра показано на рис. 3. Точка № 3 в точности соответствовала середине линии H_{β} и была взята в качестве нуль-пункта. Величины $1/\lambda$ избранных точек непрерывного спектра приводятся в табл. 6.

3. За весь интервал наблюдений удалось подобрать 21 комплект, состоящий из одной или двух регистрограмм Новой и из одной или более регистрограмм стандартной. Каждый комплект для удобства был обозначен греческой или латинской буквой.

Кривые, показывающие зависимость $\lg I_{\lambda}$ от $\lg \lambda$ для четырех таких комплектов, представлены на фиг. 13. Приведенные «комплекты» β , ϵ , κ и θ относятся к 18, 21, 28, 31 марта соответственно.

4. Если в каком-либо комплекте имелось две (или более) кривых $\lg I_{\lambda}$ для стандартной звезды, как например для случаев ϵ и κ на фиг. 13, то они усреднялись.

Далее для каждого комплекта были получены разности $\lg I_N - \lg I_{\Sigma}$,

Таблица 6

№ n/n	$\frac{1}{\lambda}$	$\lg E_{\lambda}$	$\lg a_{\lambda}$	15.III		18.III		22.III		26.III				27.III	
				α (1,2)		β (1,1)		γ (1,1)		8 (1,2)		ε (2,5)		ζ (1,2)	
				Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$
1	1,970	-0,050	-0,020	-0,055	-0,125	+0,075	+0,005		(-0,200)		(-0,100)	+0,106	+0,036	-0,065	-0,135
2	2,005	-0,027	-0,010	+0,050	+0,013	+0,045	+0,008	-0,115	-0,152	-0,025	-0,062	+0,079	+0,042	+0,080	+0,043
3	2,060	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
4	2,100	+0,022	+0,005	-0,055	-0,028	-0,017	+0,010	+0,010	+0,037	+0,003	+0,030	+0,007	+0,034	-0,034	-0,006
5	2,150	+0,048	+0,020	-0,055	+0,013	-0,029	+0,039	-0,043	+0,025	-0,010	+0,058	+0,042	+0,110	-0,036	+0,032
6	2,195	+0,058	+0,030	-0,035	+0,053	-0,033	+0,055	-0,075	+0,013	+0,002	+0,090	+0,035	+0,123	+0,003	+0,091
7	2,260	+0,068	+0,040	-0,045	+0,063	-0,053	+0,055	-0,085	+0,023	+0,002	+0,110	+0,042	+0,115	-0,017	+0,091
8	2,330	+0,100	+0,055	-0,095	+0,060	-0,138	+0,017	-0,095	+0,060	-0,030	+0,125	+0,012	+0,167	-0,072	+0,083
9	2,375	+0,132	+0,080	-0,110	+0,082	-0,193	-0,001	-0,115	+0,077	-0,075	+0,117	-0,037	+0,155	-0,132	+0,060
10	2,470	+0,150	+0,080	-0,160	+0,070	-0,243	-0,013	-0,155	+0,075	-0,155	+0,075	-0,105	+0,125	-0,222	+0,002
11	2,550	+0,205	+0,095	-0,145	+0,155	-0,258	+0,042	-0,140	+0,160	-0,235	+0,065	-0,162	+0,138	-0,372	-0,072
12	2,585	+0,197	+0,100	-0,090	+0,207	-0,273	+0,024		(+0,175)		(+0,050)	-0,200	+0,097		(-0,100)
13	2,620	+0,165	+0,105												
14	2,643	+0,121	+0,110												
15	2,670	-0,021	+0,115	+0,550	+0,525	+0,542	+0,517	+0,810	+0,725	+0,635	+0,610	+0,705	+0,680	+0,408	+0,383
16	2,690	-0,145	+0,120	+0,590	+0,495	+0,527	+0,432	+0,865	+0,770	+0,700	+0,605	+0,800	+0,705	+0,508	+0,413
17	2,730	-0,220	+0,125	+0,595	+0,507	+0,522	+0,434	+0,850	+0,762	+0,680	+0,592	+0,775	+0,687	+0,513	+0,425
18	2,762	-0,218	+0,130	+0,600	+0,523	+0,502	+0,425	+0,820	+0,742	+0,575	+0,498	+0,750	+0,673		
19	2,810	-0,212	+0,135						(+0,725)		(+0,400)		(+0,658)		
20	2,845	-0,208	+0,140	+0,720	+0,652	+0,477	+0,409								

№ п/п	27.III			28.III			29.III			30.III			31.III		
	π (1,2)		θ (1,2)	χ (2,5)		λ (1,2)	μ (1,3)		ν (2,2)	σ (1,4)		Δ	$\lg E_N$		Δ
	Δ	$\lg E_N$		Δ	$\lg E_N$	Δ	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ
1	+0,045	-0,025	(+0,115)	+0,047	(-0,025)	+0,269	+0,199	+0,300	+0,230	(+0,040)	+0,305	+0,235			
2	+0,065	+0,028	+0,085	+0,047	+0,010	+0,149	+0,112	+0,157	+0,120	+0,017	+0,130	+0,093			
3	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000			
4	+0,005	+0,032	+0,120	-0,030	-0,003	-0,024	+0,003	-0,004	+0,023	+0,009	-0,061	-0,034			
5	+0,032	+0,100	-0,071	-0,016	+0,052	-0,015	+0,013	+0,029	+0,097	+0,056	-0,054	+0,014			
6	+0,086	+0,174	-0,046	0,000	+0,088	+0,008	+0,094	+0,067	+0,155	+0,116	-0,042	+0,046			
7	+0,111	+0,219	-0,027	-0,008	+0,100	+0,013	+0,121	+0,055	+0,165	+0,163	-0,027	+0,081			
8	+0,086	+0,241	+0,032	-0,070	+0,085	+0,017	+0,172	+0,002	+0,157	+0,216	-0,057	+0,098			
9	+0,046	+0,238	+0,018	-0,122	+0,070	-0,049	+0,143	-0,016	+0,176	+0,200	-0,087	+0,105			
10	+0,019	+0,211	+0,043	-0,257	-0,027	-0,087	+0,143	-0,080	+0,150	+0,106	-0,142	+0,088			
11	-0,149	+0,151	+0,107	-0,425	-0,125		(+0,455)	-0,145	+0,155	+0,099	-0,162	+0,138			
12	-0,104	+0,193	+0,033	-0,425	-0,128		(+0,167)	-0,132	+0,165	-0,032	-0,142	+0,155			
13															
14															
15															
16	+0,736	+0,711	+0,567	+0,614	+0,589	+0,581	+0,566	+0,664	+0,639	+0,815	+0,618	+0,593			
17	+0,826	+0,731	+0,600	+0,629	+0,534	+0,697	+0,602	+0,779	+0,684	+0,943	+0,723	+0,628			
18	+0,816	+0,728	+0,616	+0,562	+0,474	+0,784	+0,696	+0,810	+0,722	+0,941	+0,778	+0,690			
19	+0,956	+0,879	+0,713	+0,505	+0,928			+0,630	+0,554	+0,869	+0,843	+0,766			
20	+1,021	+0,953	(+0,630)	+0,426	+0,358			+0,627	+0,559	(+0,725)	+0,933	+0,865			

Таблица 6 (окончание)

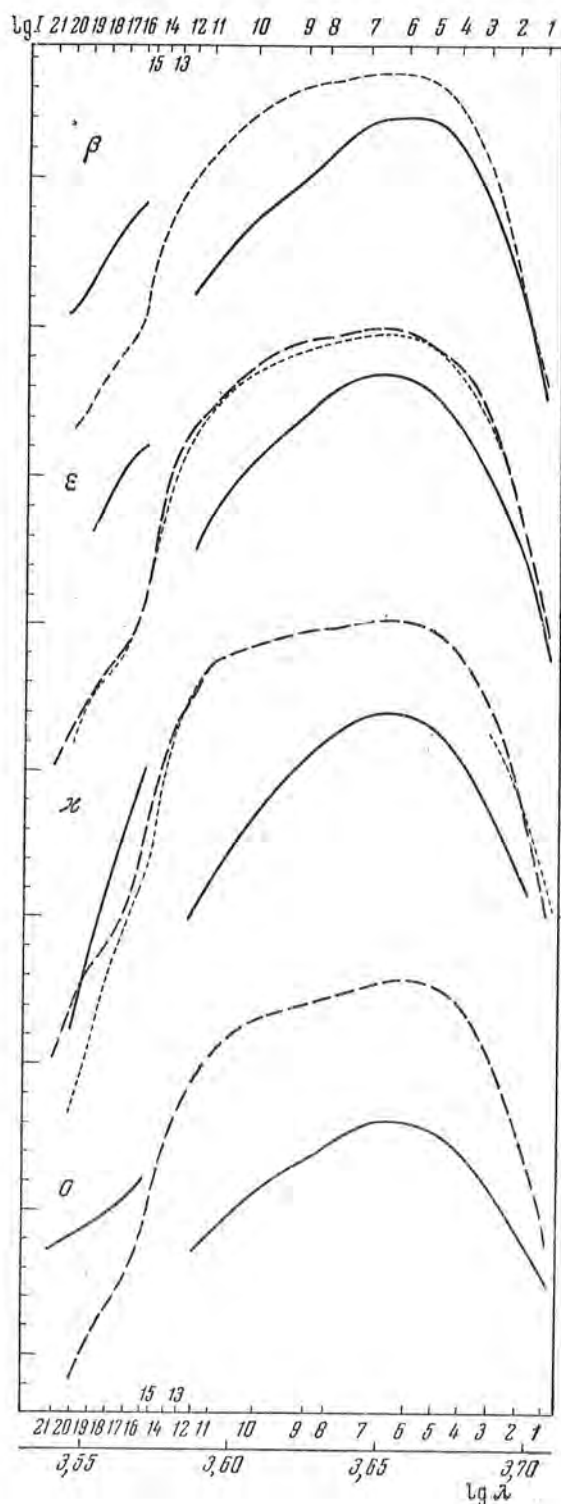
№ п/п	5.IV		13.IV		15.IV		20.IV		23.IV		26.IV		18.V	
	$\pi(1,2)$		$\rho(1,1)$		$\tau(1,1)$		$\omega(1,2)$		$X(1,3)$		$Y(1,3)$		$A(1,1)$	
	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$	Δ	$\lg E_N$
1		$(+0,210)$		$+0,155$		$+0,170$		$+0,315$		$+0,400$		$+0,355$		$(-0,070)$
2	$+0,170$	$+0,133$		$-0,035$		$+0,028$		$+0,108$		$+0,468$		$+0,177$		$-0,005$
3	$0,000$	$+0,000$		$0,000$		$0,000$		$0,000$		$0,000$		$0,000$		$0,000$
4	$-0,120$	$-0,093$		$+0,107$		$+0,088$		$-0,117$		$0,000$		$-0,068$		$-0,050$
5	$-0,165$	$-0,097$		$+0,218$		$+0,188$		$-0,142$				$-0,073$		$-0,063$
6	$-0,130$	$-0,042$		$+0,238$		$+0,248$		$-0,132$				$-0,068$		$-0,032$
7	$-0,130$	$-0,022$		$+0,150$		$+0,160$		$-0,105$				$-0,048$		$-0,007$
8	$-0,145$	$+0,010$		$+0,258$		$+0,308$		$-0,145$				$-0,078$		$+0,091$
9	$-0,160$	$+0,032$		$+0,245$		$+0,355$		$-0,160$				$-0,138$		$+0,153$
10	$-0,185$	$+0,045$		$+0,242$		$+0,395$		$-0,160$				$+0,054$		$+0,210$
11	$-0,285$	$+0,015$		$+0,155$		$+0,182$		$-0,205$		$0,065$		$-0,223$		$+0,263$
12		$(-0,010)$		$(+0,075)$		$+0,093$		$-0,190$		$-0,125$		$-0,368$		$+0,403$
13								$-0,473$		$(-0,200)$		$(-0,107)$		$+0,445$
14														
15														
16	$+0,650$	$+0,625$		$+1,005$		$+1,125$		$+0,705$				$+0,866$		$+0,723$
17	$+0,680$	$+0,585$		$+0,900$		$+0,063$		$+0,717$		$+0,580$		$+0,829$		$+0,738$
18	$+0,710$	$+0,622$						$+0,737$		$+0,680$		$+0,834$		$(+0,760)$
19	$+0,765$	$+0,688$						$+0,743$		$+0,735$		$+0,746$		
20		$(+0,730)$						$(+0,676)$		$+0,760$		$(+0,775)$		

которые затем были все нормированы таким образом, чтобы для точки № 3 (λ 4861 Å) эта разность равнялась нулю.

Таким образом была проведена привязка распределения энергии в непрерывном спектре Новой звезды к соответствующему распределению в спектре стандартной звезды ξ Aql. Полученные результаты приведены в табл. 6. Здесь в 1-м и 2-м столбцах указаны номера избранных точек и соответствующие им значения. В 3-м столбце приведены значения $\lg E$ для ξ Aql (см. пункт 5 настоящего параграфа). В 4-м столбце приведена нормированная поправка за межзвездное поглощение $\lg a_\lambda$. В последующих двойных столбцах для каждого комплекта, буквенный индекс которого и соответствующая дата наблюдений указаны сверху, в первых колонках приведены нормированные значения $\Delta = \lg I_N - \lg I_\xi$. Для точек

Фиг. 13. Зависимость $\lg I_\lambda$ от $\lg \lambda$ для четырех комплектов спектров Новой и стандартной звезды

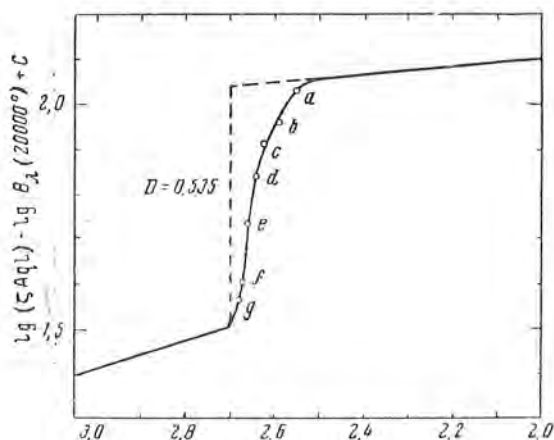
В каждом комплексе сплошная кривая — непрерывный спектр Новой звезды, пунктирная и штриховая — непрерывный спектр стандартной звезды. По оси абсцисс отложены значения $\lg \lambda$. Цифры на рамке — номера избранных точек. На оси ординат одно деление соответствует 0,1 в величине логарифма. Кривые произвольно смещены вдоль оси ординат



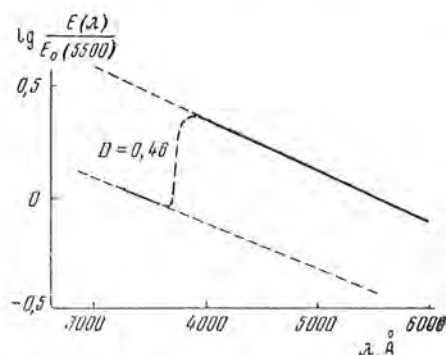
№ 13—15 разницы не приводятся, так как интервал длин волн, соответствующий этим точкам, приходится на область $\lambda\lambda$ 3745—3821, где непрерывный спектр у Новой звезды нельзя было надежно провести из-за полного перекрытия водородных линий.

5. Для калибровки спектра звезды ζ Aql путем привязки к стандартному источнику света были использованы следующие данные.

По нашей просьбе д-р Д. Шалонж любезно предоставил нам кривую распределения энергии в спектре ζ Aql по отношению к соответствующей кривой в спектре абсолютно черного тела с $T = 20\,000^\circ$. Эти данные представлены на фиг. 14. Здесь по оси ординат отложена величина $\lg(\zeta \text{ Aql}) - \lg B_\lambda(20\,000^\circ) + C$.



Фиг. 14. Сравнение распределения энергии в спектрах стандартной звезды ζ Aql и абсолютно черного тела при $T = 20\,000^\circ$ по данным Д. Шалонжа



Фиг. 15. Распределение энергии в спектре стандартной звезды ζ Aql в абсолютных единицах по данным О. А. Мельникова

Точки a , b , c и т. д. относятся к максимумам интенсивностей в спектре ζ Aql между водородными линиями H_ϵ и H_δ , H_δ и H_γ и т. д., а пунктир показывает, как менялась бы интенсивность непрерывного спектра у звезды ζ Aql, если бы водородные линии отсутствовали.

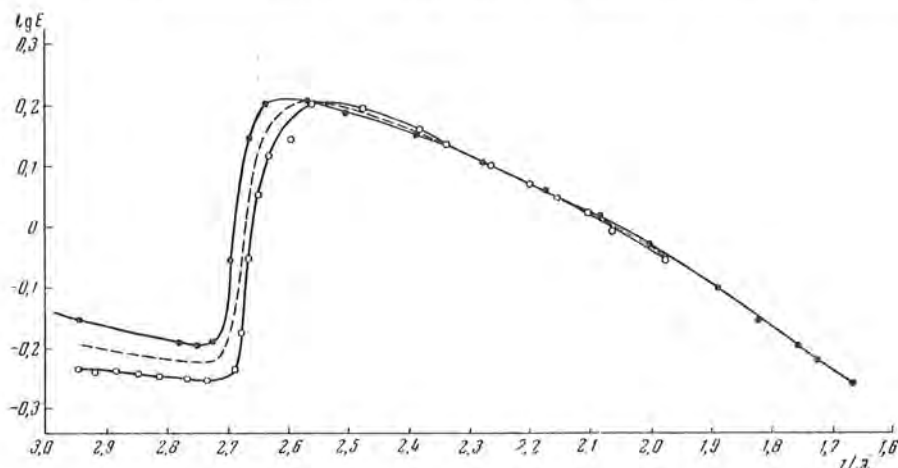
Скачок D по определению Д. Шалонжа равен 0,535. Этот график был построен Д. Шалонжем путем сравнения ζ Aql с абсолютно черным телом ($T = 20\,000^\circ$) через стандартную звезду 10 Lac.

По аналогичной просьбе О. А. Мельников прислал в наше распоряжение полученные им результаты привязки распределения энергии в спектре ζ Aql к распределению энергии в спектре стандартной звезды (в данном случае α Ser), а затем через α Lyr и Солнце к абсолютным освещенностям вне атмосферы Земли.

Графически распределение энергии в спектре ζ Aql в абсолютных единицах, полученное О. А. Мельниковым, представлено на фиг. 15. По оси ординат отложены величины $\lg E(\lambda)/\lg E_0(5500 \text{ \AA})$, где $E_0(5500 \text{ \AA})$ есть освещенность от ζ Aql вне земной атмосферы, рассчитанная на единичный

интервал длин волн $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ и равная $\sim 10^{-10} \text{ эрг/см}^2\text{сек}$. Скачок D для $\zeta \text{ Aql}$ согласно О. А. Мельникову, равен 0,46.

Для сравнения данных о распределении энергии в спектре $\zeta \text{ Aql}$, полученных Д. Шалонжем и О. А. Мельниковым, было сделано следующее. Исходя из кривой на фиг. 14, было найдено с учетом B_λ ($20\,000^\circ$) относительное распределение энергии $\lg E(\lambda)$ в спектре $\zeta \text{ Aql}$ с произвольным нуль-пунктом. Кривая на фиг. 15 была построена в шкале. После этого обе кривые движением вдоль оси ординат были смещены до наилучшего совпадения в области $1/\lambda$ от 1,98 до 2,57 (см. фиг. 16). Наклон кривых



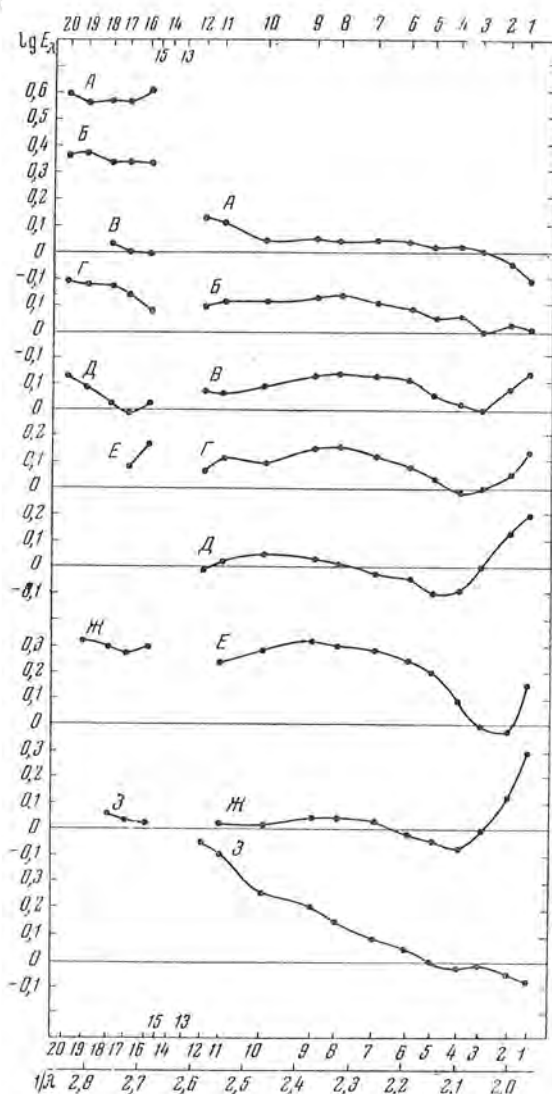
Фиг. 16. Распределение энергии в непрерывном спектре стандартной звезды $\zeta \text{ Aql}$ по данным Д. Шалонжа (светлые кружки) и О. А. Мельникова (темные кружки), приведенным к единому нулю-пункту

в этом участке оказался практически одинаковым. Однако в области бальмеровского предела и для $1/\lambda > 2,75$ ($\lambda < 3646 \text{ \AA}$) расхождение кривых оказалось довольно значительным. В частности, различие в величинах D составляет 0,075. Для нас существенным было, однако, то обстоятельство, что за бальмеровским пределом обе кривые идут практически параллельно друг другу, т. е. распределение энергии соответствует примерно одной и той же температуре. Разница наклонов кривых для всего участка спектра с $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ не превышала 0,020 в $\lg E(\lambda)$, поэтому для закона распределения энергии в спектре $\zeta \text{ Aql}$ за бальмеровским скачком (и в области скачка) было взято простое среднее из двух кривых, отмеченное на фиг. 16 штриховой линией.

6. Эта средняя кривая была нормирована таким образом, что для точки № 3 ($\lambda 4861 \text{ \AA}$) энергия, рассчитанная на $1 \text{ \AA}$, принята равной единице ($\lg E = 0$) (см. табл. 6, столбец 3). Для каждой даты в табл. 6 по значениям $\Delta = \lg I_N - \lg I_\xi$ путем прибавления слагаемых $\lg E_\xi$ (закон распределения энергии в спектре $\zeta \text{ Aql}$, столбец 3) и $\lg a_\lambda$ (поправка за межзвездное поглощение, столбец 4) были вычислены величины $\lg E_N$, нормированные как обычно. Эти значения $\lg E_N$ приведены для каждой даты в правых колонках двойных столбцов в табл. 6.

7. Из приводимых в табл. 6 распределений было образовано восемь средних распределений *A, B . . .*, сгруппированных по времени следующим образом:

<i>A</i>	15.III	18.III	22.III	<i>Д</i>	5.IV
<i>B</i>	26.III	27.III		<i>E</i>	13.IV 15.IV
<i>B</i>	28.III	29.III		<i>Ж</i>	20.IV 26.IV
<i>Г</i>	30.III	31.III		<i>З</i>	17.V



Фиг. 17. Изменение со временем распределения энергии в спектре Новой звезды после максимума блеска

Каждая кривая — средняя за несколько соседних суток. Кривые нормированы так, что $\lg E_\lambda = 0$ для точки № 3

Эти усредненные кривые энергии в непрерывном спектре Новой звезды приведены графически на фиг. 17.

Из фиг. 17 видно, что в первую половину периода наблюдений кривая распределения энергии в спектре Новой менялась весьма незначительно. Однако во вторую половину периода наблюдений колебания усилились. В какой мере здесь сказываются ошибки нахождения этой кривой, трудно сказать. Следует заметить, что наблюдения Новой и стандартной звезды во второй половине периода в апреле стали более благоприятными, чем в марте, так как обе звезды находились значительно выше над горизонтом. По-видимому, основную часть изменений кривой распределения $\lg E_\lambda$ в апреле следует признать реальной.

Наличие кривых относительного распределения энергии в спектре Новой позволяет по эквивалентным ширинам эмиссионных линий вычислить бальмеровский декремент. Эти вычисления были выполнены по данным табл. 3 и 6 и представлены в табл. 7. Здесь в трех столбцах для каждой водо-

№ спектра	Дата	H_{β}			H_{γ}			H_{δ}			H_{ϵ}		
		W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*	W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*	W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*	W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*
141	15.III	—	0,0	—	(225,2)	+0,060	258	149,3	+0,075	177,0	72,0	+0,117	94,3
141	18.III	—	0,0	—	(291,0)	+0,037	317	171,7	-0,010	167,5	83,0	+0,020	86,8
161	22.III	(1320)	0,0	1320	470,0	+0,044	520	(244,0)	+0,076	290,5	96,7	+0,127	129,5
172	26.III	1250	0,0	1250	270,7	+0,120	356	198,3	+0,086	242,0	89,3	+0,065	103,5
185	26.III	—	0,0	—	—	+0,150	—	231,3	+0,130	312,0	118,8	+0,130	160,0
186	26.III	—	—	—	324,0	+0,150	457	198,5	+0,130	268,0	81,4	+0,130	109,6
192	27.III	—	—	—	219,0	+0,086	267	168,3	+0,025	178,0	82,3	-0,044	74,2
195	27.III	—	—	—	—	+0,232	—	162,5	+0,222	271,5	82,4	+0,175	123,1
196	27.III	887	0,0	887	260,0	+0,010	266	166,4	+0,033	181,0	67,5	+0,082	81,5
205	28.III	—	—	—	—	+0,095	—	286,2	0,000	286,0	113,7	-0,100	90,3
206	28.III	(1299)	0,0	1300	350,5	+0,095	441	271,0	0,000	271,0	172,7	-0,100	137,2
212	29.III	(1137)	0,0	1137	226,3	+0,150	319	184,0	+0,140	254,0	78,7	+0,150	55,7
216	29.III	(752)	0,0	752	206,5	+0,155	292	(132,0)	+0,155	189,0	—	+0,150	—
224	30.III	(1870)	0,0	1870	236,8	+0,195	371	300,5	+0,132	407,0	(209,5)	+0,098	167,5
222	30.III	(1159)	0,0	1160	(192,5)	+0,195	301	187,0	+0,132	253,0	109,0	+0,098	136,5
232	31.III	—	—	—	235,5	+0,091	290	182,0	+0,090	224,0	70,4	+0,120	92,9
241	5.IV	1287	0,0	1290	254,0	0,000	254	181,2	+0,045	200,5	90,0	+0,025	95,2
261	13.IV	1133	0,0	1135	384,8	+0,248	682	(421,0)	+0,190	652,0	(195,0)	(+0,113)	253,0
283	15.IV	—	—	—	346,1	+0,335	750	271,0	+0,407	692,0	109,5	+0,392	270,0
301	20.IV	1045	0,0	1045	490,1	+0,005	498	362,0	+0,027	384,0	119,0	+0,064	138,0
322	26.IV	—	—	—	570,0	+0,077	680	411,0	+0,022	433,0	(189,0)	-0,042	208,0
341	18.V	—	—	—	—	+0,140	—	173,5	+0,247	306,5	63,0	+0,327	134,0

родной линии приводятся последовательно, W_{λ} , величины $\lg E_{\lambda}$, характеризующие относительную интенсивность непрерывного спектра Новой звезды в длине волны данной линии по отношению к $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ (для H_{β} принято, как обычно, $\lg E = 0$) и E_{λ}^* — полная энергия, излучаемая в данной линии, в относительных единицах. В правой половине табл. 7 приведены результаты вычисления балмеровского декремента. Здесь следует сделать несколько замечаний.

Отношения H_{β}/H_{δ} из-за больших ошибок в W_{λ} , вызванных передержкой верхней части контура H_{β} , имеют невысокую точность. W_{λ} линии H_{δ} , возможно, искажена влиянием практически сливающейся с ней линии N III $\lambda 4097 \text{ \AA}$, а W_{λ} линии H_{ϵ} — влиянием линии He I $3889 \text{ \AA}$. Это необходимо учитывать при анализе полученного декремента и сравнением его с теоретическим.

Во второй части работы изложенные выше результаты обработки материала для Новой Геркулеса 1960 г. будут использованы для изучения механизма возникновения эмиссионных полос и изучения физических характеристик Новой звезды и ее оболочки.

Авторы выражают глубокую признательность д-ру Д. Шалонжу и проф. О. А. Мельникову за сообщение полученных ими данных о распределении энергии в спектре $\zeta \text{ Aql}$.

Таблица 7 (окончание)

№ спектра	H ₃			H ₃			Бальмеровский декремент					
	W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*	W_{λ}	$\lg E$	E_{λ}^*	H ₃	H ₄	H ₅	H ₆	H ₇	H ₈
111	45,8	+0,200	72,6	32,8	+0,275	68,4	—	1,46	1,00	0,53	0,40	0,38
141	68,7	+0,027	73,1	58,4	+0,015	60,4	—	1,89	1,00	0,52	0,44	0,36
161	(73,8)	+0,185	113,0	(53,4)	+0,200	84,6	4,55	1,79	1,00	0,45	0,39	0,29
172	(99,7)	+0,050	112,0	—	+0,040	—	5,16	1,47	1,00	0,43	0,46	—
185	117,8	+0,102	149,0	80,8	+0,080	97,2	—	—	1,00	0,51	0,48	0,34
186	(106,2)	+0,102	134,0	78,9	+0,080	94,8	—	1,71	1,00	0,41	0,50	0,35
192	(67,8)	-0,095	54,5	59,8	-0,110	46,5	—	1,50	1,00	0,42	0,31	0,26
195	83,4	+0,186	127,5	—	+0,200	—	—	—	1,00	0,45	0,47	—
196	(62,2)	+0,030	54,1	—	+0,015	—	4,90	1,47	1,00	0,45	0,30	—
205	124,30	-0,132	91,6	87,1	-0,135	63,7	—	—	1,00	0,32	0,30	0,22
206	(274,5)	-0,132	202,5	—	-0,135	—	4,80	1,63	1,00	0,51	0,75	—
212	63,2	+0,155	90,5	—	+0,157	—	4,47	1,26	1,00	0,22	0,36	—
216	—	+0,162	—	—	+0,180	—	3,98	1,56	1,00	—	—	—
221	—	-0,010	—	—	-0,075	—	4,59	0,91	1,00	0,41	—	—
222	172,0	-0,010	168,0	—	-0,075	—	4,59	1,19	1,00	0,54	0,66	—
232	65,7	+0,150	92,8	—	-0,165	—	—	1,30	1,00	0,42	0,41	—
241	(83,5)	-0,005	82,5	—	-0,015	—	5,62	1,26	1,00	0,48	0,41	—
261	—	+0,062	—	—	+0,050	—	1,74	1,04	1,00	0,39	—	—
283	134,0	+0,385	326,0	117,0	+0,372	274,0	—	1,08	1,00	0,39	0,47	0,40
301	144,1	+0,030	388,5	—	+0,140	—	2,72	1,30	1,00	0,36	0,50	—
322	(224,0)	-0,105	176,0	—	-0,125	—	—	1,58	1,00	0,48	0,41	—
341	68,0	+0,397	169,0	—	+0,422	—	—	—	1,00	0,44	(0,55)	—

Авторы искренне благодарны также Г. Н. Шарановой за большую помощь при получении и обработке наблюдательного материала и при подготовке рисунков к печати и А. Е. Балковому за изготовление репродукций.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Sky and Telescope, 19, 414, 1960.
2. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, стр. 217.
3. R. Sanford. Ap. J., 102, 357, 1945.
4. A. B. Wyse. Bull. Lick. Obs., 14, p. III, 93, 1939.
5. E. Flather, D. E. Osterbrock. Ap. J., 132, 48, 1960.
6. Bureau Central des telegr. astr., Circulaire, № 1715, 1716, 1717, March, 1960, Copenhagen.
7. D. B. McLaughlin. Ap. J., 85, 362, 1937.
8. D. B. McLaughlin. Ap. J., 95, 428, 1942.
9. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 116, 1952.
10. И. М. Копылов. Астр. ж., 32, 48, 1955.
11. J. Stebbins, C. M. Huffer, A. E. Whitford. Ap. J., 20, 1940.
12. W. W. Morgan, A. D. Code, A. B. Whitford. Ap. J. Suppl. Series, 2, № 44, 41, 1955.

ТРЕХЦВЕТНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1960 ГОДА

И. Ф. Чугайнов

Получены трехцветные фотоэлектрические наблюдения Новой Геркулеса 1960 г. в интервале J.D. 2437003—164. По наблюдениям 16 звезд в скоплении Плеяды и звезды Дзета Орла произведена редукция к системе U, B, V . Приводятся кривые изменения звездной величины V и показателей цвета $B - V$ и $U - B$ Новой.

THREE-COLOUR PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF NOVA HERCULIS 1960., by P. F. Chugainov.—Three-colour photoelectric observations of N Her 1960 were obtained during the interval J. D. 2437003 — 164. The reduction to the UBV system is made using observations of 16 stars in the Pleiades, and also ξ Aql. $V, B - V$ and $U - B$ curves for the nova are given.

С помощью фотометра, установленного на 20-сантиметровом рефлекторе, проводились фотоэлектрические наблюдения Новой Геркулеса 1960 г. в системе, близкой к системе U, B, V . В качестве приемника излучения применялся фотоумножитель ЕМІ 9502 В и фильтры: GG11 (желтый), CC5 (синий) и UG2 (ультрафиолетовый). Фототок, возникающий в фотоумножителе, усиливался усилителем постоянного тока и регистрировался на пишущем потенциометре.

Звездная величина Новой в желтых лучах $m_{\text{ж}}$ и два показателя цвета, сине-желтый $C_{\text{сж}}$ и сине-фиолетовый $C_{\text{сф}}$, соответствующие показателям, $B - V$ и $U - B$, определялись по отношению к звезде сравнения BD + 13° 3826. Происходившее по мере ослабления блеска Новой уменьшение отброса самописца компенсировалось увеличением входных сопротивлений усилителя, которые посредством специальных измерений были калиброваны. Переключение имеющихся в усилителе шести входных сопротивлений позволяет сравнивать токи, различающиеся в 50 раз, с ошибкой, не превышающей 2%. Таким образом, шкала звездных величин была установлена независимо.

Контроль постоянства звезды сравнения BD + 13° 3826 осуществлялся сравнением ее со звездой BD + 13° 3813. Оказалось, что разность их звездных величин и показателей цвета постоянна в пределах ошибок измерений, что указывает на постоянство обеих звезд.

Для исследования цветовой системы и шкалы звездных величин наблюдались 16 звезд в скоплении Плеяды. Их звездные величины и показатели цвета в системе U, B, V определены Джонсоном и Морганом [1].

Сравнение разностей звездных величин ΔV и показателей цвета $\Delta(B-V)$, $\Delta(U-B)$ по данным [1] и полученных из наших наблюдений разностей $\Delta m_{\text{ж}}$, $\Delta C_{\text{сж}}$, $\Delta C_{\text{сф}}$ дало следующие соотношения:

$$\begin{aligned}\Delta V &= 1,00 \Delta m_{\text{ж}}; \\ \Delta(B-V) &= 1,01 \Delta C_{\text{сж}}; \\ \Delta(U-B) &= 1,06 \Delta C_{\text{сф}}.\end{aligned}$$

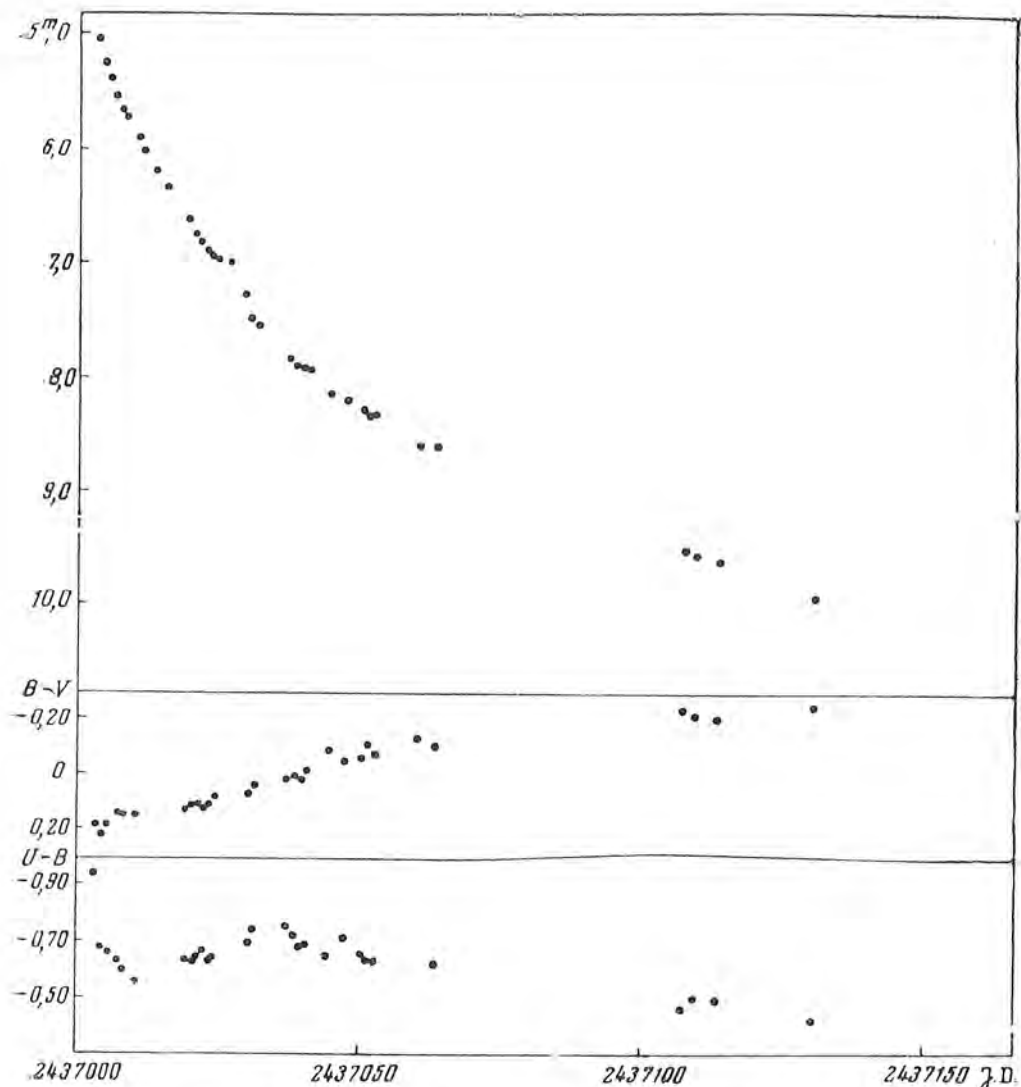
При нахождении разностей показателей цвета $\Delta C_{\text{сж}}$ учитывалась зависимость прозрачности атмосферы от цвета звезды, т. е. величина $\gamma = d\alpha/dC$. Было принято значение $\gamma_{\text{сж}} = -0,05$. Для сине-фиолетовых показателей цвета, как известно, $\gamma_{\text{сф}} = 0,00$.

Звездная величина и показатели цвета звезды сравнения BD + 13°3826 в системе U, B, V были определены сравнением ее со звездой Дзета Орла, являющейся фотометрическим стандартом. Редукция наших наблюдений к этой системе дала следующие значения: $V = 7^{\text{m}}18$, $B-V = +0^{\text{m}}29$, $U-B = +0^{\text{m}}21$.

Найденные в результате сравнения Новой и BD + 13°3826 разности $\Delta m_{\text{ж}}$, $\Delta C_{\text{сж}}$, $\Delta C_{\text{сф}}$ были на основе полученных соотношений пересчитаны в разности ΔV , $\Delta(B-V)$ и $\Delta(U-B)$, и затем были определены звездная величина V и показатели цвета $B-V$ и $U-B$ Новой. Поскольку поправки к $\Delta C_{\text{сж}}$ оказались небольшими (не более $0^{\text{m}}005$), то было решено их не учитывать.

Полученный наблюдательный материал содержится в таблице, в которой даны моменты наблюдений в Юлианских днях, звездная величина Новой V и показатели цвета $B-V$ и $U-B$. Кривые изменения V , $B-V$ и $U-B$ приведены на фигуре.

J. D. 2437...	V	$B-V$	$U-B$	J. D. 2437...	V	$B-V$	$U-B$
003,613	$5,05$	$+0,19$	$-0,93$	030,494	$7,49$	$+0,07$	$-0,70$
4,569	$5,24$	$+0,22$	$-0,67$	31,533	$7,55$	$+0,04$	$-0,74$
5,588	$5,39$	$+0,18$	$-0,66$	37,565	$7,85$	$+0,02$	$-0,75$
6,610	$5,54$			38,516	$7,90$	$+0,01$	$-0,73$
7,606	$5,67$	$+0,15$	$-0,63$	39,544	$7,92$	$+0,02$	$-0,68$
8,558	$5,72$	$+0,15$	$-0,59$	40,522	$7,93$	$-0,01$	$-0,69$
10,573	$5,89$	$+0,15$	$-0,55$	44,537	$8,14$	$-0,09$	$-0,65$
11,591	$6,02$			47,531	$8,20$	$-0,05$	$-0,72$
13,506	$6,20$			50,544	$8,28$	$-0,06$	$-0,65$
15,590	$6,35$			51,524	$8,33$	$-0,10$	$-0,64$
19,576	$6,62$	$+0,13$	$-0,63$	52,476	$8,33$	$-0,07$	$-0,64$
20,556	$6,76$	$+0,11$	$-0,63$	60,456	$8,61$	$-0,13$	
21,549	$6,83$	$+0,11$	$-0,64$	63,500	$8,61$	$-0,10$	$-0,63$
22,573	$6,89$	$+0,12$	$-0,66$	107,387	$9,51$	$-0,24$	$-0,47$
23,512	$6,95$	$+0,11$	$-0,63$	109,444	$9,53$	$-0,22$	$-0,51$
24,522	$6,98$	$+0,09$	$-0,64$	113,403	$9,60$	$-0,21$	$-0,50$
26,576	$7,00$			130,320	$9,89$	$-0,25$	$-0,43$
29,548	$7,30$			164,370	$10,58$		



Кривые изменения звездной величины V и показателей цвета $B-V$ и $U-B$ Новой Геркулеса 1960 г.

Наиболее полные данные получены для интервала J. D. 2437003—063. В этом промежутке времени блеск Новой уменьшался довольно плавно за исключением одной задержки вблизи J. D. 2437026.

Обращает на себя внимание монотонное уменьшение показателя цвета $B-V$.

Следует также отметить, что сопоставление комбинации цветов Новой $B-V$ и $U-B$ с цветами нормальных звезд (например, с помощью двухцветной диаграммы) указывает на большой избыток ее излучения в ультрафиолетовой области спектра. Однако такое сопоставление весьма неопределенно, пока не учтено влияние эмиссионных полос в спектре Новой на ее цвет. Мы надеемся провести такой учет в следующей работе.

15 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

J. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., 117, 313, 1953.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1960 ГОДА В КРАСНОЙ И ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина

Получены кривые блеска Новой Геркулеса 1960 г. в стандартной фотометрической системе инфракрасных звездных величин Крона ($\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$) с фильтром с $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$, а также с несколькими интерференционными фильтрами, имеющими максимумы пропускания в длинах волн 6610, 7020, 8060, 9540, 11250 $\text{\AA}$ и полуширины 90, 120, 180, 200, 540 $\text{\AA}$ соответственно. Отмечен всплеск излучения на кривых блеска с $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$, и $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$ в момент J. D. 2437024, а также колебания блеска звезды в интерференционных фильтрах с $\lambda_m = 8060, 9540$ и $11250 \text{ \AA}$ в период J. D. 2437020—024.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF NOVA HERCULIS 1960 IN THE RED AND INFRARED REGIONS OF THE SPECTRUM, by V. V. Prokofyeva and T. S. Belyakina.— Light curves for N Her 1960 are obtained in the Kron standard photometric system of infrared magnitudes ($\lambda_{\text{ef}} = 8200 \text{ \AA}$), with a filter $\lambda_{\text{ef}} = 9400 \text{ \AA}$ and also with several interference filters which have maximum pass-bands 6610, 7020, 8060, 9540, 11250 $\text{\AA}$, and half-widths 90, 120, 180, 200, 540 $\text{\AA}$ correspondingly.

A burst on the light curves for $\lambda_{\text{ef}} = 8200 \text{ \AA}$ and $\lambda_{\text{ef}} = 9400 \text{ \AA}$ at J. D. 2437024 is noted, and also light variations for the interference filters with $\lambda_m = 8060 \text{ \AA}$, 9540 $\text{\AA}$ and 11250 $\text{\AA}$ during the period J. D. 2437020—024.

Задачей настоящей работы является изучение особенностей излучения Новой в инфракрасной области спектра. При подборе фильтров обращалось внимание на получение данных об излучении Новой в некоторых характерных спектральных областях. Для этого наряду с широкополосными фильтрами были применены имеющиеся в нашем распоряжении интерференционные фильтры, позволившие выделить спектральные области, в которых расположены линии H I, He I, He II.

Фотоэлектрические наблюдения Новой в красной и инфракрасной областях спектра велись в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с 14 марта по 23 мая 1960 г. в фокусе куде 500-миллиметрового рефлектора (МТМ-500). Эти наблюдения были частью работы по комплексному изучению Новой Геркулеса, организованной в Крымской астрофизической обсерватории.

Наблюдения были получены с охлаждаемым углекислотой кислородно-цезиевым фотоумножителем типа ВЭИ-1 [1], установленным в звездном электрофотометре типа АФМ-1. Питание умножителя (1,0—1,4 кВ)

осуществлялось от высоковольтного стабилизированного выпрямителя ВС-9. Фототок, усиленный балансным усилителем постоянного тока, регистрировался с помощью пишущего потенциометра ЭПП-09. Постоянная времени усилителя составляла 1 сек. Блеск звезды в каждом фильтре записывался в течение 1 мин.

Спектральная чувствительность фотометра в сочетании с применявшимися фильтрами, отнесенная к источнику с равномерным распределением энергии, дана на фиг. 1. За 100% здесь принята относительная чувствительность фотометра без фильтров при $\lambda_{эф} = 7300 \text{ \AA}$, что соответствует максимуму спектральной чувствительности умножителя.

Стеклопленочный фильтр КС-18 и фильтр из марблита, дающие кривые 1 и 2, изображенные на рисунке пунктиром, применялись нами ранее [2]. Напомним, что фильтр КС-18 дает эффективную кривую с $\lambda_{эф} = 8200 \text{ \AA}$, близкую к кривой аналогичного фильтра, примененного Кроном при получении системы, принятой за стандартную для инфракрасных звездных величин [3]. Эффективная длина волны для марблитового фильтра равна $\lambda_{эф} = 9400 \text{ \AA}$. Разность отсчетов в фильтре КС-18 и марблитовом дает отсчет, эквивалентный системе с эффективной длиной волны $\lambda_{эф} = 7700 \text{ \AA}$.

Характеристики интерференционных фильтров приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ фильтра	$\lambda_m, \text{ \AA}$	$\delta\lambda, \text{ \AA}$	$p_m, \%$	$\lambda, \text{ \AA}$
3	6 610	90	30	6563 (H_α); 6560 He II; 6678 He I
4	7 020	120	38	7065 Fe II + He I
5	8 060	180	44	7780 O I; 8215 O I + N I; 8236 He II 8204 (предел нашенковской серии)
6	9 540	200	35	9344 He II; 9546 (P_8); 9229 (P_9)
7	11 250	540	55	10123, 11626 He II; 10830 He I; 10938 (P_6)

В 1-м столбце даны номера фильтров, соответствующие номерам на фиг. 1, во 2-м — длины волн максимума пропускания (λ_m), в 3-м — полуширины полос пропускания ($\delta\lambda$), в 4-м — коэффициенты пропускания в максимуме (p_m). Эти данные получены на основании измерений пропускания фильтров, выполненных на фотоэлектрическом спектрофотометре типа СФ-4. В 5-м столбце табл. 1 перечислены линии H, He I, He II, а также наиболее сильные линии излучения, наблюдавшиеся у Новой [4] и попадающие в область соответствующего фильтра.

Более наглядное представление о спектральных областях, выделявшихся примененными фильтрами, дано на фиг. 1. Заштрихованными прямоугольниками показаны эмиссионные линии, наблюдавшиеся в спектре Новой Ференбахом [4]. Высота прямоугольников пропорциональна интенсивности линий (шкала справа), а ширина их — полуширины. Пунктирными прямоугольниками показано положение линий He I и He II

(вверх от оси абсцисс) и H I (вниз от оси абсцисс), которые могут достигать значительной интенсивности в спектре Новой.

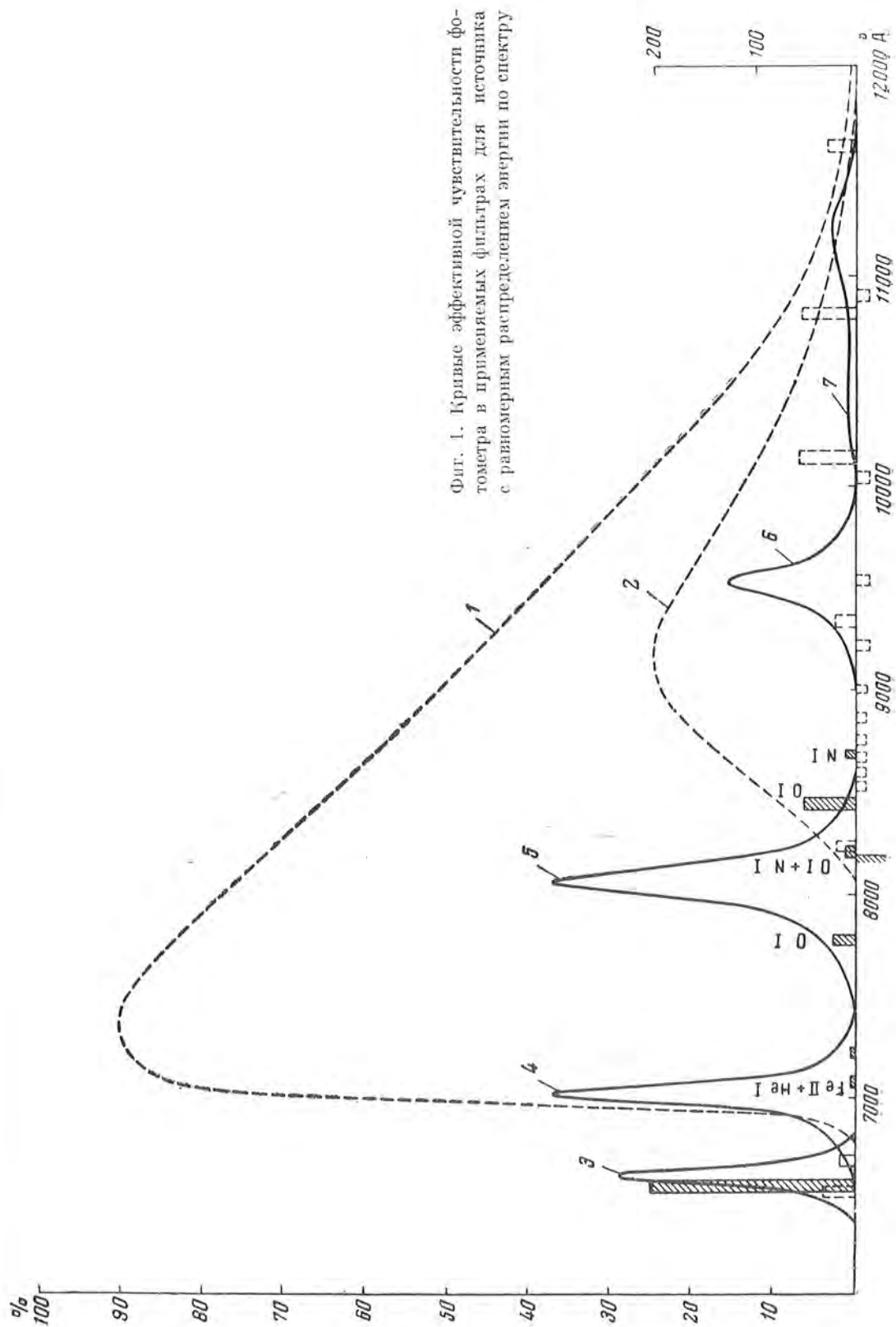
Наблюдения Новой в фильтрах 2, 3, 5 (см. фиг. 1) были начаты с 14 марта 1960 г. Остальные фильтры по техническим причинам были установлены несколько позже. Недостаток времени не дал возможности найти и использовать фильтры, хорошо сцентрированные на характерные линии спектра Новой. Наблюдения в фильтрах 1, 2, 3 велись нами до 23 мая 1960 г. Наблюдения в остальных фильтрах пришлось закончить в середине апреля из-за значительного ослабления звезды.

Звездой сравнения была взята звезда BD + 13°3826 (A3, $m_{pg} = 7^m,0$), расположенная на расстоянии 10' от Новой. Наблюдения звезды сравнения проводились только в фильтрах 1 и 2. Постоянство блеска этой звезды установлено П. Ф. Чугайновым [5].

При наблюдениях Новой мы стремились получить возможно более полный материал, даже ценой некоторой потери точности. Ввиду этого наблюдения велись и в ночи, обычно не используемые для точных электрофотометрических работ. Критерием пригодности данного наблюдения было условие, что два отсчета в одном и том же фильтре при симметричной записи наблюдения звезды отличались не более чем на 20%. Однако такие наблюдения шли в обработку только в том случае, если не удавалось в эту ночь получить других, более надежных наблюдений. Поэтому полученный материал очень неоднороден по своей точности. Это требовало оценки точности наблюдений для каждой ночи, которая и производилась по флуктуациям блеска и цвета звезды сравнения. Отметим, что в хорошие ночи с устойчивой прозрачностью эти флуктуации не превосходили $0^m,01$, а в плохие достигали $0^m,05$.

Результаты наблюдений Новой, выполненные в фильтрах 1, 2, 3, приведены в табл. 2. Эти наблюдения позволили получить: а) блеск Новой в стандартной системе звездных величин для $\lambda_{эф} = 8200 \text{ \AA}$ (m_{8200}); б) разницу блеска Новой и звезды сравнения в области $\lambda_{эф} = 9400 \text{ \AA}$ (Δm_{9400}) и в) разницу блеска Новой в области H_α и звезды сравнения в области $\lambda_{эф} = 8200 \text{ \AA}$ (Δm_α). Последнее мы вынуждены были делать, так как в фильтре 3 (область H_α) звезда сравнения была слишком слаба. В 4-м столбце таблицы для каждой ночи приводится средний момент наблюдения, выраженный в юлианских днях. Затем для каждого фильтра приводится последовательно среднее значение блеска звезды, средняя квадратичная ошибка определения этого значения и число наблюдений, вошедших в среднее. В случае, когда имелось лишь одно наблюдение (обычно из-за плохой погоды), вместо средней квадратичной ошибки приводится отмеченное звездочкой значение дисперсии наблюдений звезды сравнения. В последнем столбце таблицы приводится значение разностей цвета $C_{7700/9400}$ Новой и звезды сравнения.

Для привязки нашей системы инфракрасных величин к стандартной системе было получено 25 наблюдений девяти звезд каталога Крона [6, 7]. Экстинкция определялась по звезде сравнения BD + 13°3826. Привязка к системе Крона определила нуль-пункт нашей шкалы звездных величин для $\lambda_{эф} = 8200 \text{ \AA}$ со средней квадратичной ошибкой, равной $\pm 0^m,15$. На



Фиг. 1. Кривые эффективной чувствительности фотометра в применяемых фильтрах для источника с равномерным распределением энергии по спектру

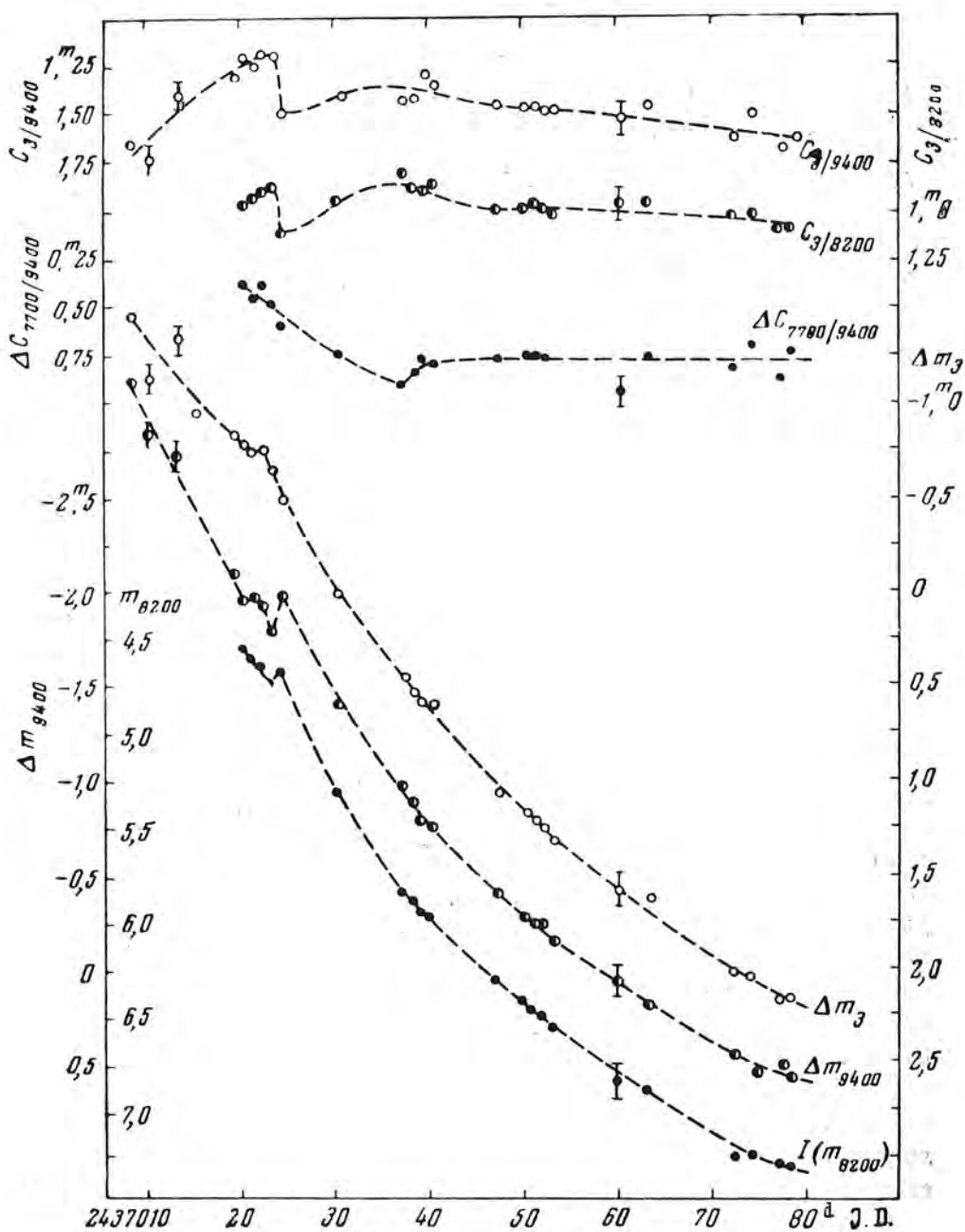
J. D. 24370...	m_{8200}			Δm_{9400}			Δm_3			$\Delta C_{7700/9400}$		
d				m	m		m	m				
08,55				-3,09	$\pm 0,01$	2	-1,43	$\pm 0,05$	2			
10,57				-2,84	,05*	1						
13,55				-2,74	,05*	1						
15,61							-0,94	,02	2			
19,56				-2,10	,03	2	-0,80	,01	5			
20,55	m	m		-1,96	,01	6	-0,76	,02	4	m	m	
21,57	+4,57	$\pm 0,03$	2	-1,97	,01	6	-0,74	,01	5	+0,40	$\pm 0,00$	2
22,56	+4,61	,01	3	-1,92	,01	3	-0,74	,04*	1	+0,46	,02	3
22,56	+4,66	,04	2	-1,92	,01	3	-0,74	,04*	1	+0,38	,01	2
23,55	+4,76	,01	3	-1,78	,01	5	-0,58	,01	5	+0,48	,02	3
24,54	+4,68	,02	2	-1,98	,02	5	-0,49	,03	3	+0,61	,02	2
30,54	+5,33	,02	3	-1,38	,02	5	+0,02	,01	3	+0,75	,05	3
37,505	+5,85	,02	2	-0,97	,02	2	+0,45	,04	2	+0,92	,02	2
38,55	+5,91	,00	4	-0,88	,02	4	+0,54	,02	6	+0,88	,01	4
39,53	+5,97	,02	4	-0,78	,02	4	+0,51	,02	6	+0,80	,04	4
40,52	+6,01	,00	4	-0,75	,01	4	+0,60	,01	4	+0,80	,01	4
47,53	+6,34	,02	4	-0,38	,02	4	+1,06	,02	4	+0,79	,02	4
50,50	+6,46	,00	5	-0,27	,01	5	+1,18	,01	5	+0,78	,02	5
51,49	+6,50	,00	4	-0,23	,01	4	+1,22	,02	4	+0,77	,02	4
52,51	+6,53	,00	10	-0,23	,01	10	+1,25	,00	10	+0,80	,02	8
53,51	+6,57	,00	4	-0,14	,02	4	+1,31	,02	4	+0,74	,03	4
60,46	+6,87	,05*	1	+0,06	,05*	1	+1,58	,05*	1	+0,38	,05*	1
63,49	+6,93	,03	8	+0,19	,02	8	+1,63	,02	8	+0,79	,02	8
72,49	+7,28	,04	3	+0,46	,06	3	+2,03	,01	3	+0,85	,01	3
74,46	+7,27	,01	3	+0,55	,02	3	+2,04	,02	3	+0,72	,00	3
77,51	+7,32	,01	4	+0,52	,03	4	+2,16	,02	4	+0,90	,02	4
78,48	+7,32	$\pm 0,02$	4	+0,57	$\pm 0,02$	4	+2,16	$\pm 0,02$	4	+0,76	$\pm 0,02$	4

фиг. 2 дана кривая изменения блеска Новой в стандартной системе инфракрасных величин Крона (нижняя кривая). На том же рисунке приведены кривые изменения блеска Δm_{9400} , Δm_3 и цвета $\Delta C_{7700/9400}$.

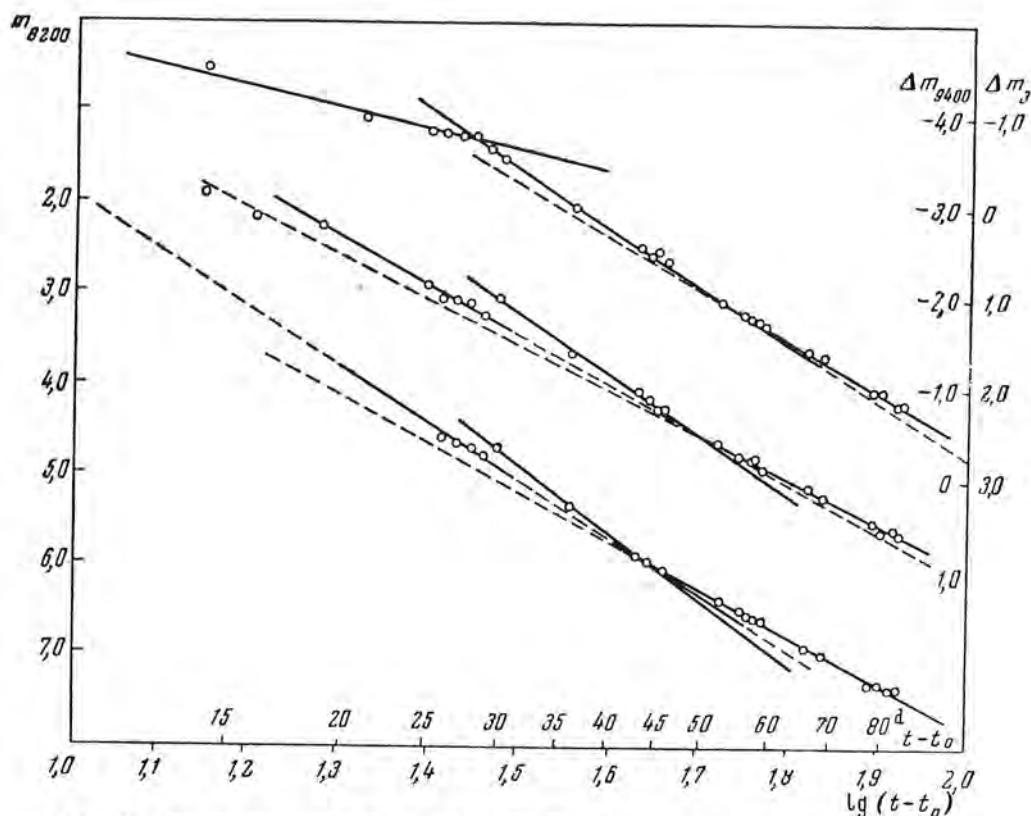
На двух верхних кривых фиг. 2 показано изменение наблюдаемого значения отношения блеска Новой в области H_α к ее блеску в $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$ и в $\lambda_{\text{ф}} = 9400 \text{ \AA}$.

Кривая изменения блеска с $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$ (фиг. 2) показывает, что блеск Новой падает плавно, лишь в момент J. D. 2437024 наблюдается некоторое увеличение яркости, как бы вторичный всплеск. На кривой для $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$ этот всплеск выражен более четко. Показатель цвета Новой $C_{7700/9400}$ (фиг. 2) в период J. D. 2437020—023 оставался постоянным, затем в период J. D. 2437024—037 увеличился (к сожалению, здесь мало наблюдений), через десять дней, возможно, несколько уменьшился (имеется всего одна точка). С J. D. 2437040 блеск звезды, возможно, увеличился на 0^m04 .

Рассмотрим поведение блеска звезды в области H_α относительно блеска звезды во всем инфракрасном участке спектра $C_{3/8200}$. Из верхних кривых фиг. 2 видно, что вначале (J. D. 2437020—23) показатели цвета



Фиг. 2. Кривые изменения блеска и цвета Новой 1960 г., полученные по наблюдениям в широкополосных фильтрах и в интерференционном фильтре 3 (область линии водорода H_α)



Фиг. 3. Кривые изменения блеска Новой 1960 г. в логарифмическом масштабе

$C_{3/8200}$ и $C_{3/9400}$ монотонно убывают, затем между J. D. 2437023—24 происходит скачкообразное изменение цветов $C_{3/8200}$ и $C_{3/9400}$. Оно может быть объяснено тем, что блеск звезды в областях $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$ в этот день возрос. Отметим, что блеск звезды в области H_{α} в эти дни изменялся плавно (см. фиг. 2). С J. D. 2437040 началось постепенное увеличение показателей цвета $C_{3/8200}$ и $C_{3/9400}$, продолжавшееся до конца наблюдений.

Интересно более подробно рассмотреть закон падения блеска звезды, полученный в разных фильтрах. Для этого мы воспользовались формулой из монографии [8]

$$m = m_0 + b \lg(t - t_0),$$

где m — звездная величина в момент наблюдения t ; m_0 — звездная величина в максимуме блеска в момент t_0 . Коэффициент b характеризует скорость уменьшения блеска звезды.

Согласно оценке Копылова, Новая достигла максимума 28 февраля — 1 марта 1960 г. [9]. Можно принять $t_0 = \text{J. D. } 2436995$. На фиг. 3 кривые изменения блеска Новой приведены в логарифмическом масштабе: по оси абсцисс отложена величина $\lg(t - t_0)$, по оси ординат — наблюдаемые величины звезды m_{8200} , Δm_{9400} , Δm_3 . Экстраполяция прямой для m_{8200} на первый день после максимума дала значение для инфракрасной звездной величины Новой, равное $-4^m 3 \pm 0^m 5$. При этом предположено,

что цвет Новой и закон изменения ее блеска с момента максимума до начала наших наблюдений не изменились. По-видимому, это предположение неверно [см. 9].

Таблица 3

8200 Å		9400 Å		Область H_{α}	
b	$t - t_0$	b	$t - t_0$	b	$t - t_0$
6,3	26—45	5,2	18—50	2,1	15—28
(7,2)	(30—45)	(6,5)	(30—50)	6,2	28—55
5,2	45—75	4,9	50—75	5,8	55—75

В табл. 3 даны параметры кривых, приведенных на фиг. 3. Для каждой из спектральных областей приводятся значения коэффициента b для соответствующих интервалов времени, выраженных в днях, прошедших с момента максимума ($t - t_0$). В скобках приведены значения b и ($t - t_0$) для интервала времени сразу после всплеска Новой в J. D. 2437024 (30-й день после максимума блеска).

Из сопоставления скоростей спада блеска Новой для различных областей спектра можно сделать следующие выводы.

1. Если не учитывать всплеска в J. D. 2437024, то закон уменьшения блеска Новой в области $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$ и $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$ изменился лишь однажды для каждой кривой: в первом случае на 45-й день, во втором — на 50-й день после вспышки, причем величина этого изменения больше для кривой с $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$.

2. Блеск звезды в $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$ в период до изменения скорости спада блеска уменьшается значительно быстрее, чем блеск в области $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$. Таким образом, в этот период происходит явное покраснение звезды. Начиная с 45—50-го дня после вспышки эта разница скоростей спада блеска уменьшается, происходит едва заметное покраснение звезды.

3. Интенсивность излучения Новой в области H_{α} в момент начала наших наблюдений и до $t - t_0 = 28—30^d$ быстро росла по отношению к интенсивности непрерывного спектра. С $t - t_0 = 28—30^d$ по $t - t_0 = 45—55^d$ этот рост практически прекратился; скорость уменьшения яркости звезды в области H_{α} и в области $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$ практически одинакова, а по отношению к яркости Новой в $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$ яркость звезды в области H_{α} в этот период даже несколько уменьшается. Это, возможно, обусловлено увеличением интенсивностей эмиссионных полос в области $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$. Начиная с 55-го дня после вспышки Новой, ее яркость в области H_{α} убывает быстрее, чем яркость в фильтрах с $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$ и $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$. Отметим интересное поведение кривых блеска $\lambda_{эф} = 8200 \text{ Å}$ и $\lambda_{эф} = 9400 \text{ Å}$ в период от $t - t_0 = 30^d$ до $t - t_0 = 45—50^d$: при $t - t_0 = 30^d$ на обеих кривых наблюдался всплеск; после него в обоих случаях наблюдалось увеличение скорости спада блеска звезды. К сожалению, здесь мало наблюдений.

Результаты наблюдения Новой в интерференционных фильтрах (4, 5, 6, 7,) приведены в табл. 4, 5, 6, построенных аналогично табл. 2. Звезда сравнения была недостаточно яркой, чтобы ее можно было наблюдать в интерференционных фильтрах. Поэтому для каждого фильтра в табл. 4

приводятся разности звездных величин Новой в соответствующем фильтре и звезды сравнения в фильтре с $\lambda_{эф} = 8200 \text{ \AA}$. Соответствующие кривые блеска Новой изображены на фиг. 4.

Интересно было изучить изменение излучения звезды в узких спектральных областях, выделяемых интерференционными фильтрами по отношению

Таблица 4

J. D.	$\Delta m_1(\lambda_m = 7020 \text{ \AA})$			$\Delta m_2(\lambda_m = 8060 \text{ \AA})$			$\Delta m_3(\lambda_m = 9540 \text{ \AA})$			$\Delta m_4(\lambda_m = 11250 \text{ \AA})$		
24370...												
08,54				^m +0,48	^m $\pm 0,07$	2						
10,58				1,06	,10*	1						
13,56				1,49	,10*	1	^m +2,32	^m $\pm 0,20^*$	1	^m +1,66	^m $\pm 0,10^*$	1
15,60				1,62	,02	2	2,37	,08*	1	1,60	,04*	1
19,57				1,86	,02	2	2,58	,08	2	1,85	,01	2
20,56				1,93	,02	4	2,70	,05	4	1,92	,03	4
21,54				2,08	,02	2	2,94	,20	2	2,09	,01	2
22,56				1,91	,10*	1	2,59	,20*	1	1,97	,10*	1
23,56				2,49	,06	3	3,41	,07	3	2,26	,03	3
23,60	^m +2,19	^m $\pm 0,04^*$	1									
24,56	+2,21	$\pm 0,01$	2	2,06	,07	2	3,00	,20	2	2,09	,09	2
30,54	+2,82	$\pm 0,04$	2	2,68	,06	2	3,44	,08	2	2,57	,04	2
39,51	+3,18	$\pm 0,10^*$	1	+3,33	$\pm 0,10^*$	1	+4,17	$\pm 0,20^*$	1	+3,27	$\pm 0,10^*$	1

Таблица 5

J. D.	$C_{4/8200}$			$C_{5/8200}$			$C_{6/8200}$			$C_{7/8200}$		
24370...												
20,56				^m +3,68	^m $\pm 0,02$	4	^m +4,42	^m $\pm 0,01$	4	^m +3,65	^m $\pm 0,03$	4
21,55				3,77	,02*	2	4,65	,20	2	3,75	,02	2
22,56				3,57	,10	1	4,25	,20*	1	3,62	,10*	1
23,56				3,72	,05	3	4,62	,08	3	3,72	,06	2
23,61	^m +3,70	^m $\pm 0,04^*$	1	—			—			—		
24,56	3,81	,07	2	3,66	,05	2	4,60	,18	2	3,70	,06	2
30,54	3,66	,05	2	3,62	,05	2	4,38	,07	2	3,52	,04	2
39,51	+3,4	$\pm 0,10^*$	1	+3,6	$\pm 0,10^*$	1	+4,4	$\pm 0,20^*$	1	+3,6	$\pm 0,10^*$	1

Таблица 6

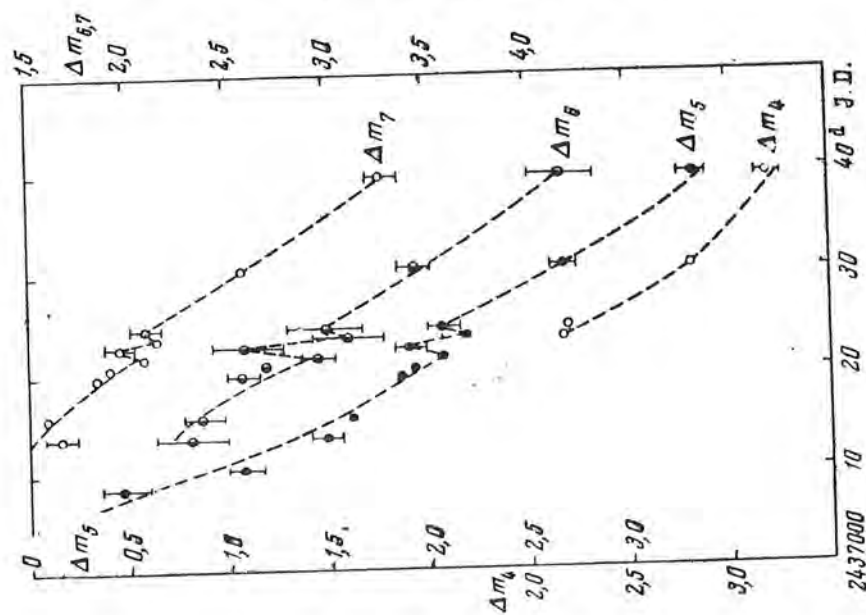
J. D.	$C_{3/8}$			J. D.	$C_{2/8}$		
24370...							
06,67	^m -1,68	^m $\pm 0,06$	2	20,56	^m -2,69	^m $\pm 0,03$	4
07,59	-1,85	,10*	1	21,55	-2,81	,01	2
08,55	-1,86	,02	2	22,56	-2,59	,10*	1
10,58	-2,17	,10*	1	23,56	-2,86	,05	3
13,55	-2,57	,20	2	24,57	-2,51	,04	2
15,58	-2,47	,10	2	30,54	-2,66	,05	2
19,57	-2,64	,05	2	39,51	-2,72	$\pm 0,10^*$	1

к излучению звезды в непрерывном спектре. Для этого надо было бы иметь наблюдения звезды в области спектра, где заведомо нет линий излучения. У нас же все интерференционные фильтры захватывают области с эмиссией и показывают колебания блеска. Поэтому мы вынуждены были пойти по следующему пути. Блеск звезды в наиболее широкополосном фильтре с $\lambda_{\text{эф}} 8200 \text{ \AA}$ может служить приближенной характеристикой непрерывного излучения звезды в области $\lambda\lambda 7000-11\ 000 \text{ \AA}$. Действительно, благодаря большой ширине полосы пропускания этого фильтра влияние изменений яркости звезды в узких спектральных областях на общую величину отсчета невелико. Используя это обстоятельство, мы вычислили разности звездных величин звезды в интерференционных фильтрах 4, 5, 6, 7 и в фильтре с $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$, которые в известной степени могут характеризовать изменение эмиссии в областях спектра, выделяемых интерференционными фильтрами (табл. 5). Результаты, данные в табл. 5, изображены на фиг. 5.

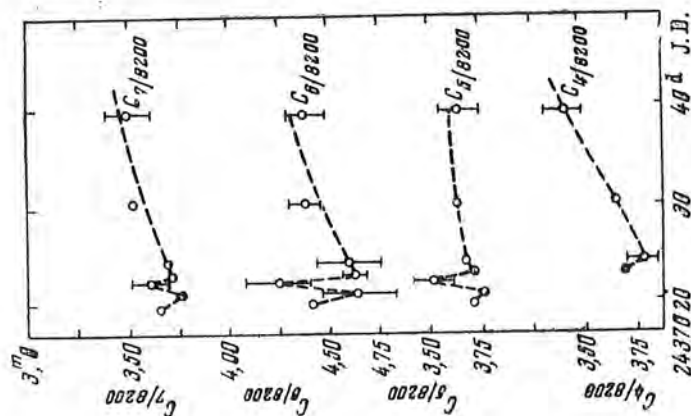
В табл. 6 приведены разности звездных величин Новой в области H_{α} и в фильтре 5 (наблюдения в этих интерференционных фильтрах были начаты раньше других). Соответствующая кривая изображена на фиг. 6.

Рассмотрим изменения кривой блеска Новой, изображенные на фиг. 4, 5, 6 подробнее. Все кривые блеска звезды в интерференционных фильтрах (см. фиг. 4) показывают синхронные колебания блеска около момента J. D. 2437022—024^d (к сожалению, мало наблюдений с фильтром 4). Это показывает, что изменение блеска звезды происходит одновременно в нескольких спектральных областях. Из кривых фиг. 5 видно, что яркость Новой в интерференционных фильтрах 5, 6, 7 ($\lambda_m = 8060, 9540, 11250 \text{ \AA}$) увеличивается по отношению к яркости звезды во всей области $\lambda\lambda 8000-11\ 000 \text{ \AA}$. Фиг. 6 показывает плавное увеличение яркости звезды в области H_{α} по отношению к яркости звезды в фильтре 5 (область за пределом пашеновской серии водорода) до момента J. D. 2437020. В период J. D. 2437020—024 наблюдаются колебания величины $C_{3/9400}$. Поскольку из фиг. 2 видно, что блеск звезды в области H_{α} в этот период изменялся плавно, то эти колебания могут быть приписаны изменениям блеска звезды в области фильтра 5 ($\lambda_{\text{эф}} = 8060 \text{ \AA}$).

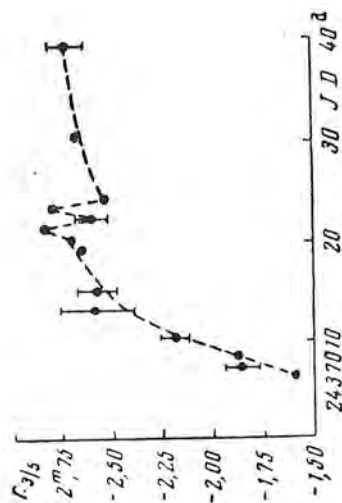
Колебания блеска звезды, наблюдавшиеся в период J. D. 2437020—024^d как в интерференционных, так и в широкополосных фильтрах, не могут быть объяснены колебаниями непрерывного излучения звезды, так как тогда они должны были бы наблюдаться и в видимой области спектра, а этого нет [5]. Очевидно, мы имеем дело с усилением полос излучения, попадающих в области наших фильтров. Это излучение не принадлежит водороду (линии пашеновской серии и излучение за пределом серии) так как тогда одновременно наблюдалось бы изменение излучения звезды в области H_{α} . Объяснение лежит, по-видимому, в увеличении эмиссии линий He II. Действительно, в фильтры 5, 6, 7 попадают линии He II, и их усиление может объяснить наблюдаемую картину. Высказанное предположение поясняет также всплеск, наблюдавшийся на кривых блеска в широкополосных фильтрах (J. D. 2437024). Действительно, на фиг. 1 видно, что линии He II в основном распознаются в области фильтра с



Фиг. 4. Кривые изменения блеска Новой 1960 г. в интерференционных фильтрах 4, 5, 6, 7



Фиг. 5. Кривые изменения блеска Новой 1960 г. в интерференционных фильтрах по отношению к блеску звезды в широкополосном фильтре ($\lambda_{эфф} = 8200 \text{ \AA}$)



Фиг. 6. Кривая изменения блеска звезды в области $H\alpha$ по отношению к блеску звезды в интерференционном фильтре 5

$\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$. Поэтому их внезапное усиление должно дать всплеск на кривых блеска, причем величина всплеска на кривой с $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$ должна быть больше, чем на кривой с $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$, что подтверждается нашими наблюдениями. Относительное усиление линий He II может также объяснить наблюдавшееся нами покраснение звезды (см. кривую $C_{7700/9400}$ на фиг. 2).

Очевидно, вместе с линиями He II должны усилиться линии и других ионизованных элементов.

Заключение

Результаты наблюдений Новой в инфракрасной области спектра показывают следующее.

Блеск Новой в области $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$ уменьшался довольно плавно; в момент J. D. 2437024 на обеих кривых наблюдался всплеск.

Изменение скорости спада блеска произошло один раз согласно наблюдениям в широких спектральных участках на 45—50-й день после максимума и два раза для излучения в области около линии H_{α} на 22-й и 50-й день.

В период с J. D. 2437020—024 по J. D. 2437039—040 произошло сильное покраснение звезды, сказавшееся в увеличении показателя цвета $C_{7700/9400}$.

Интересно поведение звезды в период J. D. 2437020—024; в момент J. D. 2437022 произошло прекращение относительного роста яркости звезды в области H_{α} ; через два дня отмечен всплеск на кривых блеска с $\lambda_{\text{эф}} = 8200 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{эф}} = 9400 \text{ \AA}$; в этот же период наблюдались сильные колебания блеска звезды в интерференционных фильтрах (λ_m 7010, 8060, 9540, 11250 $\text{\AA}$).

Высказано предположение, что в период J. D. 2437020—024 началось усиление линий ионизованных элементов (особенно линий He II). Однако для окончательного решения этого вопроса необходимо привлечь более широкий, в частности спектроскопический, материал наблюдений.

В заключение авторы приносят благодарность В. Б. Никонову, уделившему много внимания организации наблюдений Новой, и Т. Смирновой, помогавшей при наблюдениях.

Л и т е р а т у р а

1. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Г. М. Лифшиц. Электронные умножители. Гостехиздат, 1957.
2. В. В. Прокофьева. Переменные звезды, 12, № 4, 1958.
3. G. E. Kron, J. Z. Smith. Ap. J., 113, № 2, 324, 1951.
4. C. Fehrenbach. C. R., 250, № 12, 2132, 1960.
5. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, стр. 217.
6. G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White. Ap. J., 118, № 3, 502, 1953.
7. G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White. A. J., 62, № 7, 1, 1957.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд-во АН СССР, 1948, стр. 213.
9. Э. Р. Мустель и др. Наст. том, стр. 181.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ
В АТМОСФЕРАХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Н. М. Корылов

Проведен всесторонний анализ различных методов определения средних электронных плотностей в атмосферах горячих звезд.

По номерам последних наблюдаемых линий бальмеровской серии (n_m) найдены с помощью формулы Инглиса — Теллера [1] электронные плотности в атмосферах 272 звезд спектральных классов O5—F5, имеющих точные определения S_p и M_v (§ 1).

Для 317 звезд, относящихся к тому же спектральному интервалу и имеющих точные определения S_p и M_v , вычислены электронные плотности по двум разновидностям метода А. Унзоляда [18] (§ 2).

Значения $\lg n_e$, полученные разными методами, были сравнены между собой. Обнаружены систематические различия, достигающие до 1,5 и зависящие от спектрального класса и светимости звезд.

По параметрам однородного семейства моделей звездных атмосфер [27] рассчитаны теоретические средние («эффективные») оптические глубины $\bar{\tau}_*$ залегания тех слоев атмосферы звезд, в которых формируются параметры n_m , W_λ и D , используемые для определения $\lg n_e$ с помощью методов, изложенных в § 1 и 2. Вычислены также $\lg n_e$ в этих слоях (§ 3).

Детальный анализ и сопоставление полученных в § 1—3 результатов показывает, что систематические различия в $\lg n_e$, определенных различными методами на основе данных наблюдений, обусловлены в основном тем обстоятельством, что характеристики звездных спектров n_m , W_λ и D , используемые в этих методах, возникают в атмосфере звезды на разных $\bar{\tau}_*$ и, следовательно, в слоях с различающимися средними электронными плотностями.

Кратко обсуждается степень достоверности значений $\lg n_e$, полученных различными методами, и указывается на необоснованность произвольного комбинирования методов или усреднения полученных с их помощью результатов (§ 4).

ELECTRON DENSITIES IN ATMOSPHERES OF HOT STARS, by I. M. Korylov.— Different methods of determination of the mean electron densities in atmospheres of hot stars are analyzed in detail.

The electron densities in the atmospheres of 272 O5—F5 stars, which have precisely determined S_p and M_v , are obtained from the numbers of the last resolved Balmer lines (n_m) using the Inglis-Teller formula [1] (§ 1).

The electron densities are computed for 317 stars, belonging to this same spectral interval and having precisely determined S_p and M_v , using two modifications of the Unsöld method [18] (§ 2).

The values of $\lg n_e$ derived by various methods are compared. Systematic differences up to 1.5 are found, these depending on spectral type and luminosity of the star.

The parameters of a homogeneous family of stellar atmosphere models [27] are used for computing the theoretical mean («effective») optical depths $\bar{\tau}_*$ of the layers of the atmosphere in which the parameters n_m , W_λ , D are formed. The latter are used for the determination of $\lg n_e$ by methods given in sections 1 and 2. The values of $\lg n_e$ in these layers (§ 3) are also calculated.

A detailed analysis and comparison of results obtained in sections 1—3 show that the systematic differences in $\lg n_e$ derived by various methods on the basis of observational data, are due mainly to the circumstance that the characteristics of stellar spectra n_m , W_λ , D used in these methods, originate at different $\bar{\tau}_*$ in the stellar atmosphere, and consequently in layers with different mean electron densities.

The degree of reliability of the values of $\lg n_e$ obtained by various methods is discussed. It is shown that there are no grounds for arbitrary combination of the methods or for an averaging of the results obtained by them.

Введение

Электронная плотность n_e (или электронное давление P_e) является одним из основных параметров, определяющих физические условия в атмосферах звезд.

В самом деле, при расчетах моделей звездных атмосфер задаются два основных параметра, определяющих модель, — T_{eff} (или T_0) и $\lg g$. (Мы не говорим здесь о задании химического состава звездной материи и о методе формирования среднего коэффициента поглощения $\bar{\kappa}$). Различие в значениях g приводит к различию в электронных давлениях P_e (и в n_e), причем при заданной температуре $P_e \sim g^{0.5}$.

Расчет модели атмосферы сводится к нахождению закона изменения величин P_e и T с оптической глубиной в атмосфере.

Однако при решении многих проблем в теории звездных атмосфер задачей первостепенной важности является выяснение вопроса о степени соответствия теоретически рассчитанных моделей реальным звездным атмосферам. Поэтому определение на основе данных наблюдений средних электронных плотностей в атмосферах звезд и эффективных температур и сравнение этих значений n_e и T_{eff} с результатами теоретических расчетов представляет значительный интерес. Такое сравнение дает возможность, во-первых, в какой-то мере проверить правильность теоретических расчетов и обоснованность тех или иных предположений, обычно полагаемых в основу этих расчетов, и, во-вторых, сопоставить параметры теоретических моделей атмосфер звезд с условиями, господствующими в реальных звездных атмосферах. Очевидно, что в полной мере такое сравнение может быть проведено только в результате сопоставления всей совокупности наиболее важных параметров атмосфер, таких, как T , P_e , $v_{\text{турб}}$ и др. Однако в качестве первого приближения имеет известный смысл провести сравнение для одних лишь электронных плотностей (электронных давлений).

В настоящее время имеется несколько методов определения средних электронных плотностей в атмосферах звезд по результатам спектроскопических наблюдений этих звезд, причем определенные электронные плотности характеризуют соответственно те эффективные слои в атмосфере, в которых формируется данный параметр звездного спектра.

Не ясно, однако, в какой мере различия в $\lg n_e$, получаемых разными методами, обусловлены несовершенством используемых методов и ошибками наблюдений и в какой мере это — результат различной глубины образования в звездной атмосфере используемых характеристик спектра. Рассмотрим некоторые основные методы определения $\lg n_e$ в атмосферах горячих звезд.

1. Номер последней наблюдаемой линии n_m в спектральной серии водородного или водородоподобного атома связан с «эффективной» электронной плотностью среды, в которой эти линии возникают, соотношением

$$\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m, \quad (1)$$

полученным впервые Д. Инглисом и Э. Теллером [1].

Соотношение между n_e и n_m в подобной форме было получено как теоретически [1], так и экспериментальным путем [2]. Укажем, однако, что коэффициенты в подобном соотношении зависят от конкретных механизмов расширения и замыкания спектральных линий в серии, находящихся в тесной зависимости от плотности среды. Вопрос о применимости этой формулы в различных условиях весьма интенсивно изучался последние годы (см., например, [3]). Из анализа ряда приводимых в [3] формул, связывающих n_e и n_m , можно сделать заключение, что при плотностях, существующих в подавляющем большинстве звездных атмосфер (10^{11} — 10^{15} частиц·см⁻³), для нахождения n_e по n_m необходимо употреблять именно эту формулу (с некоторой небольшой поправкой за счет того вклада, который в дополнение к влиянию ионов в расширение и замыкание линий вносят электроны).

2. Для определения n_e могут быть использованы эквивалентные ширины водородных линий в предположении, что основной причиной расширения этих линий является межатомный эффект Штарка, причем, вообще говоря, следовало бы принимать во внимание и вклад электронов в расширение спектральных линий. Этот метод (известный обычно под названием метода Унзольтда) может быть использован в двух вариантах, различающихся способом определения необходимой для этого метода величины $N_{0,H}$ — полного числа водородных атомов во втором квантовом состоянии в единичном столбе атмосферы.

3. Сравнение теоретических контуров водородных линий, рассчитанных на основе теории эффекта Штарка при различных значениях n_e , с наблюдаемыми дает возможность определить n_e .

4. Применение формулы ионизации Саха к элементам, находящимся в атмосфере звезды в двух последующих стадиях ионизации, при заданном или найденном ранее значении ионизационной температуры также позволяет определить n_e .

Этот метод оказывается весьма трудоемким, так как его применение предполагает определение полных чисел атомов в двух стадиях ионизации и знание ионизационной температуры звезды.

В работах по количественному анализу физических условий и химического состава звездных атмосфер (обычно с использованием кривой

роста) часто пользуются одним или несколькими из упомянутых выше методов без должной критической оценки надежности каждого из них. Изложение методов см. в [4, 5].

Мы предприняли здесь попытку определить несколькими методами средние электронные плотности в атмосферах по возможности большего числа ранних звезд с известными S_p и M_v ; построить и проанализировать эмпирические зависимости n_e от спектрального класса и светимости; сравнить полученные ряды определений n_e между собой; оценить с помощью моделей звездных атмосфер те средние оптические глубины, на которых возникают используемые в эмпирических методах характеристики звездных спектров, оценить величины n_e на этих глубинах и сравнить их с полученными эмпирически.

Характер имеющегося в нашем распоряжении спектроскопического материала для звезд ранних спектральных классов давал нам возможность применить для определения n_e два первых метода. Применение третьего метода предполагает построение достаточно точных наблюдаемых и теоретических контуров водородных линий, а следовательно, наличие спектрограмм с достаточно высокой дисперсией и однородного ряда моделей звездных атмосфер.

Как мы только что отмечали, четвертый метод оказывается весьма трудоемким. Необходимость в построении кривой роста и использовании формулы Больцмана для определения чисел атомов N_r и N_{r+1} для нескольких элементов и трудности в определении температур возбуждения и ионизации, знание которых требуется для нахождения N_r , N_{r+1} и n_e , в значительной мере усложняют этот метод.

Применение же первого и второго методов определения n_e требует знания достаточно легко и надежно определяемых характеристик спектров звезд ранних спектральных классов, для которых к тому же имеются весьма обширные и однородные ряды наблюдений.

§ 1. Определение электронных плотностей в атмосферах горячих звезд по номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии

Нами были использованы следующие ряды определений номера последней наблюдаемой линии серии Бальмера в спектрах звезд O — F.

1. В процессе количественной классификации горячих звезд [6, 7] нами были определены в «стандартной» системе эквивалентные ширины линий бальмеровской серии для 350 звезд O5 — F0. Примерно для 30% этих звезд число измеренных линий бальмеровской серии было достаточно большим для уверенного определения номера последней наблюдаемой линии или непосредственно или с помощью надежной экстраполяции. Номер n_m находился следующим образом. Для каждой звезды строилась зависимость W_λ линии бальмеровской серии от номера верхнего уровня n . В звездах O5 — B1 W_λ линий водорода были исправлены за блендирование линиями He II. Экстраполяцией к высшим членам серии находился тот номер n_m , для которого $W_\lambda \approx 0$. В зависимости от надежности

экстраполяции определениям n_m приписывались условные веса. Данная методика определения n_m допускает, что n_m формально может быть и не целым числом.

Общее число звезд, для которых n_m было определено по нашим данным подобным методом, равно 117. Полученная система n_m условно обозначена через К.

2. По высококачественным репродукциям ультрафиолетовых участков спектров звезд А и В в статье О. Струве [8] нами были определены n_m для 24 звезд [система К (С)]. Дисперсия оригинальных спектрограмм — 20—40 Å/мм в интервале $\lambda\lambda$ 3250—3933 Å. Оценки номера производились с точностью до 0,5. Так, к примеру, принималось $n_m = 20,5$, если линия с $n = 20$ определенно обнаруживалась, а существование линии с $n = 21$ было сомнительно.

3. В статье О. Струве и А. Унзоляда [9] приводятся оценки n_m по ультрафиолетовым спектрам звезд, часть из которых использована в работе О. Струве [8]. Число звезд с найденными n_m в [9] равно 40, общих с работой О. Струве [8] звезд — 23. Оценки n_m в [9] даются с точностью до 0,5 (ряд С. У.). Сравнение этих двух рядов позволяет судить о точности глазомерных оценок n_m по спектрограммам с данной дисперсией. Систематических различий в этих рядах n_m не обнаружилось, поэтому оба ряда, К (С) и С. У., были объединены в один.

4. Г. Мичайка в серии работ [10—12] приводит определения чисел n_m по ультрафиолетовым спектрам звезд. Оценки n_m даются с точностью до 0,5. Число звезд в работах [10—12] составляет соответственно 27, 116 и 115. Во всех трех работах имеются общие звезды, так что полное число звезд, для которых Г. Мичайка определил n_m , равно 190.

Ряды n_m в работах [11] и [12] не имеют между собой систематических различий и рассматривались в дальнейшем как один общий ряд (М), к которому были приведены данные об n_m из [10].

5. П. Мерили и О. Вилсон [13] определили W_λ , а затем n_m для шести звезд В и А по спектрограммам с весьма высокой дисперсией, около 3 Å/мм. Дополнительно нами были найдены в литературе определения W_λ и n_m еще для четырех звезд В и А с такой же дисперсией (спектрограммы обсерватории Маунт-Вилсон). Определения n_m для этих 10 звезд считались наименее зависящими от величины дисперсии и разрешающей способности спектрографа и были приняты нами в качестве стандартных (система М. В.).

6. Для 34 звезд F0—G0 были использованы определения n_m в работе У. Беккера [14].

7. Привлечены были для сравнения два ряда определений n_m по спектрограммам с низкой и высокой дисперсиями, выполненных Э. ван Дин [15] (ряд В. Д.).

Во всех семи перечисленных выше рядах определений n_m часть звезд оказалась общей, так что полное число звезд, для которых имелись определения n_m в какой-либо одной системе или в нескольких системах, равно 272.

Все ряды были сведены в единую систему. За основную была взята

система определений n_m по спектрограммам с высокой дисперсией (М. В.).

По общим звездам были построены графики для редукции каждой из систем к системе М. В. В случае, если для такой редукции общих звезд было мало, то проводилась предварительная редукция сначала к промежуточной системе, а затем уже к системе М. В. В качестве промежуточной была взята система К (С) + С. У. Приведение системы У. Беккера к стандартной системе не удалось выполнить из-за отсутствия достаточного числа общих звезд с какой-либо из остальных систем.

Изучение полученных редукционных графиков (фиг. 1) позволило оценить величины случайных и систематических ошибок определения n_m в каждой системе.

Из анализа фиг. 1 видно, что во всех системах случайные ошибки определения n_m довольно малы, так же как сравнительно невелики оказались и систематические ошибки. Исключением является система Э. ван Дин [15], имеющая большие и случайные и систематические ошибки — величины n_m в этой системе существенно занижены (особенно для больших n_m) и случайные ошибки определения n_m примерно в 2—2,5 раза больше, чем для других систем. После редукции с помощью соответствующих графиков в систему М. В. все ряды определений n_m были усреднены, причем определениям n_m в системе ван Дин при усреднении придавался половинный вес.

Всего для 272 звезд было использовано около 580 отдельных определений n_m , т. е. в среднем два определения n_m для каждой звезды. Для оценки точности определения n_m была вычислена средняя квадратичная ошибка одного измерения n_m ; она в среднем равна $\pm 0,45$, а средняя квадратичная ошибка окончательных значений n_m равна в среднем $\pm 0,30$.

Определения n_m , сведенные к системе М. В., могли рассматриваться уже как освобожденные от искажающего влияния конечной разрешающей способности спектрографа.

Далее необходимо было исправить полученные таким образом значения n_m за искажающее влияние вращения звезд. Дело в том, что быстрое осевое вращение звезды будет приводить к значительному расширению контуров линий и в результате этого к переналожению крыльев и слиянию близких соседних линий, т. е. к уменьшению номера n_m .

Исправление наблюдаемых n_m за расширяющее влияние осевого вращения звезд было проведено на основе следующих соображений.

Можно было ожидать, что для звезд в узком спектральном интервале, скажем шириной 1,0—1,5 спектрального подкласса, звезды, не вращающиеся или с очень малой скоростью вращения и с мало различающимися светимостями, должны иметь практически одни и те же наблюдаемые величины n_m , определяемые электронной плотностью в их атмосферах. Разброс будет обусловлен только ошибками измерений n_m . Если же звезда обладает быстрым осевым вращением, то это должно привести к дополнительному расширению и замыванию линий с меньшими квантовыми числами n .

Изучая зависимость числа n_m от скорости вращения ($v \sin i$) для звезд в узких интервалах спектральных классов и абсолютных величин, можно

оценить величины поправок Δn_m , которые необходимо ввести в наблюдаемые числа n_m , чтобы исправить их за искажающее влияние осевого вращения.

Из 272 звезд нашего списка скорости вращения $v \sin i$ для 256 звезд были взяты из имеющегося у нас сводного каталога, описанного в [16]. Для звезд с известными $v \sin i$, относящихся к узким спектральным интервалам, строились зависимости n_m от M_v . Всего для звезд в спектральном интервале O5—F8 было построено 15 таких зависимостей. Пример таких зависимостей дан на фиг. 2.

Для каждой звезды находилось отклонение Δn_m от средней зависимости (M_v, n_m). Затем строились зависимости Δn_m от $v \sin i$ для звезд с различными наблюдаемыми величинами n_m и проводилась средняя кривая ($\Delta n_m, v \sin i$), своя для различных n_m (фиг. 3). Далее для каждой звезды по ее n_m и $v \sin i$ на основе средних зависимостей на фиг. 3 находилась поправка Δn_m , всегда положительная.

Для тех немногих звезд, которые не имели определений скоростей вращения, в качестве величин $v \sin i$ брались средние значения $\overline{v \sin i}$ для звезд подобного спектрального класса и подобной светимости.

Из сказанного выше очевидно, что влияние крупномасштабной турбулентности, расширяющей спектральные линии подобно тому, как это делает осевое вращение звезд, поправкой Δn_m также, естественно, учитывается.

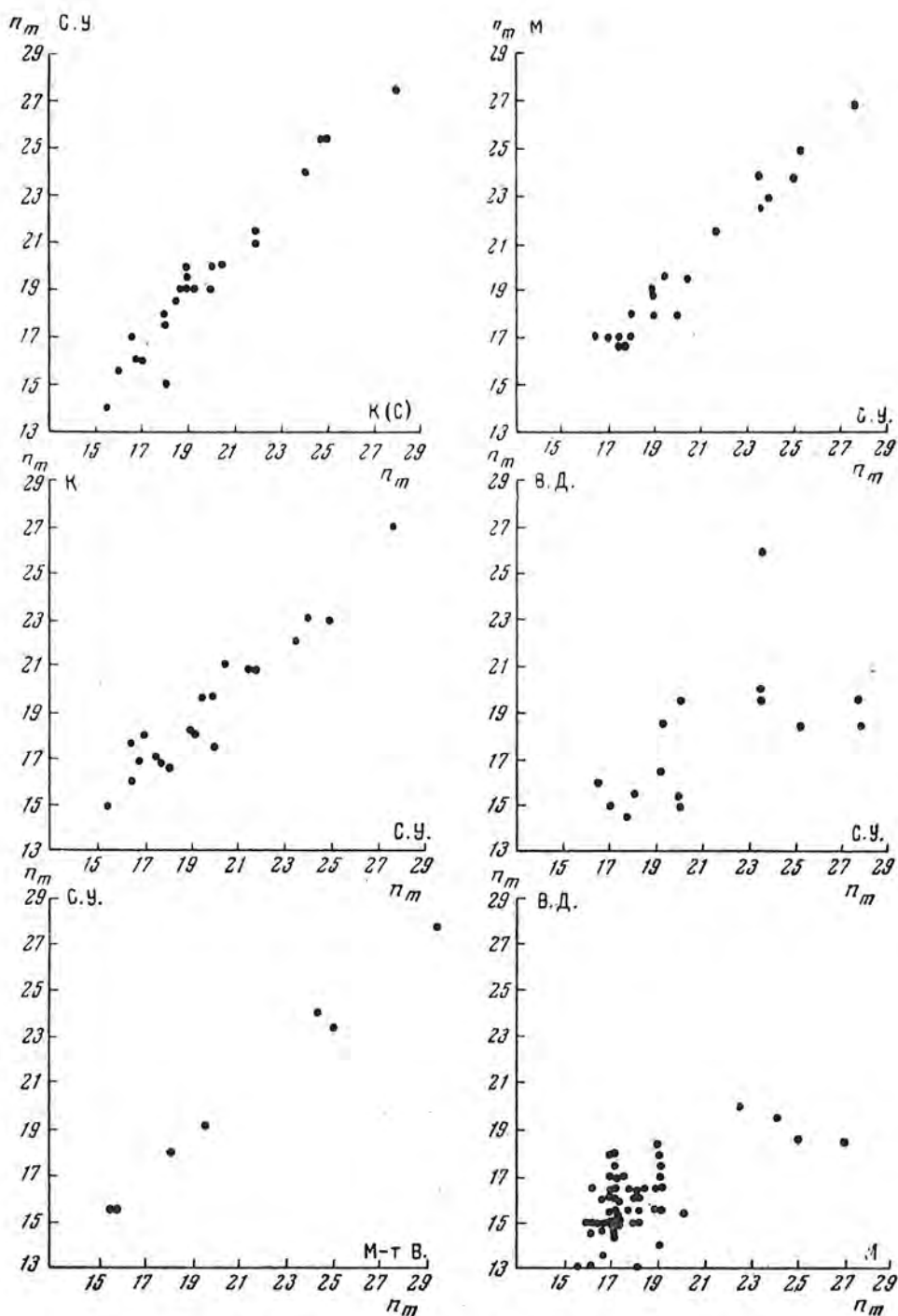
Зависимость номера последней наблюдаемой водородной линии, исправленного за вращение звезды, от спектрального класса для 272 звезд O5—F8 приведена на фиг. 4. Здесь данные для звезд спектральных классов более поздних, чем F0 и особенно для звезд позже F5, менее надежны из-за трудностей определения n_m в их спектрах, а также из-за того, что полученные У. Беккером [14] величины n_m не увязаны с принятой нами стандартной системой М. В. (отсутствуют общие звезды).

На фиг. 4 проведены кривые равных абсолютных величин от $M_v = -8^m$ до $M_v = +3^m$. На графике легко видеть разделение всех звезд ранних спектральных классов по величинам n_m на две группы (последовательности): на сверхгиганты и звезды главной последовательности.

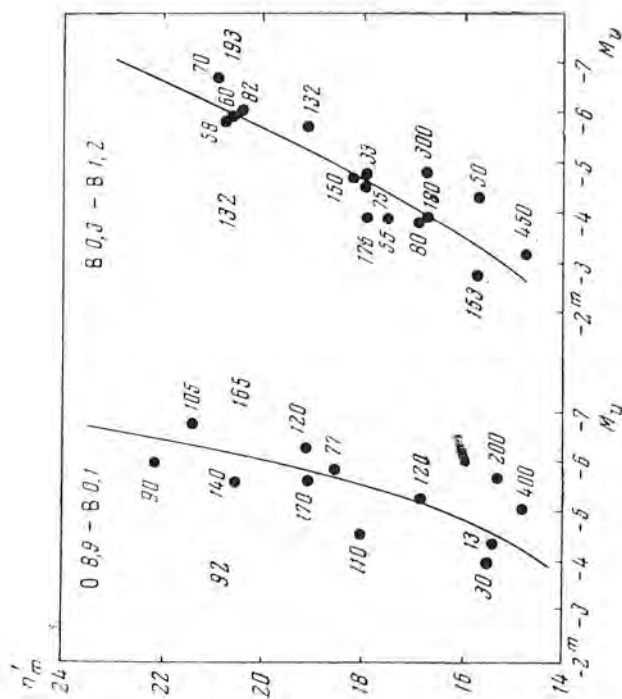
По исправленным за осевое вращение значениям n_m с помощью формулы Инглиса — Теллера (1) находилась эффективная ионная плотность n'_e . Зависимость $\lg n'_e(n_m)$ от спектрального класса представлена на фиг. 5. При определении $\lg n_e$ по n_m обычно ограничиваются нахождением $\lg n'_e$ по формуле (1), полагая тем самым, что величина n'_e и есть искомая электронная плотность. Однако это не совсем правильно. Известно, что если температура звезды, к атмосфере которой применяется эта формула, удовлетворяет неравенству

$$T < \frac{1,05 \cdot 10^5}{n_m} = T_m,$$

то формула (1) дает $n'_e \simeq 2n_e$, где n_e — электронная плотность [1]. Причина этого заключается в следующем: для $T < T_m$ расширение водородных линий вызывается в равной степени протонами и электронами, и в этом

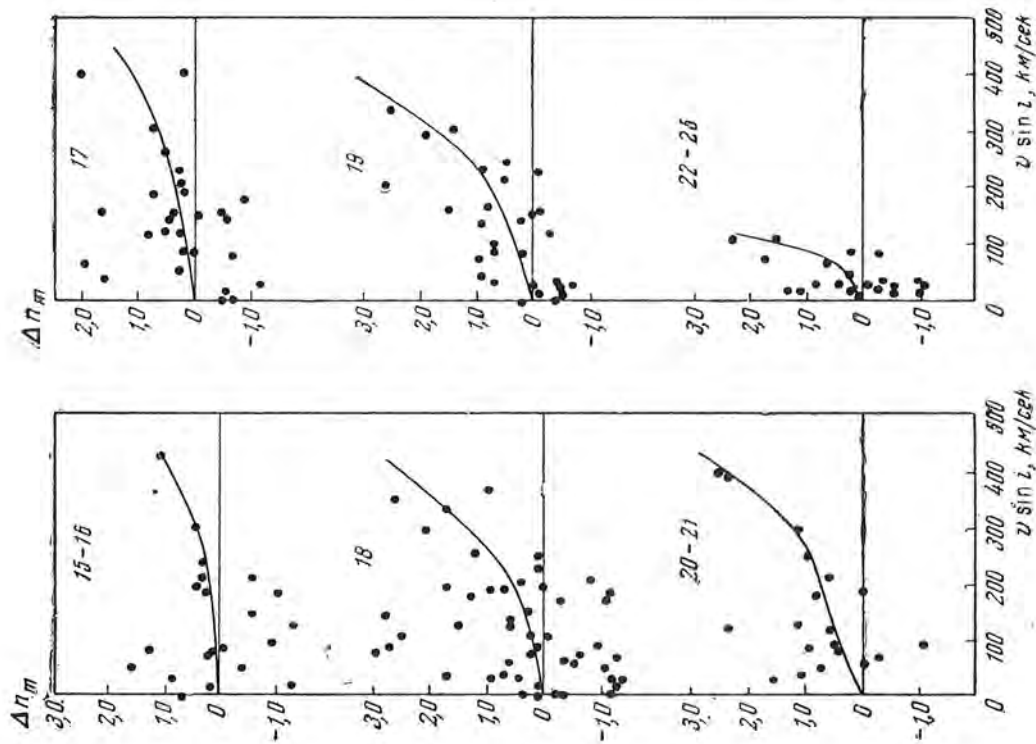


Фиг. 1. Редукционные графики для сведения различных рядов n_m в стандартную систему М. В.



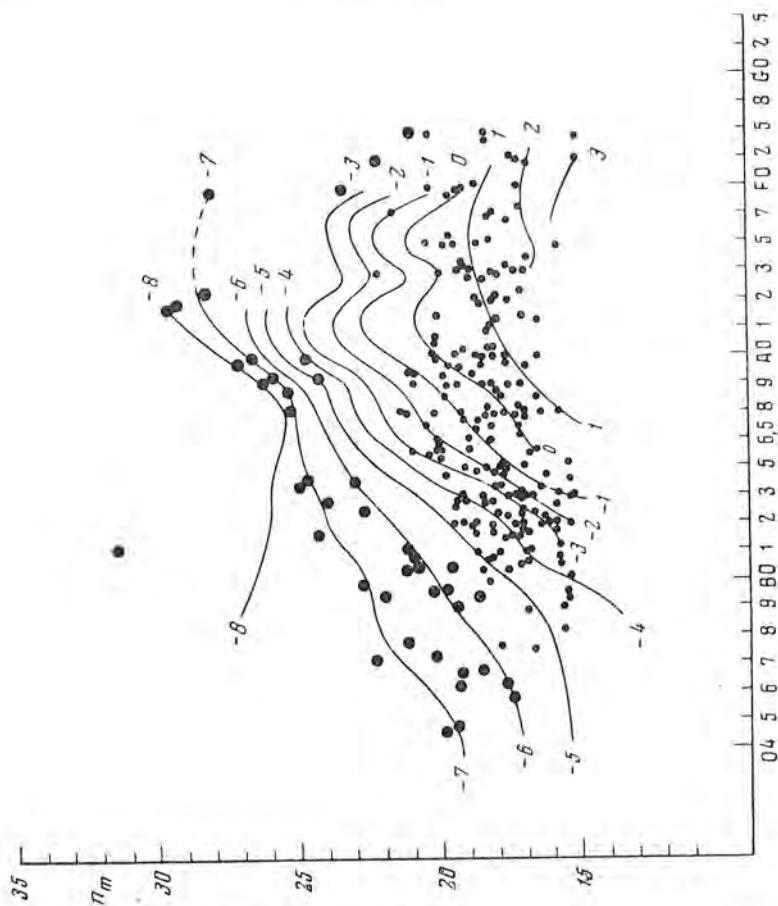
Фиг. 2. Зависимость n_m' от M_v для звезд спектральных интервалов 08,9 — B0,1 и B0,3 — B1,2

Около каждой звезды указано значение $v \sin i$. Числа крупными цифрами — средние $v \sin i$ для всех звезд выше или ниже кривой

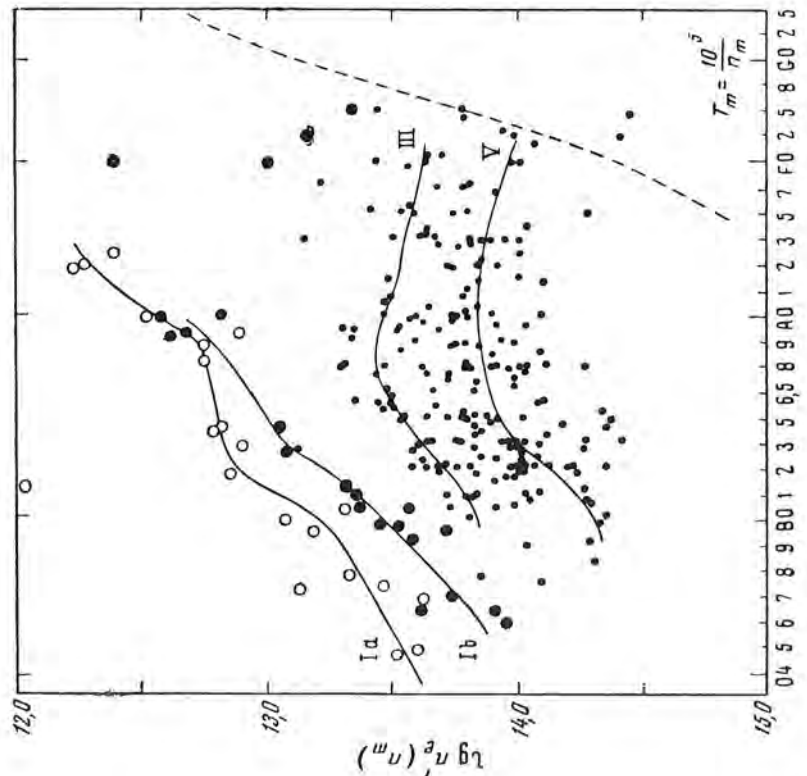


Фиг. 3. Зависимость поправки Δn_m за вращение звезды для различных n_m

Точки — значения поправок для отдельных звезд в зависимости от наблюдаемых n_m и $v \sin i$. Сплошные кривые — средние зависимости Δn_m от $v \sin i$ для различных n_m



Фиг. 4. Зависимость номера n_m последней наблюдаемой линии в спектре звезд от спектрального класса
 Большие кружки — сверхгиганты Ib — Ia, точки — звезды главной последовательности (классы светимости III—V). Кривые на графике — линии равных M_v



Фиг. 5. Зависимость эффективной ионной плотности $\lg n_e'(n_m)$ от спектрального класса
 Большие светлые и темные кружки — сверхгиганты Ia и Ib соответственно, точки — звезды главной последовательности. Пунктирная линия соответствует условию $T_m = \frac{10^5}{n_m}$

случае в формуле (1) n'_e означает суммарную концентрацию электронов и ионов, т. е. $n'_e \approx n_i + n_e$, а собственно электронная плотность n_e равна приближенно $n'_e/2$.

При температурах более высоких, чем T_m , влияние электронов на расширение водородных линий уменьшается, причем эффективность электронов с ростом температуры звезды изменяется по закону $T^{-0,5}$ [1].

Следовательно, для звезды с температурой $T < T_m$ и с номером последней наблюдаемой линии n_m электронная плотность n_e может быть определена по эффективной плотности n'_e из соотношения

$$n'_e = n_e \left[1 + \left(\frac{T_m}{T} \right)^{1/2} \right] = n_e \left[1 + \left(\frac{4,05 \cdot 10^5}{n_m T} \right)^{1/2} \right].$$

Вычисленная с помощью этой формулы поправка $\Delta \lg n_e$ для перехода от $\lg n'_e$ (эффективной плотности ионов) к электронной плотности ($\lg n_e$) представлена в табл. 1, как функция наблюдаемого номера n_m и спектрального класса. Для получения из зависимости $\Delta \lg n_e(n_m, T)$ выра-

Таблица 1

Sp	Поправка $\Delta \lg n_e$			
	$n_m \approx 15$	$n_m \approx 17,5$	$n_m \approx 20$	$n_m \approx 23$
O5 — O9	—0,16	—0,15	—0,14	—0,13
O9 — B0,5	—0,18	—0,17	—0,16	—0,15
B0,5 — B2	—0,20	—0,19	—0,18	—0,17
B2 — B6	—0,22	—0,21	—0,20	—0,19
B6 — B8	—0,24	—0,23	—0,22	—0,20
B8 — A0,5	—0,26	—0,25	—0,24	—0,22
A0,5 — A7	—0,28	—0,27	—0,26	—0,24
A7 — F2	—0,30	—0,29	—0,28	—0,26
F2 — G5	—0,30	—0,30	—0,29	—0,29

жаемую через наблюдаемые параметры зависимость $\Delta \lg n_e(n_m, \text{Sp})$ мы перешли по известному соотношению (см. [5], стр. 363) от ионизационных температур ($T \sim T_i$) к эффективным температурам и затем к спектральным классам. Для последнего перехода шкала эффективных температур была взята из [17] с небольшими изменениями и дополнениями для звезд O — B0. Зависимость $\Delta \lg n_e$ от n_m и Sp представлена графически на фиг. 6.

Поправки $\Delta \lg n_e$, позволяющие перейти от определяемой по формуле (1) величины $\lg n'_e$ к величине $\lg n_e$, оказываются, таким образом, довольно значительными, от —0,13, —0,16 для звезд O до —0,30 для звезд F.

Полученные после введения этих поправок значения $\lg n_e$ мы рассматривали как окончательные значения $\lg n_e(n_m)$, полученные по номеру последней наблюдаемой линии водорода в спектрах звезд ранних спектральных классов. Зависимость этих значений $\lg n_e$ от спектрального класса для изученных нами 272 звезд приведена на фиг. 7. Полная

Таблица 2

HD	Sp	M_v	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
		m								
190429	O4,6	-7,11	170	19,2	1		19,9	13,52	-0,14	13,38
192281	O4,8	-6,51	290	18,1	1		19,4	13,60	-0,14	13,46
46150	O5,90	-5,87	140	17,2	1		17,4	13,95	-0,15	13,80
190864	O6,35	-6,46	100	19,0	1		19,3	13,62	-0,14	13,48
210839	O6,35	-6,46	160	17,3	2	0,34	17,6	13,92	-0,15	13,77
34656	O6,80	-6,54	90	19,0	1		19,3	13,62	-0,14	13,48
24912	O6,90	-6,02	207	18,1	1		18,6	13,74	-0,15	13,59
192639	O7,15	-6,65	120	21,6	1		22,3	13,13	-0,13	13,00
108	O7,30	-6,92	122	19,7	1		20,2	13,46	-0,14	13,32
47839	O7,50	-5,44	86	16,6	2	1,58	16,7	15,09	-0,15	13,96
36861	O7,70	-5,26	100	17,7	2	1,05	17,9	13,86	-0,15	13,71
188001	O7,80	-6,78	110	20,5	1		21,1	13,32	-0,14	13,18
214680	O8,25	-5,10	30	15,6	3	0,30	15,6	14,31	-0,16	14,15
37043	O8,90	-5,25	120	16,8	2	0,00	17,0	14,03	-0,15	13,88
149757	O9,10	-5,08	400	14,8	3	0,82	15,7	14,29	-0,16	14,13
210809	O9,15	-6,30	120	19,1	1		19,5	13,59	-0,16	13,43
30614	O9,45	-6,75	105	21,4	4	0,84	22,0	13,18	-0,15	13,03
20975	O9,50	-5,85	77	18,5	2	0,19	18,7	13,72	-0,17	13,55
37041	O9,60	-6,67		15,3	1		15,5	14,33	-0,18	14,15
37742	O9,70	-5,58	140	19,7	2	0,43	20,3	13,45	-0,16	13,29
36486	O9,75	-5,65	170	19,1	3	0,05	19,8	13,53	-0,16	13,37
37128	O9,9	-6,0	90	22,1	3	1,36	22,7	13,08	-0,15	12,93
36512	O9,95	-3,97	30	15,5	2	0,72	15,5	14,33	-0,18	14,15
37468	B0,00	-4,32	110	18,0	2	1,10	18,3	13,80	-0,17	13,63
194438	B0,15	-4,37	13	15,4	2	0,32	15,4	14,35	-0,18	14,17
2905	B0,35		70	20,9	3	0,28	21,2	13,31	-0,16	13,15
38771	B0,40	-6,03	82	20,4	3	0,78	20,8	13,37	-0,16	13,21
22951	B0,40	-3,90	55	17,5	1		17,6	13,92	-0,17	13,75
40111	B0,45	-5,73	132	19,1	1		19,6	13,57	-0,16	13,41
24760	B0,45	-4,70	150	18,2	2	0,48	18,6	13,74	-0,17	13,57
5394	B0,50	-4,8	300	16,7	2	2,33	17,2	13,99	-0,17	13,82
36822	B0,60	-4,35	50	15,7	1		15,7	14,29	-0,20	14,09
35411	B0,65	-3,82	80	16,8	3	0,05	16,9	14,05	-0,19	13,86
116658	B0,75	-3,95	175	17,9	3	0,26	18,3	13,80	-0,19	13,61
23180	B0,8	-4,55	150	17,9	3	0,26	18,1	13,83	-0,19	13,64
212571	B0,8	-2,75	153	15,7	1		15,8	14,27	-0,20	14,07
44743	B0,9	-4,80	33	17,9	3	0,26	18,0	13,85	-0,19	13,66
91316	B0,95	-5,92	60	20,6	5	0,40	20,9	13,36	-0,18	13,18
28497	B1	V_n	340	17,4	1		18,7	13,72	-0,19	13,53
200310	B1	V_e	320	16,3	1		16,8	14,06	-0,19	13,87
224572	B1,00	-3,90	180	16,7	1		17,0	14,03	-0,19	13,84
193237	B1,20	-8,20	59	31,0	2	0,95	31,5	12,03	-0,15	11,88
24398	B1,20	-5,88	58	20,9	3	1,10	21,2	13,31	-0,18	13,13
200120	B1,20	-3,20	450	14,7	1		15,8	14,26	-0,20	14,06
24131	B1,50	-3,80		17,4	1		17,7	13,90	-0,19	13,71
4180	B1,60	-3,30	230	17,0	2	0,95	17,4	13,96	-0,19	13,76
295021	B1,60	-4,26	36	17,1	6	0,54	17,2	13,99	-0,19	13,80
30836	B1,75	-4,22	41	18,0	3	0,20	18,1	13,83	-0,19	13,64
41117	B1,75	-7,36	30	24,2	3	0,25	24,4	12,85	-0,17	12,68
24640	B1,80	-3,30	155	15,7	1		15,9	14,24	-0,20	14,04

Таблица 2 (продолжение)

HD	Sp	M_c	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
45995	B2	Vne	320	17,4	1		18,5	13,76	-0,19	13,57
52089	B2,00	-5,34	40	18,8	1		18,9	13,69	-0,18	13,51
166182	B2,00	-4,38	27	18,8	3	0,45	18,9	13,69	-0,18	13,51
157056	B2,00	-3,25	51	17,0	2	0,91	17,1	14,01	-0,19	13,82
208682	B2,0	-4,07	350	15,9	2	0,91	16,5	14,12	-0,19	13,93
30076	B2	Ve	240	16,8	1		17,3	13,97	-0,13	13,78
212076	B2	Ve	129	16,8	1		17,0	14,03	-0,19	13,84
35007	B2	IV	20	16,8	1		16,8	14,06	-0,19	13,87
35439	B2	Ve	295	15,7	1		16,1	14,20	-0,20	14,00
32991	B2	Ve	220	15,2	1		15,4	14,95	-0,20	14,15
36576	B2	IVe	275	17,4	1		18,2	13,81	-0,19	13,69
41335	B2	V	395	17,4	1		19,2	13,64	-0,18	13,46
194335	B2	III		19,1	1		19,5	13,58	-0,18	13,40
203467	B2	V	150	16,8	1		17,1	14,01	-0,19	13,82
202904	B2	Ve	255	15,7	1		16,0	14,22	-0,20	14,02
11241	B2	V	200	16,8	1		17,1	14,01	-0,19	13,82
20336	B2	Ve	360	(19,1)	1		(21,4)	(13,27)	-0,18	(13,09)
35468	B2,10	-3,92	60	18,6	3	0,51	18,7	13,72	-0,21	13,51
31237	B2,25	-4,30	105	18,9	3	0,20	19,3	13,62	-0,20	13,42
886	B2,35	-3,05	0	17,6	5	0,34	17,6	13,92	-0,21	13,71
29763	B2,35	-1,10	185	16,2	1		16,4	14,14	-0,21	13,93
3360	B2,40	-3,45	16	18,0	5	0,26	18,0	13,85	-0,21	13,64
164284	B2,40	-2,68	300	16,6	2	0,15	17,1	14,01	-0,21	13,80
3901	B2,50	-2,01	186	16,8	2	0,62	17,1	14,01	-0,21	13,80
206165	B2,50	-6,23	33	22,5	3	0,37	22,7	13,08	-0,19	13,89
32630	B2,50	-1,81	150	16,5	3	0,70	16,7	14,08	-0,21	13,87
180163	B2,70	-3,17	17	19,5	3	0,18	19,5	13,58	-0,20	13,38
185507	B2,75	-2,60	145	15,7	1		15,8	14,26	-0,22	14,04
207330	B2,80	-3,15	44	22,1	1		22,4	13,12	-0,19	12,93
53138	B2,85	-6,85	62	23,4	1		24,0	12,90	-0,19	12,71
160762	B2,85	-2,18	0	18,1	4	0,40	18,1	13,83	-0,21	13,62
37202	B2,90	-4,90	310	17,8	1		19,1	13,66	-0,20	13,46
11415	B2,90	-2,40	28	19,3	4	0,27	19,4	13,60	-0,20	13,40
74280	B2,90	-2,51	130	17,0	1		17,2	13,99	-0,21	13,78
214168	B3	Ve	265	16,8	1		17,3	13,97	-0,21	13,76
45725	B3	-3,45	400	17,1	2	0,86	18,5	13,76	-0,21	13,55
139687	B3	Ve	240	16,8	1		17,2	13,99	-0,21	13,78
208057	B3	Ve	147	17,4	1		17,3	13,97	-0,21	13,76
37490	B3	IIIe	205	18,5	1		19,2	13,64	-0,20	13,44
191610	B3	Ve	315	16,8	1		17,5	13,94	-0,21	13,73
20365	B3	V	145	16,8	1		17,0	14,03	-0,21	13,82
25940	B3	-1,57	210	16,4	2	0,38	16,7	14,08	-0,21	13,87
174237	B3	V	170	18,0	1		18,4	13,78	-0,21	13,57
23478	B3,00	-2,35		14,7	1		15,1	14,42	-0,22	14,20
16912	B3,05	-2,52	90	15,7	1		15,8	14,27	-0,22	14,20
25204	B3,30	-1,88	115	16,3	2	0,52	16,5	14,12	-0,21	13,91
120315	B3,30	-1,65	215	17,5	3	0,63	18,0	13,84	-0,21	13,63
198478	B3,40	-7,38	25	24,7	5	0,26	24,9	12,79	-0,19	12,60
34759	B3,40	-0,55	100	17,7	2	0,28	17,9	13,86	-0,21	13,65
164353	B3,55	-5,62	15	22,8	5	0,32	22,9	13,05	-0,19	12,86

Таблица 2 (продолжение)

HD	Sp	M_v	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
4727	B3,60	^m -1,50	71	15,3	1		15,4	14,35	-0,22	14,13
199081	B3,65	-1,30	84	16,1	1		16,2	14,18	-0,22	13,96
36371	B3,65	-6,78	80	24,2	4	0,72	24,6	12,82	-0,19	12,63
22928	B3,80	-2,10	225	18,8	3	0,31	19,8	13,54	-0,20	13,34
187811	B3,20	-2,35	290	17,2	2	0,19	17,8	15,88	-0,21	13,67
147394	B3,85	-0,80	20	18,1	3	0,19	18,1	13,83	-0,21	13,62
34503	B5	-1,20	30	19,1	2	0,0	19,2	13,64	-0,20	13,44
22192	B5	-3,16	390	17,7	3	0,22	19,7	13,55	-0,20	13,35
20418	B5	V	320	16,8	2	0,0	12,6	13,92	-0,21	13,71
217891	B5	Ve	140	18,0	2	0,0	18,8	13,80	-0,21	13,59
4142	B5	V	142	16,8	2	0,0	17,0	14,09	-0,21	13,82
20809	B5	V	260	17,4	2	0,0	18,1	13,83	-0,21	13,02
21428	B5	V	195	17,4	2	0,0	17,8	13,58	-0,21	13,67
198183	B5	-0,47	130	18,3	2	0,81	18,7	13,72	-0,21	13,51
138749	B5	-1,40	400	17,0	2	0,24	18,4	13,78	-0,21	13,57
188892	B5	-2,20	90	18,1	1		18,3	13,79	-0,21	13,58
3369	B5,25	-1,45	30	15,5	1		15,5	14,33	-0,22	14,11
23338	B5,65	-1,30	130	18,6	1		13,0	13,67	-0,20	13,47
109387	B5,70	-2,18	253	119,0	4	0,29	20,3	13,45	-0,20	13,25
23408	B6,00	-1,65	30	19,9	3	0,69	20,0	13,50	-0,20	13,30
34452	B6,7	Vp	57	18,0	1		18,1	13,83	-0,22	13,61
43285	B6	Ve	290	16,2	1		16,6	14,10	-0,22	13,88
27396	B6	III	20	16,8	1		16,8	14,06	-0,22	13,84
23480	B6,05	-2,38	300	19,1	1		20,9	13,35	-0,21	13,14
195810	B6,05	-1,16	51	19,8	1		20,0	13,50	-0,22	13,28
23630	B6,05	-2,15	210	19,2	3	0,98	20,2	13,47	-0,22	13,25
45542	B6,05	-1,87	215	19,1	1		20,0	13,50	-0,22	13,28
155763	B6,55	-1,08	23	20,0	5	0,80	20,1	13,48	-0,22	13,26
23302	B6,60	-1,67	165	18,5	8	0,94	19,0	13,67	-0,22	13,45
58715	B6,8	-0,35	260	16,8	2	0,0	17,2	13,99	-0,23	13,76
35497	B7,0	-1,09	62	18,0	3	0,58	18,1	13,83	-0,23	13,60
23288	B7,0	0,0	235	16,8	1		17,2	13,99	-0,23	13,76
6811	B7,2	-1,18	71	20,1	1		20,4	13,44	-0,22	13,22
19356	B7,6	-0,24	60	18,6	2	0,52	18,7	13,72	-0,23	13,49
135742	B7,6	-0,90	230	18,0	2	0,0	18,7	13,72	-0,23	13,49
87901	B7,65	-0,53	370	17,6	4	0,34	19,1	13,66	-0,23	13,46
17573	B8	V	115	15,7	2	0,0	15,8	14,27	-0,24	14,03
50658	B8	IVe		20,1	1		20,2	13,47	-0,23	13,24
152614	B8	V	110	17,4	2	0,28	17,6	13,92	-0,23	13,69
213614	B8	V	15	16,5	2	0,28	16,5	14,12	-0,23	13,89
23850	B8	-2,7	180	20,4	2	0,0	21,2	13,31	-0,22	13,09
23324	B8	+0,1	150	16,8	1		17,0	14,03	-0,23	13,80
209409	B8	Ve	300	18,0	1		19,3	13,62	-0,22	13,40
23432	B8	+0,33	145	16,8	1		17,0	14,03	-0,23	13,80
23753	B8	(V)	300	16,8	1		17,4	13,96	-0,23	13,73
192044	B8	Ve		16,8	1		17,1	14,01	-0,23	13,78
193911	B8	Ve		18,0	1		18,2	13,81	-0,23	13,58
144	B8	III	122	20,7	1		21,3	13,29	-0,21	13,08
142926	B8	V		17,4	1		17,7	13,90	-0,23	13,67
210129	B8	Ve		18,0	1		18,3	13,79	-0,23	13,56
222173	B8,2	-0,01	76	18,1	1		18,3	13,79	-0,23	13,56

Таблица 2 (продолжение)

HD	Sp	M_v	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
34085	B8,2	^m -7,45	40	25,0	6	0,61	25,3	12,74	-0,21	12,53
177756	B8,5	+0,57	195	16,3	3	0,66	16,6	14,10	-0,26	13,84
214923	B8,5	-0,02	195	17,3	2	1,14	17,7	13,90	-0,25	13,65
106625	B8,6	-1,03	20	19,7	4	0,20	19,8	13,54	-0,24	13,30
199478	B8,8	-7,30		25,1	1		25,3	12,74	-0,21	12,53
196867	B8,8	+0,33	160	17,7	2	0,28	18,0	13,85	-0,25	13,60
79469	B9,0	+0,75	91	19,1	1		19,4	13,60	-0,24	13,36
108767	B9	V	186	18,0	1		18,5	13,76	-0,25	13,51
18552	B9	V		16,8	1		17,2	13,99	-0,25	13,74
145389	B9	IIIp	0	19,8	3	0,18	19,8	13,54	-0,24	13,30
177724	B9	+0,33	335	16,7	2	0,07	17,4	13,96	-0,25	13,71
166014	B9	V	139	18,0	1		18,3	13,79	-0,25	13,54
212593	B9,1	-6,12	24	26,0	2		26,2	12,62	-0,20	12,42
176437	B9,1	-1,08	97	20,5	3	0,80	21,0	13,34	-0,23	13,11
202850	B9,3	-6,50	27	25,6	3	0,14	25,8	12,67	-0,20	12,47
21291	B9,3	-6,92	20	24,0	3	0,37	24,2	12,88	-0,21	12,67
112413	B9,4	-0,53	31	18,8	2	0,39	18,9	13,69	-0,24	13,45
186882	B9,4	-0,27	185	20,0	1		20,9	13,35	-0,23	13,12
24479	B9,5	+0,44	105	20,7	1		21,2	13,31	-0,24	13,07
112185	B9,5	+0,29	35	19,7	3	0,61	19,8	13,53	-0,24	13,19
15318	B9,6	+0,82	68	15,0:	1		17,0:	14,03:	-0,25	13,79:
123299	B9,6	+0,24	10	19,8	4	0,99	19,8	13,53	-0,24	13,29
172167	B9,7	+1,02	0	19,3	6	0,34	19,3	13,62	-0,24	13,38
130109	B9,7	+0,61	335	16,8	1		17,6	13,92	-0,25	13,67
21389	B9,9	-7,01	8	27,0	1		27,0	12,52	-0,20	12,32
71155	A0,0	+1,12	127	16,5	1		16,6	14,10	-0,26	13,84
213558	A0	V		17,5	1		17,7	13,90	-0,25	13,65
33904	A0p		0	19,5	1		19,5	13,59	-0,24	13,35
358	A0p	-1,21	51	18,5	3	0,59	18,6	13,74	-0,25	13,49
40312	A0	-0,56	52	20,0	2	1,24	20,2	13,47	-0,24	13,23
139006	A0	+0,49	132	18,2	2	0,24	18,5	13,76	-0,25	13,51
153808	A0	V	89	18,0	1		18,2	13,81	-0,25	13,56
87737	A0,0	-5,05	33	26,4	3	0,28	26,6	12,57	-0,20	12,37
46300	A0	-5,39	19	24,6	1		24,7	12,81	-0,21	12,60
60179	A0,0	+0,94	0	18,6	1		18,6	13,74	-0,25	13,49
218045	A0,1	+0,36	157	19,5	2	1,62	20,2	13,47	-0,24	13,23
140436	A0,25	+0,73	121	18,0	1		18,3	13,79	-0,25	13,54
161868	A0,3	+1,08	0	19,1	1		19,1	13,65	-0,24	13,42
48915	A0,3	+0,96	0	18,0	4	0,56	18,0	13,85	-0,25	13,60
47105	A0,5	+0,77	27	20,1	1		20,2	13,47	-0,25	13,21
103287	A0,7	+0,88	169	19,4	2	0,67	20,1	13,48	-0,26	13,22
95418	A0,9	+0,72	36	18,3	2	0,51	18,4	13,78	-0,27	13,51
140159	A1,3	+1,21	106	16,5	1		16,6	14,10	-0,28	13,82
40183	A1,4	+1,21	15	18,0	1		18,0	13,85	-0,27	13,58
97633	A1,4	+0,70	2	20,1	1		20,1	13,48	-0,26	13,22
82621	A1,5	+1,00	184	16,8	1		17,1	14,01	-0,27	13,74
197345	A1,8	+7,67	18	29,4	5	0,48	29,6	12,22	-0,20	12,02
89021	A1,9	+0,77	43	18,5	2	0,48	18,6	13,74	-0,27	13,47
116656	A2,9	+0,98	37	18,0	1		18,1	13,83	-0,27	13,56
14489	A2	-7,68	43	29,0:	1		29,3:	12,26:	-0,20	12,06:

Таблица 2 (продолжение)

HD	Sp	M_v	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
141795	Am	^m +1,50	42	18,6	3	1,78	18,7	13,72	-0,27	13,45
210418	A2	+1,8	150	17,3	2	0,10	17,6	13,92	-0,27	13,65
155125	A2,2	+1,07	5	18,0	1		18,0	13,85	-0,27	13,58
141003	A2,4	+0,74	200	16,8	1		17,1	14,01	-0,27	13,74
207260	A2,4	-7,02	30	28,0	2	2,96	28,2	12,38	-0,24	12,17
16970	A2,7	+1,02	195	18,0	1		18,5	13,76	-0,27	13,49
118098	A2,8	+1,2	195	18,3	2	0,29	18,9	13,69	-0,26	13,43
106591	A2,9	+0,94	179	17,5	3	0,44	17,9	13,86	-0,27	13,59
80081	A2,9	+1,41	187	16,8	1		17,1	14,01	-0,27	13,74
137422	A3,0	-1,7	160	21,3	2	1,14	22,2	13,15	-0,24	12,91
130841	A3	+1,26	111	18,0	1		18,2	13,81	-0,27	13,54
33111	A3	+1,07	201	17,0	2	0,95	17,4	13,95	-0,27	13,68
56537	A3	+1,63	157	17,4	2	0,57	17,7	13,90	-0,27	13,63
50019	A3,1	+0,89	140	18,5	2	0,48	18,9	13,68	-0,26	13,42
156164	A3,1	+0,53	305	18,0	1		19,3	13,62	-0,26	13,36
102647	A3,2	+1,67	132	18,8	3	0,70	19,2	13,64	-0,26	13,38
11636	A3,4	+1,12	77	18,9	3	1,12	19,2	13,64	-0,26	13,38
165777	A3,5	+1,72	78	16,8	1		16,9	14,04	-0,27	13,77
8538	A5	+1,15	120	19,1	2	0,0	19,5	13,59	-0,26	13,33
13161	A5	+0,55	84	19,4	3	1,14	19,8	13,54	-0,26	13,28
184006	A5	V	220	18,0	1		18,6	13,74	-0,27	13,47
5448	A5	+1,4	77	15,7	1		15,8	14,27	-0,28	13,99
97603	A5,1	+1,45	192	17,7	3	1,58	18,2	13,81	-0,27	13,54
159561	A5,1	+0,50	250	19,2	2	0,07	20,5	13,42	-0,26	13,16
116842	A5,4	+1,45	250	18,6	1		19,6	13,57	-0,26	13,31
187642	A5,8	+2,24	205	17,2	4	0,80	17,6	13,92	-0,27	13,65
76644	A7,0	+2,20	142	18,0	1		18,3	13,79	-0,28	13,51
203280	A7,1	+1,41	260	17,5	3	0,36	18,2	13,81	-0,28	13,53
127762	A7,2	+0,97	135	21	1		21,7	13,22	-0,27	12,95
137909	A7,3	+1,15	28	17:	1		17,1	14,01	-0,29	13,72
147547	A7,8	-0,38	152	19	1		19,6	13,57	-0,28	13,29
201601	F0	III		19	1		19,2	13,64	-0,28	13,36
137391	F0	V	90	17	1		17,1	14,01	-0,29	13,72
7927	A5:	-7,6	30	23	1		23,3	13,00	-0,25	12,75
89025	F0	-1,6	85	20	1		20,4	13,44	-0,28	13,16
571	F0	II	43	19	1		19,2	13,64	-0,28	13,36
81937	F0	+1,5	140	17	1		17,2	13,99	-0,29	13,70
56086	F0,2	+2,41		18,6	1		18,8	13,70	-0,28	13,42
182640	F0,9	+2,31	85	16,7	2	0,67	16,8	14,07	-0,29	13,78
151616	F2	+3,0	51	15	1		15,1	14,41	-0,30	14,11
31964	F0	-7,1:	23	28	1		28,1	12,39	-0,22	12,17
182835	F2	1	10	22	1		22,1	13,16	-0,27	12,89
84999	F2	+1,7	118	17	1		17,2	13,99	-0,30	13,69
432	F2,2	+1,55	70	17,3	2	0,67	17,5	13,94	-0,30	13,63
185395	F2,9	+3,57	5	15	1		15,0	14,44	-0,30	14,11
210027	F2,9	+3,11	5	14	1		14	14,67	-0,30	14,37
195295	F5	II	15	20,3	2	0,24	20,4	13,44	-0,29	13,15
209202	F5	-4,1	10	24,0	2	0,91	21,1	13,34	-0,29	13,05
23230	F5	II	45:	18,2	2	0,76	18,3	13,79	-0,30	13,49
160922	F5	V	20	15	1		15	14,44	-0,30	14,14

Таблица 2 (окончание)

HD	Sp	M_v	$v \sin i$	n'_m	N	σ_{n_m}	n_m	$\lg n'_e$	$\Delta \lg n_e$	$\lg n_e$
86146	F5	$+3,1^m$	0	13	1		13	14,90	-0,30	14,60
210459	F5	III	140	18	1		18,3	13,79	-0,30	13,49
196524	F5	$+0,75$	59	17	1		17,1	14,01	-0,30	13,71
120136	F5,3	$+3,25$	0	14	1		14	14,67	-0,30	14,37
142860	F5,6	$+3,04$	15	14	1		14	14,67	-0,30	14,37
170153	F5,7	$+3,96$	0	14	1		14	14,67	-0,30	14,37
173667	F6	$+2,75$	5	15	1		15	14,44	-0,30	14,14
171635	F7	1в (II)	15	20	1		20	13,48	-0,29	13,19
8890	F8	$-3,5:$		23	1		23	13,02	-0,29	12,73
5015	F8	$+3,85$	15	15	1		15	14,44	-0,30	14,14
194093	F8	$-5,9:$	0	22	1		22	13,18	-0,29	12,89
90839	F8,5	$+4,34$	0	11:	1		11:	15,45:	-0,30	15,15:
4614	G0	$+4,82$	0	13	1		13	14,90	-0,30	14,60

сводка результатов определения $\lg n'_e(n_m)$ и $\lg n_e(n_m)$ представлена в табл. 2, в столбцах которой последовательно приводятся: номер звезды по каталогу HD; спектральный класс и абсолютная величина, определенные методом количественной спектральной классификации [6, 7]; скорость вращения звезды ($v \sin i$); наблюдаемый номер n'_m ; число отдельных определений (N); ошибка одного определения n'_m (величина σ_{n_m}); значение n_m , исправленное за влияние вращения звезды; логарифм эффективной ионной плотности — $\lg n'_e$, определенный по формуле (1); поправка $\Delta \lg n_e$ и, наконец, искомый логарифм электронной плотности — $\lg n_e$. Легко оценить, что средняя квадратичная ошибка значений $\lg n_e$ (или $\lg n'_e$), приведенных в табл. 2, должна быть порядка $\pm 0,03 - 0,07$ в среднем (в зависимости от величины n_m и числа определений n_m для каждой звезды).

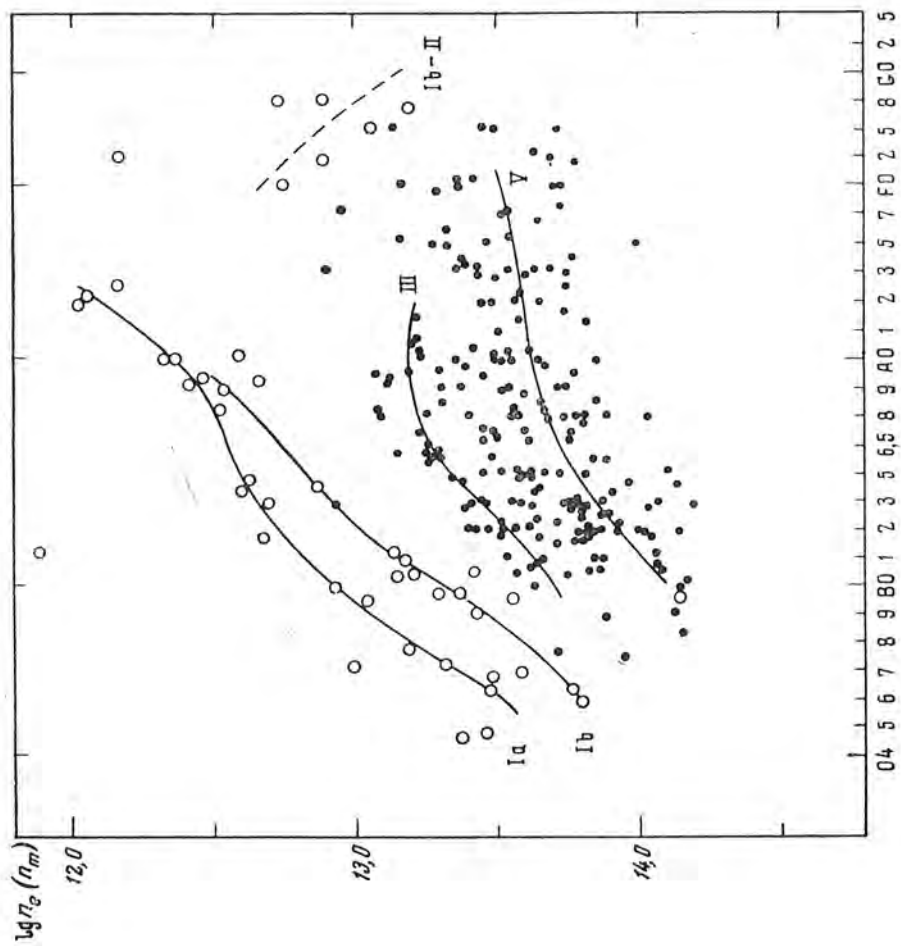
Отсюда можно сделать вывод, что средняя электронная плотность в тех слоях атмосферы звезды, где образуется последняя наблюдаемая линия водорода, может быть определена по номеру n_m с формальной ошибкой порядка 10—20 % (здесь мы полагаем, что $\bar{\sigma}_{n_m} \approx 0,45$, а число определений n_m для каждой звезды не менее двух; см. об этом выше).

§ 2. Определение электронных плотностей по эквивалентным ширинам водородных линий

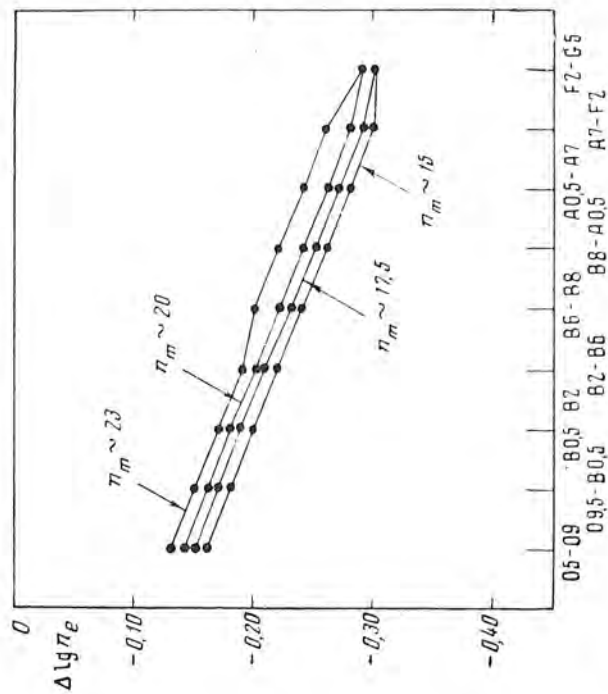
Второй метод определения электронных плотностей в атмосферах горячих звезд основан на следующих двух соотношениях. В случае оптически тонкого слоя эквивалентная ширина линии бальмеровской серии W_λ связана с полным числом атомов водорода во втором квантовом состоянии в этом слое — величиной $N_{0,2}H$, соотношением

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} \cdot f \cdot N_{0,2}H, \quad (2)$$

из которого можно по W_λ определить $N_{0,2}H$. Однако реальные звездные



Фиг. 7. Зависимость электронной плотности $\lg n_e(n_m)$ от спектрального класса



Фиг. 6. Зависимость поправки $\Delta \lg n_e$ от спектрального класса для различных n_m

атмосферы не являются оптически тонкими для большинства наблюдаемых линий бальмеровской серии, и соотношение (2) для них неприменимо. В то же время для высших членов бальмеровской серии с убыванием сил осцилляторов f мы приближаемся к случаю оптически тонкого слоя. Таким образом, предельное значение ($N_{0,2}H_{\text{макс}}$), определяемое по W_λ высших наблюдаемых членов бальмеровской серии, могло бы характеризовать полное число водородных атомов на втором уровне в столбце атмосферы с единичным сечением. Однако из-за начинающегося перекрытия крыльев водородных линий в спектрах ранних звезд мы не достигаем предельного значения $N_{0,2}H$, а можем по формуле (2) определить лишь некоторый нижний предел этой величины. Далее, на основе существующей теории эффекта Штарка легко получить следующее соотношение, связывающее W_λ водородных линий, эффективную электронную плотность и полное число атомов $N_{0,2}H$ в слое атмосферы, в котором возникают водородные линии,

$$W_\lambda^{1/2} = KN_{0,2}Hn_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

В этом соотношении R_c — предельная (наибольшая) глубина линий, наблюдаемая в спектре данной звезды. Коэффициент K зависит от штарковских констант и вычислен для нескольких низших членов бальмеровской серии (от H_α до H_8). $N_{0,2}H$ — полное число водородных атомов во втором квантовом состоянии в единичном столбе атмосферы.

Таким образом, второй метод определения средних n_e в звездных атмосферах сводится к нахождению $N_{0,2}H$ из соотношения (2) по известным W_λ и затем к определению n_e из соотношения (3) по W_λ , $N_{0,2}H$ и определяемой из наблюдений R_c .

Этот простой и быстрый метод определения n_e для горячих звезд, для использования которого необходимо лишь знание наблюдаемых параметров линий бальмеровской серии W_λ и R_c , был впервые применен А. Уизольдом [18] и получил после этого широкое распространение в работах по количественному анализу спектров горячих звезд.

Существенным недостатком этого метода является то, что в данном случае мы определяем не среднее значение n_e в том эффективном слое атмосферы звезды, где возникают водородные линии, а некоторый верхний предел n_e , причем степень уклонения значения этого предела от среднего («истинного») значения n_e до сих пор никогда количественно не оценивалась.

Легко видеть, что величина этого уклонения зависит от степени перекрытия крыльев водородных линий и растет с увеличением W_λ линий, т. е. должна быть наибольшей для звезд спектральных классов вблизи A1—A5, однако для получения количественных оценок требуется специальное изучение этого вопроса.

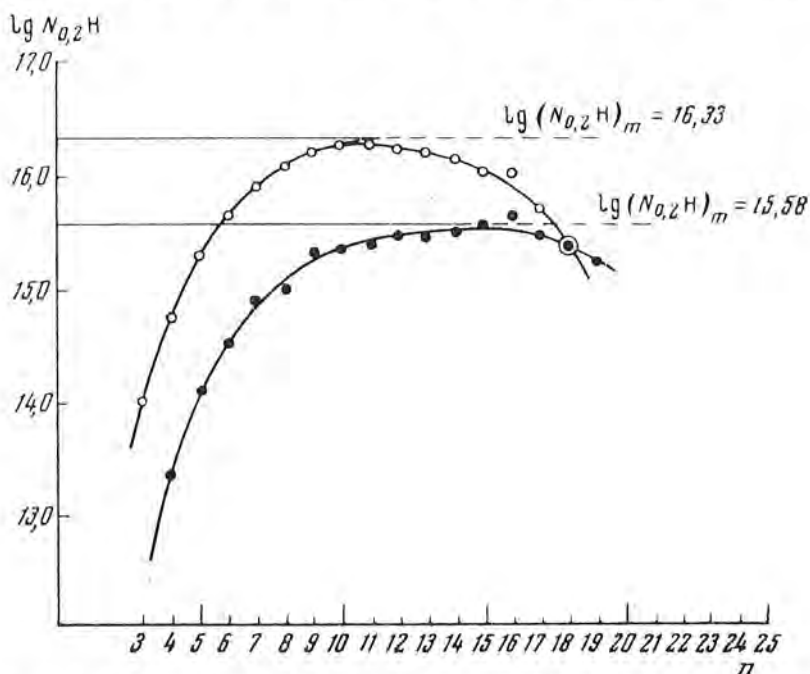
В данной работе мы применили изложенный метод к следующему материалу наблюдений.

Примерно для 300 звезд спектральных классов O5—F2 в наших работах [6, 7] были получены точные значения спектральных классов и

абсолютных величин, причем для подавляющего большинства этих звезд имеются определения W_λ большого числа балмеровских линий.

На основе соотношения (2) для каждой звезды по $\lg W_\lambda$ были определены величины $\lg N_{0,2}H$ для линий балмеровской серии, а затем было найдено предельное значение $\lg (N_{0,2}H)_m$.

Способ определения $\lg (N_{0,2}H)_m$ поясняется фиг. 8, где нанесены зависимости $\lg N_{0,2}H$ от квантового числа n для линий балмеровской



Фиг. 8. График, поясняющий определение $\lg (N_{0,2}H)_m$ по формуле (2)

Светлые кружки — α Lyr (A0 V), темные $\times$ Cas (B1 Ia)

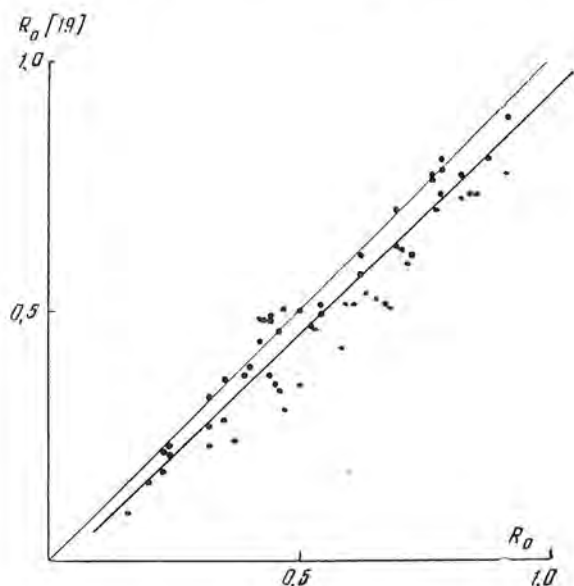
серии в спектрах звезд, α Lyr (A0 V) и κ Cas (B1 Ia) и указаны предельные значения $\lg (N_{0,2}H)_m$. Точность определения $\lg (N_{0,2}H)_m$ по такого типа графикам зависит в первую очередь от точности определения W_λ водородных линий для данной звезды и от числа линий с известными W_λ .

Для каждой звезды независимое определение $\lg (N_{0,2}H)_m$ было сделано дважды. Сравнение двух полученных рядов дало возможность оценить вероятную ошибку одного определения $\lg (N_{0,2}H)_m$, которая составляет в среднем $\pm 0,05$, а для звезд с достаточно большим числом линий с известными W_λ еще меньше, около $\pm 0,03$.

Необходимые для использования соотношения (3) величины R_c были определены для рассматриваемых звезд следующим путем. Хорошо известно, что в спектрах звезд O—A наиболее глубокими линиями являются линии водорода (в звездах F наиболее глубокими становятся линии H и K Ca II). На основании имеющегося у нас материала по контурам водородных линий в спектрах горячих звезд было установлено, что из водородных линий наиболее глубокие линии H_δ — H_ζ .

Так как линии H_ϵ и H_ζ блендируются в спектрах ранних звезд с линиями H (Ca II) и λ 3889 He I соответственно, что затрудняет достаточно точное определение R_0 для этих линий, то мы остановили свой выбор на линии H_δ , хотя она, возможно, имеет R_0 несколько меньше, чем H_ϵ и H_ζ , примерно на 0,01—0,03.

Для получения R_0 линии H_δ в спектрах изучаемых звезд было использовано четыре ряда определений R_0 различными авторами.



Фиг. 9. Сопоставление центральных глубин линий R_0 в системе [19] с глубинами R_0 , полученными по спектрограммам с высокой дисперсией (по горизонтальной оси)

По имеющимся у нас регистрограммам спектров горячих звезд были определены $R_0(H_\delta)$ для 165 звезд O5—F2 (от двух до девяти определений для каждой звезды, в среднем пять определений).

Определения $R_0(H_\delta)$ для 76 звезд O и B были взяты из работы Э. Вильямса [19], для 81 звезды O—F—из [20] и для 143 звезд O—F—из [21]. Все ряды $R_0(H_\delta)$ были редуцированы к ряду Э. Вильямса [19] с помощью соответствующих графиков. Систематические поправки для нашего ряда и ряда [20] составляют (в зависимости от R_0) 0,04—0,07, для ряда [21]—существенно больше—0,18—0,22. Далее определения $R_0(H_\delta)$ для каждой звезды были усреднены и для рассматриваемых звезд получены средние значения $R_0(H_\delta)$ в системе [19]. Затем по общим звездам был построен редукционный график (фиг. 9), связывающий определения R_0 в системе [19] с определениями, основанными на спектрограммах с высокой дисперсией (для построения графика использовано около 60 линий). Это позволило свести все определения $R_0(H_\delta)$ к системе, основанной на спектрограммах с высокой дисперси-

ей. Последние поправки оказались, впрочем, незначительными: от $+0,03$ для $R_0 \approx 0,25$ — $0,30$ до $+0,06$ для $R_0 \approx 0,70$ — $0,80$.

В результате этого величины $R_0(H_\delta)$ были определены для 253 звезд от общего числа 317. Оценки показывают, что вероятная ошибка одного определения $R_0(H_\delta)$ составляет в среднем $\pm 0,025$ ($0,015$ — $0,025$ для $R_0 < 0,5$ и $0,025$ — $0,040$ для $R_0 > 0,5$). Так как для каждой звезды у нас имелось в среднем по два независимых определения R_0 , то вероятная ошибка окончательных значений R_0 должна составить примерно $\pm 0,02$ или несколько меньше.

Для оставшихся 64 звезд величины R_0 были определены следующим образом. Для звезд с известными R_0 в узких спектральных интервалах были построены зависимости (R_0, M_v) (фиг. 10), которые позволили для оставшихся звезд по M_v найти значения R_0 с приемлемой для наших целей точностью.

После этого мы с помощью соотношения (3) имели возможность определить величины $\lg n_e$ по наблюдаемым характеристикам водородных линий W_λ и R_c . Соотношение (3) применялось к H_β , H_γ и H_δ , однако из-за того, что линия H_β возникает в среднем в более высоких слоях звезды, чем H_γ и H_δ , и из-за того, что в H_β сильнее проявляются пекулярности звезд, такие как эмиссия, чем в H_γ и H_δ , в качестве окончательного $\lg n_e$ бралось среднее из найденных по H_γ и H_δ ; это последнее мы обозначили через $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$. Зависимость $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ от S_p для взятых нами 317 звезд представлена на фиг. 11.

Характерный ход изменения $\lg n_e$ со спектральным классом на этой фигуре для звезд различных классов светимости обусловлен характером связи между n_e и W_λ в соотношении (3). Этот ход по существу отражает ход изменения $W_\lambda^{1/2}$ со спектральным классом для различных последовательностей (классов светимости ранних звезд, так как величины $(N_{0,2}H)_m$ и $(R_c)^{1/2}$ в меньшей степени зависят от спектрального класса, чем $W_\lambda^{1/2}$.

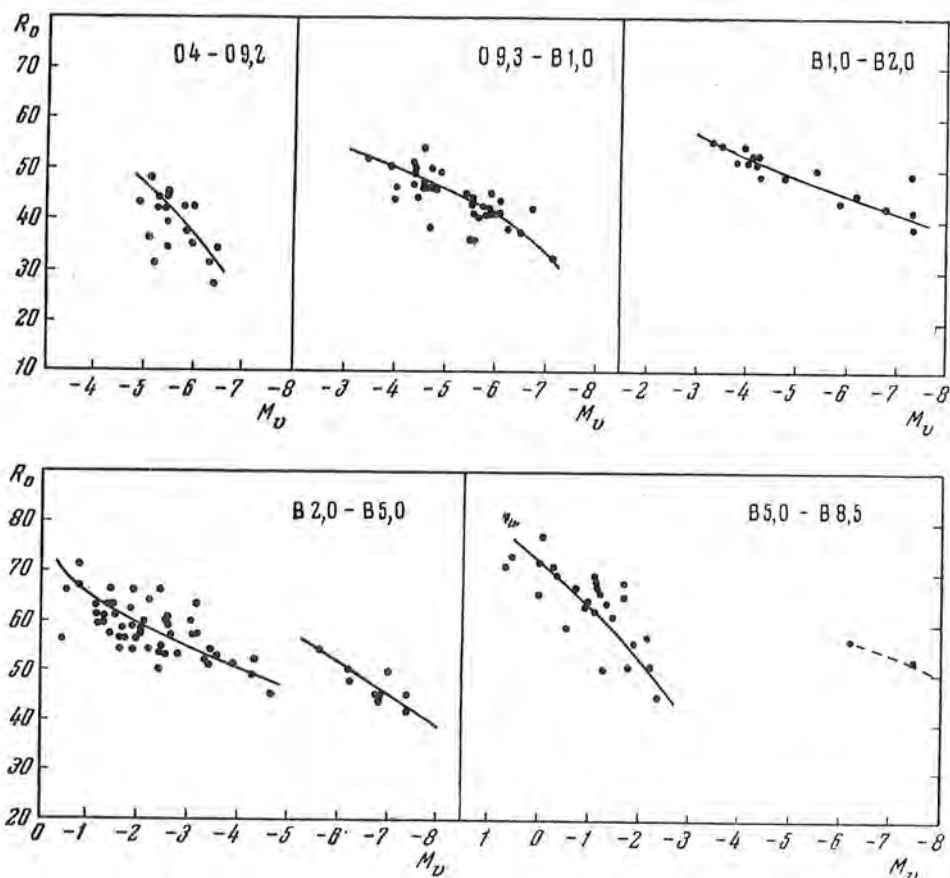
Далее, здесь необходимо еще раз подчеркнуть то обстоятельство, что, пользуясь данным методом, мы можем определить только некоторый нижний предел $\lg N_{0,2}H$ и, следовательно, верхний предел величины $\lg n_e$, причем трудно оценить величину отклонения этого предела от «истинного» значения $\lg n_e$.

О. Струве и Су Шу Хуан [22] предприняли попытку оценить величину этой поправки, введя вместо соотношения (2) следующее соотношение:

$$W_\lambda \left(\frac{R_c}{R_c - R} \right) = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} \cdot f \cdot N_{0,2} H. \quad (4)$$

Здесь R_c — максимальная глубина линии в спектре данной звезды, а $R \approx \frac{R_0}{2}$ — средняя глубина контура данной линии (R_0 — центральная глубина линии).

Мы применили соотношение (4) к α Leo. Это дало нам возможность оценить примерную величину поправки $\Delta \lg n_e$, которую надо ввести в $\lg n_e$, чтобы учесть перекрытие линий. $\Delta \lg n_e$ оказалась $\sim 0,3$.



Фиг. 10. Зависимость R_D наиболее глубокой линии в спектре от абсолютной величины звезды M_v

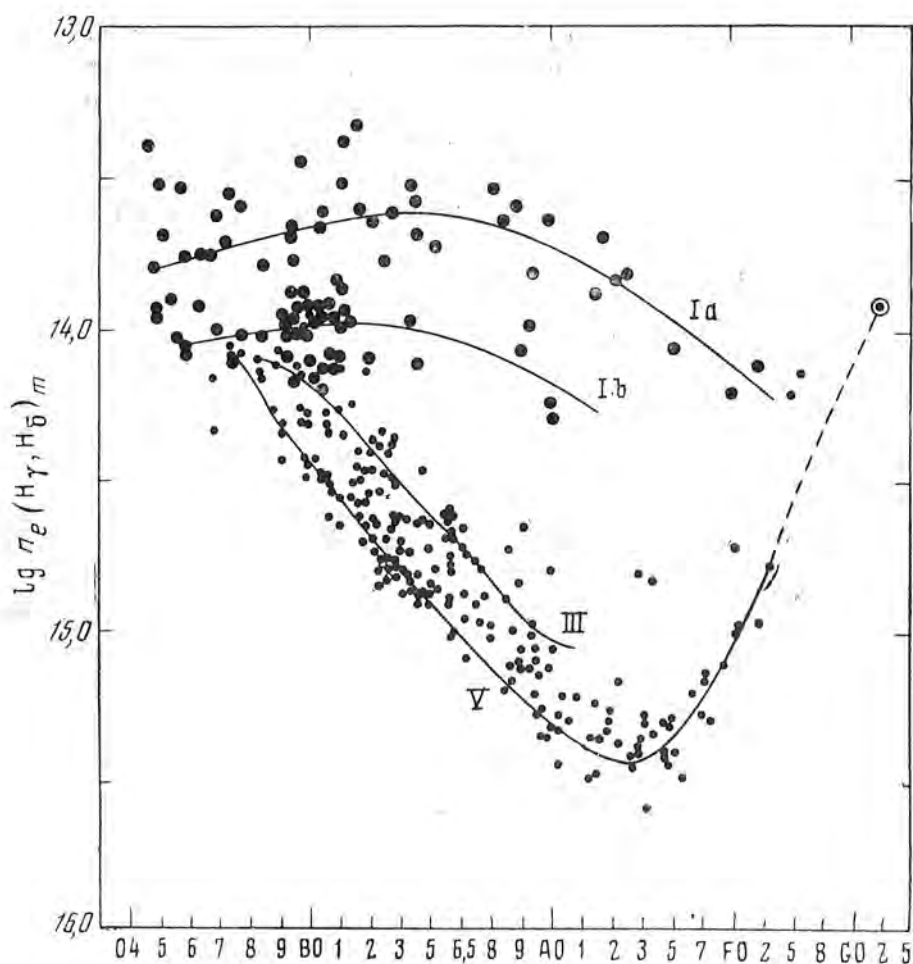
Соотношение (4) является, однако, слишком грубым и не может быть использовано для нахождения численных значений необходимых поправок. Полученное значение $\Delta \lg n_e$ свидетельствует лишь о том, что эти поправки могут быть весьма значительными.

Так как перекрытие крыльев линии наступает для более низких членов бальмеровской серии, если эквивалентные ширины линий велики, то, очевидно, что величина поправки $\Delta \lg n_e$ должна быть наибольшей для тех звезд, в спектрах которых линии водорода наиболее сильны, т. е. для звезд A1—A3, так как именно в этом интервале величины $\lg (N_{0.2}H)_m$ должны быть особенно заниженными.

Неопределенность положения заставила нас пойти по другому пути определения $\lg N_{0.2}H$, который тоже часто используется. Для этого мы применили к бальмеровскому скачку D полуэмпирическую формулу Миннаерта, обычно записываемую в виде

$$\frac{1}{R_D} = \frac{1}{\kappa_v} + \frac{1}{R_c}. \quad (5)$$

Здесь R_c имеет свой обычный смысл, κ_v — оптическая толщина атмосферы за бальмеровским пределом и R_D — «глубина» бальмеровского скачка



Фиг. 11. Зависимость $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ от спектрального класса

Кружком с точкой обозначено положение Солнца

ка, причем легко показать, что $R_D = 1 - 10^{-D}$. Это соотношение следует из того, что $R_D = \frac{I^+ - I^-}{I^+}$, а $D = \lg \frac{I^+}{I^-}$ (здесь I^+ и I^- — интенсивности непрерывного спектра непосредственно перед скачком и за скачком). Имея в виду, что $\kappa_v = k_v N_{0,2} H = 1,38 \cdot 10^{-17} N_{0,2} H$, получаем после преобразований формулу (5) в виде

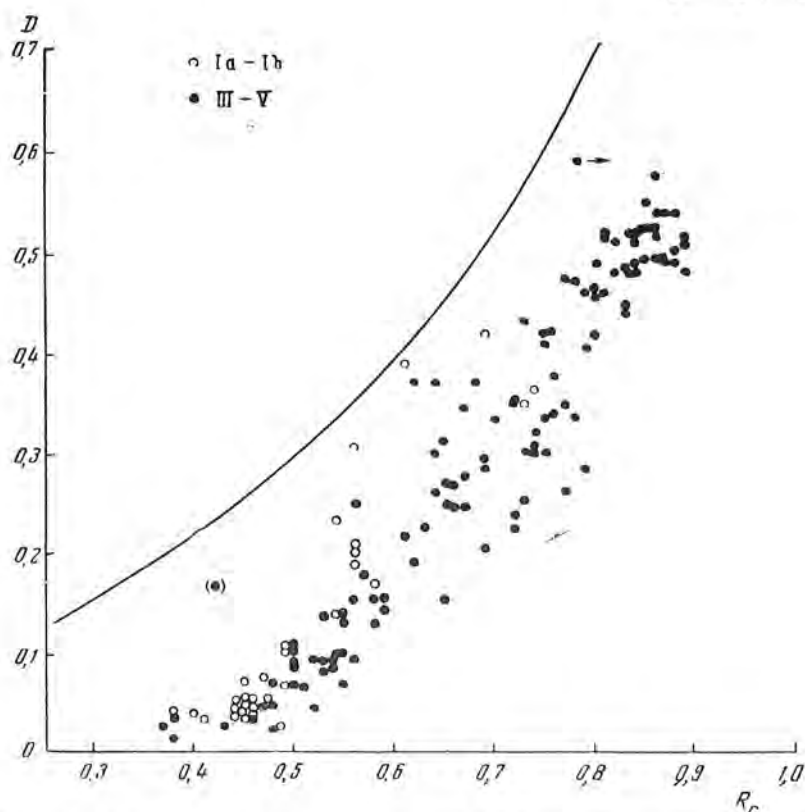
$$\lg N_{0,2} H = 16,86 - \lg \left[\frac{1}{1 - 10^{-D}} - \frac{1}{R_c} \right]. \quad (6)$$

Формула (6) по непосредственно наблюдаемым величинам D и R_c дает возможность легко получить искомую величину $\lg N_{0,2} H$.

Из имеющихся в литературе сведений были собраны данные о величинах скачков D в спектрах изучаемых звезд в основном по [21, 23] и ряду других работ, опубликованных во французских астрономических журналах. Определения D были найдены для 150 из 317 взятых нами звезд.

Связь между величинами D и R_c для этих звезд представлена на фиг. 12. На этой же фигуре нанесена линия, связывающая те значения D и R_c , при которых выражение в скобках в соотношении (6) обращается в нуль.

По соотношению (6) для звезд с известными величинами D были определены значения $\lg N_{0.2}H$, обозначаемые далее через $\lg(N_{0.2}H)_D$.



Фиг. 12. Зависимость между величиной балмеровского скачка D и максимальной глубиной линии в спектре R_c для звезд ранних спектральных классов

Для получения однородного ряда значений $\lg(N_{0.2}H)_D$ для всех 317 звезд были построены зависимости между $\lg(N_{0.2}H)_D$ и $\lg(N_{0.2}H)_m$, отдельно для звезд-сверхгигантов и звезд главной последовательности (фиг. 13), а затем по средним зависимостям, проведенным на этой фигуре для каждой звезды по ее $\lg(N_{0.2}H)_m$ была определена величина $\lg N_{0.2}H$, обозначаемая в дальнейшем в тексте через $\lg(N_{0.2}H)_D$. Подстановкой этих значений $\lg(N_{0.2}H)_D$ в соотношения (3), написанные для $H_\beta - H_\delta$ в спектре каждой звезды, были определены для всех звезд средние значения $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)$, обозначенные через $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$. Зависимость этих значений $\lg n_e$ от спектрального класса звезд представлена на фиг. 14. Подробная сводка результатов определения $\lg n_e$ для всех изученных нами звезд по двум вариантам метода Уизольда дается в табл. 3, в столбцах которой последовательно приводятся: в 1-м —

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
190429	O4,6	-7,11 ^m		0,29		15,42	15,47	0,05		13,23	13,48	13,35	13,40
192281	O4,8	-6,51		0,34		15,52	15,65	0,13	12,73	13,46	13,86	13,66	13,79
15629	O4,8	-6,22		0,36		15,58	15,76	0,18		13,82	13,76	13,69	13,97
5005	O4,9	-6,25		0,36		15,75	16,05	0,30		13,60	13,69	13,64	13,94
14947	O5,0	-7,22		0,29		15,40	15,45	0,05		13,65	13,29	13,42	13,52
15558	O5,1	-6,30		0,36		15,60	15,79	0,19		13,58	13,42	13,50	13,69
46223	O5,3	-6,35		0,36		15,55	15,71	0,16		13,90	13,60	13,75	13,91
215835	O5,5	-6,65		0,33		15,46	15,56	0,10		13,90	13,96	13,83	14,03
15570	O5,7	-6,75		0,33		15,55	15,71	0,16		13,27	13,49	13,38	13,54
14434	O5,9	-6,42		0,35		15,58	15,75	0,17		13,45	13,74	13,59	13,06
46150	O5,9	-5,97		0,40		15,57	15,74	0,17	13,57	13,81	13,96	13,89	14,06
54662	O5,9	-5,77		0,43		15,60	15,79	0,19		13,84	13,96	13,90	14,09
190864	O6,4	-6,46		0,35		15,58	15,75	0,17	13,24	13,57	13,62	13,59	13,76
210839	O6,4	-6,46	0,027	0,37	15,72	15,50	15,63	0,13	13,68	13,72	13,86	13,79	13,92
IC1805, № 7	O6,6	-6,13		0,38		15,57	15,74	0,17		14,12	14,45	14,14	14,31
37022	O6,7	-6,05	0,014	0,38	15,42	15,55	15,71	0,16		14,07	14,17	14,12	14,28
206267	O6,6	-5,46	0,029	0,43	15,74	15,70	15,97	0,27	13,69	13,88	13,90	13,89	14,16
17505	O6,8	-5,97		0,40		15,52	15,65	0,13		14,16	14,23	14,20	14,33
34656	O6,8	-6,54		0,33		15,55	15,71	0,16	13,25	13,52	13,68	13,60	13,76
24912	O6,9	-6,02	0,042	0,38	15,94	15,63	15,84	0,21	13,23	13,69	13,91	13,80	14,01
47129	O7,0	-7,04		0,29		15,50	15,63	0,13		13,37	13,61	13,49	13,62
192639	O7,2	-6,65		0,32		15,60	15,79	0,19	12,89	13,45	13,60	13,53	13,72
108	O7,3	-6,95		0,30		15,62	15,83	0,21		13,41	13,28	13,34	13,55
199579	O7,4	-5,47		0,49		15,68	15,92	0,24	13,56	13,82	13,79	13,81	14,05
47839	O7,5	-5,44	0,025	0,48	15,66	15,67	15,91	0,24	13,57	13,89	13,82	13,86	14,10
203064	O7,5	-5,82	0,036	0,41	15,85	15,60	15,80	0,20	13,15	13,74	14,08	13,91	14,11
36861	O7,7	-5,26	0,050	0,48	16,00	15,70	15,89	0,19	13,80	13,79	13,98	13,89	14,08

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_p	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
167971	O7,8	-6,40 ^m		0,30		15,80	16,15	0,35		13,80	13,55	13,67	14,02
188001	O7,8	-6,78		0,31		15,72	16,00	0,28	12,46	13,19	13,45	13,32	13,60
17520	O8,2	-5,35		0,47		15,66	15,80	0,14		13,96	13,95	13,96	14,40
214680	O8,2	-5,10	0,047	0,52	15,96	15,75	15,99	0,24	13,64	13,84	13,97	13,90	14,11
46149	O8,4	-4,94		0,51		15,75	15,99	0,24	13	13,90	13,96	13,94	14,17
207198	O8,4	-5,77	0,048	0,46	15,98	15,70	15,97	0,27	13,68	13,72	13,79	13,76	14,03
46056	O8,6	-5,83		0,42		15,75	16,05	0,30		13,46	13,51	13,48	13,78
46202	O8,8	-5,46		0,49		15,85	16,21	0,36		14,01	13,81	13,91	14,27
37043	O8,9	-5,25	0,049	0,46	15,62	15,77	16,03	0,26	13,63	13,92	13,78	13,85	14,11
93521	O9,1	-5,21		0,34		15,85	16,21	0,36	13,62	13,93	13,99	13,96	14,32
193322	O9,1	-4,91		0,47		15,80	16,09	0,29	13,81	14,05	14,07	14,06	14,35
149757	O9,1	-5,08	0,040	0,38	15,92	15,80	16,09	0,29	13,83	14,14	14,14	14,14	14,43
190429	O9,1	-6,23		0,37		15,85	16,26	0,41		13,53	13,54	13,54	13,95
210809	O9,1	-6,30		0,34		15,65	15,87	0,22	13,36	13,68	13,86	13,77	13,99
13745	O9,2	-6,27		0,37		15,70	15,96	0,26		13,79	13,86	13,83	14,09
57061	O9,2	-6,00		0,46		15,90	16,38	0,48	13,04	13,68	13,97	13,83	14,31
209481	O9,2	-5,43	0,034	0,46	15,81	15,74	15,99	0,24	13,67	13,73	13,93	13,83	14,07
218915	O9,4	-6,15		0,44		15,69	15,94	0,25		13,55	13,71	13,63	13,88
188209	O9,4	-6,10	0,027	0,48	15,70	15,77	16,09	0,32	13,45	13,31	13,42	13,37	13,69
13831	O9,5	-6,33		0,43		15,83	16,21	0,38		13,40	13,38	13,39	13,77
30614	O9,5	-6,75	0,038	0,46	15,86	15,75	16,05	0,30	12,40	13,20	13,53	13,36	13,66
1C1805, № 5	O9,5	-5,69		0,47		15,80	16,15	0,35		13,74	13,50	13,62	13,97
209975	O9,5	-5,85	0,036	0,46	15,84	15,75	15,87	0,22	13,55	13,66	13,86	13,76	13,98
35921	O9,6	-5,85		0,46		15,75	16,05	0,30		13,60	13,76	13,68	13,99
37041	O9,6	-5,67		0,47		15,75	16,05	0,30		13,95	13,69	13,82	14,18
NGC7380, № 4	O9,7	-4,50		0,52		16,02	16,63	0,61		13,44	13,58	13,51	14,12
37742	O9,7	-5,58	0,039	0,40	15,89	15,75	16,05	0,30	13,48	13,60	13,68	13,64	13,94

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
15642	O9,7	m -6,02		0,45		15,88	16,33	0,45		13,65	13,51	14,03
202214	O9,7	-4,72		0,54		15,98	16,54	0,56	13,42	13,63	13,59	14,17
209339	O9,7	-4,90		0,53		15,75	15,98	0,23	13,67	14,07	13,98	14,25
36486	O9,8	-5,65	0,047	0,44	15,98	15,85	16,26	0,41	13,30	13,40	13,54	13,88
207538	O9,8	-4,70		0,42		15,92	16,38	0,46	13,59	13,79	13,25	13,98
195592	O9,8	-7,10		0,35		15,45	15,54	0,09		13,24	13,48	13,45
191201	O9,8			0,50		15,92	16,38	0,46	13,60	13,46	13,56	13,97
37128	O9,9	-6,00	0,050	0,45	16,01	15,67	15,91	0,24	13,27	13,60	13,81	13,94
180968	O9,9	-4,46	0,073	0,48	16,22	15,90	16,33	0,43	13,67	14,14	13,84	14,42
36512	O9,9	-3,97		0,54		16,02	16,63	0,61	13,28	13,81	13,65	14,34
37468	B0,0	-4,52	0,068	0,51	16,16	15,90	16,33	0,43	13,56	13,85	13,93	14,32
28446	B0,0	-5,06		0,33		15,92	16,38	0,46	13,58	13,87	13,86	14,32
28446	B0,0	-4,63		0,58		15,90	16,33	0,43	13,97	13,82	13,88	14,28
36862	B0,0	-4,35		0,57		15,85	16,21	0,36	13,56	14,17	14,06	14,48
47432	B0,1	-6,68		0,40		15,55	15,71	0,16		13,83	14,05	14,10
194438	B0,1	-4,37	0,070	0,55	16,17	15,85	16,21	0,36	13,80	14,01	14,13	14,43
46106	B0,2	-4,45		0,52		15,90	16,33	0,43		14,02	14,00	14,44
37023	B0,2	V				16,12	16,88	0,76		14,28	14,21	15,01
53879	B0,2	-5,80		0,46		15,80	16,15	0,35		13,79	13,85	14,17
204172	B0,2	-5,80	0,042	0,45	15,91	15,72	16,00	0,28	13,42	13,66	13,74	13,98
194839	B0,4	-6,45		0,44		15,75	16,05	0,30	13,07	13,67	13,55	13,91
2905	B0,4	-6,80	0,052	0,45	16,03	15,58	15,75	0,17	12,53	13,36	13,62	13,66
ADS13312C	B0,4	-3,83		0,54		15,90	16,33	0,43		14,04	14,03	14,47
22951	B0,4	-3,90	0,087	0,54	16,30	15,90	16,33	0,43	13,95	14,08	14,03	14,48
38771	B0,4	-6,03	0,047	0,45	15,97	15,75	16,05	0,30	13,40	13,64	13,59	13,91
192422	B0,4	-6,25		0,42		15,70	15,97	0,27	13,52	13,51	13,79	13,92
224151	B0,4	-5,50		0,40		15,65	15,87	0,22	13,73	13,91	13,93	14,14

Таблица 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e (H\beta)_D$	$\lg n_e (H\gamma)_D$	$\lg n_e (H\delta)_D$	$\lg n_e (H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e (H\gamma, H\delta)_m$
24760	B0,4	-4,70	0,087	0,50	16,31	15,85	16,24	0,36	13,81	14,43	14,10	14,42	14,48
40111	B0,4	-5,73		0,46		15,70	15,97	0,27	13,47	13,93	13,94	13,94	14,21
190918	B0,5	-6,85		0,38		15,50	15,62	0,42		13,45	13,53	13,49	13,61
5394	B0,5	-4,78	0,030	0,51	16,75	15,90	16,33	0,43	12,46	12,71	13,22	12,97	13,40
36822	B0,6	-4,34	0,083	0,53	16,28	15,89	16,30	0,41		14,28	14,13	14,21	14,62
494915	B0,6	-5,52	0,076	0,45	16,26	15,72	16,00	0,28	13,65	14,00	14,07	14,04	14,32
149884	B0,6	-5,45		0,49		15,73	16,02	0,29	13,91	13,87	14,09	13,98	14,27
35444	B0,6	-3,82	0,092	0,54	16,34	15,90	16,33	0,43	13,82	14,06	14,09	14,08	14,51
205139	B0,7	-5,52	0,053	0,48	16,03	15,77	16,09	0,32	13,56	13,70	13,82	13,76	14,08
146658	B0,8	-3,94		0,48		15,92	16,38	0,46	13,90	14,05	14,09	14,07	14,53
212571	B0,8	-2,75	0,095	0,24	16,92	15,82	16,43	0,31	13,03	14,00	13,61	13,80	14,11
227634	B0,8	-5,97		0,45		15,95	16,57	0,62		13,68	12,93	13,31	13,93
193007	B0,8	-5,77		0,46		15,92	16,44	0,52		13,69	13,53	13,61	14,13
23180	B0,8	-4,55	0,102	0,50	16,41	15,90	16,33	0,43	13,82	14,48	14,22	14,20	14,63
218376	B0,7	-4,61	0,071	0,50	16,19	15,85	16,21	0,36	13,70	14,02	13,93	13,99	14,35
44743	B0,9	-4,80	0,110	0,50	16,05	15,95	16,46	0,51	13,40	13,72	13,78	13,75	14,26
91316	B0,9	-5,92	0,070	0,49	16,18	15,90	16,37	0,47	13,13	13,35	13,39	13,37	13,84
144217	B1,0	-3,42	0,095	0,56	16,35	15,83	16,16	0,33		13,61	13,99	13,80	14,23
490919	B1,0	-5,94		0,49		15,88	16,33	0,45		13,58	13,49	13,39	13,84
+35°3955	B1	-5,56		0,50		15,87	16,31	0,44		13,65	13,62	13,64	14,08
224572	B1	-3,89		0,48		15,87	16,25	0,38	13,81	14,20	14,14	14,17	14,55
147933	B1,1	-3,48		0,45		15,92	16,38	0,46		14,17	14,20	14,19	14,65
169454	B1,1	-7,35		0,44		15,68	15,93	0,25		13,26	13,77	13,74	13,99
190603	B1,2			0,42		15,50	15,62	0,12	13,28	13,34	13,45	13,40	13,52
148184	B1,2			0,26		15,72	15,92	0,20	13,82	13,88	14,41	14,14	14,34
13854	B1,2	-6,75		0,46		15,80	16,15	0,35	13,34	13,75	13,45	13,60	13,95
24398	B1,2	-5,88	0,077	0,47	16,26	15,85	16,26	0,41	13,56	13,52	13,59	13,56	13,97

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_V	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
193237	B1,2	-8,30		0,48		15,40	15,45	0,05	12,50	13,32	13,33	13,32	13,37
200120	B1,2	-3,17		0,42		16,17	17,01	0,84	13,17	13,99	14,14	14,07	14,91
208218	B1,4	-4,75		0,52		15,90	16,33	0,43	13,67	13,82	13,79	13,81	14,24
24131	B1,5	-3,80	0,100	0,55	16,38	15,92	16,38	0,46	13,71	13,06	14,45	14,10	14,56
4180	B2,6	-3,30	0,250	0,56	17,16	16,17	17,01	0,84	13,43	13,77	13,79	13,78	14,62
205021	B1,6	-4,26	0,095	0,52	16,37	15,98	16,54	0,56	13,70	13,89	13,89	13,89	14,45
21856	B1,7	-4,00	0,093	0,50	16,36	16,02	16,63	0,61	13,62	13,85	13,93	13,89	14,50
244993	B1,7	-4,15	0,099	0,54	16,38	15,95	16,46	0,51	13,74	14,00	14,00	14,00	14,51
104337	B1,7	-2,90		0,62		15,98	16,54	0,56		14,08	14,50	14,29	14,85
194279	B1,8	-7,30		0,52		15,67	15,91	0,24	12,97	13,38	13,38	13,35	13,59
30836	B1,8	-4,22	0,156	0,56	16,67	16,02	16,63	0,61	13,44	13,78	13,80	13,79	14,40
41117	B1,8	-7,36	0,056	0,45	16,07	15,90	16,38	0,48		12,79	12,91	12,85	13,33
24640	B1,8	-3,30	0,145	0,59	16,60	16,00	16,58	0,58	13,76	14,08	14,17	14,12	14,70
29248	B1,8	-4,09		0,56		15,95	16,46	0,51	13,63	13,93	14,00	13,97	14,47
208392	B1,8	-4,01		0,55		15,95	16,45	0,50	13,74	14,13	14,02	14,08	14,58
216916	B1,8	-3,95		0,58		15,92	16,38	0,46	13,72	14,02	14,20	14,11	14,57
16582	B2,0	-3,47	0,130	0,58	16,53	15,50	16,57	0,07	13,68	14,05	14,10	14,07	14,14
52089	B2,0	-5,34	0,095	0,53	16,36	15,85	16,26	0,41	13,67	13,68	13,67	13,68	14,09
157056	B2,0	-3,25		0,58		16,20	17,10	0,90		13,23	13,10	16,16	14,06
202904	B2,0	-3,90		0,41		16,05	16,70	0,65		12,62	14,13	13,88	14,53
208682	B2,0	-4,07		0,38		16,02	16,86	0,84			13,81	13,81	14,65
166182	B2,0	-4,38		0,55		15,99	16,56	0,57	13,40	13,97	13,70	13,84	14,41
208185	B2,1	-2,55		0,66		16,12	16,88	0,76		13,93	13,79	13,86	14,62
35468	B2,1	-3,92	0,143	0,55	16,62	15,98	16,53	0,55	12,61	13,90	13,93	13,92	14,47
24190	B2,1	-4,27	0,167	0,42	-16,97	16,03	16,65	0,62	14,05	14,24	13,90	14,07	14,69
14134	B2,2	-6,83		0,49		15,90	16,58	0,68	12,85	12,99	12,94	12,96	13,64
23625	B2,2	-2,45	0,156	0,59	16,65	16,05	16,70	0,65	13,96	14,06	14,09	14,08	14,73

Таблица 3 (продолжение)

HD	Sp	M_V	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)D$	$\lg(N_{0,2}H)m$	$\lg(N_{0,2}H)D$	Δ	$\lg n_e (H\beta) D$	$\lg n_e (H\gamma) D$	$\lg n_e (H\delta) D$	$\lg n_e (H\gamma, H\delta)m$
58050	B2,2	m -2,85		0,47		16,02	16,63	0,61		13,90	14,16	14,64
31237	B2,2	-4,30	0,438	0,53	16,60	16,00	16,58	0,58	13,52	13,86	13,71	14,37
39698	B2,3	-2,40		0,54		16,05	16,70	0,65	13,82	13,94	13,83	14,54
87015	B2,3	-1,90		0,61		16,10	16,82	0,72	13,77	14,05	14,21	14,85
886	B2,4	-3,04	0,456	0,65	16,61	16,07	16,74	0,67	13,51	13,65	14,78	14,38
16908	B2,4	-1,42	0,226	0,72	16,83	16,15	16,96	0,81	13,65	14,02	13,96	14,80
29763	B2,4	-1,10		0,68		16,17	17,01	0,84	13,77	13,96	14,05	14,84
3360	B2,4	-3,46	0,455	0,58	16,65	16,05	16,70	0,65	13,44	13,75	13,89	14,47
164284	B2,4	-2,68		0,50		16,05	16,70	0,65	13,65	14,10	14,42	14,76
203025	B2,4	-5,51		0,49		16,00	16,58	0,58	13,30	13,79	13,72	14,34
148479	B2,4	-1,60		0,58		16,15	16,96	0,81	13,48	13,94	14,03	14,79
3901	B2,5	-2,04		0,63		16,13	16,90	0,77	13,63	13,97	14,00	14,76
206165	B2,5	-6,23		0,52	16,32	16,92	16,44	0,52	13,02	13,23	13,25	13,76
32630	B2,5	-1,81	0,248	0,67	16,95	16,08	16,77	0,69	13,86	14,08	14,42	14,79
208947	B2,6	-2,15		0,58		16,16	16,98	0,82	13,54	13,83	13,91	14,69
180163	B2,7	-3,17		0,68		16,40	16,83	0,73	13,39	13,63	13,70	14,40
213420	B2,7	-3,56		0,57		16,07	16,74	0,67	13,52	13,65	13,77	14,38
164852	B2,7	-1,87		0,68		16,15	16,96	0,81	13,70	13,94	14,01	14,79
4121	B2,7	-1,40		0,62		16,22	17,16	0,94	13,53	13,77	13,87	14,76
185507	B2,8	-2,60		0,57		16,11	16,86	0,75		14,03	13,77	14,65
41753	B2,8	-1,80		0,65		16,11	16,85	0,74	13,70	13,98	14,10	14,78
207330	B2,8	-3,15	0,193	0,62	16,80	16,05	16,70	0,65	13,57	13,83	13,85	14,49
41534	B2,8	-2,60		0,62		16,08	16,77	0,69	13,64	13,97	13,91	14,63
53138	B2,8	-6,85	0,110	0,49	16,47	15,95	16,58	0,63	12,76	13,07	12,89	13,61
160762	B2,8	-2,18	0,206	0,69	16,78	16,12	16,88	0,76	13,55	13,85	13,87	14,62
180554	B2,8	-1,15		0,66		16,20	17,10	0,90	13,62	13,91	13,90	14,80
37202	B2,9			0,72		15,97	16,51	0,54		13,82	12,80	14,35

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)D$	$\lg(N_{0,2}H)m$	$\lg(N_{0,2}H)D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)D$	$\lg n_e(H\gamma)D$	$\lg n_e(H\delta)D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)m$
11415	B2,9	^m -2,40	0,240	0,72	16,86	16,17	17,01	0,84	13,35	13,60	13,73	14,50
74280	B2,9	-2,51		0,65		16,10	16,83	0,73	13,48	11,85	13,93	14,62
73478	B3,0	-2,35	0,179	0,57	16,77	15,95	16,46	0,51	14,26	14,18	14,39	14,79
25940	B3,0	-1,57	0,217	0,61	16,91	16,15	16,96	0,81		13,83	14,01	14,73
26912	B3,0	-2,52		0,64		15,97	16,51	0,54	13,90	14,17	14,46	14,70
89688	B3,2	-3,38		0,55		15,95	16,46	0,51	13,80	14,14	14,40	14,63
221253	B3,2	-2,00		0,62		16,10	16,82	0,72	13,60	14,06	14,11	14,80
178475	B3,2	-1,72		0,61		16,12	16,88	0,76	13,77	14,09	14,14	14,87
25204	B3,3	-1,88	0,260	0,64	17,03	16,08	16,77	0,69	13,71	14,00	14,08	14,73
120315	B3,3	-1,65	0,225	0,63	16,91	16,12	16,88	0,76	13,66	14,06	14,14	14,86
198478	B3,4	-7,38	0,096	0,46	16,41	15,95	16,58	0,63	12,50	12,83	12,93	13,51
34754	B3,4	-0,55		0,71		16,19	17,07	0,88	13,62	13,82	14,09	14,84
208501	B3,4	-6,20		0,54		15,90	16,38	0,48	13,20	13,46	13,51	13,96
164353	B3,5	-5,62	0,170	0,58	16,72	16,03	16,88	0,85	13,05	13,22	13,31	14,11
100600	B3,6	-1,88		0,58		16,08	16,77	0,69	13,81	14,10	14,14	14,81
4727	B3,6	-1,50		0,66		16,10	16,83	0,73	14,07	14,11	14,19	14,88
36371	B3,6	-6,78	0,107	0,49	16,45	15,97	16,88	0,71	12,75	12,98	12,99	13,69
58350	B3,6	-7,00	0,140	0,54	16,60	15,96	16,63	0,67	12,62	12,86	12,90	13,57
199081	B3,6	-1,30	0,247	0,66	16,96	16,11	16,86	0,75	13,88	14,08	14,22	14,90
187811	B3,8	-2,35		0,57		16,20	17,10	0,90	13,64	13,70	13,74	14,62
22928	B3,8	-2,09	0,313	0,65	17,27	16,45	16,96	0,81	13,54	13,74	13,91	14,63
147394	B3,8	-0,80	0,253	0,73	16,90	16,17	17,04	0,84	12,70	13,99	14,08	14,87
184930	B3,8	-0,78		0,77		16,50	16,96	0,46	13,70	13,90	14,08	14,45
22192	B5,0	-3,46		0,62		16,12	16,88	0,76		13,39	13,73	14,32
34503	B5,0	-0,48	0,300	0,64	17,23	16,13	16,90	0,77	13,70	14,32	14,40	14,87
83754	B5,0	-0,48		0,61		16,13	16,90	0,77	14,02	14,32	14,35	15,12
138749	B5,0	-1,40		0,68		16,20	17,10	0,90	13,28	13,70	13,79	14,64

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)_{\dot{D}}$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)D$	$\lg n_e(H\gamma)D$	$\lg n_e(H\delta)D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta, H\epsilon)D$
219688	B5,0	$-1,66^m$		0,68		16,00	16,70	0,70	13,83	14,13:	14,15:	14,14:	14,84
188892	B5,0	$-2,20$		0,72		16,05	16,70	0,65	13,83	14,03	14,12	14,07	14,72
198183	B5,0	$-0,47$		0,72		16,15	16,96	0,81	13,90	14,10	14,11	14,10	14,91
212455	B5,1	$-6,21$		0,61		16,10	17,01	0,91	12,30	12,80	12,82:	12,81	13,72
5737	B5,2	$+0,20$		0,76		16,30	17,50	1,20	12,41	13,58	13,59:	13,58	14,78
3369	B5,2	$-1,45$	0,271	0,66	17,05	16,10	16,83	0,73	13,80	14,09	14,16	14,13	14,86
182255	B6,2	$+0,70$	0,260	0,77	16,89	16,25	17,28	1,03	13,67	13,92	14,02	13,97	15,00
23338	B5,6	$-1,30$	0,294	0,69	17,09	16,26	17,28	1,02	13,33	13,62	13,71	13,66	14,68
109387	B5,7	$-2,18$		0,55		16,20	17,10	0,90	13,40	13,76	13,70	13,73	14,63
18604	B5,8	$-0,71$		0,73		16,22	17,15	0,93	13,47	13,87	13,87	13,87	14,80
32343	B5,9	$-1,75$	0,131	0,55	16,55	16,10	16,83	0,73	13,80	14,04	14,25	14,15	14,88
212120	B5,9	$-0,92$	0,286	0,69	17,06	16,22	17,16	0,94	13,50	13,82	13,86	13,84	14,78
217675	B6,0	$-2,90$		0,68		16,02	16,63	0,61	13,57	14,01	14,01	14,01	14,62
23408	B6,0	$-1,65$	0,300	0,74	17,05	16,19	17,07	0,88	13,40	13,60	13,83	13,72	14,60
23480	B6,0	$-2,38$	0,303	0,49		16,03	16,65	0,62	13,87	14,27	14,29	14,28	14,90
90994	B6,0	$+0,03$		0,72		16,22:	17,15	0,93:	13,80:	14,09:	14,07:	14,08:	15,01
195810	B6,1	$-1,16$	0,299	0,73	17,05	16,23	17,20	0,97	13,41	13,66	13,72	13,69	14,66
23630	B6,1	$-2,15$	0,370	0,62	17,82	16,20	17,10	0,90	13,23	13,63	13,78	13,71	14,61
45542	B6,1	$-1,87$	0,275	0,67	17,05	16,17	17,01	0,84	13,63	13,86	13,95	13,90	14,74
175863	B6,3	$-1,87$		0,61		16,17	17,01	0,84	13,48	13,81	13,89	13,85	14,69
155763	B6,6	$-1,08$	0,319	0,74	17,10	16,22	17,16	0,94	13,40	13,71	13,83	13,77	14,71
100600	B6,6	$-1,25$		0,58		16,19	17,07	0,88	13,69	14,02	13,98	14,00	14,88
23302	B6,6	$-1,67$	0,332	0,70	17,24	16,18	17,05	0,87	13,43	13,72	13,85	13,78	14,65
23288	B7,0	$0,00$	0,336	0,75	17,15	16,29:	17,46	1,17	13,28	13,55:	13,58:	13,57:	14,74:
35497	B7,0	$-1,09$	0,300	0,75	17,03	16,22	17,16	0,94	13,44	13,70	13,77	13,74	14,68
58715	B6,7	$-0,34$	0,410	0,75	14,40	16,22	17,16	0,94	13,53	13,88	14,12	14,00	14,94
4436	B6,8	$+0,45$		0,83		16,30	17,50	1,20	13,51	13,87:	13,88:	13,88:	15,08:

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
6811	B7,2	^m -1,18	0,356	0,72	17,28	16,12	16,88	0,76	13,58	13,93	14,04	13,99	14,75
53244	B7,5	-0,21	0,74			16,25	17,27	1,02	13,75	13,82	13,94	13,88	14,90
19356	B7,6	-0,24	0,350	0,77	17,17	15,23	17,20	0,97	13,69	13,92	14,06	13,99	14,96
135742	B7,6	-0,90	0,370	0,68	17,44	16,18	17,04	0,86	13,50	13,91	13,96	13,93	14,79
87901	B7,6	-0,63	0,370	0,64	17,65	16,25	17,27	1,02	13,50	13,84	13,84	13,84	14,86
78316	B8,0	+0,38		0,76		16,28	17,40	1,12		12,88	13,92	13,90	15,02
34085	B8,2	-7,45	0,190	0,56	16,84	16,02	16,85	0,83	12,10	12,60	12,80	12,70	13,53
222173	B8,2	-0,01		0,78		16,23	17,20	0,97	13,49	13,95	13,95	13,95	14,92
166937	B8,4	-7,80		0,56		16,06	16,94	0,98		12,34	13,16	12,75	13,63
177756	B8,5	+0,57	0,405	0,79	17,29	16,32	17,58	1,26	13,56	13,92	13,94	13,93	15,19
214923	B8,5	-0,02	0,440	0,83	17,32	16,30	17,50	1,20	13,33	13,63	13,71	13,67	14,87
106625	B8,6	-2,03	0,345	0,67	17,38	16,20	17,10	0,90	13,73	13,89	13,75	13,82	14,72
162732	B8,8	-1,17		0,73		16,20	17,10	0,90	13,64	13,96	14,20	14,08	14,98
196867	B8,8	+0,33	0,431	0,73	17,56	16,27	17,36	1,09	13,76	14,04	14,08	14,06	15,15
144206	B8,8	+0,52		0,78		16,31	17,54	1,23	13,73	13,88		13,88	15,11
199478	B8,8	-7,30		0,45		15,85	16,36	0,51	12,05	12,97	13,17	13,07	13,58
23432	B8	+0,33	0,375	0,76	17,26	16,24	17,24	1,00		13,94	14,00	13,97	14,97
191692	B9,0	+0,08	0,502	0,88	17,37	16,25	17,28	1,03	13,60	14,10	14,08	14,09	15,12
79469	B9,0	+0,75		0,77		16,33	17,62	1,29	13,67	13,99	14,03	14,01	15,30
176437	B9,1	-1,08	0,521	0,81	17,66	16,35	17,69	1,34	12,99	13,28	13,32	13,30	14,64
212593	B9,1	-6,12	0,308	0,56	17,66	16,25	17,24	0,99	12,81	13,00	13,14	13,07	14,06
21291	B9,3	-6,91	0,210	0,56	16,96	16,02	16,85	0,83	12,38	12,92	13,04	12,98	13,81
202850	B9,3	-6,50	0,233	0,54	17,12	16,15	17,10	0,95	12,78	12,96	13,11	13,04	13,99
90882	B9,4	+0,10		0,82		16,23	17,20	0,97		14,17	14,13	14,15	15,12
112413	B9,4	-0,53	0,335	0,78	17,10	16,25	17,27	1,02	13,57	13,92	14,04	13,98	15,00
186882	B9,4	-0,27	0,482	0,78	17,68	16,30	17,50	1,20	13,42	13,73	13,80	13,77	14,97
112185	B9,5	+0,29	0,540	0,87	17,48	16,30	17,50	1,20	13,60	13,90	13,88	13,89	15,09

Таблица 3 (продолжение)

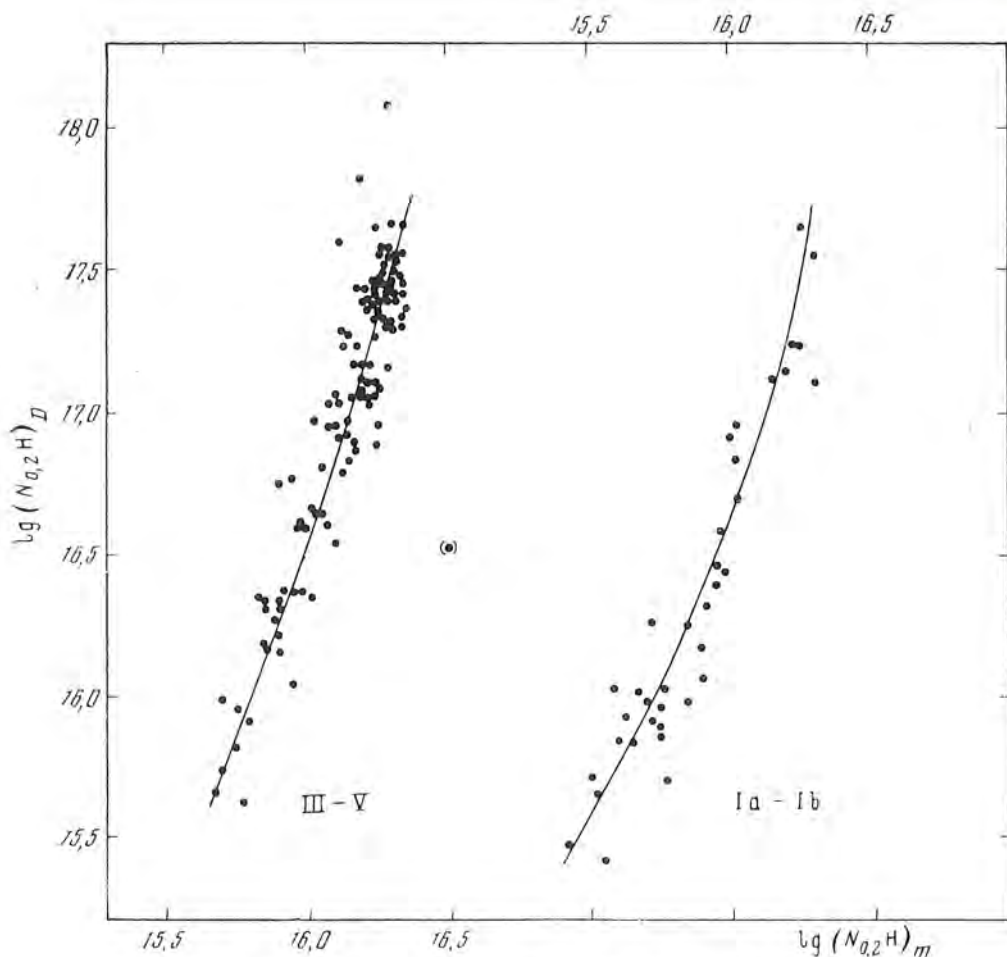
HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
24479	B9,5	$^{+0,44}_m$		0,83		16,33	17,62	1,29	13,76	13,79	13,71	13,75
192907	B9,5	$+0,29 \pm 0,46$	0,79		17,44	16,27	17,36	1,09	13,77	14,05	14,16	14,11
123299	B9,6	$+0,24 \pm 0,52$	0,84		17,62	16,28	17,40	1,12	13,61	13,98	14,06	14,02
15318	B9,6	$+0,82$	0,87			16,33	17,62	1,29	13,52	13,99	13,97	13,98
130109	B9,7	$+0,61$	0,78			16,31	17,54	1,23	13,66	14,01	14,07	14,04
172167	B9,7	$+1,02 \pm 0,57$	0,86		17,56	16,33	17,62	1,29	13,74	14,02	14,10	14,06
40362	B9	$-0,56 \pm 0,46$	0,80		17,46	16,35	17,69	1,34	13,18	13,48	13,50	13,49
177724	B9	$+0,23 \pm 0,51$	0,81		17,66	16,30	17,50	1,20	13,75	13,96	13,75	13,85
222661	B9	$+0,72$	0,84			16,40	17,90	1,50		13,60	13,70	13,60
71155	B9,9	$+1,05$	0,82			16,39	17,85	1,46	13,56	13,83	13,95	13,89
21389	B9,9	$-7,01 \pm 0,20$	0,56		16,92	16,00	16,81	0,81	12,54	12,70	12,95	12,82
60179	A0,0	$+0,94 \pm 0,48$	0,89		17,30	16,35	17,70	1,35	13,55	13,95	13,97	13,96
139006	A0,0	$+0,49 \pm 0,49$	0,85		17,41	16,35	17,70	1,35	13,42	13,72	13,81	13,76
87737	A0,0	$-5,05 \pm 0,42$	0,69		17,11	16,30	17,35	1,05	12,88	13,15	13,22	13,19
46300	A0	$-5,39 \pm 0,39$	0,61		17,56	16,30	17,30	1,00	12,96	13,32	13,27	13,29
218045	A0,1	$+0,36 \pm 0,52$	0,86		17,48	16,30	17,50	1,20	13,59	13,79	13,91	13,85
48915	A0,3	$+0,96 \pm 0,50$	0,94		17,28	16,32	17,58	1,26	13,80	14,00	14,04	14,02
140436	A0,3	$+0,73$	0,83			16,32	17,58	1,26	13,53	14,08	14,04	14,06
161868	A0,3	$+1,08 \pm 0,49$	0,86		17,38	16,36	17,75	1,39	13,60	13,96	14,12	14,04
47105	A0,5	$+0,77 \pm 0,54$	0,87		17,48	16,35	17,70	1,35	13,47	13,84	14,89	13,86
403287	A0,7	$+0,88 \pm 0,55$	0,85		17,56	16,35	17,70	1,35	13,51	13,90	13,98	13,94
95418	A0,9	$+0,72 \pm 0,52$	0,86		17,48	16,31	17,54	1,23	13,74	13,94	14,03	13,98
358	A0p	$-1,21 \pm 0,28$	0,79		16,95	16,25	17,24	0,99	13,40	13,76	13,83	13,80
140159	A1,3	$+1,50$	0,83			16,33	17,62	1,29	13,78	14,14	14,24	14,19
40183	A1,4	$+1,21 \pm 0,51$	0,89		17,38	16,32	17,58	2,26	13,75	14,05	14,14	14,09
97633	A1,4	$+0,70 \pm 0,54$	0,88		17,46	16,31	17,54	1,23	13,70	14,00	14,00	14,00
170073	A1,5	$+1,47$	0,83			16,33	17,62	1,29	13,76	14,13	14,22	14,17

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)_D$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
187982-3	A1,5	-6,62		0,66		16,35	17,36	1,01	12,61	12,75	12,97	12,86	13,87
82621	A1,5	+1,00		0,84		16,35	17,70	1,35	13,53	13,93	14,06	13,99	15,34
197345	A1,8	-7,67	0,362	0,74	17,24	16,25	17,24	0,99	12,30	12,65	12,75	12,70	13,69
89021	A1,9	+0,77	0,520	0,84	17,52	16,32	17,59	1,27	13,57	14,03	14,09	14,06	15,33
116656	A2,0	+0,98	0,525	0,85	17,50	16,30	17,50	1,20	13,67	14,09	14,04	14,06	15,26
14489	A2,1	-7,68		0,68		16,10	17,02	0,92	22,42	12,94	12,90	12,92	13,84
155125	A2,2	+1,07	0,480	0,84	17,38	16,30	17,50	1,20	13,85	14,11	14,22	14,17	15,36
141003	A2,4	+0,74	0,490	0,87	17,35	16,22	17,16	0,94	14,06	14,33	14,10	14,22	25,16
207260	A2,4	-7,02	0,351	0,73	17,24	16,25	17,24	0,99	12,52	12,75	12,92	12,83	13,82
16970	A2,7	+1,02	0,486	0,83	17,44	16,25	17,27	1,02	14,11	14,37	14,40	14,39	15,41
118098	A2,8	+1,20	0,460	0,81	17,41	16,25	17,27	1,02	14,04	14,41	14,44	14,43	15,45
80081	A2,9	+1,41	0,490	0,87	17,35	16,35	17,70	1,35	13,62	13,89	14,16	14,03	15,38
106591	A2,9	+0,94	0,480	0,84	17,38	16,27	17,36	1,09	13,87	14,22	14,40	14,31	15,40
1280	A2	+0,05		0,85		16,35	17,70	1,35	13,64	13,88	13,99	13,94	15,29
137422	A3,0	-1,07	0,590	0,78	18,08	16,30	17,50	1,20	13,33	13,56	13,64	13,60	14,80
50019	A3,1	+0,89	0,510	0,84	17,48	16,33	17,62	1,29	13,61	13,89	14,14	14,01	15,30
156164	A3,1	+0,53	0,490	0,80	17,56	16,30	17,50	1,20	13,69	13,97	14,16	14,07	15,27
102647	A3,2	+1,67	0,515	0,89	17,38	16,20	17,40	0,90	14,33	14,64	14,72	14,68	15,58
103578	A3,4	+1,50		0,96		16,35	17,70	1,35	13,63	13,92	14,05	13,98	15,33
11636	A3,4	+1,42	0,475	0,77	17,60	16,12	16,88	0,76	13,72	13,98	14,16	14,12	15,35
216956	A3	V	0,480	0,82	17,44	16,31	17,54	1,23	13,85	14,09	14,15	14,12	15,40
122408	A3,8	0,5		0,77		12,25	17,24	0,99	13,95	14,39	14,42	14,41	15,40
60178	A3,9	+2,45		0,88		16,27	17,37	1,10	14,07	14,27	14,41	14,34	15,44
116657	A3,8	+1,75		0,86		16,30	17,50	1,20	13,73	14,13	14,28	14,21	15,41
97603	A5,1	0,510	0,82	0,86	17,56	16,28	17,41	1,43	13,87	14,21	14,34	14,27	15,40
159561	A5,1	+0,50	0,455	0,80	17,43	16,27	17,36	1,09	13,70	14,18	14,28	14,23	15,32
7927	A5 Ia	-7,6		0,76		16,35	17,37	1,02	12,59	12,97	13,11	13,04	14,06

Таблица 3 (окончание)

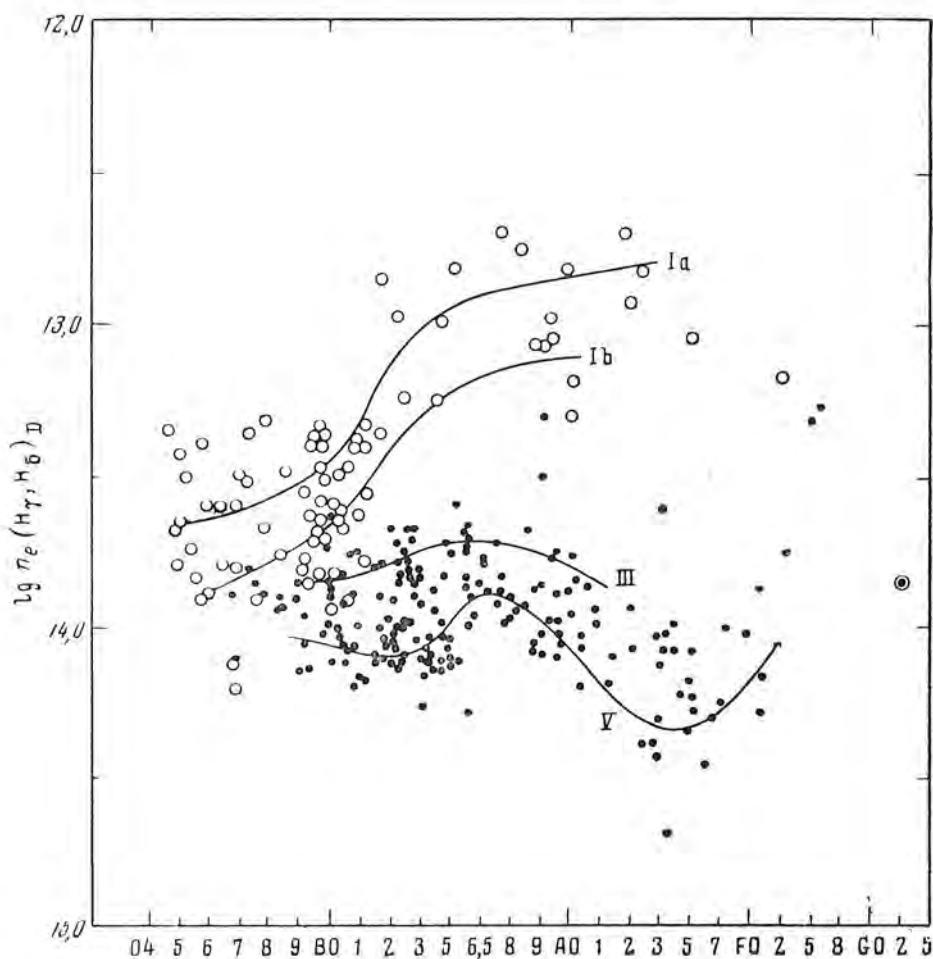
HD	Sp	M_v	D	R_c	$\lg(N_{0,2}H)_D'$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	Δ	$\lg n_e(H\beta)_D$	$\lg n_e(H\gamma)_D$	$\lg n_e(H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_D$	$\lg n_e(H\gamma, H\delta)_m$
13161	A5	III	0,490	0,88	17,33	16,28	17,41	1,13	13,65	14,12	14,23	14,18	15,31
116842	A5,4	m +2,12		0,79		16,25	17,27	1,02	13,93	14,36	14,55	14,46	15,48
187642	A5,8	+2,31	0,419	0,75	17,44	16,20	17,10	0,90	14,01	14,25	14,33	14,29	15,19
8538	A5	+1,15	0,520	0,86	17,46	16,31	17,54	1,23	13,71	14,04	14,07	14,06	15,29
15089	A5 p	+1,68		0,86		16,31	17,54	1,23	13,85	14,07	14,08	14,08	15,31
76644	A7,0	+2,20	0,450	0,83	17,33	16,25	17,27	1,02	13,97	14,24	14,29	14,26	15,28
203280	A7,1	+1,44	0,418	0,80	17,32	16,25	17,27	1,02	13,79	14,04	14,25	14,14	15,16
427762	A7,2	-0,97	0,490	0,84	17,41	16,28	17,41	1,13	13,65	13,93	14,05	13,99	15,12
137909	A7,3	+1,11	0,340	0,76	17,15	16,20	17,10	0,90	14,05	14,37	14,40	14,39	15,29
447547	A7,8	-0,4	0,423	0,75	17,44	16,27	17,36	1,09	13,64	13,98	14,05	14,02	15,11
31964	F0 Ia	-7,0	0,460	1,00	17,15	16,20	17,70	1,50	12,18	12,74	12,66	12,70	14,20
163506	F2	-7,1		0,61		16,15	17,10	0,95	13,05	13,35	12,98	13,16	14,11
56086	F0,2	+2,41	0,270	0,66	17,05	16,10	16,83	0,73	13,76	14,16	14,39	14,28	15,01
428167	F0,2	+3,48		0,80		16,17	17,01	0,84	13,74	13,89	13,83	13,86	14,70
410379	F0,3	+2,48	0,250	0,66	16,97	16,15	16,96	0,81	13,67	14,15	14,16	14,16	14,97
182640	F0,9	+2,31	0,307	0,74	17,07	16,20	17,10	0,90	13,63	14,02	14,09	14,06	14,96
432	F2,2	+1,55	0,350	0,72	17,25	16,25	17,27	1,02	13,56	13,74	13,77	13,76	14,78
α CMi	F3IV-V		0,210	0,96	17,11	16,20	17,10	0,90	13,10	13,30	13,31	13,30	14,20
11443	F6 IV		0,155	0,91	18,51	16,18	17,05	0,87	12,95	13,24	13,27	13,26	14,13
Солнце	G2 V	+4,8		1,02		15,95	15,95		13,68	13,93	13,87	13,90	13,90



Фиг. 13. Связь между величинами $\lg(N_{0,2}H)_m$ и $\lg(N_{0,2}H)_D$, определяемыми по формулам (2) и (6) соответственно

номер звезды по каталогу HD, во 2-м и 3-м — определения S_p и M_v по [6, 7], в 4-м — бальмеровский скачок D , в 5-м — максимальная глубина линии R_c , в 6-м — $\lg(N_{0,2}H)_D$, в 7-м — $\lg(N_{0,2}H)_m$, в 8-м — $\lg(N_{0,2}H)_D$, в 9-м — разница между значениями столбцов 7 и 8 — величина $\Delta = \lg(N_{0,2}H)_D - \lg(N_{0,2}H)_m$. В столбцах 10, 11 и 12 приводятся соответственно $\lg n_e$, найденные по W_λ линий H_β , H_γ и H_δ с подстановкой в соотношение (3) значений $\lg(N_{0,2}H)_D$, в столбце 13 — значения $\lg n_e$, средние из значений $\lg n_e(H_\gamma)$ и $\lg n_e(H_\delta)$ в столбцах 11 и 12. В 14-м столбце приводятся значения $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$, получаемые, как легко видеть, простым прибавлением поправки Δ (столбец 9) к значениям $\lg n_e$ в столбце 13.

Сопоставление фиг. 11 и 14 показывает значительное расхождение в величинах $\lg n_e$, определенных двумя разновидностями метода А. Ун-зольда, особенно для звезд В8—А5 главной последовательности. Для этих звезд значения n_e , определенные двумя методами, различаются более чем на порядок. Наибольшие различия в n_e достигают 30 раз.



Фиг. 14. Зависимость $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$ от спектрального класса

Основная неопределенность второго варианта метода Унзольда заключается в том, что мы не можем быть уверенными, что бальмеровский скачок и водородные линии возникают в одном и том же эффективном слое атмосферы звезды, т. е. что величина $\lg N_{0,2}H$ в выражениях (3) и (6) одна и та же. Степень этой неопределенности будет подробно рассмотрена в § 4.

Прежде чем перейти к сопоставлению полученных результатов с результатами теоретических расчетов, мы сочли необходимым сопоставить между собой все три полученные нами зависимости $\lg n_e$ от спектрального класса: фиг. 7 — определения $\lg n_e(n_m)$, фиг. 11 — определения $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ с использованием соотношений (2) и (3) и фиг. 14 — определения $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$ с использованием соотношений (3) и (6).

Это необходимо в первую очередь потому, что указанные методы определения средних электронных плотностей в атмосферах горячих звезд наиболее просты и употребительны, а расхождению результатов различных методов зачастую не придается особого значения, и обычно берут для дальнейшего практического пользования или данные о $\lg n_e$, полученные каким-либо одним методом, или простое среднее из результатов

двух (трех) методов. В частности, это обычно делается при «грубом» анализе условий в атмосферах звезд методом кривой роста. В этом отношении типичны, например, классическая работа А. Упзольда [18], работа Г. Фойгта [24], многочисленные работы итальянских астрономов обсерватории Асыяго и др. По существу, такой же путь избирается и при определении так называемых толщин однородных атмосфер звезд — H . В качестве примера здесь можно привести работы О. А. Мельникова [25, 26].

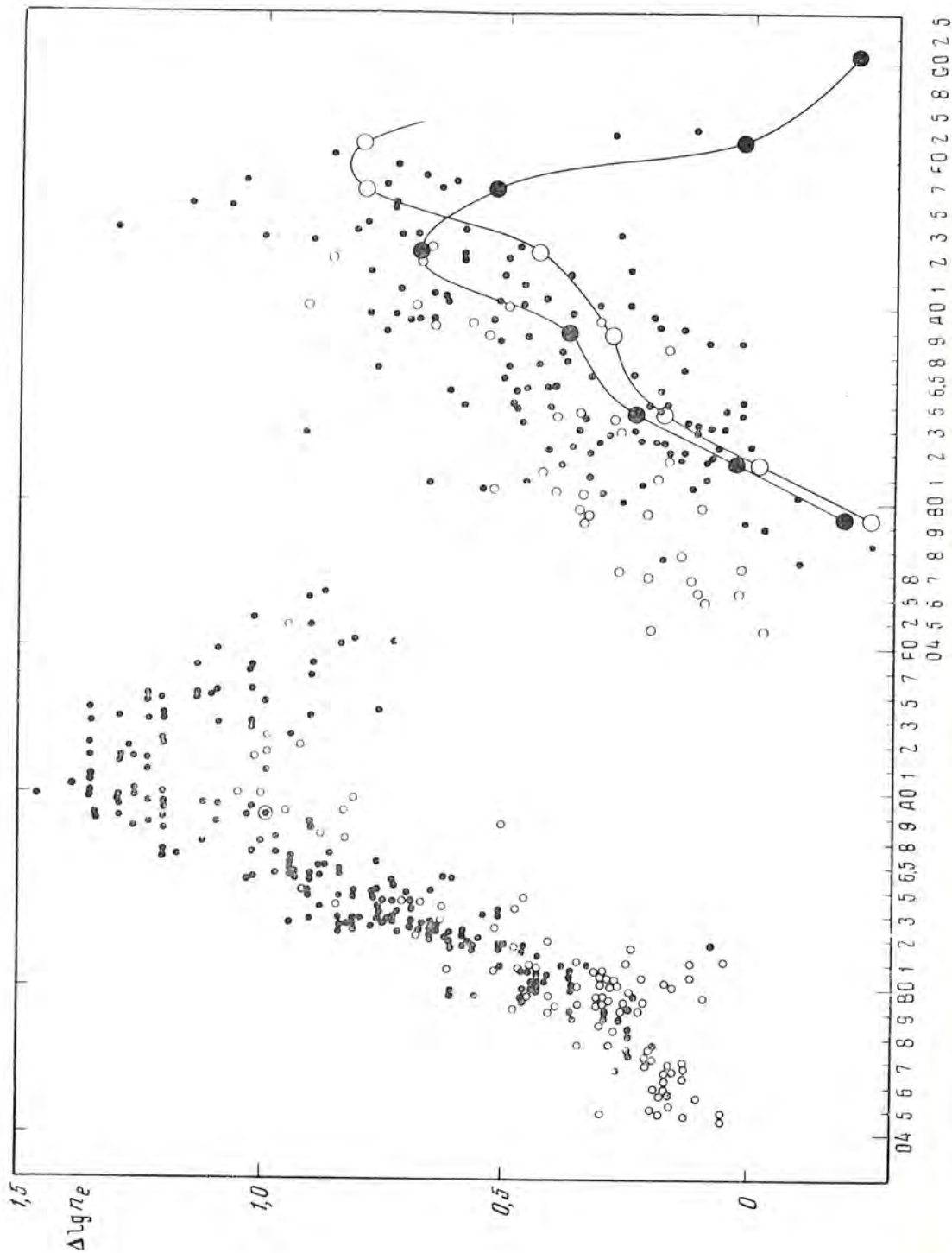
Наиболее наглядно эти сравнения результатов трех методов можно провести путем построения графиков $(\Delta \lg n_e, \text{Sp})$, где $\Delta \lg n_e$ — разница в $\lg n_e$, определенных какими-либо двумя методами.

Левая половина фиг. 15, на которой представлена разница $\Delta \lg n_e = \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m - \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$, достаточно наглядно показывает быстрый рост этой разницы с переходом от ранних к более поздним спектральным классом (от O5 до A1—A2) и затем некоторое ее уменьшение. Такой ход, повторяющий в своих основных чертах ход W_λ водородных линий со Sp обусловлен, по нашему мнению, тем обстоятельством, что нижний предел величины $\lg N_{0,2}H$ — величина $\lg (N_{0,2}H)_m$ — существенно меняется за счет изменяющегося в зависимости от W_λ перекрытия линий. Следовательно, разница между истинным значением $\lg N_{0,2}H$ и нижним пределом в значительной мере повторяет ход W_λ со спектральным классом и достигает наибольшего значения (порядка 1,0—1,3) именно для тех звезд, у которых W_λ водородных линий достигает максимума.

Дополнительной причиной, увеличивающей эту разницу, может служить различие эффективных глубин образования в атмосфере звезды бальмеровских линий с $n \sim 4-12$, по интенсивностям которых преимущественно определяются величины $\lg (N_{0,2}H)_m$ и бальмеровского скачка. Бальмеровский скачок возникает в атмосфере звезды на больших глубинах, чем первые несколько линий бальмеровской серии, а это (в случае правильности применяемых формул для определения $\lg N_{0,2}H$ по D или W_λ) приведет к большим значениям $\lg (N_{0,2}H)_D$ по сравнению с $\lg (N_{0,2}H)_m$, находимым по формуле (2).

Что касается правой половины фиг. 15, на которой представлены разности $\Delta \lg n_e = \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D - \lg n_e(n_m)$, то величина, знак и характер изменения этой разности со спектральным классом являются, по нашему мнению, результатом совместного действия следующих двух причин.

Можно полагать, что последняя наблюдаемая линия бальмеровской серии возникает в атмосфере звезды практически в тех же слоях, в которых возникает и непрерывный спектр за границей бальмеровской серии (см., например, [51], стр. 320, 324). Вследствие значительного коэффициента непрерывного поглощения нейтрального водорода сразу же за границей серии бальмеровский континуум возникает при малых оптических глубинах в атмосферах звезд. Особенно малыми оказываются эти глубины в тех атмосферах, где основным поглощающим агентом является нейтральный водород, а степень ионизации водорода достаточно низка. Эти условия реализуются, как легко видеть, в атмосферах сверхгигантов



Фиг. 15. Зависимости разностей $\Delta \lg n_e$ между $\lg n_e$, определенных различными методами, от спектрального класса. Маленькие светлые кружки — сверхгиганты, темные — звезды главной последовательности; большие черные и светлые кружки — теоретически рассчитанные разности для звезд главной последовательности и сверхгигантов соответственно (см. §3).

спектральных классов от ранних В до F и в атмосферах звезд главной последовательности от O до A0—A2. В более холодных звездах заметную, а затем (по мере дальнейшего уменьшения температуры) и преобладающую роль начинает играть поглощение отрицательными ионами водорода, а в более ранних — непрерывное поглощение нейтрального гелия, рассеяние на свободных электронах при все уменьшающемся числе нейтральных атомов водорода.

В то же время те характеристики спектра, которые используются для определения $\lg n_e$ (H_γ , H_δ)_D, а именно водородные линии и тем более бальмеровский скачок, возникают в более глубоких слоях атмосфер рассматриваемых типов звезд, и поэтому определяемые по этим характеристикам электронные плотности оказываются большими, чем определяемые по последнему номеру n_m .

Можно предположить на основании правой половины фиг. 15, что упомянутая разница в оптических глубинах возрастает при переходе от звезд более ранних (звезды O) к звездам A2—A7, приводя к увеличению разницы между $\lg n_e$.

Следует добавить, что на теоретическом графике, подобном графику 15, наблюдаемые разницы $\Delta \lg n_e$ могут оказаться еще больше. В самом деле, на фиг. 14 значения $\lg n_e$ (H_γ , H_δ)_D несколько занижены за счет того, что определяемая по более глубоко возникающему скачку D величина $\lg(N_{0,2}H)_D$ будет завышена по сравнению с истинной величиной $\lg N_{0,2}H$, определяемой интенсивностями водородных линий, так как линии образуются в менее глубоких слоях, чем скачок D .

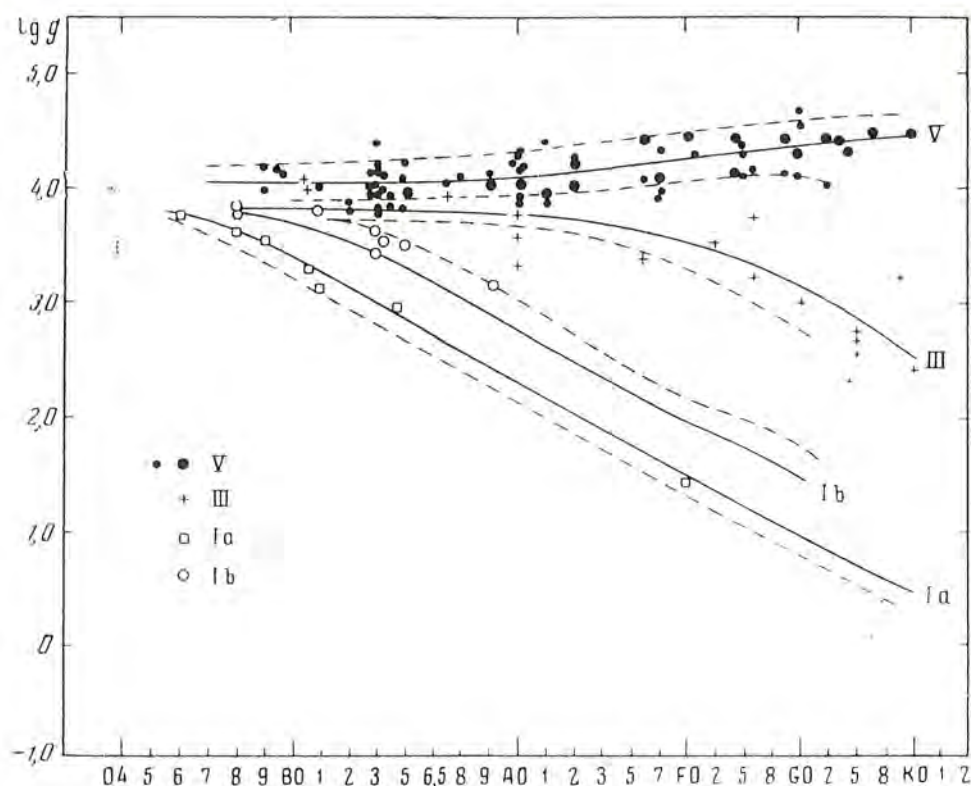
Для более полного выяснения этих вопросов обратимся к теоретическим расчетам средних оптических глубин образования используемых для определения n_e характеристик звездных спектров — n_m , $W_\lambda(H)$ и D .

§ 3. Теоретическое определение средних оптических глубин возникновения n_m , $W_\lambda(H)$ и D

Чтобы оценить степень справедливости высказанных предположений, мы проделали подробные теоретические расчеты по определению «эффективных» глубин образования в атмосферах звезд тех характеристик спектров, которые используются в изложенных выше методах нахождения $\lg n_e$. Необходимо было найти среднюю оптическую глубину образования непрерывного спектра сразу же за бальмеровским скачком, или, что фактически то же самое, глубину образования последней наблюдаемой линии n_m , глубину образования водородных линий H_γ , H_δ и скачка D .

Для этого необходимо было иметь однородный ряд моделей атмосфер звезд ранних спектральных классов, охватывающий по возможности более широкий интервал спектральных классов и светимостей.

Наиболее подходящими для наших задач моделями звездных атмосфер являются 50 моделей, построенных С. де Ягером и Л. Невеном [27].



Фиг. 16. Эмпирическая зависимость между $\lg g$ и спектральным классом для звезд различных последовательностей

Построенная сетка моделей охватывает достаточный для наших потребностей интервал спектральных классов (температур) и светимостей. Исходные параметры моделей, поверхностные температуры T_0 и величины $\lg g$ охватывают интервалы по T_0 от 25 000 до 4000° и по $\lg g$ от 1 до 5.

Хотя указанные модели в некоторых отношениях приближены и построены с использованием целого ряда упрощающих предположений, но несомненным преимуществом этого семейства моделей, особенно важным для нас является то, что они достаточно равномерно и плотно заполняют большую площадь в плоскости $(T_0, \lg g)$ и что в пределах этой площади с помощью в общем довольно несложного интерполирования можно определять необходимые характеристики моделей с любыми наперед заданными параметрами T_0 и $\lg g$.

Модели, подлежащие анализу, были отобраны следующим путем. Исходя из данных работы П. П. Паренаго и А. Г. Масевич [28], мы для основных последовательностей звезд на диаграмме (Sp, M_v) в интервале O6—K0 построили диаграмму $(Sp, \lg g)$, определив по возможности для всех индивидуальных звезд или для «средних» звезд $\lg g$ по приводимым в работе [28] значениям $\mathfrak{M}$ и $\mathfrak{K}$.

Диаграмма $(Sp, \lg g)$ представлена на фиг. 16, где сплошными линиями указан ход основных последовательностей, а штриховыми — примерные границы этих последовательностей.

Далее были определены спектральные классы звезд, соответствующие принятым в [27] значениям T_0 . В моделях [27] T_0 и T_{eff} связаны соотношением $T_{\text{eff}}^4 = 2T_0^4$. По принятой в настоящее время шкале эффективных температур для звезд ранних спектральных классов (см. например, [17]) по T_{eff} были определены спектральные классы для восьми моделей с T_0 от 25 000 до 5000° (каждый ряд в свою очередь состоит из пяти моделей с $\lg g = 1, 2, 3, 4, 5$).

Таблица 4

№	T_0	T_{eff}	$\lg T_{\text{eff}}$	Sp	$\lg g$								
					VH	V	VB	III	III ^B	I ^H _b	I ^b	Ia	Ia ^B
1	25000°	29700°	4,473	O9,3	4,20	4,05	3,90	3,80	3,80	3,80	3,75	3,50	3,35
2	18 000	21 500	4,332	B1,5	4,22	4,05	3,90	3,80	3,75	3,70	3,65	3,20	3,00
3	14 000	16 700	4,223	B3,6	4,25	4,05	3,90	3,80	3,70	3,60	3,40	2,95	2,75
4	10 000	11 900	4,076	B8,9	4,30	4,07	3,95	3,80	3,70	3,20	2,95	2,50	2,30
5	8 000	9 550	3,980	A2,2	4,37	4,17	4,00	3,75	3,55	2,75	2,45	2,05	1,85
6	7 000	8 350	3,922	A5,7	4,50	4,23	4,05	3,65	3,40	2,25	2,10	1,70	1,50
7	6 000	7 150	3,854	F0,7	4,50	4,30	4,10	3,50	3,30	2,20	2,00	1,45	1,25
8	5 000	5 950	3,774	G0,2	4,60	4,40	4,10	3,15	2,80	1,75	1,50	1,00	0,75

В табл. 4 приводятся значения $\lg g$ для основных последовательностей горячих звезд на диаграмме (Sp, M_v) и их примерных границ. Эти значения $\lg g$ вычислены для спектральных классов, соответствующих восьми упомянутым рядам моделей. В табл. 4 сверху столбцов 6—14 индекс «н» или «в» при обозначении последовательности означает соответственно нижнюю или верхнюю границы данной последовательности на диаграмме (Sp, M_v).

Работа по вычислению средних оптических глубин состояла из трех частей. В первую очередь было проведено определение средних (эффективных) глубин образования излучения за бальмеровским пределом (или средних глубин образования n_m). Схема вычислений сводилась к следующему. В каждой данной модели для всех $\bar{\tau}$ по соответствующим значениям $\lg P_e$ и T находилось отношение $\frac{\kappa_\lambda}{\bar{\kappa}}$ для $\lambda = 3646^-$, т. е. сразу же за бальмеровским скачком. Для этого с графиков, приводимых в работе Э. Витенз [29], для каждого из имеющихся там значений θ ($\theta = \frac{5040}{T}$) и $\lg P_e$ были сняты значения κ_λ и $\bar{\kappa}$ для $\lambda = 3646^-$, найдены отношения $\frac{\kappa_\lambda}{\bar{\kappa}}$ и с помощью графической интерполяции построена подробная таблица зависимости $\frac{\kappa_\lambda}{\bar{\kappa}}$ от $\lg P_e$ и T .

Далее для каждого значения $\bar{\tau}$ методом численного интегрирования находилась величина

$$\tau_\lambda = \int_0^{\bar{\tau}} \frac{\kappa_\lambda}{\bar{\kappa}} d\bar{\tau},$$

Таблица 5

T_*	$\lg g$	$\bar{\tau}_*$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$	T_*	$\lg g$	$\bar{\tau}_*$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$
25 000°	2	0,42	1,83	4,45	13,24	8000°	4	0,097	1,92	3,92	13,86
	3	0,22	2,44	4,43	13,87	7000	1	0,065	0,11	3,86	12,11
	4	0,107	2,99	4,41	14,44		2	0,070	0,68	3,85	12,69
	5	0,072	3,58	4,41	15,03		3	0,095	1,17	3,86	13,17
18 000	2	0,32	1,66	4,30	13,22		4	0,154	1,78	3,87	13,77
	3	0,16	2,21	4,28	13,79		5	0,27	2,37	3,88	14,35
	4	0,091	2,75	4,27	14,34	6000	1	0,095	-0,44	3,79	11,93
	5	0,065	3,28	4,26	14,88		2	0,17	0,50	3,80	12,56
14 000	2	0,20	1,41	4,17	13,10		3	0,29	1,18	3,82	13,22
	3	0,11	1,97	4,16	13,71		4	0,42	1,71	3,83	13,74
	4	0,080	2,49	4,16	14,19		5	0,52	2,14	3,84	14,16
10 000	2	0,14	1,08	4,02	12,92	5000	1	0,39	-0,19	3,75	11,92
	3	0,10	1,61	4,02	13,45		2	0,56	-0,41	3,76	12,51
	4	0,087	2,13	4,01	13,98		3	0,69	0,95	3,77	13,04
8 000	2	0,085	0,87	3,92	12,81		4	0,90	1,50	3,79	13,57
	3	0,075	1,41	3,91	13,36		5	1,03	1,96	3,80	14,02

Таблица 6

T_*	Sp	$\lg n_e$								
		VH	V	V ^B	III	III ^B	IV ^H	IV	Ia	Ia ^B
25 000°	O9,3	14,56	14,48	14,38	14,33	14,33	14,33	14,30	14,15	14,07
18 000	B1,5	14,46	14,37	14,29	14,23	14,20	14,17	14,15	13,90	13,79
14 000	B3,6	14,30	14,21	14,14	14,10	14,05	14,00	13,90	13,68	13,55
10 000	B8,9	14,14	14,02	13,95	13,87	13,82	13,56	13,42	13,19	13,08
8 000	A2,2	14,04	13,94	13,86	13,73	15,63	13,22	13,06	12,84	12,73
7 000	A5,7	14,06	13,90	13,80	13,60	13,47	12,84	12,75	12,51	12,40
6 000	F0,7	14,07	13,94	13,79	13,48	13,38	12,69	12,56	12,21	12,09
5 000	G0,2	13,84	13,75	13,61	13,12	12,93	12,36	12,22	11,92	11,77

оптическая глубина в $\lambda = 3646^-$, соответствующая средней оптической глубине $\bar{\tau}$, а затем произведение $B_\lambda(\tau_\lambda) K_2(\tau_\lambda)$ — поток, выходящий на поверхность с оптической глубины τ_λ . Здесь $B_\lambda(\tau_\lambda)$ — функция Планка и $K_2(\tau)$ — второй экспоненциальный интеграл. (В функции источника $S_\lambda(\tau_\lambda)$ пренебрегается вторым слагаемым, так как в использованных нами моделях коэффициент непрерывного рассеяния $\sigma_\lambda \ll \kappa_\lambda$ [27] и $S_\lambda \approx B_\lambda$.)

Далее мы нанесли $B_\lambda(\tau_\lambda) K_2(\tau_\lambda)$ на график как функцию $\bar{\tau}$ и методом последовательных приближений находили величину $\bar{\tau}_*$, при которой

$$\int_0^{\bar{\tau}_*} B_\lambda(\tau_\lambda) K_2(\tau_\lambda) d\bar{\tau} = \int_{\bar{\tau}_*}^{\infty} B_\lambda(\tau_\lambda) K_2(\tau_\lambda) d\bar{\tau}.$$

Находимая таким образом оптическая глубина $\bar{\tau}_*$ является той «эффективной» оптической глубиной, на которой в среднем возникает непрерывное излучение непосредственно за бальмеровским скачком.

Затем по таблицам Π_1 в [27] по глубине $\bar{\tau}_*$ для каждой модели находились соответствующие значения $\lg P_e$ и $\lg T$, а затем $\lg n_e$. Все эти данные приведены в табл. 5. Наконец, по данным табл. 5 интерполированием были определены $\lg n_e$, соответствующие значениям Sp и $\lg g$, приводимым в табл. 4, т. е. последовательностям реальных звезд.

Эти вычисленные по моделям значения $\lg n_e$, соответствующие эффективным оптическим глубинам образования в атмосфере звезды последнего наблюдаемого номера бальмеровской серии, приведены в табл. 6 и изображены графически, в зависимости от спектрального класса, на фиг. 17.

Определение эффективной оптической глубины образования водородных линий H_γ и H_δ в атмосфере было выполнено следующим образом.

На основании таблиц V_3 и V_4 в работе [27], в которых даются соответственно для линий H_γ и H_δ для всех 50 моделей вычисленные значения $R_\lambda = F_\lambda/F_0$ и $\bar{\tau}^*$, соответствующие точкам контура с $\Delta\lambda$, равными 0, 0,5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 Å, численным интегрированием находились эффективные оптические глубины формирования линии в целом, т. е. величины

$$\bar{\tau}_* = \frac{\int \bar{\tau}^* R_\lambda d\lambda}{\int R_\lambda d\lambda}.$$

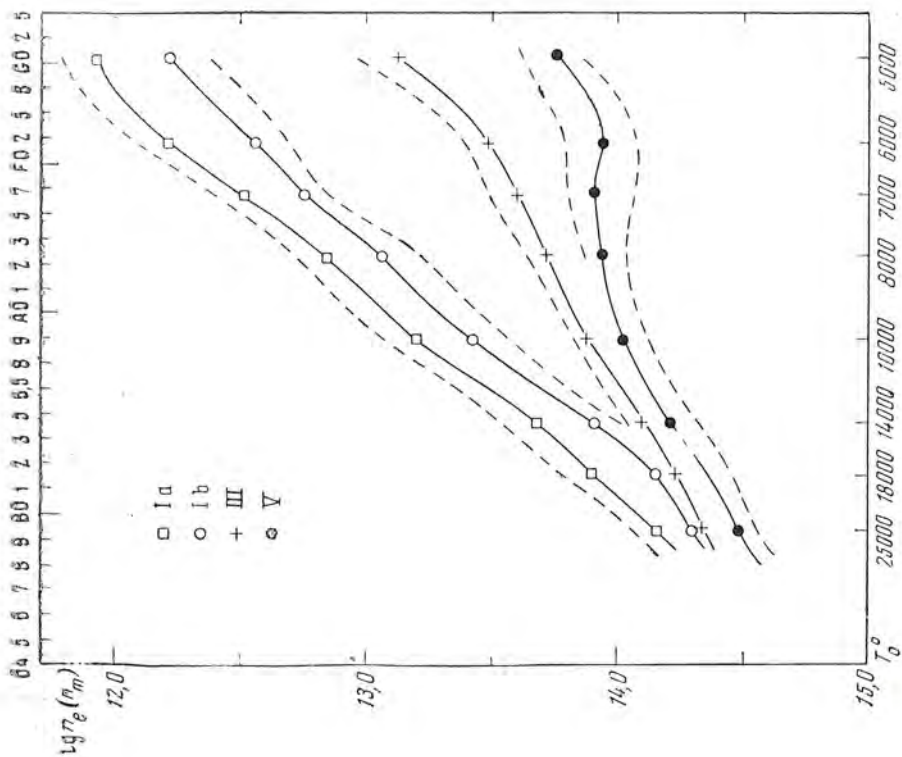
Далее для каждой из избранных моделей из таблицы Π_1 в [27] по соответствующим значениям $\bar{\tau}_*$ находились (отдельно для линий H_γ и H_δ) значения $\lg P_e$, $\lg T$ и $\lg n_e$, а затем — значения $\lg n_e$, средние для H_γ и H_δ . Результаты этих расчетов даются в табл. 7. Мы сочли возможным усреднить значения $\lg n_e$, получаемые для H_γ и H_δ , так как средняя по всем моделям $\Delta \lg n_e$ для этих двух линий составляет, как легко видеть из табл. 7, всего — 0,067. (Можно указать в связи с этим, что для выборки в несколько десятков звезд из табл. 3 соответствующее среднее значение $\Delta \lg n_e$ получается равным — 0,075.)

В табл. 8 даются величины $\lg n_e$ для значений Sp и $\lg g$ из табл. 4. На фиг. 18 приведен соответствующий график, иллюстрирующий теоретическую зависимость ($\lg n_e$, Sp).

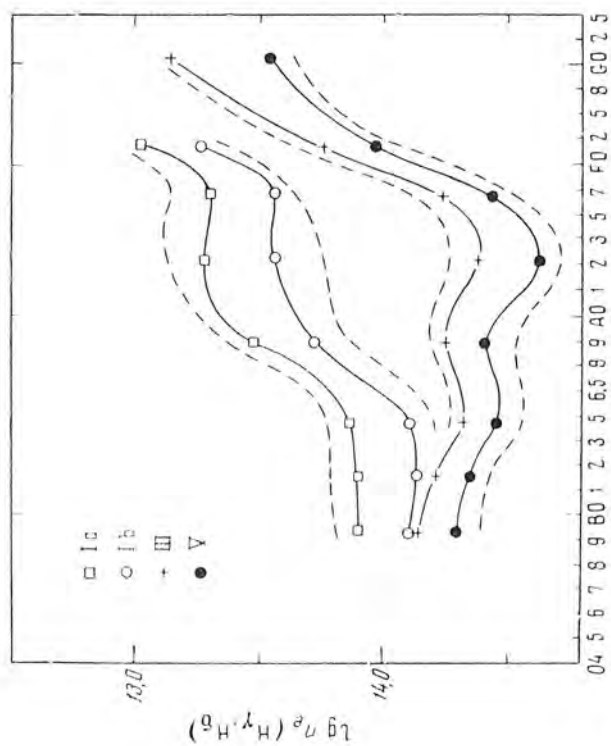
Для нахождения средней оптической глубины формирования бальмеровского скачка D , определяемой соотношением

$$\int_0^{\infty} [B_\lambda(\tau^+) K_2(\tau^+) - B_\lambda(\tau^-) K_2(\tau^-)] d\bar{\tau} = \int_{\bar{\tau}_*}^{\infty} [B_\lambda(\tau^+) K_2(\tau^+) - B_\lambda(\tau^-) K_2(\tau^-)] \times d\bar{\tau},$$

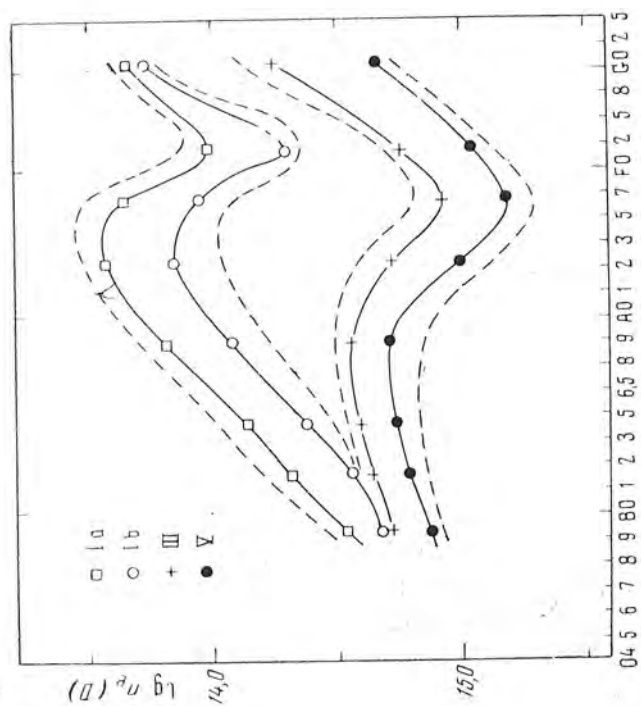
найденные в [27] (табл. IV₄) средние глубины τ_0^* (оптические глубины, рассчитанные для $\lambda = 5012$ Å, [27]) формирования скачка D были пересчитаны в соответствующие значения $\bar{\tau}_*$. По $\bar{\tau}_*$ для соответствующих



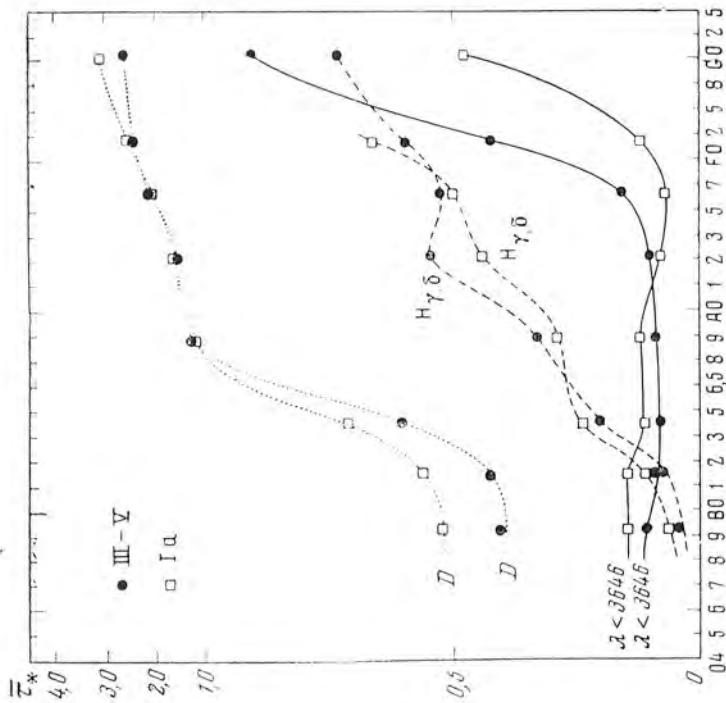
Фиг. 17. Зависимость теоретически рассчитанных значений $\lg n_e (n_m)$ от спектрального класса



Фиг. 18. Зависимость теоретически рассчитанных значений $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)$ от спектрального класса



Фиг. 19. Зависимость теоретически рассчитанных значений $\lg n_e (D)$ от спектрального класса



Фиг. 20. Зависимость от спектрального класса теоретически рассчитанных эффективных оптических глубин τ_* , к которым относятся характеристики $n_m (\lambda < 3646)$, $W_\lambda (H_\gamma, H_\delta)$ и D

Для $\tau_e > 1$ масштаб по оси ординат изменен в 10 раз

Таблица 7

T_0	$\lg g$	$\bar{\tau}_s$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$	$\bar{\tau}_s$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$	$\lg n_e$
25 000°	3	0,088	2,40	4,41	13,55	0,097	2,43	4,41	13,58	13,57
	4	0,043	2,69	4,40	14,15	0,085	2,92	4,41	14,37	14,26
18 000	2	0,24	1,50	4,29	13,07	0,29	1,63	4,30	13,19	13,43
	3	0,12	2,13	4,27	13,72	0,20	2,27	4,28	13,85	13,79
14 000	4	0,077	2,71	4,27	14,30	0,083	2,73	4,27	14,32	14,31
	3	0,24	2,21	4,18	13,89	0,24	2,22	4,18	13,90	13,90
10 000	4	0,20	2,74	4,17	14,43	0,18	2,71	4,17	14,40	14,42
	2	0,30	1,32	4,04	13,14	0,48	1,46	4,06	13,28	13,21
8 000	3	0,28	1,83	4,04	13,65	0,42	2,02	4,05	13,84	13,75
	4	0,33	2,50	4,04	14,32	0,48	2,60	4,06	14,40	14,36
7 000	2	0,44	1,34	3,96	13,24	0,48	1,36	3,96	13,26	13,25
	3	0,48	2,00	3,96	13,90	0,59	2,07	3,97	13,96	13,93
6 000	4	0,54	2,60	3,97	14,49	0,65	2,68	3,98	14,56	14,53
	1	0,52	0,85	3,91	12,80	0,65	0,93	3,92	12,87	12,84
5 000	2	0,50	1,50	3,91	13,45	0,63	1,63	3,92	13,57	13,51
	3	0,52	1,98	3,91	13,93	0,59	2,07	3,91	14,02	13,98
4 000	4	0,52	2,37	3,91	14,32	0,61	2,44	3,91	14,39	14,36
	1	0,67	0,84	3,85	12,85	0,72	0,88	3,85	12,89	12,87
3 000	2	0,65	1,22	3,85	13,23	0,70	1,27	3,85	13,28	13,26
	3	0,64	1,58	3,85	13,59	0,65	1,59	3,85	13,60	13,60
2 000	4	0,59	1,88	3,85	13,89	0,59	1,88	3,85	13,89	13,89
	5	0,73	1,35	3,78	13,43	0,69	1,32	3,78	13,40	13,42

Таблица 8

T_0	Sp	$\lg n_e$								
		VH	V	VB	III	III ^B	Ib ^B	Ib	Ia	Ia ^B
25000°	O9,3	14,40	14,29	14,19	14,12	14,12	14,12	14,11	13,91	13,81
18 000	B1,5	14,42	14,34	14,26	14,21	14,18	14,15	14,13	13,89	13,79
14 000	B3,6	14,55	14,45	14,37	14,32	14,26	14,21	14,11	13,87	13,77
10 000	B8,9	14,54	14,40	14,33	14,24	14,18	13,87	13,72	13,48	13,37
8 000	A2,2	14,73	14,62	14,53	14,38	14,26	13,76	13,56	13,28	13,12
7 000	A5,7	14,51	14,43	14,38	14,23	14,13	13,63	13,56	13,31	13,17
6 000	F0,7	14,02	13,97	13,92	13,75	13,69	13,33	13,26	13,02	12,95
5 000]	G0,2	13,60	13,54	13,45	13,14	13,06				

моделей были определены $\lg P_e$, $\lg T$, $\lg n_e$. Расчеты даются в табл. 9, а значения $\lg n_e$, соответствующие Sp и $\lg g$ из табл. 4, приведены в табл. 10 и графически представлены на фиг. 19.

На фиг. 20, построенной по данным табл. 5, 7 и 9, представлено изменение со спектральным классом средних оптических глубин образования в атмосферах звезд спектральных характеристик n_m , W_λ (H) и D .

Таблица 9

T_e	$\lg g$	$\bar{\tau}_*$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$	T_e	$\lg g$	$\bar{\tau}_*$	$\lg P_e$	$\lg T$	$\lg n_e$
25 000	2	1,09	2,27	4,51	13,62	7000°	3	1,80	2,39	4,04	14,21
	3	0,70	2,87	4,48	14,25		4	1,55	3,05	4,03	14,88
	4	0,40	3,42	4,45	14,83		5	1,79	3,70	3,05	15,51
	5	0,23	3,92	4,43	15,35		1	1,83	1,21	3,99	13,08
18 000	2	1,07	2,11	4,36	13,61	6000	2	1,86	2,00	3,99	13,87
	3	0,60	2,66	4,32	14,20		3	2,18	2,74	4,00	14,60
	4	0,42	3,20	4,31	14,75		4	2,08	3,23	4,00	15,09
	5	0,34	3,71	4,30	15,27		5	2,02	3,64	4,00	15,50
14 000	2	1,00	2,00	4,25	13,61	5000	1	2,68	1,82	3,95	13,73
	3	0,69	2,53	4,22	14,17		2	2,47	2,38	3,95	14,29
	4	0,60	3,06	4,22	14,70		3	2,39	2,66	3,94	14,58
	5	0,54	3,56	4,21	15,21		4	2,39	3,01	3,94	14,93
10 000	2	1,12	1,77	4,11	13,52	5000	5	2,44	3,41	3,94	15,33
	3	1,17	2,36	4,11	14,11		1	3,10	1,66	3,88	13,64
	4	1,19	2,91	4,11	14,66		2	2,59	1,83	3,87	13,82
	5	1,03	3,46	4,10	15,22		3	2,76	2,21	3,88	14,19
8 000	1	1,39	1,39	4,03	13,22	5000	4	2,61	2,52	3,87	14,51
	2	1,58	1,72	4,04	13,54		5	2,93	2,89	3,88	14,87

Таблица 10

T_e	Sp	$\lg n_e$								
		V ^H	V	V ^B	III	III ^B	IV ^B	IV	Ia	Ia ^B
25 000°	O9,3	14,93	14,86	14,77	14,71	14,71	14,71	14,68	14,54	14,45
18 000	B1,5	14,86	14,78	14,69	14,64	14,61	14,58	14,56	14,31	14,20
14 000	B3,6	14,83	14,73	14,65	14,59	14,54	14,49	14,38	14,14	14,03
10 000	B8,9	14,83	14,70	14,63	14,55	14,49	14,22	14,08	13,81	13,70
8 000	A2,2	15,11	14,99	14,88	14,71	14,58	14,04	13,84	13,57	13,49
7 000	A5,7	15,29	15,18	15,11	14,92	14,80	14,05	13,94	13,63	13,48
6 000	F0,7	15,13	15,05	14,97	14,75	14,68	14,35	14,29	13,98	13,87
5 000	G0,2	14,73	14,65	14,55	14,24	14,12	13,77	13,73	13,64	13,60

§ 4. Сопоставление эмпирических и теоретических значений $\lg n_e$

Было проделано детальное сопоставление зависимостей ($\lg n_e$, Sp), полученных по данным наблюдений, с соответствующими зависимостями, рассчитанными по моделям атмосфер, т. е. сопоставление попарно фиг. 7 с 17 и 14 с 18. Эти сопоставления сделаны на фиг. 21 и 22 соответственно и позволяют сделать следующие выводы.

1. Ход $\lg n_e$ со спектральным классом оказывается весьма сходным на фиг. 7 и 17 как для звезд главной последовательности, так и для полюсы сверхгигантов (см. фиг. 21). Исключение составляют несколько звезд-сверхгигантов спектральных классов F0—F8 на фиг. 7. Можно указать две возможные причины, приводящие к наблюдаемому ходу $\lg n_e$

со спектральным классом для этих звезд. В сверхгигантах более поздних, чем A5—F0, в связи со значительным увеличением числа и усилением линий ионов металлов существенно затруднено визуальное выявление линий высших номеров бальмеровской серии, интенсивности которых становятся сравнимыми с интенсивностями линий других элементов. К тому же для всех этих сверхгигантов F0—F8 определения n_m выполнены только однажды в работе [14], ряд которой не приведен к стандартному из-за отсутствия общих звезд. Кроме того, большинство сверхгигантов F0—F8 на фиг. 7 принадлежит к классам светимости II—Ib (с $M_v \sim -2^m, -4^m$), в то время как на фиг. 17 принято, что полосе сверхгигантов A и F соответствуют абсолютные величины от -6^m до -7^m и даже до -8^m , что, в частности, имеет место и для сверхгигантов B и A.

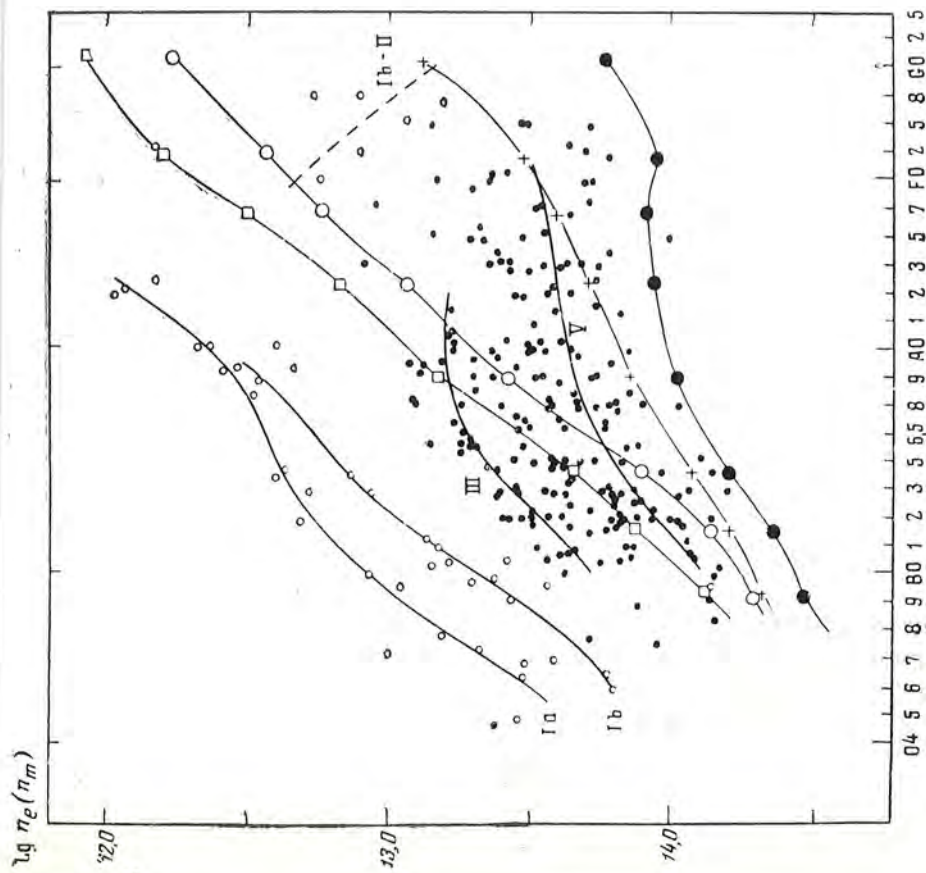
2. Средние значения $\lg n_e$ на фиг. 7 и 17 для звезд главной последовательности различаются примерно на 0,6, а для сверхгигантов различие еще больше, до 1,0. Мы не придаем особого значения систематическому различию в среднем на 0,6 между значениями $\lg n_e$, определенными по формуле (1) и вычисленными с использованием сравнительно грубых моделей звездных атмосфер, какими являются 50 моделей С. де Ягера и Л. Невена [27]. Хорошо известно, что в построенных разными авторами даже более рафинированных моделях атмосфер с совершенно одинаковыми исходными параметрами T_0 и $\lg g$ вычисленные давления P_e , имея одинаковую форму зависимости от оптической глубины, могут различаться от модели к модели в несколько раз.

Дополнительное смещение полос сверхгигантов на фиг. 7 еще на 0,4 по оси $\lg n_e$ (см. также фиг. 24) представляется нам более любопытным и трудно объяснимым фактом. Сейчас едва ли возможно назвать с полной определенностью причину, обуславливающую это дополнительное относительное уменьшение $\lg n_e$ в реальных атмосферах сверхгигантов по сравнению с вычисленными значениями. По-видимому, основную роль здесь играет значительная протяженность атмосфер сверхгигантов или, другими словами, то обстоятельство, что эффективные ускорения силы тяжести, действующие в атмосферах сверхгигантов, оказываются существенно меньше «динамических», т. е. вычисленных по известному соотношению

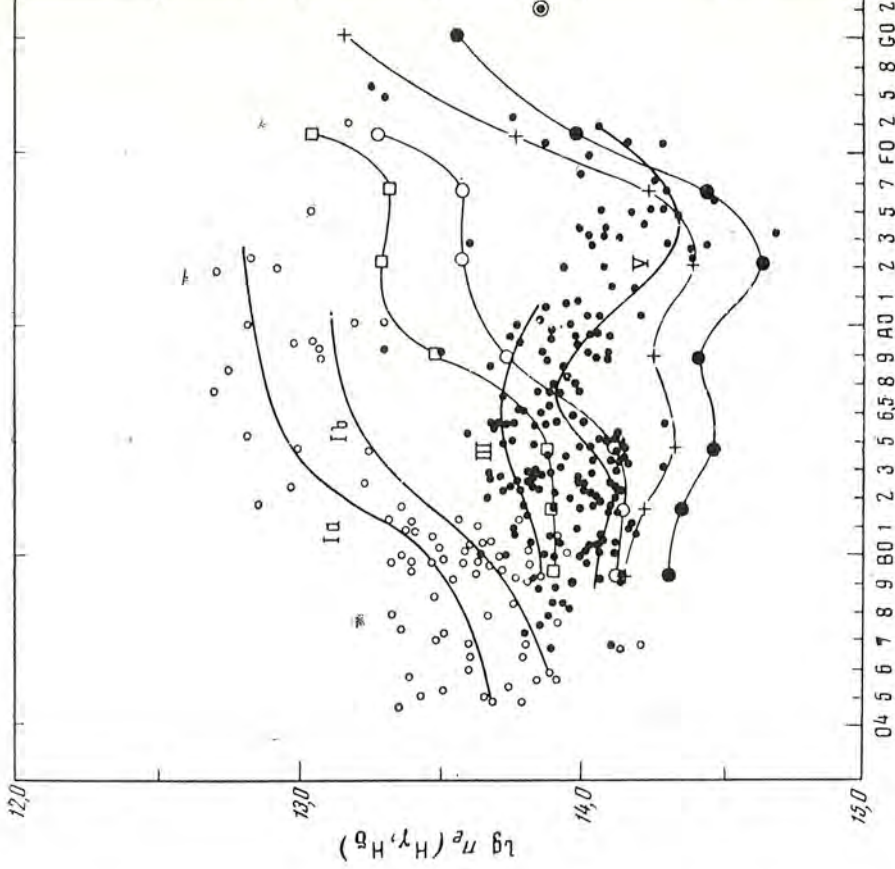
$$g = G \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}^2},$$

где $\mathfrak{R}$ — радиус фотосферы, а $\mathfrak{M}$ — масса звезды.

При построении моделей атмосфер в [27] было принято во внимание уменьшение g за счет эффекта светового давления, т. е. фактически модели строились с некоторыми g_{eff} , а не с номинальными. Известно, однако, что один лишь эффект светового давления не может объяснить обнаруживаемое для сверхгигантов отличие g_{eff} от g . Для сверхгигантов существует, по-видимому, ряд других факторов, увеличивающих протяженность их атмосфер. Такими факторами могут быть истечение вещества, возможно, силы электромагнитного характера, общая неустойчивость атмосфер сверхгигантов, связанная с быстрой эволюцией и т. п. Эти факторы, естественно, в [27] не учитывались.



Фиг. 21. Сравнение эмпирических и теоретических определений $\lg n_e(n_m)$ (табл. 2 и 6, фиг. 7 и 17)



Фиг. 22. Сравнение эмпирических и теоретических определений $\lg n_e(H_\gamma, H_\beta, H_\delta)$ и $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)$ (табл. 3 и 8, фиг. 14 и 18)

3. Согласие между ходом эмпирических и теоретических значений $\lg n_e$ на фиг. 14 и 18 (см. также фиг. 22) оказывается значительно менее удовлетворительным, чем при сравнении фиг. 7 и 17, однако и здесь можно отметить некоторое подобие в форме полос, заполняемых на обоих графиках звездами соответствующих светимостей.

Однако мы не смогли найти сколько-нибудь удовлетворительного объяснения тому факту, что полосы, занимаемые на обоих рисунках сверхгигантами, оставаясь подобными друг другу, смещены по оси абсцисс одна относительно другой на несколько спектральных подклассов.

При этом сравнении $\lg n_e$, найденные эмпирически, на основе наблюдаемых характеристик спектров звезд (§ 1 и 2), оказываются больше вычисленных теоретически в среднем на 0,4. Меньшая, чем при предыдущем сравнении, величина этой разницы может быть объяснена, как нам представляется, следующим обстоятельством.

При нахождении $\lg n_e$ по формуле (3) мы используем величину $\lg N_{0,2}H$, которая определяется в этом случае по скачку D , возникающему в более глубоких слоях атмосферы звезды, чем водородные линии H_γ и H_δ . Очевидно, однако, что формула (3) отражает связь между наблюдаемыми характеристиками водородных линий W_λ и величинами $N_{0,2}H$ и n_e , относящимися именно к тем слоям атмосферы, в которых формируются водородные линии. Введением в формулу (3) значения $(N_{0,2}H)_D$, которое, как легко видеть, оказывается больше, чем $N_{0,2}H$, участвующее в образовании линий H_γ и H_δ , мы, естественно, занижаем получаемые из формулы (3) значения n_e . Хотя для нахождения численного значения этой поправки к $\lg n_e$ необходимы специальные подсчеты полных чисел атомов $N_{0,2}H$, участвующих в образовании балмеровских линий и скачка D , однако из сравнения эффективных оптических глубин $\bar{\tau}_e$, на которых формируются водородные линии и скачок (см. фиг. 20), следует, что эта поправка может быть весьма значительной.

Так как величина $\lg (N_{0,2}H)_m$, используемая для нахождения значений $\lg n_e$, представленных на фиг. 11, является, с другой стороны, нижним пределом для искомого значения $\lg N_{0,2}H$, то отсюда непосредственно вытекает, что для входящего в формулу (3) значения $\lg N_{0,2}H$ мы имеем неравенство

$$\lg (N_{0,2}H)_m < \lg N_{0,2}H < \lg (N_{0,2}H)_D. \quad (7)$$

Это в свою очередь означает, что определяемые по формуле (3) средние электронные плотности в тех слоях, в которых возникают водородные линии, должны удовлетворять неравенству

$$\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m > \lg n_e(H_\gamma, H_\delta) > \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D. \quad (8)$$

Таким образом, $\lg n_e$, определяемые из формулы (3) при правильном ее применении, должны заключаться для каждой звезды между значениями $\lg n_e$, приведенными в столбцах 13 и 14 табл. 3. Из сравнения данных этих столбцов (и более наглядно из фиг. 15) видно, что раз-

личие между $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ и $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$ весьма велико и достигает для звезд В9—А5 величины порядка 1,4 (плотности различаются в 25 раз). Так как нам не известно положение истинного значения $\lg n_e$ относительно пределов в неравенстве (8) из-за подобной неопределенности для $\lg N_{0,2}H$ в неравенстве (7), то до устранения этой неопределенности пользоваться средним значением $\lg n_e$, образованным из $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ и $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_D$, следует весьма осторожно, особенно применительно к звездам А и поздним В.

Следует также признать совершенно необоснованной подстановку значений $\lg n_e$, определенных одним из рассмотренных здесь методов, в формулы, используемые в другом методе для определения входящих в эти формулы других параметров, в той или иной степени характеризующих свойства звездных атмосфер.

В свете изложенного представляется, в частности, необоснованным предложенный О. А. Мельниковым [25, 26] метод определения так называемых толщин «однородных» атмосфер, в котором величина $\lg n_e(n_m)$, найденная по формуле Инглиса—Теллера (1), подставляется в формулу (3) для нахождения $\lg N_{0,2}H$. В самом деле, как легко видеть из фиг. 20, $\lg n_e(n_m)$ относятся к оптическим глубинам $\bar{\tau} \approx 0,1$ в атмосферах звезд В и А, в то время как в формуле (3) используются характеристики водородных линий, возникающих в более глубоких слоях с $\bar{\tau}$, достигающими для тех же звезд значений порядка 0,2—0,5. Разница же в величинах $\lg n_e$ на $\bar{\tau} \approx 0,1$ и $\bar{\tau} \approx 0,2—0,5$ может достигнуть, как это видно из сравнения фиг. 17 и 18, значений порядка 0,2—0,7.

Заключение

Результаты, полученные выше, показывают, что из методов определения $\lg n_e$, изложенных в § 1 и 2, в настоящее время наиболее свободным от критики оказывается метод, основанный на нахождении $\lg n_e$ по номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии с помощью формулы (1). Применяя эту формулу, следует, однако, помнить, что определяемые по ней величины $\lg n_e$ для звезд О — А5 характеризуют, как можно было ожидать на основании наших знаний относительно коэффициента непрерывного поглощения в горячих звездах и как это убедительно подтверждается данными табл. 5 и фиг. 20, лишь самые верхние слои атмосферы звезды со средней оптической глубиной $\bar{\tau} \approx 0,1$.

Что же касается использования формулы (3) для определения $\lg n_e$ в более глубоких слоях атмосфер звезд ($\bar{\tau} \approx 0,2—0,5$), то соответствующее применение ее может быть оправдано, по нашему мнению, только после детального теоретического анализа особенностей неравенств (7) или (8) или после разработки теоретически обоснованного метода определения параметра $N_{0,2}H$, входящего в эту формулу.

Однако этот вопрос требует специального изучения, выходящего за рамки поставленной в данной статье задачи.

Автор считает своей приятной обязанностью выразить глубокую признательность Л. П. Ершовой, Т. С. Галкиной и Т. М. Смирновой, прово-

дившим в разное время вычисления, использованные в данной работе, а также Г. Н. Шараповой за помощь в вычислениях и особенно в подготовке графиков к печати.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. R. Inglis, E., Teller. *Ap. J.*, **90**, 439, 1939.
2. F. L. Mohler. *Ap. J.*, **90**, 429, 1939.
3. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский. *Астр. ж.*, **38**, № 3, 1961.
4. A. Unsöld. *Physik der Sternatmosphären*. Berlin, Verlag, 1955.
5. Э. Р. Мустель. *Звездные атмосферы*. М., Физматгиз, 1960.
6. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **20**, 156, 1958.
7. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **23**, 148, 1960.
8. O. Struve. *Ap. J.*, **90**, 699, 1939.
9. O. Struve, A. Unsöld. *Ap. J.*, **91**, 365, 1940.
10. G. R. Miczaika. *Zs. f. Ap.*, **25**, 72, 1948.
11. G. R. Miczaika. *Zs. f. Ap.*, **25**, 268, 1948.
12. G. R. Miczaika. *Zs. f. Ap.*, **29**, 262, 1951.
13. P. W. Merrill, O. C. Wilson. *Ap. J.*, **80**, 19, 1934.
14. U. Becker. *Zs. f. Ap.*, **28**, 7, 1949.
15. E. van Dien. *Ap. J.*, **109**, 452, 1949.
16. И. М. Копылов, А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **21**, 40, 1959.
17. J. A. Hynek. *Astrophysics*, N. Y., 1951.
18. A. Unsöld. *Zs. f. Ap.*, **21**, 22, 1941.
19. E. G. Williams. *Ap. J.*, **83**, 279, 1936.
20. E. G. Williams. *Ann. Sol. Phys. obs. Cam.*, **2**, pt. 2, 1932.
21. M. Hack. *Ann. d'Aph.*, **16**, 1, 1953.
22. S. S. Huang, O. Struve. *Ap. J.*, **123**, 231, 1956.
23. D. Chalonge, L. Divan. *Ann. d'Aph.*, **15**, 201, 1952.
24. H. H. Voigt. *Zs. f. Ap.*, **31**, 48, 1952.
25. О. А. Мельников. *Уч. зап. ЛГУ, серия астрономия*, **25**, 80, 1952.
26. О. А. Мельников. *Астр. ж.*, **31**, 249, 1954.
27. C. de Jager, L. Neven. *Ann. obs. Royal de Belgique*, **8**, fasc. 1, 1957.
28. П. П. Паренато, А. Г. Масевич. *Труды ГАИШ*, **20**, 81, 1951.
29. E. Vitense. *Zs. f. Ap.*, **28**, 81, 1951.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД КЛАССА F. II. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД ТИПА δ ЩИТА

М. Е. Боярчук

По спектрограммам, полученным на 1220-миллиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией $23,4 \text{ \AA/mm}$ у H_γ , изучены две звезды типа δ Щита, δ Sct F3 III—IV и δ Del A7 III, и три звезды сравнения: ν Her F2 III, β Del F5 IV, ι Boo A7 V. Спектрофотометрическое исследование атмосфер звезд было проведено методом кривых роста. В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая для однородной модели Милна — Эддингтона. Найденное химическое содержание металлов освобождено от влияния температуры и электронного давления. Результаты сравнения следующие: отношение содержания водорода к содержанию металлов для звезд типа δ Sct в 2,0 раза меньше, чем для стандартных звезд; отношение содержания углерода к содержанию металлов в 1,2 раза меньше; в звездах типа δ Sct по сравнению с нормальными звездами наблюдаются аномалии в содержании некоторых элементов (Sc, Al, Ni, Sr) по отношению к содержанию железа.

A STUDY OF THE ATMOSPHERES OF F TYPE STARS, II. A spectrophotometric study of the atmospheres of δ Sct type stars, by *M. Boyarchuk*.—E. Two δ Sct type stars: δ Sct F3 III—IV and δ Del A7 III, and three comparison stars: ν Her F2 III, β Del F5 IV and ι Boo A7 V, are studied using spectrograms obtained with the 50" reflector of the Crimean Astrophysical Observatory. The dispersion is $23.4 \text{ \AA/mm}$ at H_γ . The spectrophotometric study of the atmospheres is made by the curve of growth method. The curve for the homogeneous Milne-Eddington model is selected as the theoretical curve of growth. The influence of temperature and electron pressure is excluded from the derived chemical content of metals. The following results are obtained: 1) the hydrogen to metal abundance ratio is less by a factor of 2.0 for the δ Sct type stars as compared to the standard stars; 2) the carbon to metal abundance ratio is less by a factor of 1.2; 3) there is an anomaly in the abundance of some elements (Sc, Al, Ni, Sr) relative to the iron abundance in δ Sct type stars as compared to normal stars.

1. Звезды типа δ Щита (δ Sct) представляют собой небольшую группу звезд спектральных классов A7 — F6 и классов светимости II—IV. Они характеризуются периодическими изменениями блеска с амплитудами, не превышающими $0^m.25$, периодами, меньшими $0^d.2$, и изменениями лучевой скорости [1—4].

Для этой группы звезд до сих пор не решен вопрос о месте их в общем эволюционном пути развития и о принадлежности этих звезд к тому или иному типу населения. Некоторая трудность для решения поставленных задач здесь заключается в том, что эти звезды расположены на диаграмме Герцшпрунга — Рассела недалеко от места пересечения главной пос-

ледовательности (население I) горизонтальной ветвью звезд населения II, на которой расположены звезды типа RR Лиры. По некоторым физическим характеристикам, в частности по фазовому соотношению между блеском и лучевой скоростью, они очень сходны с переменными типа RR Лиры и, наверное, могут рассматриваться как некоторый аналог звезд типа RR Лиры. Однако для более точного решения этого вопроса было бы хорошо установить сходство и некоторых других характеристик звездных атмосфер, например сходство относительного химического содержания.

Вторая проблема, которая очень тесно связана с первой заключается в следующем. Как известно, вдоль верхней границы главной последовательности, согласно теоретическим работам, располагается зона звездной неустойчивости. Здесь находятся пекулярные O-звезды, затем звезды типа β CMa (B0 — B2), магнитно-переменные звезды (A0 — A2), металлические звезды (A5 — F2) и далее звезды типа δ Sct. Эти звезды показывают изменения блеска и лучевой скорости. Поэтому возникает вопрос, не являются ли звезды типа δ Sct распространением полосы нестационарных ранних звезд вдоль верхней границы главной последовательности на область более холодных звезд.

Из-за малочисленности звезд этой группы невозможно применить для решения поставленных задач методы статистических исследований звездной астрономии, которые успешно применялись для других типов звезд. Известно, однако, что атмосферы перечисленных выше звезд, исключая, может быть, звезды типа β CMa, имеют заметные аномалии в содержании некоторых элементов. Известно также, что в атмосферах звезд I и II типа населений наблюдается различное отношение содержания водорода к металлам. Поэтому химический состав звезд можно рассматривать как признак, по которому можно звезды группы δ Sct отнести к определенному типу звездных населений.

2. Данная работа посвящена определению спектрофотометрических характеристик и относительного химического состава атмосфер звезд типа δ Sct.

В настоящее время известно семь звезд типа δ Sct [4]. Вероятно, их число значительно больше, но обнаружить такие звезды довольно трудно, так как для этого требуются очень тщательные наблюдения за изменениями блеска и лучевой скорости. Для наблюдений на 1220-миллиметровом телескопе Крымской обсерватории из этих семи звезд оказались

Таблица 1

HD	Звезда	Sp	m	M_v	$v \sin i$, км/сек
172748	δ Sct	F3 III—IV	$4,9^m - 5,2^m$	$+0,80^m$	—
164136	ν Her	F2 III	4,5	-0,70	25
196524	β Del	F5 IV	3,7	+1,60	59
197461	δ Del	A7 III	4,6	+0,40	43
125161	ι Boo	A7 V	4,8	+2,7	126

Таблица 2

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$				
		δ Set	ν Her	β Del	δ Del	ϵ Boo
Mg I						
5183,60	2	—	—	—	1,92	—
5172,78	2	—	—	—	2,06	—
4703,99	11	1,79	1,40	1,50	1,44	1,27
4167,27	15	1,76	1,39	1,55	1,58	1,46
4057,50	15	—	1,47	1,75	1,53	1,47
3838,30	3	—	—	—	1,91	—
Mg II						
4390,60	10	1,70	1,44	1,53	1,44	1,14
4481,13	4	2,14	1,87	1,96	1,89	2,03
Al I						
3961,52	1	—	1,78	1,72	1,55	—
3944,00	1	—	1,58	1,71	1,61	—
Si II						
4130,70	3	1,69	1,68	1,28	1,76	1,50
4128,05	3	1,68	1,53	1,76	1,90	1,59
3862,59	1	—	1,26	1,49	—	—
3856,02	3	—	1,62	—	2,15	—
Ca I						
4585,88	23	1,38	0,94	1,24	1,12	1,24
4578,56	23	1,38	0,90	—	1,19	1,18
4455,89	7	1,83	1,30	1,56	1,61	1,53
4454,40	4	2,11	1,65	1,90	1,80	1,77
4435,70	4	1,68	—	1,47	—	—
4435,00	4	1,93	1,70	1,67	1,82	1,53
4425,44	4	1,50	1,13	1,20	1,40	1,20
4318,65	5	1,62	1,33	1,21	1,57	1,60
4302,53	5	1,87	2,02	2,03	1,98	1,88
4283,01	5	1,89	1,65	1,54	1,62	1,48
4226,73	2	2,11	2,05	2,17	2,03	1,89
Ca II						
3933,66	1	—	3,15	3,35	3,03	—
Sc II						
4431,37	14	1,58	1,06	—	1,20	1,20
4400,36	14	2,01	1,61	1,85	1,80	1,64
4374,46	14	2,08	1,90	1,82	1,68	1,39
4320,74	15	2,04	1,93	1,71	1,78	1,83
4314,08	15	2,10	1,86	1,84	1,90	1,84
4246,83	7	1,88	1,88	1,71	1,91	1,52
Ti I						
4981,74	38	—	1,81	1,93	1,75	1,63
4742,49	233	1,32	0,93	1,10	1,10	1,23
4639,60	145	1,33	0,81	1,11	1,24	1,03
4617,26	145	1,45	1,18	—	1,24	1,11
4535,58	42	1,77	—	1,60	—	1,46
4533,25	42	2,03	1,74	1,79	1,76	1,74
4512,70	42	1,30	—	1,04	1,04	1,04

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$				
		δ Sct	ν Her	β Del	δ Del	ϵ Boo
4457,40	113	1,91	1,30	1,71	1,61	1,50
4290,90	44	1,62	1,45	1,69	1,48	1,69
4287,40	44	1,62	1,45	1,45	1,07	1,37
4286,00	44	1,57	0,84	1,37	0,97	1,15
4261,60	252	—	0,97	1,02	1,07	1,15
Ti II						
4805,10	92	1,52	1,36	1,16	1,46	1,32
4589,96	50	1,64	1,34	1,54	1,45	1,24
4571,97	82	1,95	1,49	1,62	1,74	—
4563,77	50	1,90	1,42	1,57	1,74	—
4501,27	31	1,79	1,49	1,55	1,55	1,49
4468,49	31	2,01	1,67	1,75	1,81	1,78
4450,48	19	1,91	1,34	1,47	1,53	1,43
4443,80	19	2,13	1,81	1,73	1,87	1,83
4417,72	40	1,95	1,61	1,40	1,58	1,35
4395,03	19	2,03	1,82	1,77	1,50	1,70
4314,98	41	2,10	1,86	1,84	1,90	1,84
4312,86	41	1,76	1,54	1,57	1,54	1,67
4300,05	41	2,07	2,01	1,99	2,02	1,73
4294,10	20	1,83	1,71	1,45	1,62	1,37
4163,64	105	1,59	1,49	1,16	1,59	—
4028,33	87	—	1,24	1,24	1,30	—
3913,46	34	—	1,78	—	1,71	—
3900,55	34	—	1,84	1,81	1,93	—
V I						
4452,00	87	1,43	0,83	1,13	1,30	1,43
4406,60	22	1,83	1,61	1,63	1,53	1,40
V II						
4225,23	37	1,90	1,63	1,70	1,68	1,77
4183,44	37	1,87	1,58	1,58	1,77	1,49
4065,40	215	—	0,90	1,17	1,17	1,29
4036,78	9	—	1,30	1,40	1,40	1,30
4035,63	32	—	1,47	1,59	1,47	1,35
4023,39	32	—	1,55	—	1,67	1,54
Cr I						
4652,16	21	1,61	1,23	1,56	1,11	1,10
4646,20	21	1,41	1,41	1,56	1,24	1,29
4626,18	21	1,38	1,38	1,18	1,24	1,18
4545,96	10	1,57	1,30	1,45	—	—
4274,80	1	1,69	1,75	1,65	1,75	1,48
4254,35	1	1,77	1,52	1,52	1,57	1,15
Cr II						
4876,41	30	1,37	1,54	1,39	1,37	1,35
4848,24	30	—	1,43	1,49	1,54	1,42
4634,08	44	—	1,48	1,29	1,33	1,18
4618,83	44	1,38	1,18	1,29	1,29	1,33
4588,21	44	1,48	1,24	1,38	1,45	1,42

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$				
		δ Sct	ν Her	β Del	δ Del	ϵ Boo
4558,65	44	1,52	1,24	1,38	1,55	—
4284,21	31	—	1,27	1,15	1,15	1,21
4242,38	31	1,41	1,52	1,41	1,52	1,22
4145,77	162	—	1,16	—	1,16	—
4012,50	183	—	1,65	1,44	1,74	—
Mn I						
4823,52	16	1,87	1,71	1,52	1,57	1,57
4783,40	16	1,22	1,22	1,16	1,27	1,22
4761,53	21	1,23	1,36	1,36	1,17	—
4754,04	16	1,36	1,10	1,28	1,22	1,10
4082,90	5	1,71	1,62	1,75	1,69	1,43
4055,55	5	1,50	1,57	1,65	1,50	1,45
4041,36	5	1,30	1,60	1,54	1,72	1,17
4034,49	2	—	1,57	1,51	1,47	1,44
4033,07	2	—	1,90	1,81	1,84	1,39
4030,80	2	—	1,92	1,87	1,84	1,54
Mn II						
4292,25	6	1,45	1,14	0,97	0,97	1,15
4244,30	7	—	0,85	0,97	1,07	1,15
4206,40	7	1,45	1,58	1,38	1,45	1,24
Fe I						
4920,50	318	1,81	1,99	1,71	—	—
4890,80	318	1,80	1,54	1,69	1,76	1,69
4736,80	554	1,55	1,23	1,47	1,60	1,37
4476,02	350	1,60	—	1,30	1,46	1,25
4415,12	41	1,99	1,80	1,80	1,86	1,75
4404,75	41	1,83	1,61	1,75	1,82	—
4383,55	41	2,08	1,85	1,99	2,03	1,81
4267,58	414	1,80	1,50	1,53	1,64	1,62
4325,76	42	2,18	1,98	2,02	2,06	1,83
4271,76	42	1,98	1,95	1,89	1,96	1,67
4260,48	152	1,80	1,80	1,86	1,77	1,67
4250,79	42	1,80	1,85	1,67	1,91	1,52
4235,94	152	1,88	1,70	1,69	1,79	—
4222,22	152	1,58	1,58	1,15	1,52	—
4202,03	42	1,90	1,77	1,70	1,99	1,65
4191,44	152	1,79	1,72	1,63	1,82	—
4187,80	152	1,98	1,74	—	1,72	1,70
4187,04	152	1,92	1,78	1,72	1,91	1,68
4147,67	42	—	1,29	1,16	1,19	1,16
4143,87	43	2,02	1,95	1,78	2,04	1,66
4132,06	43	1,87	1,83	1,86	1,87	1,66
4071,74	43	—	1,83	1,82	1,79	1,62
4063,59	43	—	1,93	1,97	2,01	1,60
4045,82	43	—	2,03	2,07	2,04	1,74
4021,87	278	—	1,17	1,35	1,48	—
4009,72	72	—	1,40	1,40	1,54	1,30

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^4$				
		δ Sct	ν Her	β Del	δ Del	ϵ Boo
4005,25	43	—	1,97	1,98	1,98	1,60
3922,90	4	—	1,68	1,60	1,69	—
3920,30	4	—	1,66	1,84	1,82	—
3917,18	20	—	1,75	1,75	1,77	—
3906,48	4	—	1,79	1,69	—	—
3878,02	20	—	1,89	—	2,05	2,00
3872,50	20	—	1,71	—	1,98	—
3865,53	20	—	1,52	—	1,71	—
3852,57	73	—	1,26	—	1,62	—
3850,82	22	—	1,49	—	1,78	—
Fe II						
5018,44	42	1,92	1,64	2,04	1,91	1,94
4923,92	42	1,78	1,85	1,74	1,83	1,80
4731,44	43	1,47	1,10	1,28	1,17	1,23
4670,17	25	1,37	1,23	1,11	—	1,10
4666,75	37	1,61	—	1,56	1,11	1,33
4656,97	43	—	1,03	1,12	1,03	1,33
4583,83	38	1,94	1,54	1,66	1,74	1,68
4555,89	37	1,93	1,60	1,64	1,80	1,52
4541,50	38	1,62	1,25	1,45	1,24	1,25
4522,63	38	1,79	1,42	1,64	1,66	1,42
4515,34	37	1,72	1,35	1,35	1,67	—
4508,28	38	1,60	1,39	1,34	1,60	1,52
4491,40	37	1,79	1,12	1,62	1,49	1,55
4472,90	37	—	1,05	0,95	1,25	0,95
4416,80	27	1,79	1,61	1,63	1,83	1,70
4296,60	28	1,75	1,51	1,57	1,88	—
4233,16	27	1,97	1,97	1,80	1,99	—
4178,86	28	1,97	1,61	1,76	1,88	1,78
4173,50	27	1,80	1,89	1,87	1,85	1,83
Ni I						
4686,20	98	1,23	0,91	1,11	1,28	1,41
4715,78	98	—	1,10	1,23	1,33	1,28
4648,70	98	1,67	1,18	1,41	—	1,33
4605,00	98	1,45	1,38	1,38	1,38	1,18
Ni II						
4362,10	9	1,64	1,27	1,56	1,70	1,40
4244,80	9	1,45	1,33	1,37	1,07	1,41
4192,04	10	1,28	1,22	1,00	1,07	1,33
4015,50	12	—	1,44	1,60	1,35	1,40
Sr I						
4607,34	2	1,45	0,94	1,29	0,93	1,11
Sr II						
4215,52	1	1,98	2,02	1,92	1,98	1,37
4077,71	1	2,20	2,20	2,22	2,19	1,84
Ba II						
4934,09	1	1,75	1,93	1,51	1,69	1,69
4554,03	1	1,80	1,45	1,57	1,74	1,64

Таблица 2 (окончание)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$				
		δ Sct	ν Her	β Del	δ Del	ι Boo
Y II						
4900,10	22	1,61	1,39	1,42	—	—
4883,70	22	—	1,49	1,46	1,76	1,43
4374,90	13	2,08	1,50	1,82	1,86	1,66
4309,60	5	1,90	1,51	1,76	1,76	1,32
4177,50	14	1,86	1,81	1,70	1,38	1,30
Zr II						
4379,80	88	1,29	1,06	1,06	—	—
4317,32	40	1,51	1,21	—	1,57	1,36
4277,40	40	1,54	0,84	0,97	1,07	1,07
4211,90	15	1,58	1,07	1,08	1,37	1,07
4209,00	41	1,09	1,28	1,15	1,54	1,22
4161,80	42	1,86	1,86	1,58	1,81	1,38
4156,20	29	1,66	1,58	1,68	1,86	1,61
4149,18	41	1,83	1,71	1,59	1,89	1,29
4018,40	54	—	1,00	1,30	1,00	1,00
CH						
4312	—	2,05	0,90	1,32	1,41	1,32
4308	—	2,05	1,77	1,96	1,93	1,71
4306	—	1,50	1,77	1,76	1,71	1,48
4304	—	1,83	2,06	1,83	2,02	1,51
4282	—	1,54	1,07	1,27	1,48	1,07

доступными только две: δ Sct F3 III—IV и δ Del A7 III, которые и были включены в программу. Кроме того, были сняты три стандартные звезды сходных спектральных классов: β Del, ν Her, ι Boo. Данные о звездах приведены в табл. 1. Спектральные классы для звезд даны в системе Моргана — Кириана. Абсолютные величины M_v вычислены по параллаксу; скорости вращения звезд взяты из списка, составленного в Крымской обсерватории [5].

Спектрограммы пяти указанных звезд были получены на спектрографе 1220-миллиметрового рефлектора с дисперсией $23,4 \text{ \AA}/\text{мм}$ у Н γ . Применялись пластинки Кодак 103-АО, охватывающие спектральную область $\lambda\lambda$ 5000—3800 $\text{\AA}$. Ширина щели спектрографа была равна 0,06 мм, что соответствует ширине изображения щели на пластинке, равной 0,04 мм. Высота полученных спектров равна 0,9 мм. Для каждой звезды было получено по четыре спектрограммы для более надежного определения эквивалентных ширин.

3. Полученные спектрограммы были прокалиброваны на спектрографе ИСП-51, а затем промерены на регистрирующем микрофотометре типа Моль с увеличением в 50 раз. Дальнейшая фотометрическая обработка материала наблюдений, проведение непрерывного спектра звезд, отождествление линий поглощения и получение эквивалентных ширин

линий поглощения были выполнены теми же методами, что и в предыдущей работе автора [6]. Были получены эквивалентные ширины W_λ для 225 линий металлов и шести молекулярных полос CN. Относительная ошибка определений эквивалентных ширин линий поглощения в среднем составляет 5%, она возрастает при уменьшении эквивалентной ширины линии. Так как звезды, рассматриваемые в этой работе, имеют более ранние спектральные классы, чем звезды, исследуемые в предыдущей работе, то это дало возможность отождествить большее число неидентифицированных линий нейтральных металлов. Результаты определения эквивалентных ширин собраны в табл. 2. В 1-м столбце таблицы даны длины волн линий соответствующих элементов, во 2-м — номер мультиплета, согласно таблицам Ш. Мур [7], в последующих столбцах для каждой звезды приведены эквивалентные ширины линий поглощения.

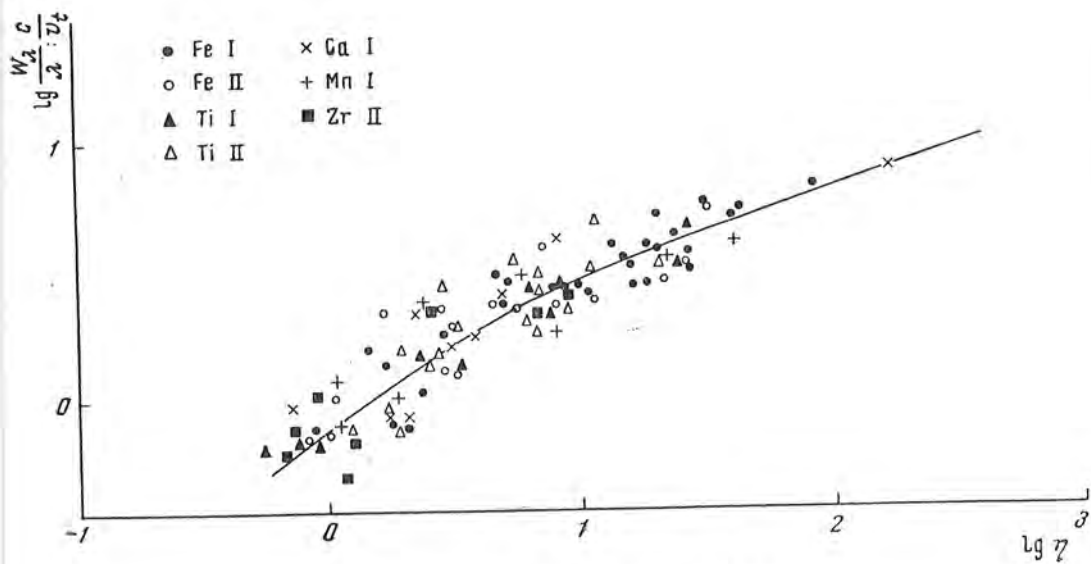
4. Полученные эквивалентные ширины использовались для определения химического состава и параметров атмосфер звезд методом кривых роста. Построение кривых роста и определение эффективных температур $T_{\text{эф}}$, температур ионизации $T_{\text{и}}$, предварительных температур возбуждения $T_{\text{в}}$ и температур возбуждения, полученных из кривых роста $T_{\text{в}}^*$, было выполнено таким же методом, как и в предыдущей работе [6]. Эти величины приведены в столбцах 2, 3, 4, 5, табл. 3. Кривые роста были построены для отдельных элементов, находящихся как в нейтральном, так и в ионизованном состояниях, а затем были объединены в одну общую кривую. Объединялись элементы, имеющие наибольшее число надежных линий поглощения: Fe I, Fe II, Ti I, Ti II, Ca I, Mn I, Zr II. В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эддингтона, рассчитанная Врубелем [8]. Теоретическая кривая была совмещена с эмпирическими. Полученные кривые роста для всех пяти звезд приведены на фиг. 1—5. Сплошная кривая на каждом рисунке соответствует теоретической кривой роста, наилучшим образом удовлетворяющей наблюдениям.

Из сравнения эмпирических и теоретических кривых роста были определены величины турбулентных скоростей v_t и постоянных затухания Γ/ν . Они даны в табл. 3, в столбцах 6 и 7. Если сопоставить полученные

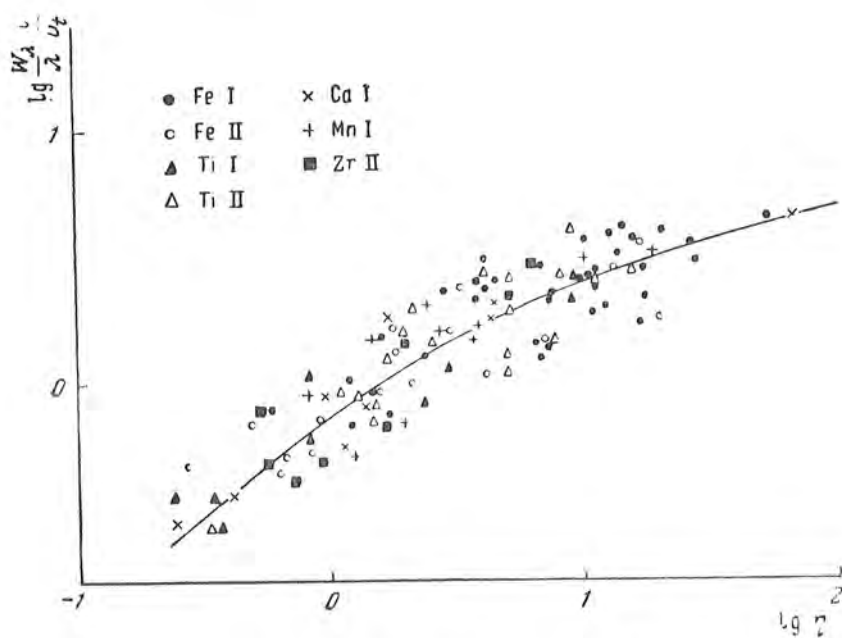
Таблица 3

звезда	$T_{\text{эф}}$	$T_{\text{в}}$	$T_{\text{в}}^*$	$T_{\text{и}}$	V_t , км/сек	Γ/ν , 10^{-4}	$\lg n_e$	$\lg k_2$
γ Sct	6820°	5600°	5630°	6100°	8,0	33	13,60	—0,22
ν Her	7000	5740	5680	6150	7,6	66	13,66	—0,12
β Del	6450	5290	5290	5750	6,0	75	12,88	—0,82
δ Del	8080	6620	6390	6900	10,0	42	14,38	+0,40
ϵ Boo	8080	6620	6900	7470	7,6	31	14,49	+0,52

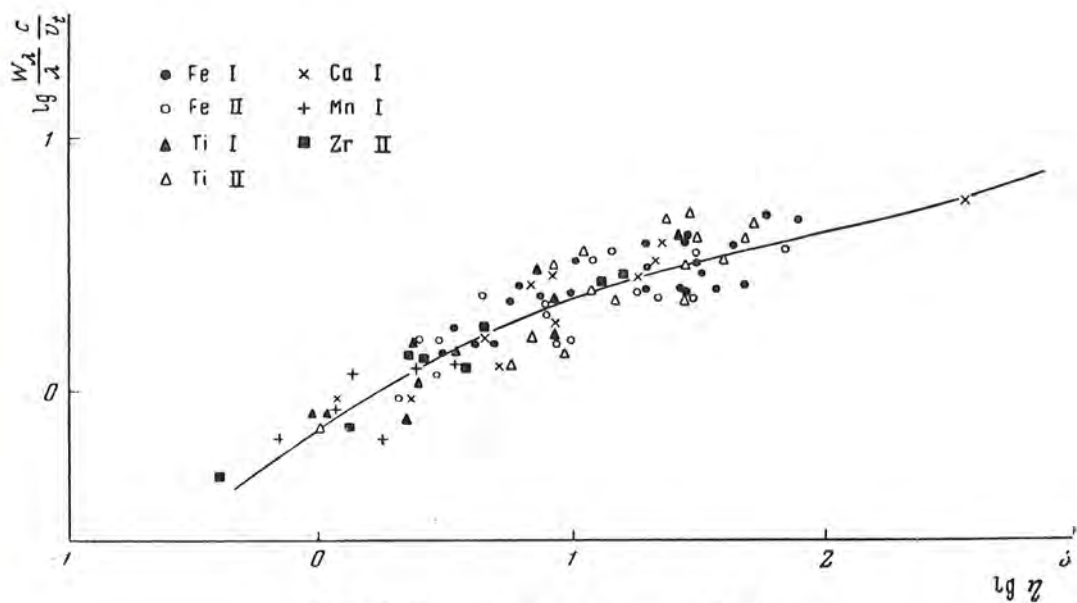
турбулентные скорости со спектральным классом и светимостью исследуемых звезд, то они хорошо согласуются с подобными сопоставлениями



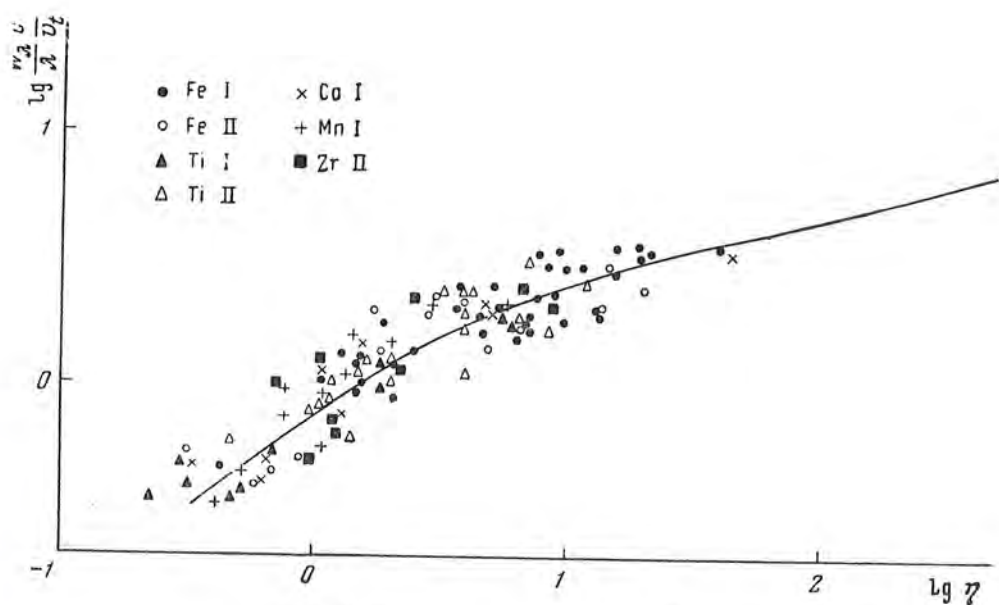
Фиг. 1. Кривая роста для звезды δ Set



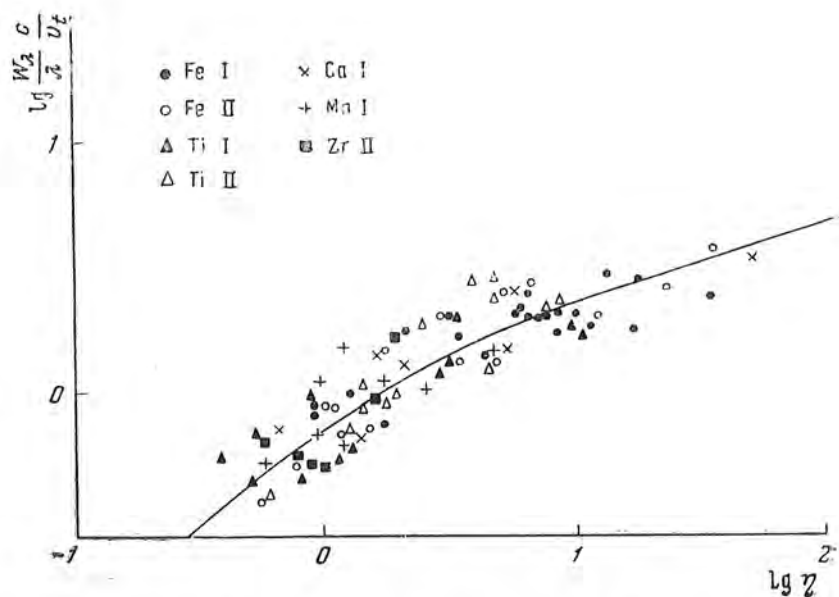
Фиг. 2. Кривая роста для звезды ν Her



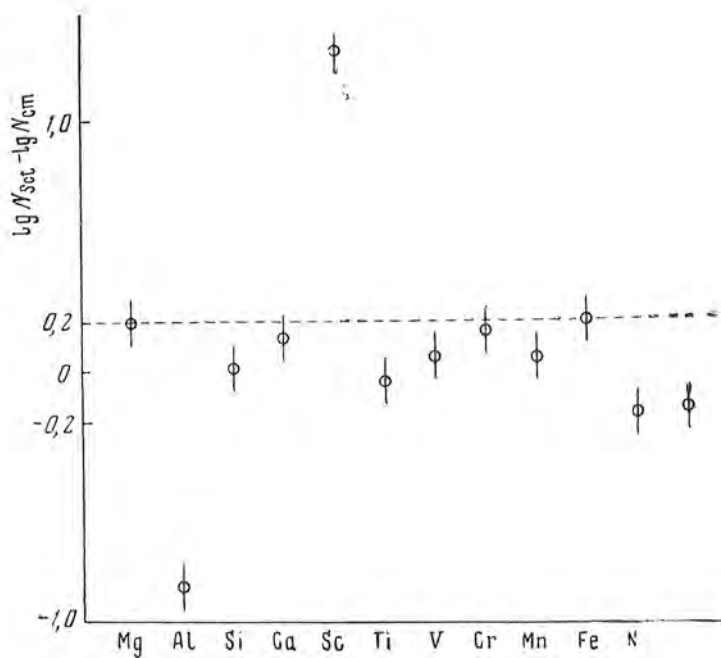
Фиг. 3. Кривая роста для звезды β Del



Фиг. 4. Кривая роста для звезды δ Del



Фиг. 5. Кривая роста для звезды ϵ Boo



Фиг. 6. Сравнение относительного содержания металлов в атмосферах звезд типа δ Sct и стандартных звезд

других авторов [9] и как будто не показывают в этом отношении никаких аномалий. Турбулентные скорости были определены отдельно по линиям ионизованных и нейтральных атомов железа и титана. И почти во всех случаях турбулентные скорости для ионов несколько больше (на 1—2 км/сек), чем турбулентные скорости для нейтральных атомов. Однако этот результат нельзя считать достаточно надежным из-за малого числа точек на кривой роста для отдельных элементов.

Далее по найденным температурам ионизации T_{α} и полным числам атомов одного и того же элемента в двух последующих стадиях ионизации по формуле Саха были определены электронные плотности n_e . Такие определения были сделаны по Fe I и Fe II, так как в спектрах изучаемых звезд наблюдается достаточное число линий поглощения железа, нейтрального и ионизованного, чтобы считать число атомов, определенное для этого элемента, наиболее надежным. Данные о $\lg n_e$ приведены в 8-м столбце табл. 3.

Для вычисления полного числа атомов различных элементов необходимо знать величину коэффициента непрерывного поглощения k_{λ} . Этот коэффициент, являющийся функцией электронной плотности и температуры, был рассчитан по таблицам С. Чандрасекара и Г. Мюнча [40]. Полученные значения коэффициента, рассчитанные на 1 г нейтрального водорода, приведены в столбце 9 табл. 3. Коэффициент непрерывного поглощения в рассматриваемом интервале температур определяется в основном поглощением отрицательными ионами водорода, так это видно из таблиц [40], и для исследуемого интервала почти не зависит от длины волны.

Полученные значения электронной плотности, температуры возбуждения и коэффициента непрерывного поглощения были использованы для определения полных чисел атомов различных элементов, находящихся в нейтральном и ионизованном состояниях, $\lg N$ и $\lg N^+$. Атомы всех рассматриваемых элементов в атмосферах изучаемых звезд находятся в нейтральном и в однажды ионизованном состоянии. Вторая фаза ионизации практически отсутствует. Содержание вычислено для элементов Mg, Al, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Sr, Ba и представлено в табл. 4, в которой для каждой звезды и каждого данного элемента приведены логарифм числа атомов элементов в нейтральном состоянии, логарифм числа атомов для однажды ионизованного состояния и логарифм полного числа атомов данного элемента. Все приведенные числа рассчитаны на 1 г нейтральных атомов водорода. Те значения, которые не определены непосредственно из кривой роста, а найдены по формуле Саха, заключены в скобки. Для тех элементов, для которых по кривой роста были определены числа атомов как в нейтральном, так и в ионизованном состоянии, полное число атомов было найдено как среднее значение из полных чисел атомов, найденных на основе нейтральных и ионизованных атомов этого же элемента. Таких определений большинство.

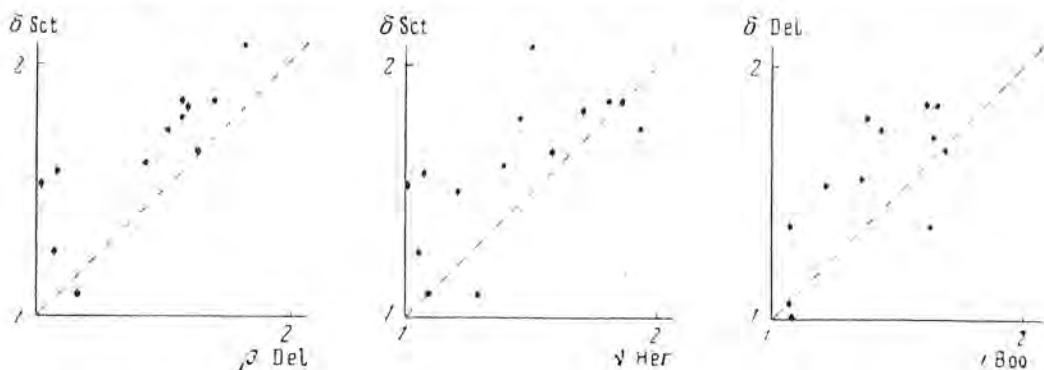
5. Далее, было проведено сравнение относительного содержания металлов для звезд группы δ Sct и нормальных звезд тех же спектральных классов. Для этого найденное содержание металлов для всех звезд было

Элемент	δ Sct	ν Her	β Del	δ Del	ϵ Boo
Mg I	16,05	15,26	15,16	15,43	15,14
Mg II	21,58	20,94	20,25	20,22	20,25
Mg	21,28	20,64	19,95	19,92	19,95
Al I	—	14,14	15,13	14,29	—
Al II	—	(16,12)	(17,50)	(16,18)	—
Al	—	16,12	17,50	16,18	—
Si I	(19,26)	(18,39)	(18,74)	(18,02)	(17,51)
Si II	20,01	19,18	19,77	18,89	18,72
Si	20,07	19,25	19,81	18,94	18,74
Ca I	14,66	14,14	13,59	14,56	14,68
Ca II	(17,61)	16,70	16,27	17,32	(17,72)
Ca	17,61	16,94	16,71	17,38	17,72
Sc I	(13,27)	(12,45)	(11,08)	(12,34)	(12,70)
Sc II	15,71	14,91	13,86	14,76	15,39
Sc	15,71	14,91	13,86	14,76	15,39
Ti I	14,91	14,39	14,05	14,86	15,02
Ti II	17,00	15,99	15,35	16,43	16,49
Ti	17,00	16,51	16,45	16,95	17,34
V I	15,25	14,60	14,14	15,21	15,39
V II	17,91	16,24	15,75	16,69	16,73
V	17,06	16,54	16,35	17,08	17,48
Cr I	15,59	14,44	13,88	14,81	14,61
Cr II	16,49	16,97	16,18	16,88	16,79
Cr	16,98	16,73	15,92	16,71	16,67
Mn I	14,49	14,57	14,03	15,10	14,53
Mn II	18,45	18,31	17,78	18,16	17,99
Mn	18,16	18,02	17,49	17,88	17,70
Fe I	16,61	16,06	15,44	16,43	16,15
Fe II	18,76	18,24	17,90	18,65	18,69
Fe	18,55	18,01	17,68	18,43	18,47
Ni I	17,28	16,87	16,57	17,21	17,17
Ni II	18,85	18,60	18,42	17,52	17,55
Ni	18,69	18,41	18,24	18,07	18,30
Sr I	12,26	11,68	11,49	12,22	12,63
Sr II	14,25	14,48	13,59	14,80	13,86
Sr	15,21	14,75	14,84	15,14	15,66
Ba I	(9,83)	(9,80)	(8,24)	(10,31)	(10,40)
Ba II	13,45	13,43	12,30	13,76	14,05
Ba	13,45	13,43	12,30	13,76	14,05

приведено к содержанию металлов звезды ν Her. Результаты этого сравнения представлены на фиг. 6, где по оси ординат отложены разности логарифмов среднего содержания металлов для звезд типа δ Sct и среднего содержания металлов для стандартных звезд ν Her, β Del, ϵ Boo. Вертикальные штрихи означают ошибку, с которой было найдено содержание данного элемента. Из рассмотрения фиг. 6 видно, что звезды группы δ Sct по сравнению с обычными звездами тех же спектральных классов показывают аномалии относительного содержания некоторых металлов.

Так, можно отметить, что в звездах типа δ Sct наблюдается некоторый избыток содержания Sc и недостаток содержания Al, Ni, Sr по сравнению с содержанием Fe.

В исследуемых спектрах были отождествлены некоторые линии тяжелых элементов иттрия и циркония. Для них не удалось подсчитать обилия из-за отсутствия абсолютных значений сил осцилляторов. Однако были сравнены эквивалентные ширины линий поглощения этих элементов для звезд группы δ Sct и стандартных звезд. Соответствующее сравнение приведено на фиг. 7. Из рассмотрения фиг. 7 видно, что эквивалент-



Фиг. 7. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения $\left(\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6\right)$ тяжелых элементов Y II (точки) и Zr II для звезд δ Sct и β Del, δ Sct и ν Her, δ Del и ι Boo

ные ширины линий поглощения тяжелых элементов Y II и Zr II для звезд δ Sct и δ Del гораздо больше, чем для звезд ν Her, β Del, ι Boo. Поскольку звезды сравнения имеют близкий спектральный класс, а температуры, турбулентные скорости и электронные давления для звезд каждой сравниваемой пары также мало различаются, то можно ожидать, что разница в эквивалентных ширинах линий поглощения металлов вызвана различием содержания данных элементов.

6. Для исследуемых звезд было проведено сравнение отношения содержания водорода к содержанию металлов. Учитывая, что металлы в атмосферах данных звезд находятся в ионизованном состоянии, а водород в нейтральном и что поэтому отношение содержания водорода к содержанию металлов $\lg \frac{N_H}{N_M}$, очень чувствительно к изменениям электронного давления и температуры, влияние этих параметров атмосферы звезды было исключено. Это было сделано таким же способом, как и в работе [6]. Отношение содержания водорода к содержанию металлов было определено по непрерывному поглощению водорода, и тогда согласно кривой роста Милна—Эддингтона мы можем получить

$$\lg \frac{N_H}{N_M} = -A + f(T),$$

где

$$A = \lg \eta - \lg g f \lambda + 1,82 + \lg v_t$$

$$f(T) = \frac{5040}{T_{\text{и}}} (\chi_{\text{М}} - \varepsilon_{\text{и}}) - \lg k_{\lambda} - \lg g^+ - \lg \frac{(2\pi m_e)^{3/2} k^{5/2}}{h^3} - \frac{5}{2} \lg T_{\text{и}}.$$

Как видно из этих формул, отношение числа атомов водорода к числу атомов металлов не зависит от электронного давления. Величина A была определена из наблюдений для нейтральных металлов. Чтобы исключить влияние температуры, сравнение отношения содержания водорода к содержанию металлов для звезд группы δ Sct и стандартных звезд было проведено графически. Результаты этого сравнения показали, что отношение содержания водорода к содержанию металлов для звезд типа δ Sct в 2,0 раза меньше, чем то же отношение для стандартных звезд.

7. В спектрах исследуемых звезд наблюдалось несколько молекулярных полос CN. Эквивалентные ширины этих полос были использованы для сравнения отношения содержания углерода к содержанию металлов $\frac{N_{\text{C}}}{N_{\text{М}}}$ для звезд типа δ Sct и стандартных звезд. Сравнение было проведено таким же методом, как в предыдущей работе [6]. Так было определено, что отношение содержания углерода к содержанию металлов в 1,2 раза меньше для атмосфер звезд типа δ Sct, чем для стандартных звезд.

8. Таким образом, результаты исследования звезд группы δ Sct следующие. Отношение содержания водорода к содержанию металлов для звезд типа δ Sct в 2,0 раза меньше, чем для стандартных звезд, а отношение содержания углерода к содержанию металлов в 1,2 раза меньше. В звездах типа δ Sct по сравнению со стандартными звездами наблюдаются аномалии содержания некоторых металлов (Sc, Al, Ni, Sr) по отношению к содержанию железа. И, видимо, содержание тяжелых элементов, таких, как иттрий Y II и цирконий Zr II, в звездах типа δ Sct несколько больше, чем в нормальных звездах.

Тот факт, что в звездах типа δ Sct было получено отношение содержания водорода к металлам меньшее, чем в нормальных звездах, можно расценивать как признак принадлежности этих звезд к первому типу населения. Но, видимо, это не совсем обычные звезды населения I, так как относительное содержание металлов в этих звездах гораздо больше, чем в нормальных звездах населения I. А если учесть еще и аномалии содержания некоторых металлов по отношению к содержанию других металлов, то можно считать, что звезды типа δ Sct являются в некотором отношении объектами, родственными звездам с металлическими линиями и магнитно-переменным звездам. Однако, сравнивая отношения

$$\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{М}}} \text{ и } \lg \frac{N_{\text{C}}}{N_{\text{М}}},$$

можно сделать заключение, правда с осторожностью, что звезды типа δ Sct имеют в своих атмосферах несколько большее содержание углерода, чем стандартные звезды. Известно, что звезды населения II обычно имеют повышенное содержание углерода.

Возможно, что наблюдаемая переменность характеристик атмосфер звезд типа δ Sct и наблюдаемые аномалии в относительном химическом

содержании связаны с определенным эволюционным этапом этих звезд. Очевидно, что для более определенного ответа на поставленные вопросы необходимо исследовать и другие звезды типа δ Sct.

В заключение приношу благодарность Т. М. Барташ за помощь в обработке наблюдательного материала.

20 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. E. Fath. Lick Obs. Bull., № 479, 175, 1935 and № 487, 77, 1936.
2. O. J. Eggen. P. A. S. P., 68, 405, 541, 1956.
3. O. Struve, J. Sahada, V. Zeberg. Ap. J., 125, 692, 1957.
4. W. S. Fitch. Ap. J., 130, 1022, 1959.
5. И. М. Копылов и А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 40, 1959.
6. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 115, 1960.
7. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., № 20, 1945.
8. M. H. Wrubel. Ap. J., 109, 66, 1949.
9. Transactions of the international astronomical Union, vol. IX, 741, 1955.
10. S. Chandrasekhar, G. Münch. Ap. J., 104, 446, 1946.

АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЭМИССИОННОЙ ТУМАННОСТИ
NGC 6618

Р. Е. Гершберг, В. И. Проник

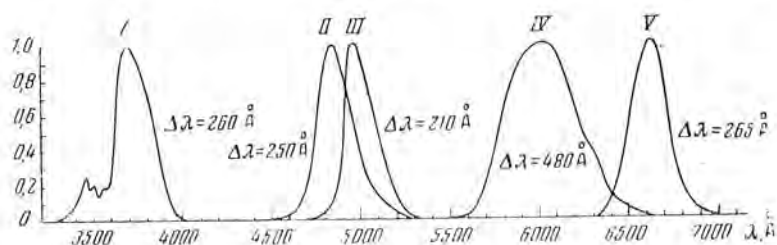
Приводятся карты абсолютной поверхностной яркости эмиссионной туманности NGC 6618 в пяти различных участках спектра.

ABSOLUTE PHOTOMETRY OF THE EMISSION NEBULA NGC 6618, by R. E. Gershberg and V. I. Pronyk.—Charts of the absolute surface brightness of the emission nebula NGC 6618 in 5 spectral regions are given.

Диффузная туманность NGC 6618 является одним из самых ярких и интересных эмиссионных галактических объектов. В настоящей работе приводятся результаты детального фотометрического исследования этой туманности в пяти различных спектральных участках. В дальнейшем эти данные будут использованы для выяснения физических особенностей туманности.

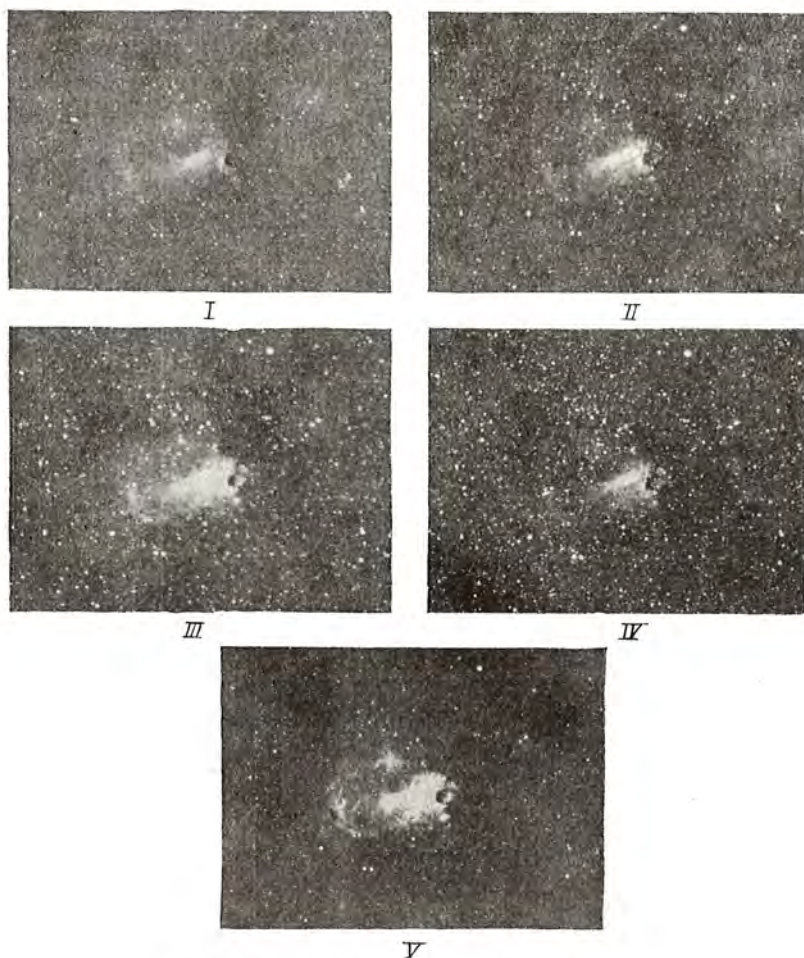
§ 1. Наблюдения

Наблюдения туманности NGC 6618 проводились на светосильной камере $F/1,4$, $D = 640$ мм Крымской астрофизической обсерватории в пяти различных участках спектра. На фиг. 1 приведены контуры соответствующих



Фиг. 1. Контуры полос пропускания

щих полос пропускания; комбинации стеклянных фильтров и фотоэмульсий, позволившие выделить излучение в указанных участках, описаны в работе [1]. На фиг. 2 приведены репродукции снимков в различных лучах.



Фиг. 2. Фотографии туманности NGC 6618, полученные в различных участках спектра

13 снимков NGC 6618 были получены по методике, описанной в [1]. 10 из этих негативов были детально профотометрированы и послужили основой для фотометрических карт туманности. Однако в лучах H_{α} , [O III] и H_{β} диапазон поверхностной яркости NGC 6618 столь велик, что превышает ширину эмульсии, и центр туманности оказался передержанным. Поэтому для II, III и V спектральных участков были получены дополнительные снимки с короткими экспозициями. В таблице приведены данные о всех снимках, использованных для построения фотометрических карт туманности NGC 6618.

§ 2. Обработка и результаты

Туманность NGC 6618 отличается очень сложной структурой. Проектирующаяся на нее поглощающая материя имеет сложное распределение и различную плотность, и поэтому определение истинных монохроматических поверхностных яркостей NGC 6618 в отдельных эмиссионных

линиях по наблюдаемому излучению в довольно широких спектральных участках является весьма трудной задачей. Для решения такой задачи необходима хотя бы грубая модель распределения поглощающего вещества и знание природы непрерывного излучения туманности. Но для NGC 6648 нельзя применить такие простые схемы, как для NGC 7000 [1] или NGC 6523 [2]. Поэтому мы даем лишь наблюдаемую абсолютную поверхностную яркость в соответствующих спектральных участках.

Обработка снимков туманности NGC 6648, полученных в 1958 г. (см. таблицу), отличается от предыдущих [1, 2] лишь учетом межзвездного

Снимок	Спектральный участок	Экспозиция	Дата	Метод стандартизации в абсолютных единицах
1958 г.				
В 106	I	30 ^m	13.VII	Одновременное фотографирование: туманности на основном телескопе и внефокальных изображений звезд привязки на дополнительной камере (см. [1])
В 108	II	40	14.VII	
В 117	IV	15	17.VII	
В 121	V	20	18.VII	
В 124	I	60	21.VII	
В 127	III	110	22.VII	
В 130	I	30	23.VII	
В 132	III	120	12.VIII	
В 133	III	100	13.VIII	
В 148	IV	40	11.IX	
1960 г.				
В 237	III	11	14.VIII	Без стандартизации
В 238	III	20	14.VIII	
В 242	II	10	15.VIII	
В 243	II	20	15.VIII	
В 244	II	30	15.VIII	По α Cyg
В 246	V	1	16.VIII	
В 247	V	1	16.VIII	
В 248	V	5	16.VIII	
В 249	V	10	16.VIII	Без стандартизации
В 252	III	5	18.IX	
В 253	III	4	18.IX	По α и γ Cyg
В 254	III	6	20.IX	
В 255	III	5	20.IX	По γ Cyg
В 256	I	15	21.IX	
В 257	I	10 ^m	21.IX	По HD

поглощения до стандартных звезд. Такой учет можно сделать следующим простым приемом. В [1] приведена таблица величин потоков излучения от непокрашенных звезд с $m_v = 6^m,00$ для соответствующих спектральных интервалов. Пересчет к непокрашенным звездам других яркостей осуществляется с помощью множителя $10^{-0,4(m_v-6,00)}$. Если же стандартная звезда ослаблена межзвездным поглощением и ее наблюдаемая яркость m_v , то необходимо в поправочном множителе использовать вместо m_v , некоторую «эффективную наблюдаемую величину» $m_{эф}$:

$$m_{эф} = m_v + A_v \left(\frac{\lambda_{5500}}{\lambda} - 1 \right),$$

где λ — эффективная длина волны соответствующего спектрального участка. Множители при A_p равны 0,48, 0,13, 0,10, —0,08 и —0,17 для I, II, III, IV и V спектральных участков соответственно.

Для стандартизации снимков, полученных в 1958 г., были отобраны семь звезд спектральных классов O8—A0 в интервале яркостей $6^m,0$ — $7^m,8$. Данные о m_v и A_v для этих звезд взяты из фотоэлектрических измерений разных авторов.

Фотометрическая обработка внефокальных изображений этих звезд показывает, что стандартизация снимка по семи различным звездам дает вероятную ошибку среднего не более 10%.

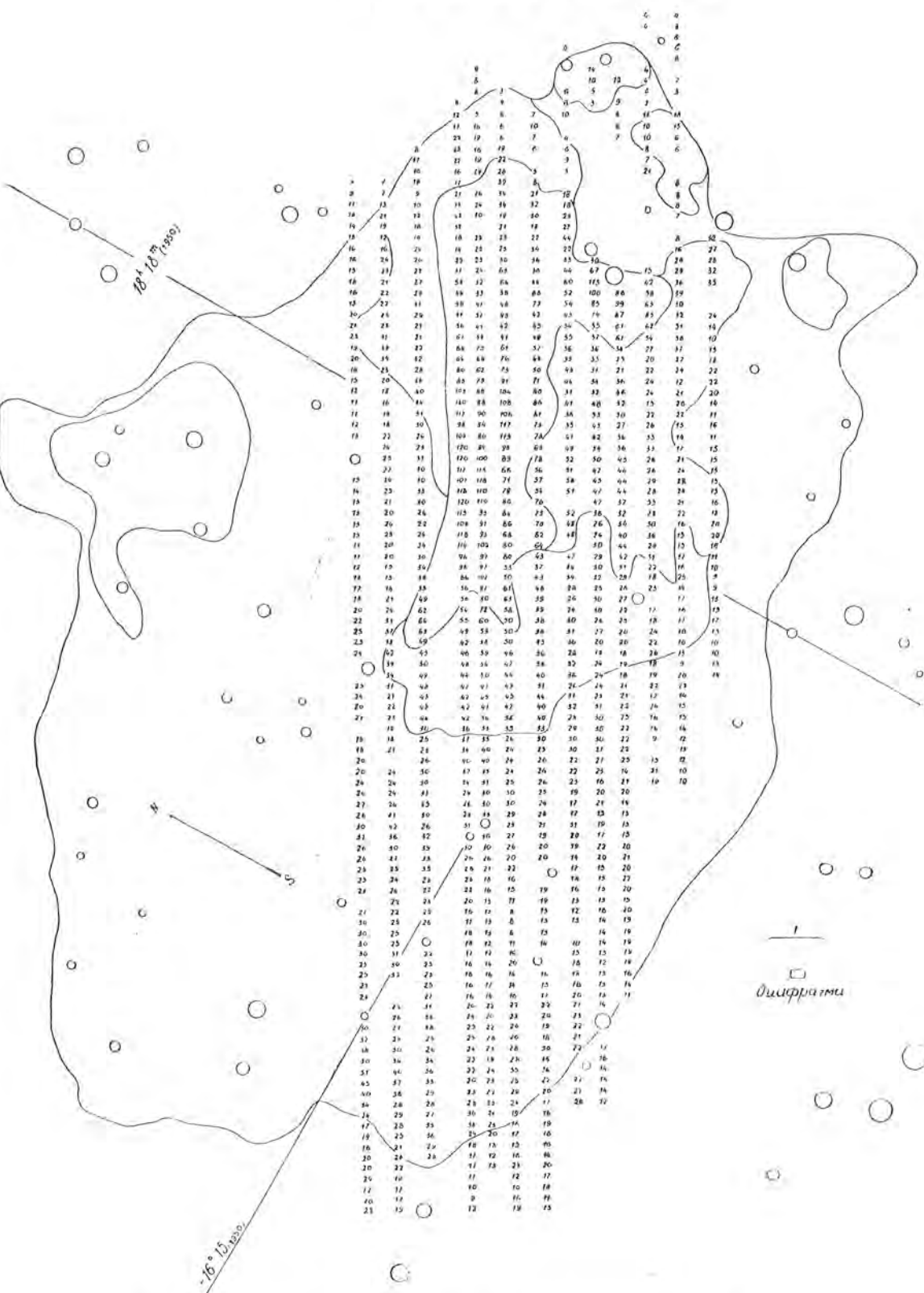
Снимки с короткими экспозициями оказалось проще стандартизовать по внефокальным изображениям звезд, полученным на основном телескопе, не прибегая к дополнительной камере. Фотографирование туманностей и стандартных звезд производилось с равными экспозициями и непосредственно друг за другом, иногда даже на одной и той же пластинке. Поэтому изменение прозрачности со временем во внимание не принималось, а поправка за разность зенитных расстояний учитывалась обычным способом. Калибровка снимков, полученных в 1960 г., производилась путем впечатывания шкалок с помощью специально изготовленного ступенчатого ослабителя. Посредством двойной перепечатки с обычного девятиступенчатого ослабителя был изготовлен диапозитив с 27 полупрозрачными окошечками различной плотности. Диапозитив освещается слабым светом определенного спектрального состава (близкого к соответствующему спектральному участку) со стороны стекла, а со стороны эмульсии к нему прижимается фотопластинка, на которую и впечатывается калибровочная шкала. Преимущества такой калибровки состоят в большом числе получаемых точек (27 вместо 6 у трубчатого фотометра), по которым строится характеристическая кривая, и в простоте определения постоянных таких шкалок. Для предохранения диапозитива от царапин к его эмульсии приклеено покровное стекло; имея толщину 0,1 мм, оно практически не искажает резких границ ступенек.

Фотометрическая обработка снимков туманности производилась на микрофотометре МФ-4, использовалась диафрагма $1,0 \times 1,5$ мм², что соответствует $0,045 \times 0,067$ мм² на пластинке или $10'',4 \times 15'',6$ на небе.

Фотометрические данные, полученные по различным пластинкам с независимой стандартизацией, довольно хорошо согласуются. Имеется естественный разброс за счет неодинакового наведения при фотометрировании негативов (размер изображений опорных звезд сравним с размером диафрагмы), но ошибка среднего для каждой точки едва ли превышает 20—30%.

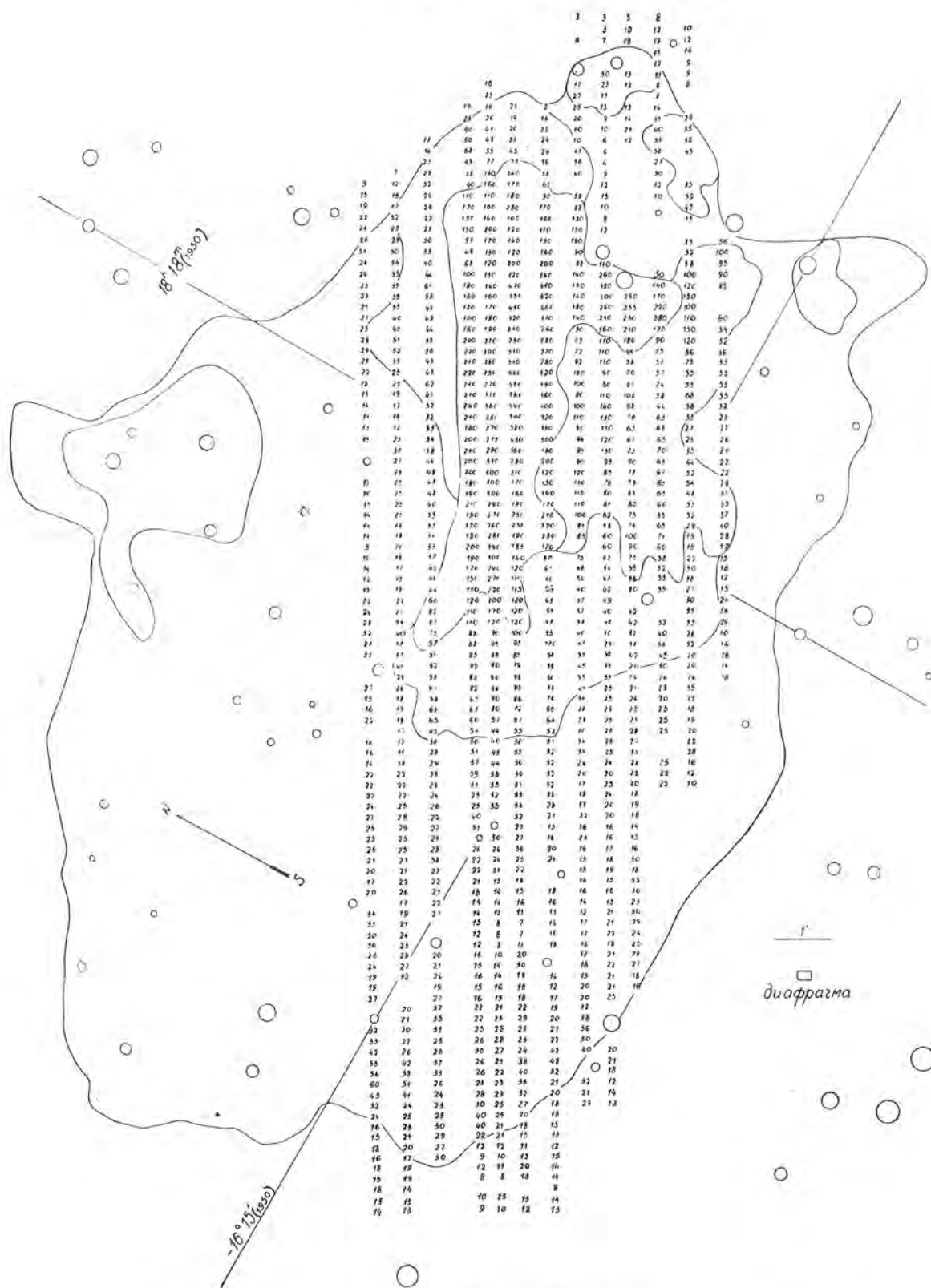
Результаты фотометрической обработки снимков туманности NGC 6618 приведены на картах поверхностных яркостей (фиг. 3—7). Контуры на картах соответствуют наиболее характерным деталям туманности, видимым в лучах H_α , диаметры кружков, обозначающих звезды, — фотовизуальным звездным величинам.

(13) (12) (11) (10) (9) (8) (7) (6) (5) (4) (3) (2) (1)

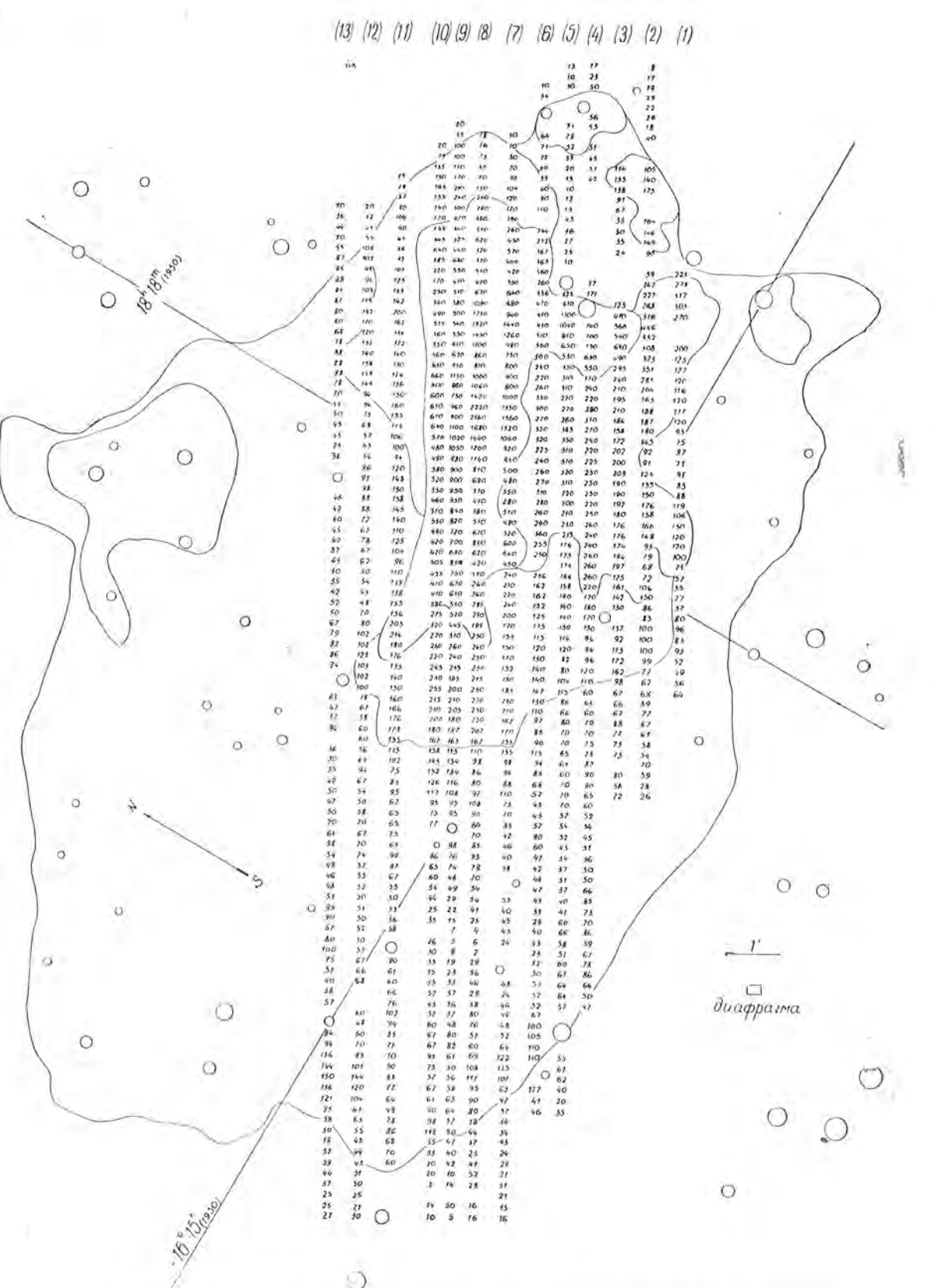


Фиг. 3. Поверхностная яркость NGC 6618 в I спектральном участке в единицах $10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$

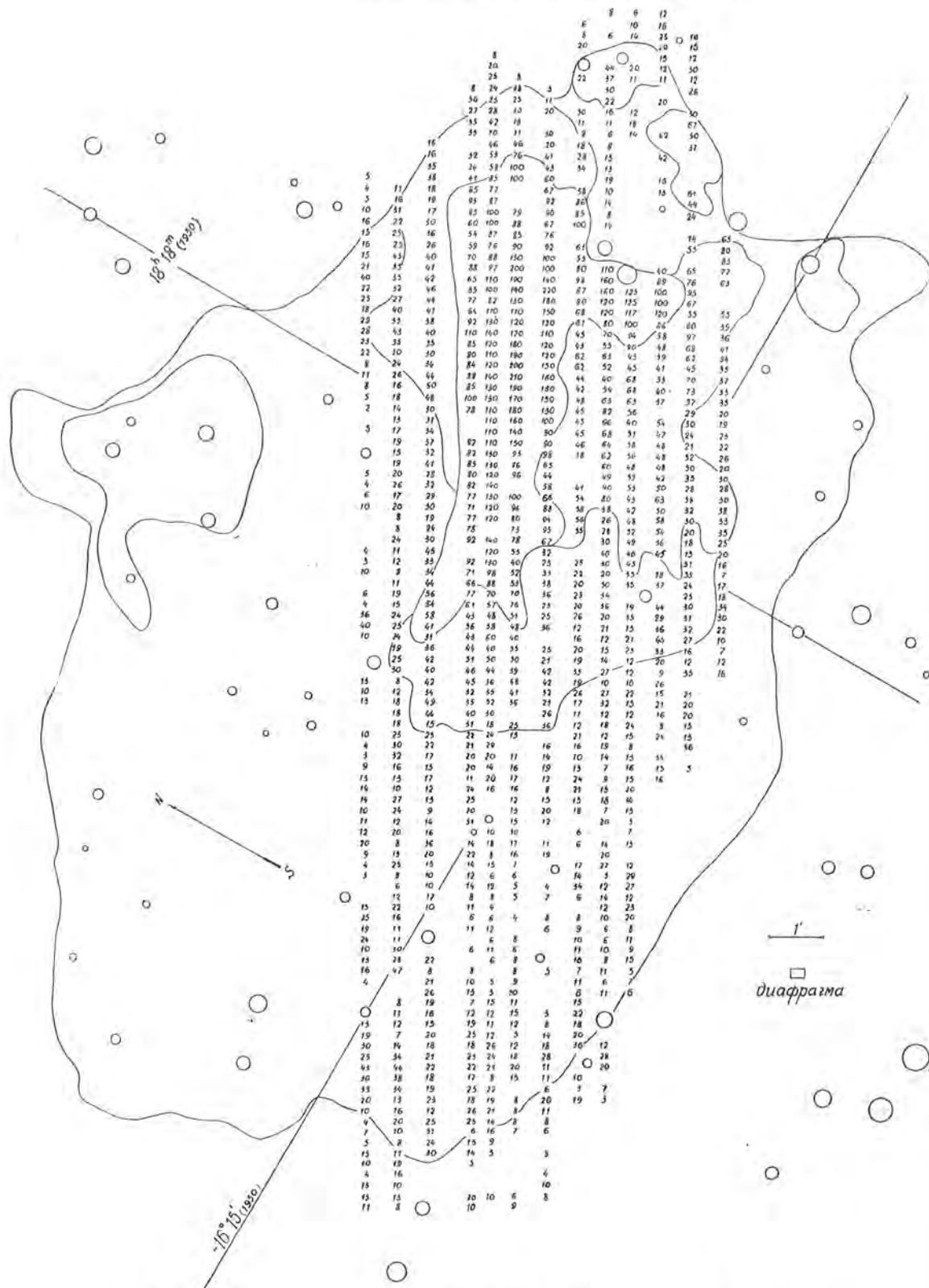
(13) (12) (11) (10) (9) (8) (7) (6) (5) (4) (3) (2) (1)



Фиг. 4. Поверхностная яркость NGC 6618 во II спектральном участке
в единицах $0,55 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$

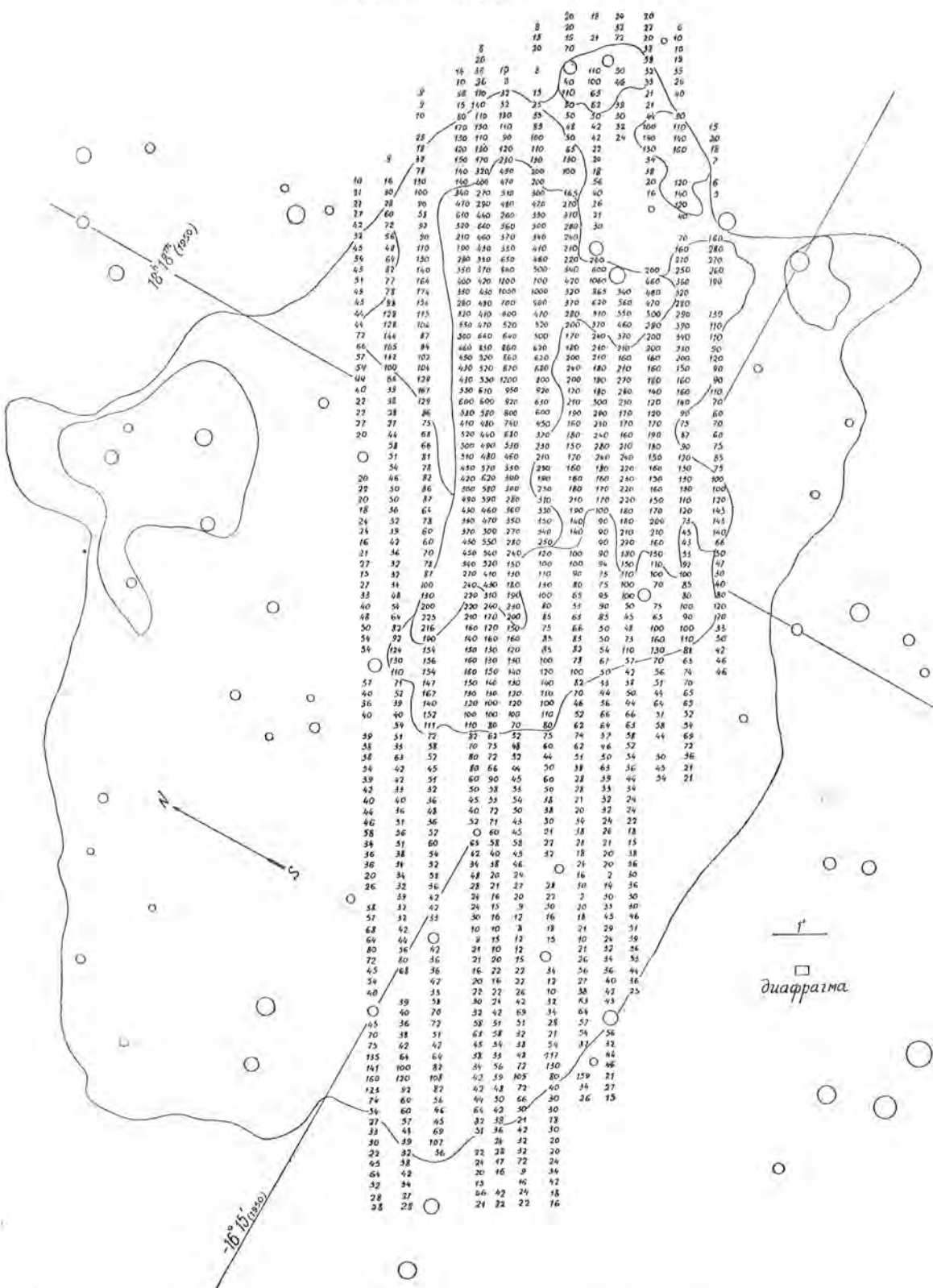


(13) (12) (11) (10) (9) (8) (7) (5) (5) (4) (3) (2) (1)



Фиг. 6. Поверхностная яркость NGC 661 в IV спектральном участке
в единицах $10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$

(13) (12) (11) (10) (9) (8) (7) (6) (5) (4) (3) (2) (1)



Фиг. 7. Поверхностная яркость NGC 6618 в V спектральном участке
в единицах $10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$

Большая часть работы на микрофотометре (около 12 000 измерений снимков 1958 г.) с примерной тщательностью и добросовестностью выполнена лаборантом В. В. Гавриловым. Выражаем также благодарность Е. И. Иосько за изготовление фотографий и карт.

Сентябрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 215, 1959
2. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 3, 1960.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННОЙ ТУМАННОСТИ NGC 6618

*Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есинов, В. И. Проник,
И. В. Щеглов*

Показано, что аномально сильная эмиссия туманности NGC 6618 в близкой инфракрасной области обусловлена свечением запрещенных линий [S III]. На спектрограммах линии серы являются самыми яркими деталями в этой области спектра.

Колориметрические наблюдения свидетельствуют, что отношения $\frac{I_{[S III]}}{I_{H\alpha + [N II]}}$ в NGC 6618 и в NGC 1976 (с учетом межзвездного поглощения света) приблизительно одинаковы.

Определено отношение яркостей туманности в двух областях спектра: вблизи $H\alpha$ и в визуальной области, практически свободной от эмиссионных линий (небулярный континуум). В туманности NGC 6618 это отношение оказалось таким же, как и в чисто газовой туманности NGC 6523.

Отмечается противоречивость имеющихся поляризметрических данных, полученных фотографически и фотоэлектрически. Оба метода дают практически одно и то же направление плоскости поляризации во всей туманности, но степень поляризации отличается в 10 раз. Обнаруженная фотоэлектрически поляризация в несколько процентов может иметь обычное межзвездное происхождение.

С привлечением радиоастрономических данных обсуждается связь туманности NGC 6618 с поглощающей материей и вопрос о возбуждающих звездах. Оценена плотность ($n \approx 4000 \text{ см}^{-3}$) и масса темной глобулы ($M_{\text{глобулы}} \approx 30 M_{\odot}$). Приводятся доводы в пользу предположения о существовании комплекса горячих звезд, связанных с туманностью NGC 6618, но закрытых от нас темным веществом. Возможно, что обнаруженная нами в инфракрасных лучах звезда с исключительно большим показателем цвета, видимая в направлении темной глобулы (в непосредственной близости от максимума радиоизлучения — истинного ядра туманности), является горячей сильно покрасневшей звездой, одной из возбуждающих звезд туманности.

A STUDY OF THE EMISSION NEBULA NGC 6618, by *R. E. Gershberg, V. F. Esipov, V. I. Pronyk and P. V. Scheglov*.— It is shown that the anomalous strong emission of the nebula NGC 6618 in the near infrared is due to the emission of forbidden lines [S III]. The sulphur lines are the brightest details in this spectral region. Colorimetric

observations give evidence that the ratios $\frac{I_{[S III]}}{I_{H\alpha + [N II]}}$ for NGC 6618 and NGC 1976 (taking into account interstellar light absorption) are approximately the same.

The brightness ratio of the nebula in two spectral regions: near $H\alpha$ and in the visual region, which practically has no emission lines (nebular continuum) is determined. For NGC 6618 this ratio is found to be the same as for the purely gaseous nebula NGC 6523.

The contradiction in available polarimetric data, obtained photographically and photoelectrically, is noted. Both methods give practically the same direction of polarization

all over the nebula, but the degree of polarization differs by a factor of ten. The detected photoelectric polarization of several percents may be of usual interstellar origin.

The connection between NGC 6618 and absorbing matter and the problem of exciting stars are discussed using also radio astronomical data. The density ($n \approx 4000 \text{ cm}^{-3}$) and mass of the dark globule ($\sim 30 M_{\odot}$) are estimated. Arguments are given in favour of the supposition of the existence of a complex of hot stars, connected with NGC 6618, and obscured from us by dark matter. It is possible that the star with an exceptionally large colour index, detected by us in the direction of the dark globule (in the direct vicinity of maximum radio emission, the true nucleus of the nebula), is a hot, very reddened star — one of the exciting stars of the nebula.

Диффузная туманность NGC 6618 — один из самых ярких эмиссионных галактических объектов, однако до сих пор многие вопросы, касающиеся строения и свечения этой туманности, остаются невыясненными. Так, например, надежно не известен возбуждающий центр туманности; не понятно сочетание волокнистой структуры на периферии с клочковатой структурой центральной области; не выяснена природа сильной инфракрасной эмиссии и непрерывного излучения в видимой области; остается загадочной сильная поляризация излучения туманности; не известен характер взаимодействия светлой и темной материи в туманности, в частности случайная или физическая связь между самой туманностью и темным облаком, проектирующимся на западный край самой яркой части туманности.

На Крымской астрофизической обсерватории с 1958 г. нами ведутся наблюдения этого интересного объекта. К настоящему времени получены фотометрические и спектроскопические данные, которые позволяют решить некоторые из перечисленных вопросов. Ниже излагаются полученные результаты. В первую очередь рассматривается природа инфракрасной эмиссии, так как выяснение этого вопроса не зависит от решения других проблем; далее выясняется характер непрерывной эмиссии в видимой области и рассматривается связь туманности с поглощающей материей.

§ 1. Природа инфракрасного излучения туманности NGC 6618

Летом 1958 г. нами была обнаружена сильная эмиссия туманности NGC 6618 в инфракрасной области [1]. Первые снимки не позволили выяснить характер обнаруженной эмиссии: светятся ли в туманности запрещенные линии [S III], которые там можно было ожидать по аналогии с туманностью Ориона [2], или это непрерывная эмиссия, на мысль о существовании которой наводила обнаруженная поляризация излучения туманности NGC 6618 [3].

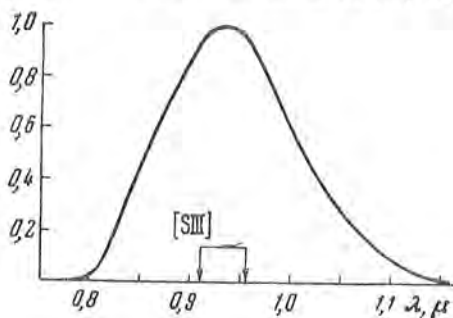
В 1959 г. в лучших наблюдательных условиях на том же инструменте (светосильная камера $F/1,4$ + стеклянный фильтр + электрооптический преобразователь (ЭОП) с флуоресцирующим экраном и с оптической переборкой изображения на фотоэмульсию) были получены снимки NGC 6618 более высокого качества. На фиг. 1 приведен контур полосы пропускания, в которой фотографировалась туманность; нужный спектральный участок выделялся стеклянным фильтром Agfa-85

и границей чувствительности катода ЭОП. На фиг. 2,а дана фотография NGC 6618 в инфракрасной области спектра. С помощью внефокальных снимков звездного скопления М 39 снимки туманности удалось прокалибровать и стандартизовать в абсолютных единицах. Характеристическая кривая построена по инфракрасным величинам звезд М 39, приведенным в [4]; в качестве стандартов были использованы звезды №№ 26 и 33 [5]. Методика обработки негативов приведена в [6]. Укажем только, что в полосе пропускания нашего приемника поток от звезды А0 ($m_v = 6^m,00$) $\Pi = 5,5 \times 10^{-9}$ эрг/см²сек. Поправка за разность зенитных расстояний не учитывалась, так как в инфракрасной области непрерывное поглощение атмосферы пренебрежимо мало. Поправка за селективное поглощение в атмосфере также не вводилась.

На фиг. 3 приведены фотометрические разрезы наиболее яркой части туманности (сплошная линия). На том же рисунке пунктиром дано измерение поверхностной яркости в лучах $H_\alpha + [N II]$, согласно результатам [7] (разрезы 7 и 8). Из сравнения кривых следует, что поверхностная яркость в инфракрасной полосе в 2—6 раз превышает яркость в лучах $H_\alpha + [N II]$. Межзвездное поглощение до туманности (исключая поглощение темной материи, непосредственно связанной с туманностью, которая, по-видимому, и обуславливает систематическое изменение этого отношения в туманности) составляет $A_v = 3^m,2$ [8]. Так как

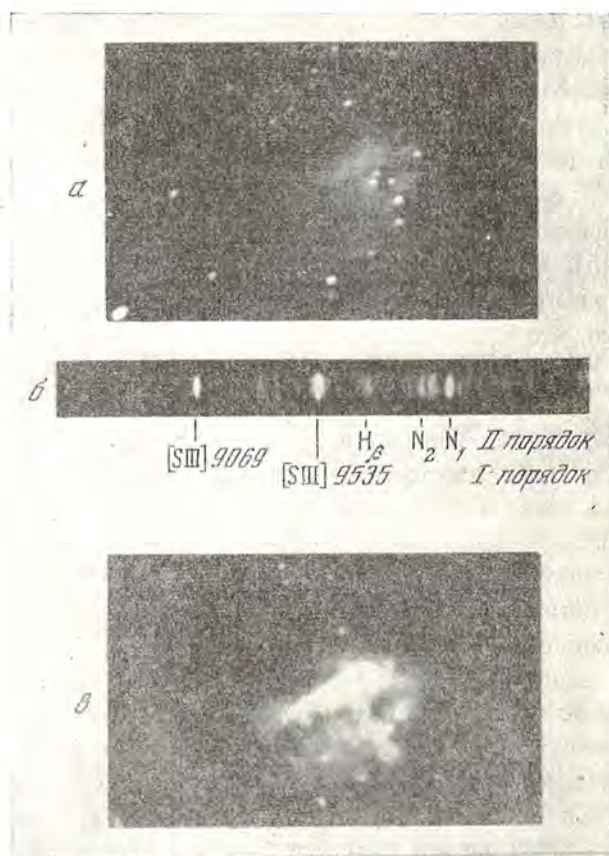
$$\left. \frac{I_{\text{инфракр}}}{I_{H_\alpha + [N II]}} \right|_{\text{истинное}} = \left. \frac{I_{\text{инфракр}}}{I_{H_\alpha + [N II]}} \right|_{\text{наблюд}} \cdot 10^{-0,1 A_v^*}, \quad (1)$$

то истинное отношение $I_{\text{инфракр}}/I_{H_\alpha + [N II]}$ меняется по туманности в пределах от 1 до 3. Это же отношение для туманности Ориона, которая, практически свободна от межзвездного поглощения, согласно наблюдениям [9], не превышало бы 0,7. Однако имеются подозрения, что интенсивности инфракрасных линий в [9] занижены: согласно [10], линия гелия $\lambda 10830 \text{ \AA}$ является более интенсивной, чем линия $[S III] \lambda 9532 \text{ \AA}$, в то время как в [9] $\frac{I_{\lambda 10830}}{I_{\lambda 9532}} = 0,4$. Учитывая это обстоятельство, можно утверждать, что отношения $I_{\text{инфракр}}/I_{H_\alpha + [N II]}$ в туманностях NGC 1976 (туманность Ориона) и NGC 6618 почти одинаковы. Но в туманности Ориона инфракрасное излучение обусловлено обычной линейной эмиссией;



Фиг. 1. Контур полосы пропускания при фотографировании туманности в инфракрасных лучах (фильтр Agfa 85 + чувствительность катода ЭОП)

* Предполагаем, что закон $A(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ справедлив вплоть до $\lambda \approx 1 \text{ мк}$.



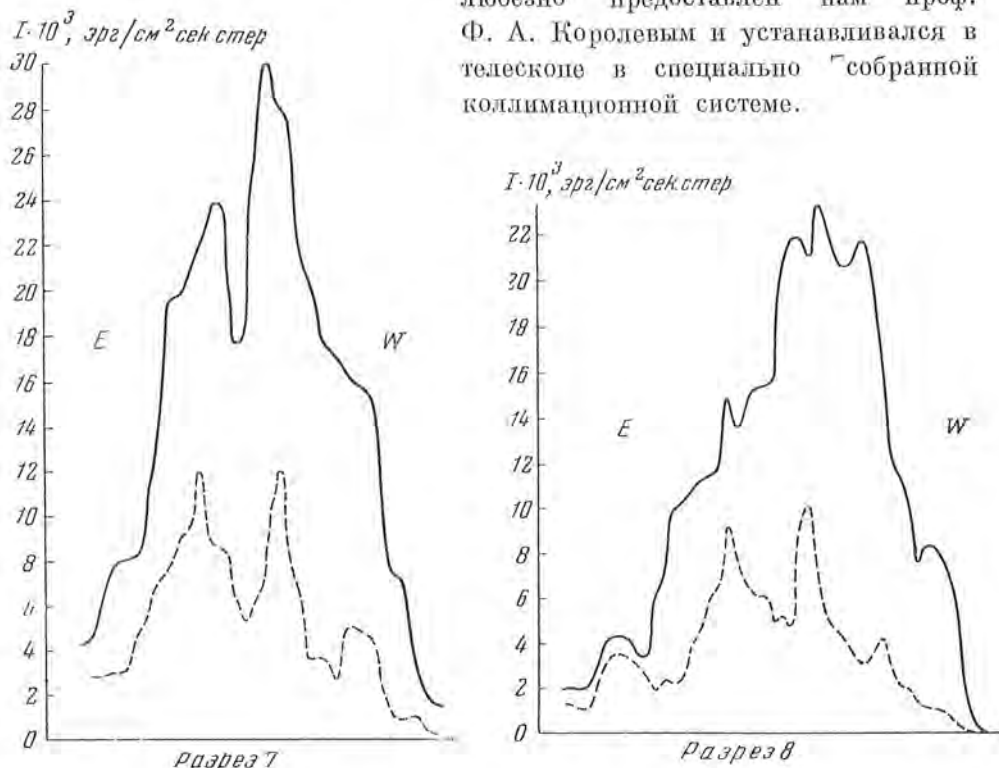
Фиг. 2. Туманность NGC 6618

а — снимок, полученный в инфракрасных лучах с широкой полосой пропускания (λ 8500—12 000 Å экспозиция 20 сек); *б* — спектр в области 0,95 μ (экспозиция 1 час); *в* — снимок, полученный с интерференционным фильтром, центрированным на λ 9532 Å (экспозиция 15 мин)

следовательно, и в туманности NGC 6618 инфракрасное излучение имеет, по-видимому, обычную газовую природу; как и в туманности Ориона, оно обязано главным образом эмиссии в запрещенных линиях [S II].

Для проверки этого заключения нами был собран дифракционный спектрограф с дисперсией 250 Å/мм и с камерой $F/0,85$ (объектив Биотар). Питательной системой спектрографа служила светосильная камера $F/1,4$ $D = 640$ мм. Приемником изображения служила электроопно-телескопическая трубка для контактного фотографирования с оксидно-цезиевым фотокатодом [11]. По разрешающей способности этот приемник немногим уступает оптической системе. Осенью 1959 г. была получена спектрограмма туманности NGC 6618; на ней линия серы λ 9532 Å является наиболее заметной деталью. На фиг. 2, б приведена спектрограмма туманности, полученная недавно на том же спектрографе, установленном на 32-сантиметровом рефлекторе ГАИШ. На фиг. 2, в дана репродукция прямого снимка туманности, полученного на светосильной камере ($F/1,4$, $D = 640$ мм)

с тем же приемником изображения через узкий ($\Delta\lambda = 40 \text{ \AA}$) интерференционный светофильтр с полосой пропускания, центрированной на линию [S III] $\lambda 9532 \text{ \AA}$. Этот многослойный диэлектрический светофильтр был любезно предоставлен нам проф. Ф. А. Королевым и устанавливался в телескопе в специально собранной коллимационной системе.



Фиг. 3. Фотометрические разрезы наиболее яркой части туманности (разрезы 7 и 8 на картах [7]) в инфракрасных лучах (сплошная линия) и в лучах $H_{\alpha} + [N II]$ (пунктир)

Фиг. 2, б и 2, в не оставляют сомнения в том, что излучение туманности NGC 6618 в инфракрасной области является обычным излучением газовой туманности, т. е. складывается из рекомбинационных и запрещенных линий, возбуждаемых тепловыми процессами.

§ 2. Непрерывное излучение в видимой области спектра

Поляризация излучения туманности NGC 6618 в видимой области спектра [3, 12] не может быть вызвана обычными механизмами свечения газовых туманностей; она может быть обусловлена либо рассеянием света на пыли, либо анизотропным поглощением света на ориентированных вытянутых частицах, либо синхротронным излучением релятивистских электронов в магнитном поле. Отношение яркости в видимой области спектра к яркости в лучах H_{α} для этой туманности, согласно колориметрическим измерениям [13], превышает соответствующее отношение в NGC 6523 примерно в два раза, что указывает на усиление непрерывного

излучения туманности NGC 6618. Вместе с тем излучение туманности в радиодиапазоне является тепловым [14, 15] и, как показано выше, в близкой инфракрасной области тоже не имеет никаких особенностей. Эти факты трудно совместить в рамках одного механизма свечения газовой туманности. Поэтому мы провели дополнительное исследование непрерывного излучения туманности NGC 6618 в видимой области.

Вблизи NGC 6618 находится диффузная туманность NGC 6523, которая является типичной газовой туманностью; она мало искажена межзвездным поглощением и поэтому может служить в качестве стандарта при исследовании NGC 6618. Обе туманности фотографировались в одинаковых условиях непосредственно друг за другом. Негативы получены в двух различных спектральных областях: интерференционный диэлектрический многослойный светофильтр выделял полосу полушириной $\Delta\lambda = 40 \text{ \AA}$, центрированную на линию H_α ; другой спектральный участок выделялся стеклянным светофильтром и границей чувствительности фотоэмульсии 0aD (см. контур полосы пропускания IV в [7]). Последняя комбинация выделяет практически только непрерывное излучение туманности. В табл. 1 приведены сведения об измеренных негативах*.

Таблица 1

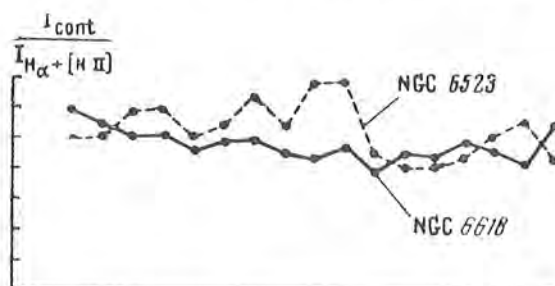
Негатив	Туманность	Экспозиция, мин.	Дата	Спектральный участок
B 111	NGC 6523	10	16.VII 1958 г.	Континуум в видимой обла- сти
B 112	NGC 6618	10		
B 116	NGC 6523	15	17.VII 1958 г.	
B 117	NGC 6618	15		
B 220	NGC 6523	2	2.IX 1959 г.	$H_{\alpha} + [N II]$
B 222	NGC 6618	2		
B 225	NGC 6523	4	8.IX 1959 г.	
B 227	NGC 6618	4		

Отношения поверхностных яркостей $\frac{I_{\text{cont}}}{I_{H_\alpha + [N II]}}$ получены в одних и тех же произвольных единицах для обеих туманностей и приведены на фиг. 4 (сплошная линия—NGC 6618, пунктир—NGC 6523). Как видно из фигуры, для NGC 6618 это отношение в среднем на 10—20% меньше, чем для NGC 6523, что вполне объяснимо разностью в межзвездном поглощении до этих туманностей ($\Delta A_v \sim 2^m$).

Строго говоря, в полосу, выделяющую непрерывное излучение туманности, кроме небулярного континуума, попадает 3% $I_{H_\alpha + [N II]}$ и 83% $I_{He I \lambda 5876}$. Однако, как показали фотометрические исследования [7] $0,03 I_{H_\alpha + [N II]}$ составляет лишь малую долю от всего излучения, проходящего в эту полосу. Что же касается линии гелия $He I \lambda 5876 \text{ \AA}$, то спектрограммы, полученные С. Б. Пикельнером на небулярном спектро-

* Эти измерения были выполнены студентом ЛГУ Хуан Линем.

графе Крымской обсерватории и обработанные одним из нас (В. П.) дают для этой линии интенсивность, равную $0,08 I_{H\beta}$ (табл. 2). Примерно такая же интенсивность линии гелия и в NGC 6523 [16]. Следовательно, эта линия дает еще меньший эффект, чем $H_{\alpha} + [N II]$.



Фиг. 4. Отношения поверхностных яркостей $I_{cont}/I_{H\alpha+[N II]}$ туманностей NGC 6618 и NGC 6523

Таким образом, мы приходим к выводу, что относительная интенсивность небулярного континуума в видимой области спектра в NGC 6618 такая же, как и в обычной газовой туманности NGC 6523.

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Интенсивность	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Интенсивность
6716—30	[S II]	0,55	5577	[O I]	0,82 (небо)
6678	He I		5007	[O III]	2,80
6583	[N II]		4959	[O III]	1,00
6563	H	9,3	4861	H	1,00
6548	[N II]		4340	H	0,44
5876	He I	0,08			

Остается неясным вопрос о природе поляризации излучения NGC 6618. Однако, нам кажется, что имеющиеся поляризационные наблюдения не только недостаточны, но и противоречат друг другу. Действительно, фотоэлектрические наблюдения Домбровского [3], проведенные с большой диафрагмой, дают поляризацию излучения туманности в несколько процентов с плоскостью поляризации, практически постоянной по всей туманности. Фотографические же наблюдения Хачикяна [12] и Никольской [3] дают поляризацию до 40%, тоже с почти постоянной ориентацией плоскости преимущественных колебаний, причем фотоэлектрические и фотографические определения этой ориентации совпадают. Трудно понять, почему однородно поляризованное излучение (в смысле направления) при усреднении на большую площадь обнаруживает меньшую степень поляризации, чем в отдельных малых участках. Если взять фотоэлектрические наблюдения как более надежные, то поляризация излучения туманности NGC 6618 в несколько процентов, по-видимому, может быть объяснена обычным механизмом анизотропного поглощения света

вытянутыми частицами, ориентированными галактическим магнитным полем. Это тем более правдоподобно, что, как будет показано ниже, кроме общего поглощения $A_v = 3^m,2$, найденного по избыткам цветов звезд в направлении NGC 6618 [8], непосредственно с туманностью связаны значительные массы темного вещества, которые вызывают дополнительное поглощение в несколько звездных величин.

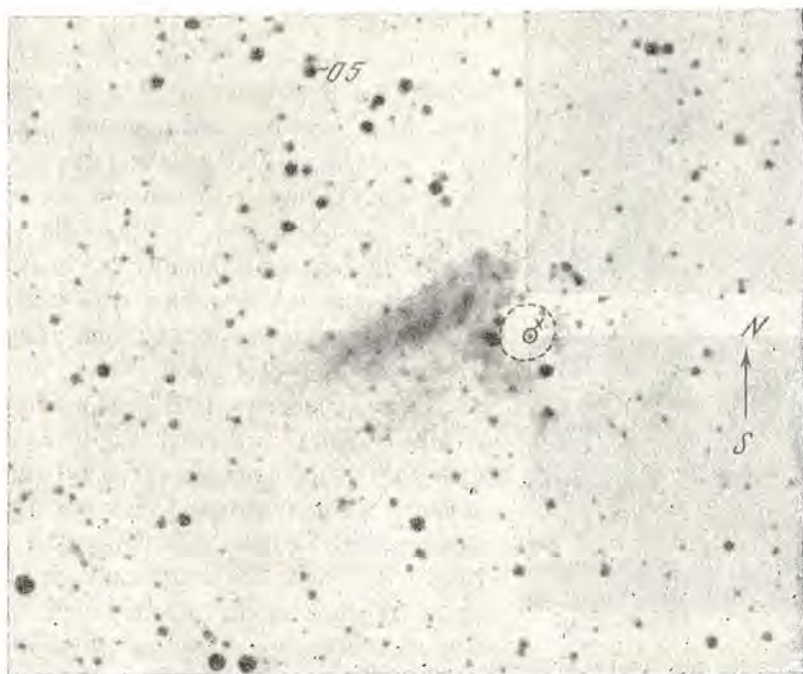
Можно привести еще два факта, полученных из наблюдений, в пользу предлагаемого механизма поляризации излучения этой туманности. Во-первых, направления плоскости поляризации туманности и окружающих звезд близки друг другу [3]. Во-вторых, это направление совпадает с направлением вытянутых темных прожилков, хорошо заметных на фоне центральной яркой части туманности; такие прожилки, по-видимому, аналогичны по своей природе волокнам отражательных туманностей, ориентированных вдоль магнитного поля [17].

§ 3. Связь туманности NGC 6618 с темной материей и вопрос о возбуждающих звездах

Тесная пространственная связь туманности NGC 6618 с темной материей видна непосредственно на передержанных снимках туманности. Западная часть туманности с круглым непрозрачным облаком и туманность IC 4706, лежащая за полосой поглощающего вещества к западу от NGC 6618, образуют в целом комплекс, удивительно напоминающий туманность NGC 7000 с темным «Мексиканским заливом» и лежащей за непрозрачной перемычкой туманностью IC 5070. Поэтому все соображения, приведенные нами в пользу физической связи темного облака и NGC 7000 [6], можно повторить и по отношению к NGC 6618.

Наблюдения в радиодиапазоне [18, 19] дали прямое доказательство тому, что темная материя закрывает наиболее яркие, центральные части туманности. На фиг. 5 показано положение максимума радиоизлучения — невидимого истинного ядра туманности — относительно наиболее яркой видимой части туманности; на этой же фигуре отмечено положение темной глобулы, которая закрывает от нас истинное ядро туманности. Согласно [18], общее поглощение до ядра туманности составляет $A_v = 14^m,3$; учитывая межзвездное поглощение до туманности $A_v = 3^m,2$ [8], получаем поглощение в темной материи, связанной с туманностью, $A_v = 8^m$.

Наши определения поверхностной яркости туманности в разных лучах [7] позволяют составить несколько отношений типа (1) и исследовать ход избыточного поглощения по туманности. Такое исследование показывает, что это поглощение медленно растет от восточного края туманности к западу и резко повышается на границе темной глобулы. Поглощение в самой глобуле составляет, по крайней мере, $A_v = 7^m$. Эта оценка позволяет найти плотность пыли в глобуле и ее массу (см., например, [20]): $\rho_{\text{пыли}} \approx 7 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$, $M_{\text{пыли}} \approx 0,3 M_{\odot}$. Предполагая, что в глобуле отношение плотностей пыли и газа такое же, как в среднем для межзвездной среды ($\rho_{\text{пыли}}/\rho_{\text{газа}} \approx 1/100$), получаем плотность газа в глобуле $n \approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $M_{\text{глобулы}} \approx 30 M_{\odot}$. Плотность газа в центральной части



Фиг. 5. Центральная часть туманности NGC 6618
(снимок в небулярном континууме)

Крестиком отмечено положение максимума радиоизлучения, кружком обведена звезда с большим показателем цвета, пунктиром обозначен контур темной глобулы; указана звезда спектрального класса O5

туманности, согласно радионаблюдениям [18, 21], составляет $n = 900 - 1200 \text{ см}^{-3}$; ту же величину (1100 см^{-3}) дают наши определения по поверхностной яркости [7] для самой яркой видимой части туманности (см. формулу (8) в [22]). Как и следовало ожидать, в темной глобуле плотность несколько больше, чем в зоне H II, однако не в такой степени, чтобы уравнять давление на границе этих двух областей. Следовательно, можно подозревать, что темная глобула сжимается окружающим горячим газом.

Перейдем теперь к вопросу о возбуждающих звездах туманности. Радионаблюдения этой туманности [19] показывают, что поток теплового излучения от нее в 1,5 раза превышает соответствующий поток от туманности Ориона. Так как NGC 1976 в 4—5 раз ближе, чем NGC 6618, то радиосветимость последней в 30 раз больше, чем радиосветимость NGC 1976. Легко показать, что радиосветимость туманности L пропорциональна кубу ионизационной способности U ее возбуждающих звезд: $L \propto n^2 V \propto nM$, $M \propto nr^3$ и $r = U (Sp) n^{-2/3}$; комбинируя эти соотношения, получаем $L \propto U^3$. Следовательно, возбуждающий центр туманности NGC 6618 должен быть в три раза более мощным, чем Трапеция Ориона.

Согласно радионаблюдениям [23], параметр U , характеризующий ионизационную способность звезд Трапеции, составляет 60; следовательно, возбуждающий центр NGC 6618 должен иметь $U \approx 180$. Между тем известные горячие звезды в туманности [24] дают в сумме только



Фиг. 6. Фотографии центральной области NGC 6618 в визуальных лучах (вверху) и в инфракрасных (внизу)

На нижнем снимке в центре глобулы видна яркая звезда, невидимая на верхнем снимке

непосредственной близости от истинного ядра туманности (см. фиг. 5). Оценка по карте Паломарского атласа позволяет определить фотографическую величину этой звезды $m_{pg} \approx 16^m$, в то время как $m_{инфрак} \approx 10^m$. Такой большой показатель цвета может иметь либо звезда позднего спектрального класса, либо сильно покрасневшая ранняя звезда. Вторая возможность представляется более вероятной. Действительно, поздние звезды и темные глобулы — сравнительно редкие объекты, так что их случайная проекция маловероятна; в то же время тесная группа звезд (типа Траниции) спектрального класса $\sim O5$, находящаяся в ядре туманности (т. е. на расстоянии ~ 2 кпс и ослабленная на $A_v \approx 11^m$), должна иметь фотографическую величину как раз $m_{pg} \approx 16^m - 17^m$. Поэтому крайне желательно фотометрическое исследование этой звезды с длиннофокусным инструментом, а также спектроскопическое исследование типа звезды. Детальное спектроскопическое и поляриметрическое исследование таких сильно покрасневших звезд может дать интересные сведения о свойствах поглощающей материи в глобулах.

Выражаем благодарность Е. И. Иосько за изготовление рисунков и репродукций.

Декабрь 1960 г.

$U \approx 90$ (см. фиг. 1 в [25]); если учесть, что самая горячая из этих звезд — O5 — находится в стороне от туманности (см. фиг. 5) и поэтому лишь некоторая часть ее L_c -излучения идет на ионизацию NGC 6618, то указанное расхождение становится еще большим. Эти рассуждения с необходимостью приводят к выводу о существовании комплекса горячих звезд, связанных с туманностью, но закрытых от нас темной материей.

Далее, известно [26], что в больших и компактных туманностях возбуждающие звезды находятся внутри туманности, а часто и в центральной области (см., например, NGC 1976, NGC 6523, NGC 6514, NGC 6614, NGC 281 и другие). Это обстоятельство позволяет предположить, что невидимые горячие звезды, связанные с NGC 6618, также находятся в центральной части туманности. В связи с этим особый интерес представляет обнаруженная нами на снимках в инфракрасных лучах звезда с большим показателем цвета (фиг. 6), видимая в направлении темной глобулы в

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, П. В. Щеглов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 150, 1960.
2. W. Liller, L. H. Aller. A. J., 61, 183, 1956.
3. В. А. Домбровский. Астр. ж., 35, 687, 1958.
4. П. В. Щеглов. Дисс., 1958.
5. Н. Л. Johnson. Ap. J., 117, 353, 1953.
6. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 215, 1959.
7. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Наст. том, стр. 303.
8. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 152, 1960.
9. L. H. Aller, W. Liller. Ap. J., 130, 45, 1959.
10. В. Ф. Есипов, П. В. Щеглов. Астр. ж., 38, 554, 1961.
11. И. В. Волков, В. Ф. Есипов, П. В. Щеглов. Докл. АН СССР, 129, 288, 1959.
12. Э. Е. Хачикян. Сообщение на пленуме Комиссии по физике звезд и туманностей. Львов, 1959.
13. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 64, 1954.
14. F. T. Haddock. I. A. U. Symposium № 4, 192, 1957.
15. C. H. Mayer, R. M. Sloanaker. A. J., 64, 339, 1959.
16. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 3, 1960.
17. M. T. Martel. Suppl. ann. d'Aph., fasc. № 7, 1958.
18. Ю. Н. Парийский. Изв. ГАО, 21, № 164, 45, 1960.
19. R. M. Sloanaker, J. H. Nichols. A. J., 65, 109, 1960.
20. А. Алкснис. Изв. АН Латв. ССР, № 9, 97, 1958.
21. G. Westerhout. B. A. N., 14, № 488, 1958.
22. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 148, 1960.
23. H. Rishbeth. M. N., 118, 370, 1953.
24. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 46, 1960.
25. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 76, 1961.
26. Г. А. Шайн. Астр. ж., 32, 209, 1955.

О ТЕМПЕРАТУРЕ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ
МЕЖДУ ЗОНАМИ H II и H I МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Р. Е. Гершберг

Рассматриваются три вопроса, касающиеся электронной температуры в переходной области между зонами H II и H I межзвездной среды.

Исследована зависимость средней энергии ($\bar{\epsilon}$) фотоэлектрона, образующегося при ионизации межзвездного водорода в поле излучения горячей звезды, от оптической толщины (τ). Для одномерной задачи получено и решено точное уравнение, для плоской задачи найдено грубое приближение. Показано, что эффект рассеянной L_c -радиации резко уменьшает рост $\bar{\epsilon}$ с τ , причем этот эффект очень мало зависит от температуры рассеивающей среды в диапазоне 2000—14 000°K. При $\tau \approx 1,5$ значительная, а при $\tau \approx 10$ — подавляющая часть фотоионизаций производится рассеянными L_c -квантами. Все расчеты выполнены для двух моделей ранних звезд — O7—O8 V и B0 — B4 V.

Оценена эффективность излучения различных запрещенных линий в охлаждении межзвездной среды. Показано, что субмиллиметровое излучение нейтральных атомов кислорода в этом отношении сравнимо с излучением ионов углерода и кремния (в зонах H I и в переходной области H II — H I).

Приводятся результаты определения электронной температуры во внешних структурных деталях — в ярких ободках и на фронте «драпир» — диффузной туманности NGC 6523. Не обнаружено заметной разницы между T_e этих образований и более внутренних частей туманности.

ON THE TEMPERATURE OF THE INTERMEDIATE REGION BETWEEN H II AND H I ZONES OF THE INTERSTELLAR MEDIUM, by R. E. Gershberg.— Three problems concerning the electron temperature in the intermediate region between H II and H I zones of the interstellar medium are considered.

The relation between the mean energy ($\bar{\epsilon}$) of the photoelectron, originating in the process of ionization of interstellar hydrogen in the radiation field of a hot star, and the optical thickness (τ) is studied. A precise equation is formed and solved for the one dimensional problem and a rough approximation obtained for the plane problem. It is shown that the effect of scattered L_c -radiation sharply diminishes the increase of $\bar{\epsilon}$ with τ , this effect depends only very slightly on the temperature of the scattering medium in the interval 2000°—14000° K. Scattered L_c -quanta are responsible for a considerable fraction of photoionization at $\tau \approx 1.5$, and for a dominating fraction at $\tau \approx 10$. All the computations are made for two models of early type stars O7—O8 V and B0 — B4 V.

The effectivity of various forbidden lines emission in the cooling of the interstellar medium is estimated. It is shown that submillimeter emission of neutral oxygen atoms is in this respect comparable to the emission of carbon and silicon ions (in H I zones and in the intermediate H II — H I region).

Results of the determination of electron temperature in outer structural details — in bright rims and at the front of the «draperie» — of the diffuse nebula NGC 6523, are given. No noticeable difference is found between the T_e of these formations and that of the more inner parts of the nebula.

Классические представления о резком разделении межзвездной среды на зоны ионизованного (H II) и нейтрального (H I) водорода, введенные в астрофизику Стремгеном [1], находят широкое применение во многих вопросах физики и космогонии межзвездной среды. Благодаря тому, что толщина переходной области между зонами H II и H I составляет лишь несколько процентов диаметра зоны H II, возбуждаемой звездой раннего спектрального класса, при рассмотрении многих вопросов, касающихся свойств зон H II в целом — их меры эмиссии, массы и средней плотности ионизованного вещества, общего характера расширения этих горячих зон, их связи с возбуждающими звездами, — ролью этой переходной области можно пренебречь. Однако, в последнее время возникают вопросы, для решения которых необходимо знание свойств переходной зоны. Сюда относится проблема образования ярких ободков на границе светлых и темных галактических туманностей [2]; расчет гидродинамических явлений на границе зоны Стремгена, которые, видимо, могут привести к образованию гравитационно устойчивых протозвезд [3]; расчет поля L_c -излучения в оптически толстых туманностях.

Теоретическое предвычисление физических условий, существующих в переходной зоне H II—H I, — очень сложная задача. Действительно, до сих пор не удается достаточно надежно рассчитать равновесные условия даже для обычных зон H I [4], где поле излучения и степень ионизации наиболее обильных элементов определяется сравнительно просто; в переходной же зоне непрерывно изменяется поле излучения, ионизационное состояние элементов и, следовательно, температура среды. Кроме того, можно подозревать, что физическое состояние вещества в переходной зоне определяется гидродинамическими процессами не в меньшей мере, чем радиативными, в то время как в других областях гидродинамические эффекты пренебрежимо малы [5]. Поэтому рассчитать физические условия в переходной зоне можно, строго говоря, лишь совместным решением уравнений переноса излучения в разных частотах, гидродинамических уравнений, уравнений энергетического баланса и ионизационного равновесия для различных компонентов среды. Очевидно, такая система уравнений очень громоздка и решение ее сопряжено со значительными математическими трудностями. Более существенны, однако, принципиальные трудности: не известны сечения для многих элементарных процессов и атомные константы, не вполне ясен характер взаимодействия ионизационного и ударного фронтов, совершенно ничего не известно о возможности образования в переходной области из атомов и ионов более сложных тел — молекул, свободных радикалов, «капелек» Красовского и т. п., которые могут существенным образом изменить термодинамические свойства среды. Поэтому в настоящее время теоретический расчет физических условий в переходной области H II—H I в полной мере невозможен.

В настоящей работе рассматривается несколько отдельных вопросов, касающихся температурного режима в переходной области: зависимость средней энергии фотоэлектрона, появляющегося при ионизации водорода, от оптической толщи туманности в L_c ; эффективность различных оптических переходов в охлаждении межзвездной среды и охлаждающий эффект субмиллиметрового излучения нейтральных атомов кислорода; сравнение электронной температуры газа на границе и в более внутренних частях диффузной туманности NGC 6523.

§ 1. Поле L_c -излучения и средняя энергия электрона, появляющегося при фотоионизации водорода, как функции оптической толщи среды

Известно, что в зонах H II вещество имеет довольно высокую температуру благодаря ионизации водорода излучением возбуждающей звезды: фотоэлектроны, образующиеся при ионизации, уносят практически всю избыточную энергию кванта $h(\nu - \nu_0)$ (ν_0 — частота предела серии Лаймана) и, обмениваясь энергией с другими частицами, обеспечивают электронную температуру вещества $T_e \approx 10\,000^\circ \text{K}$. В зависимости от оптической толщи среды для ионизирующего излучения (τ_{Lc}) поглощение будет носить различный характер.

Действительно, если $\tau_{Lc} \gg 1$, то все ионизирующее излучение звезды поглощается и средняя энергия фотоэлектрона просто равна средней избыточной энергии ионизирующего кванта

$$\bar{\varepsilon}_{\tau \gg 1} = h \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} F_\nu (\nu - \nu_0) \frac{d\nu}{\nu}}{\int_{\nu_0}^{\infty} F_\nu \frac{d\nu}{\nu}}, \quad (1)$$

где F_ν — поток ионизирующей радиации. Если же $\tau_{Lc} \ll 1$, то сказывается зависимость коэффициента поглощения от частоты и

$$\bar{\varepsilon}_{\tau \ll 1} = h \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} F_\nu k_\nu (\nu - \nu_0) \frac{d\nu}{\nu}}{\int_{\nu_0}^{\infty} F_\nu k_\nu \frac{d\nu}{\nu}}. \quad (2)$$

Согласно теории Стремгрена [1], в основном объеме зоны H II ионизация вещества практически полная. Поэтому можно ожидать, что излучение протяженных областей H II соответствует излучению оптически тонких сред. Так как $k_\nu \propto \nu^{-3}$, то $\bar{\varepsilon}_{\tau < 1} < \bar{\varepsilon}_{\tau > 1}$, и, как показывают расчеты, различие это довольно значительное. Специальное

исследование энергетического баланса свободных электронов в диффузных туманностях [6] показало, что действительно $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{\tau < 1}$.

В переходной области $\bar{\epsilon}$ изменяется по двум причинам. Увеличение τ_{L_c} приводит к тому, что ионизирующее излучение от звезды становится более «горячим», так как высокочастотные ионизирующие кванты проникают до больших оптических глубин, чем низкочастотные; это повышает $\bar{\epsilon}$, и в чисто водородной туманности должно было бы привести к повышению электронной температуры вещества [7]. Но увеличение τ_{L_c} приводит одновременно и к возрастанию роли рассеянного излучения. Как будет показано ниже, частоты рассеянных L_c -квантов очень близки к ν_0 , так что рассеянное L_c -излучение понижает $\bar{\epsilon}$. В какую сторону изменяется $\bar{\epsilon}$ с ростом τ_{L_c} под действием обеих этих причин, показывает расчет поля L_c -излучения.

Поле L_c -излучения в переходной области складывается из прямого излучения звезды, ослабленного селективным поглощением и благодаря Диллюции,

$$F_{\nu}^{\text{прям}} = W F_{\nu}^* e^{-\tau_{\nu}} \quad (3)$$

и из диффузного излучения, возникающего при рекомбинациях на первый уровень. Здесь существенна некогерентность рассеяния: при рекомбинациях на первый уровень излучаются кванты, спектральное распределение которых определяется исключительно электронной температурой (T_e) среды и никак не связано со спектральным составом прямого ионизирующего излучения. Это связано с тем, что сечение рекомбинации электрона с протоном на несколько порядков меньше сечения простого столкновения электрона с протонами и другими частицами, так что фотоэлектрон до рекомбинации успевает много раз обменяться энергией с частицами среды и рекомбинирует как обычный тепловой электрон. Энергетический спектр такого рекомбинационного континуума имеет вид

$$F_{\nu}^{\text{рекомб}} d\nu \sim e^{\frac{h(\nu - \nu_0)}{kT_e}} d\nu, \quad (4)$$

и его протяженность от ν_0 в сторону больших частот можно охарактеризовать интервалом $\Delta\nu$, на котором $F_{\nu}^{\text{рекомб}}$ падает в e раз:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 6,4 \cdot 10^{-6} T_e. \quad (5)$$

Приведенное соотношение показывает, что даже при $T_e \approx 10\,000^\circ \text{K}$ $\Delta\nu$, где сосредоточена большая часть рекомбинационного L_c -излучения, составляет лишь сотые доли ν_0 . В прямом же излучении от ранних звезд имеется достаточно L_c -квантов с $\nu \geq 2\nu_0$ (об этом свидетельствует довольно сильное свечение в туманностях He I и [O III]). Поэтому можно считать рассеянное L_c -излучение монохроматическим, сосредоточенным в той частоте $\bar{\nu}$, коэффициент поглощения $k(\bar{\nu})$ для кото-

рой равен среднему коэффициенту поглощения для всего рекомбинационного спектра $\bar{k}$:

$$\bar{k} = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} k_{\nu} F_{\nu}^{\text{рекомб}} d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} F_{\nu}^{\text{рекомб}} d\nu} = k_0 \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \nu^{-2} F_{\nu}^{\text{рекомб}} d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} F_{\nu}^{\text{рекомб}} d\nu}, \quad (6)$$

$$\bar{\nu} = \left(\frac{\bar{k}}{k_0} \right)^{-1/2} \nu_0. \quad (7)$$

В табл. 1 приведены значения $\bar{k}/k_0$ и $\bar{\nu}/\nu_0$ для различных электронных температур среды.

Таблица 1

	T_e (°K)						
	2000	4000	6000	8000	10 000	12 000	14 000
$\bar{k}/k_0$	0,96	0,93	0,90	0,87	0,85	0,83	0,81
$\bar{\nu}/\nu_0$	1,01	1,02	1,03	1,04	1,05	1,06	1,07
$10^{13} \times \sum_{i=1}^{\infty} C_i$	12	7,7	5,8	4,7	4,0	3,5	3,1
λ	0,29	0,33	0,35	0,37	0,39	0,40	0,41
r	0,09	0,10	0,11	0,12	0,12	0,13	0,13

Благодаря малой толщине переходной области Н II—Н I по сравнению с ее радиусом достаточно рассмотреть плоский случай задачи о переносе L_c -квантов. Граничное условие $\tau_{L_c} = 0$ можно отнести к поверхности, удаленной от возбуждающей звезды на $0,90-0,95 R$ (R — радиус зоны Н II) (см. [5], рис. 19). По физическому смыслу переходной области она совершенно непрозрачна для всех частот L_c ($\tau_{L_c} = \infty$).

Рассмотрим сперва одномерную задачу рассеяния гетерохромного излучения в полубесконечной среде. Как известно [8], если на границу полубесконечной рассеивающей среды падает монохроматическое излучение с интенсивностью I_0 , то эта среда диффузно отражает часть излучения обратно:

$$I_0^{\text{отрак}} = r I_0. \quad (8)$$

Коэффициент отражения r есть функция вероятности «выживания» кванта при элементарном акте рассеяния:

$$r = \frac{1 - \sqrt{1 - \lambda}}{1 + \sqrt{1 - \lambda}}. \quad (9)$$

В нашем случае эта вероятность равна отношению числа рекомбинаций на нижний уровень к числу рекомбинаций на все уровни:

$$\lambda = \frac{C_1(T_e)}{\sum_{i=1}^{\infty} C_i(T_e)}. \quad (10)$$

Коэффициенты рекомбинации $C_i(T_e)$ были вычислены по формуле Силлиэ [9]; для $i \leq 20$ гаунтовский множитель вычислялся согласно [10], для $i \geq 21$ положено $g_i = 1$, и суммирование этих коэффициентов заменено интегрированием. В табл. 1 приведены вычисленные $\sum_{i=0}^{\infty} C_i$, λ и r . (Недавно

были выполнены расчеты рекомбинационного излучения водорода с учетом азимутального расщепления уровней [11—13]. Эти расчеты показали, что азимутальное расщепление практически не сказывается на величине λ . Например, согласно [13], для $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ $\frac{C_1}{\sum_{i=1}^{12} C_i} = 0,407$, в то время

как без учета азимутального расщепления та же величина равна 0,418; это различие сказалось бы лишь в третьем знаке r .)

Учитывая, что среда имеет бесконечно большую оптическую толщину для всех L_α -частот, можно написать уравнение типа (8) для каждой частоты, с той лишь разницей, что все диффузно отраженные кванты имеют одинаковую частоту:

$$F_0^{\text{отраз}} = r \bar{\nu} \int_{\nu} F_{\nu}^{\text{пад}} \frac{d\nu}{\nu}, \quad (11)$$

где интегрирование по ν производится по всему ультрафиолетовому излучению звезды с $\nu > \nu_0$. Очевидно, что в любой точке внутри переходной зоны, где τ конечно, происходит диффузное отражение излучения от бесконечно толстой рассеивающей среды; поэтому если под $F_{\nu}^{\text{пад}}$ понимать не только L_α -излучение, приходящее от звезды, но и диффузное излучение от слоев с меньшей оптической толщиной, то можно опустить значок нуля у $F_0^{\text{отраз}}$ и рассматривать (11) как некоторое уравнение для $F(\tau)$. Так как мы имеем дело с гетерохромным излучением, то в одной и той же точке пространства разным частотам соответствует разная оптическая глубина; в дальнейшем через τ будем обозначать $\tau(\nu_0)$, через $\bar{\tau} - \tau(\bar{\nu})$ и через $\tau_{\nu} - \tau(\nu)$. Разобьем поток рассеянного излучения на два:

$$F(\bar{\tau}) = F_1(\bar{\tau}) + F_2(\bar{\tau}), \quad (12)$$

$F_1(\bar{\tau})$ направлен в сторону увеличения оптической толщины, $F_2(\bar{\tau})$ — в обратную сторону. Пусть $\varphi(\bar{\tau})$ — функция изотропного источника рассеянной радиации, такая, что

$$\left. \begin{aligned} F_1(\bar{\tau}) &= \int_0^{\bar{\tau}} \varphi(t) e^{t-\bar{\tau}} dt, \\ F_2(\bar{\tau}) &= \int_{\bar{\tau}}^{\infty} \varphi(t) e^{\bar{\tau}-t} dt. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В новых обозначениях (11) записывается так:

$$F_2(0) = r \bar{\nu} \int_{\nu} F_{\nu}^0 \frac{d\nu}{\nu} \quad (F_{\nu}^0 = W F_{\nu}^*), \quad (14)$$

а на некоторой глубине $\bar{\tau}$

$$F_2(\bar{\tau}) = r \left\{ F_1(\bar{\tau}) + \bar{v} \int_{\bar{v}} F_v^0 e^{-\tau_v} \frac{dv}{v} \right\}. \quad (15)$$

С другой стороны, имеется тождество

$$F_2(0) = \int_0^{\bar{\tau}} \varphi(t) e^{-t} dt + e^{-\bar{\tau}} F_2(\bar{\tau}). \quad (16)$$

Комбинируя (13), (14), (15) и (16), получаем уравнение для φ :

$$\int_0^{\bar{\tau}} \varphi(t) [e^{-t} + r e^{t-2\bar{\tau}}] dt = r \bar{v} \int_{\bar{v}} F_v^0 [1 - e^{-\bar{\tau}-\tau_v}] \frac{dv}{v}. \quad (17)$$

Строго говоря, кроме φ , в (17) входят еще две неизвестные функции $r(\bar{\tau})$ и $\bar{v}(\bar{\tau})$; однако, как показывает табл. 1, в широком интервале температур от 2000 до 14 000°K, который, как можно предполагать, охватывает значительную часть переходной области III—II, величина r меняется всего лишь в полтора раза; поэтому можно положить $r = \text{const}$. Тем более можно пренебречь слабой зависимостью $\bar{v}(\bar{\tau})$. Тогда (17) есть интегральное уравнение относительно φ :

$$\varphi(\bar{\tau}) - \frac{2r}{1+r} \int_0^{\bar{\tau}} \varphi(t) e^{t-\bar{\tau}} dt = \frac{r \bar{v}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 e^{-\tau_v} (1 + \alpha_v) \frac{dv}{v}, \quad (18)$$

где $\alpha_v \equiv \frac{d\tau_v}{d\bar{\tau}} = \left(\frac{\bar{v}}{v} \right)^3$. Это уравнение можно записать в дифференциальной форме

$$\begin{cases} \varphi'(\bar{\tau}) + \frac{1-r}{1+r} \varphi(\bar{\tau}) = \frac{r \bar{v}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 e^{-\tau_v} (1 - \alpha_v^2) \frac{dv}{v}, \\ \varphi(0) = \frac{r \bar{v}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 (1 + \alpha_v) \frac{dv}{v}, \end{cases} \quad (19)$$

и точное решение его имеет вид

$$\varphi(\bar{\tau}) = \frac{r \bar{\tau}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 \frac{1 + \alpha_v}{\frac{1-r}{1+r} - \alpha_v} \left[(1 - \alpha_v) e^{-\tau_v} - \frac{2r}{1+r} e^{-\frac{1-r}{1+r} \bar{\tau}} \right] \frac{dv}{v}. \quad (20)$$

Используя (20) и (13), определяем поток рассеянного излучения

$$\begin{aligned} F(\bar{\tau}) = F_1(\bar{\tau}) + F_2(\bar{\tau}) &= \frac{r \bar{v}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 \frac{1 + \alpha_v}{\frac{1-r}{1+r} - \alpha_v} \left[e^{-\tau_v} - e^{-\frac{1-r}{1+r} \bar{\tau}} \right] \frac{dv}{v} + \\ &+ \frac{r \bar{v}}{1+r} \int_{\bar{v}} F_v^0 \frac{1 + \alpha_v}{\frac{1-r}{1+r} - \alpha_v} \left[\frac{1 - \alpha_v}{1+r} e^{-\tau_v} - r e^{-\frac{1-r}{1+r} \bar{\tau}} \right] \frac{dv}{v}. \end{aligned} \quad (21)$$

* Приведенный способ решения уравнения (18) указан автору В. И. Ивановым.

и затем общий поток ионизирующей радиации

$$F_v(\tau) = F_v^0 e^{-\tau_v} + r \bar{v} \int_v^{\infty} F_v^0 \frac{1 + \alpha_v}{1 - r - \alpha_v} \left[\frac{2}{(1 + \alpha_v)(1 + r)} e^{-\tau_v} - e^{-\frac{1-r}{1+r}\tau} \right] \frac{dv}{v}. \quad (22)$$

Отсюда, согласно (2), получаем

$$\bar{\epsilon}(\tau) = h\nu_0 \frac{\int_v^{\infty} F_v^0 \left[e^{-\tau_v k_v} \frac{v - v_0}{v_0} + \beta (\gamma e^{-\tau_v} - e^{-a\tau}) \frac{\bar{v} - v_0}{v_0} \right] \frac{dv}{v}}{\int_v^{\infty} F_v^0 \left[e^{-\tau_v k_v} + \beta (\gamma e^{-\tau_v} - e^{-a\tau}) \frac{\bar{v}}{k} \right] \frac{dv}{v}}, \quad (23)$$

где для удобства записи введены обозначения:

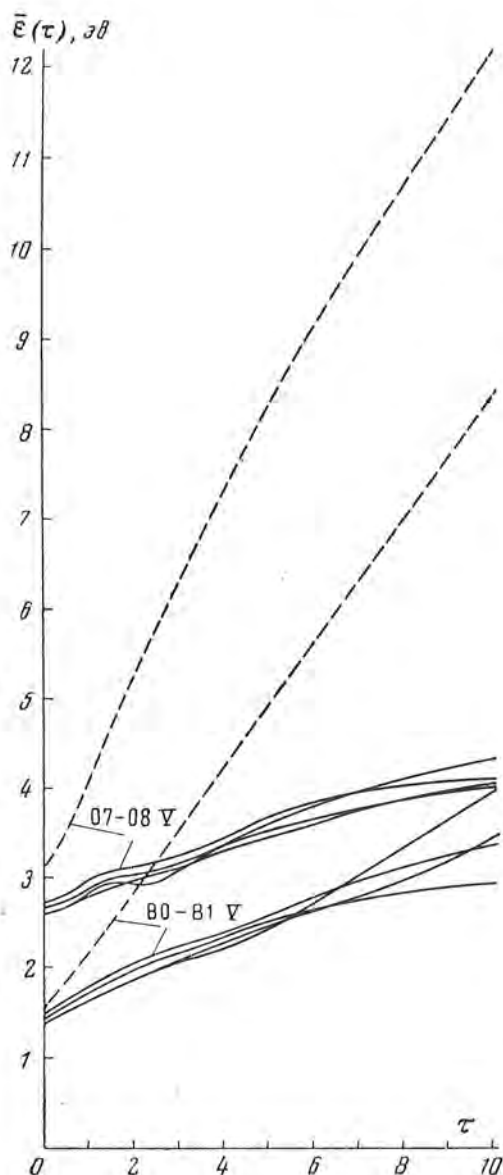
$$a(r) = \frac{1-r}{1+r}, \quad \beta(v, r) = r \frac{1 + \alpha_v}{a - \alpha_v} \quad \text{и} \quad \gamma(v, r) = \frac{2}{(1 + \alpha_v)(1 + r)}.$$

(Отметим, что при $a = \alpha_v$ $\beta(\gamma e^{-\tau_v} - e^{-a\tau}) = r e^{-a\tau}$, так что подынтегральное выражение никаких особенностей не содержит.)

Вычисления $\bar{\epsilon}(\tau)$ выполнены для четырех различных T_e рассеивающей среды и для двух различных моделей горячих звезд, рассчитанных в [14]; одна модель, обозначенная в [14] как I, соответствует спектральному классу B0—B1 V, другая — III по [14] — спектральному классу O7—O8 V. Результаты вычислений приведены на фиг. 1 и позволяют сделать следующие выводы: во-первых, рассеянное излучение резко уменьшает рост $\bar{\epsilon}$ с τ , но $\bar{\epsilon}(\tau)$ остается все-таки возрастающей функцией; во-вторых, зависимости $r(\tau)$ и $\bar{v}(\tau)$ действительно очень мало сказываются на $\bar{\epsilon}(\tau)$.

Переход от одномерной задачи к плоской связан с большими трудностями. Как известно, альbedo полубесконечной отражающей среды зависит от угла падения ($\arccos \xi$) освещающего излучения; так как прямое излучение от звезды имеет постоянное направление, а рассеянное излучение распространяется по всем направлениям, то невозможно для плоской задачи записать точное уравнение, аналогичное уравнению (15). Гетерохромность излучения не позволяет воспользоваться обычными формулами отражения плоских слоев [8], так как внутри среды τ_v неоднозначная функция точки. Альbedo среды $A(\xi, \lambda)$ так же слабо зависит от λ (т. е. от T_e), как и коэффициент отражения r ; поэтому все дальнейшие расчеты выполнены для $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$ и соответствующей величины λ . В этом случае величина альbedo $A(\xi)$ меняется в пределах от 0,09 (нормальное падение, $\xi = 1$) до 0,22 ($\xi = 0$). Вычислив $\bar{\epsilon}(\tau)$ в предположении постоянства A и равенства этой величины экстремальным значениям $A(\xi)$, можно было бы получить границы, в которых заключено точное значение $\bar{\epsilon}(\tau)$. Однако имеется еще одна

трудность математического характера. Пусть ψ — функция изотропного источника рассеянной радиации. Тогда



Фиг. 1. Зависимость $\bar{\epsilon}(\tau)$ для одномерной задачи (штриховая линия — без учета рассеянного излучения)

На фиг. 2 приведены кривые $\bar{\epsilon}(\tau)$ для одномерной задачи ($r = 0,12$) и для принятого приближения плоской задачи. Кривая точного решения

* Это связано с тем, что $Ei_2(x+y)$ нельзя просто выразить через $Ei_2(x)$ и $Ei_2(y)$ в отличие от обычной экспоненты.

$$\left. \begin{aligned} F_1(\bar{\tau}) &= \int_0^{\bar{\tau}} \psi(t) Ei_2(\bar{\tau} - t) dt, \\ F_2(\bar{\tau}) &= \int_{\bar{\tau}}^{\infty} \psi(t) Ei_2(t - \bar{\tau}) dt, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

и аналог уравнения (15) позволяет записать уравнение, определяющее функцию ψ :

$$\begin{aligned} \int_{\bar{\tau}}^{\infty} \psi(t) Ei_2(t - \bar{\tau}) dt = \\ = A \left\{ \int_0^{\bar{\tau}} \psi(t) Ei_2(\bar{\tau} - t) dt + \right. \\ \left. + \bar{\nu} \int_{\bar{\nu}}^{\infty} F_{\nu}^0 e^{-\bar{\nu} \nu} \frac{d\nu}{\nu} \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

К сожалению, для плоского случая не удастся записать тождество типа (16), которое позволило бы существенно упростить (25) *, и это последнее решить не удастся. Остается воспользоваться грубым приближением задачи о рассеянии в плоском слое, в котором оптическая толщина плоского слоя считается отличной от оптической толщи соответствующей одномерной среды лишь на некоторый средний косинус угла рассеяния [15]. Этому приближению соответствует формула (23), в которой r заменено на A , вместо $\bar{\tau}$ подставлено $\bar{\tau}' = \bar{\zeta}^{-1} \bar{\tau} = \frac{3}{2} \bar{\tau}$ и соответственно вместо $\alpha_{\nu} - \alpha'_{\nu} = \bar{\zeta} \alpha_{\nu} = \frac{2}{3} \alpha_{\nu}$.

плоской задачи при малых τ , по-видимому, близка к кривой $A = 0,09$, а с ростом τ приближается к кривой $A = 0,22$.

Значение диффузного L_c -излучения в ионизации среды характеризуется величиной $K(\tau)$:

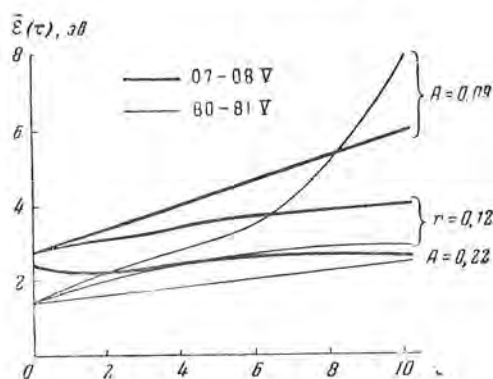
$$K(\tau) = \frac{\int_v F_v^0 \beta (\gamma e^{-\tau v} - e^{-a\tau}) \bar{k} \frac{dv}{v}}{\int F_v^0 [e^{-\tau v} k_v + \beta (\gamma e^{-\tau v} - e^{-a\tau}) \bar{k}] \frac{dv}{v}} = \quad (26)$$

= $\frac{\text{число ионизаций под действием рассеянного } L_c\text{-излучения}}{\text{общее число ионизаций на данной оптической глубине } \tau}$

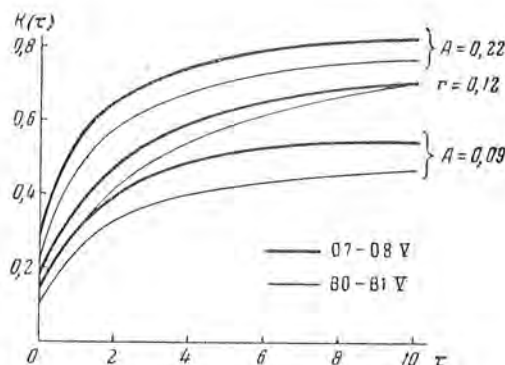
На фиг. 3 даны графики $K(\tau)$, вычисленной для тех же вариантов, для которых на фиг. 2 даны графики $\bar{\epsilon}(\tau)$. Фиг. 3 показывает, что при расчете ионизационного равновесия вещества в переходной области II—III совершенно необходимо учитывать ионизацию рассеянным излучением, так как уже на глубине $\tau \approx 1,5$ рассеянное L_c -излучение обуславливает примерно половину фотоионизаций, а при $\tau \approx 10$ $K \approx 0,7-0,8$. (Для $K(\tau)$ справедливо замечание, сделанное относительно точной кривой $\bar{\epsilon}(\tau)$ в плоской задаче: при больших τ она приближается к кривой $A = 0,22$).

§ 2. Эффективность различных оптических переходов в охлаждении межзвездной среды и охлаждающий эффект субмиллиметрового излучения нейтральных атомов кислорода

Известно, что охлаждение межзвездной среды происходит главным образом благодаря излучению с низких метастабильных уровней атомов и ионов: метастабильные состояния возбуждаются при столкновении частиц, и излучение запрещенных линий приводит к потере тепловой энергии вещества. Каждый сорт атомов и ионов с низкими метастабильными уровнями является своего рода охлаждающим агентом, и относительная роль каждого такого агента определяется количеством энергии, которое излучает этот «элемент» в единице объема за единицу времени.



Фиг. 2. Сравнение зависимости $\bar{\epsilon}(\tau)$ для точного решения одномерной задачи и грубого приближения плоской задачи



Фиг. 3. Роль диффузного L_c -излучения в ионизации среды

В работе [16] впервые были рассмотрены наиболее обильные в межзвездном пространстве атомы и ионы и перечислены те переходы, которые могут быть существенны для охлаждения среды. Однако ни в этой работе, ни в более поздних расчетах и обзорах [17, 18, 4] не принята во внимание роль субмиллиметрового излучения О I как охлаждающего агента в областях Н I. Охлаждением на О I пренебрегали, исходя, по-видимому, из того общего положения, что возбуждение ионов электронным ударом происходит более эффективно, чем возбуждение нейтральных атомов, и поэтому в зонах Н I, где наряду с атомами О I существуют ионы С II, Si II и другие, охлаждение на О I, можно полагать, не существенно. Но это общее положение надо применять с осторожностью, так как различия в космических обилиях и атомных параметрах могут изменить ситуацию. До сих пор не выполнены квантово-механические расчеты сечений возбуждения подуровней основного состояния нейтрального атома кислорода, поэтому нельзя уверенно сравнить охлаждение на О I и С II и других ионах. Можно все-таки сделать довольно правдоподобные оценки, которые показывают, что субмиллиметровое излучение О I существенно для температурного режима в зонах Н I и в переходных областях Н II—Н I.

Оценим сперва эффективность различных оптических переходов как охлаждающих механизмов. Энергию, теряемую электронным газом на возбуждение ионов и атомов, можно записать в виде

$$n_e n_i L_i = n_e n_i F_{iAB} \chi_{AB}, \quad (27)$$

где n_e и n_i — плотности электронов и соответствующих тяжелых частиц; F_{iAB} — число возбуждающих столкновений в 1 см³ за 1 сек. при единичных плотностях взаимодействующих частиц; χ_{AB} — потенциал возбуждения; величина $n_i L_i$ характеризует эффективность охлаждения среды атомами или ионами данного сорта. При максвелловом распределении скоростей электронов и в борновском приближении сечения ударного возбуждения ионов соблюдается следующая формула для F_{AB} :

$$F_{AB}^{\text{Борн}} = \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{AB}(v) v f(v) dv = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{AB}}{g_A} T_e^{-1/2} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}, \quad (28)$$

где Ω_{AB} — атомный параметр, вычисляемый методами квантовой механики, и g_A — статистический вес нижнего уровня. В действительности, вблизи χ_{AB} имеются значительные отступления $\sigma(v)$ от борновского притяжения: $\sigma(\chi_{AB}) = 0$, затем $\sigma(\chi)$ быстро растет, достигает в некоторой точке $\chi_{AB} + \Delta\chi$ максимального значения, после чего спадает приблизительно как χ^{-1} . Можно считать, что $\sigma(\chi)$ до σ_{max} растет линейно, а затем справедливо приближение Борна (см., например, [19]). Расчеты показывают, что в таком приближении $\sigma(\chi)$ удастся сохранить удобную формулу для F_{AB} , введя в нее поправочный множитель κ :

$$F_{AB} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{AB} \kappa}{g_A} T_e^{-1/2} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}, \quad (29)$$

который зависит от двух комбинаций трех независимых переменных:

$$\kappa = \frac{1}{(t + \Delta t) \Delta t} [t + 2 - e^{-\Delta t}(t + 2 + 2\Delta t)], \quad (30)$$

где $t = 11\,600 \frac{\chi_{AB}}{T_e}$ и $\Delta t = 11\,600 \frac{\Delta \chi}{T_e}$ (χ в эв). В табл. 2 даны значения

Т а б л и ц а 2

Δt	t									
	0	2	4	6	8	10	15	20	25	∞
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1	0,53	0,59	0,61	0,61	0,62	0,62	0,62	0,63	0,63	0,63
2	0,30	0,36	0,39	0,40	0,41	0,41	0,42	0,42	0,42	0,43
3	0,18	0,23	0,26	0,27	0,28	0,28	0,29	0,30	0,30	0,32
4	0,11	0,16	0,18	0,19	0,20	0,21	0,22	0,22	0,23	0,25
5	0,08	0,11	0,14	0,14	0,15	0,16	0,17	0,18	0,18	0,20
6	0,06	0,08	0,10	0,11	0,12	0,13	0,13	0,14	0,14	0,17

κ для ряда значений t и Δt . Величины $\Delta \chi$ для метастабильных уровней, имеющих астрофизический интерес, непосредственно не измерялись. Положим $\Delta \chi = 1$ эв — величину, близкую к этому значению, дают многие эксперименты с возбуждением метастабильных уровней (см. обзор в [20]). Тогда $\kappa = \kappa(\chi, T)$ и табл. 3 иллюстрирует эту зависимость.

Т а б л и ц а 3

T_e (°K)	χ_{AB}					
	0	1	2	3	4	5
2 000	0,06	0,11	0,13	0,14	0,14	0,15
4 000	0,19	0,26	0,28	0,28	0,30	0,30
6 000	0,31	0,37	0,40	0,41	0,41	0,42
8 000	0,40	0,46	0,49	0,50	0,50	0,51
10 000	0,48	0,53	0,55	0,56	0,57	0,57
12 000	0,54	0,58	0,61	0,62	0,62	0,62

Для возбуждения метастабильных уровней нейтральных атомов приближение Борна является очень грубым, и из квантово-механических расчетов получают непосредственно коэффициент деактивации α_{BA} , который связан с F_{AB} следующим образом [21]:

$$F_{AB} = \frac{g_B}{g_A} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}} \alpha_{BA}. \quad (31)$$

По формулам (27), (29) и (31), и на основании данных [17] и табл. 3 относительно Ω , α_{BA} и κ , были вычислены величины L_i для оптических переходов некоторых атомов и ионов, играющих важную роль в энергетическом балансе переходной области НII—НI. Результаты вычис-

лений приведены в табл. 4. Из этой таблицы, в частности, следует, что при $T_e \lesssim 7000^\circ\text{K}$ $L(\text{OI}) \gtrsim L(\text{OII})$ — наглядное доказательство ограниченности упомянутого выше общего положения $L_{\text{иона}} > L_{\text{атома}}$.

Таблица 4

$T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	$L(\text{OI})$		$L(\text{OII})$		$L(\text{NI})$	
	$^3P - ^1D$	$^3P - ^1S$	$^4S - ^2D$	$^4S - ^2P$	$^4S - ^2D$	$^4S - ^2P$
2	$5,9 \cdot 10^{-26}$	$4,0 \cdot 10^{-32}$	$2,0 \cdot 10^{-28}$	$8,4 \cdot 10^{-31}$	$2,5 \cdot 10^{-26}$	$8,6 \cdot 10^{-30}$
4	$2,7 \cdot 10^{-23}$	$1,2 \cdot 10^{-26}$	$4,5 \cdot 10^{-24}$	$2,4 \cdot 10^{-26}$	$2,9 \cdot 10^{-23}$	$4,3 \cdot 10^{-25}$
6	$2,2 \cdot 10^{-22}$	$8,6 \cdot 10^{-25}$	$1,3 \cdot 10^{-22}$	$3,4 \cdot 10^{-24}$	$3,1 \cdot 10^{-22}$	$1,7 \cdot 10^{-23}$
8	$6,2 \cdot 10^{-22}$	$7,6 \cdot 10^{-24}$	$6,6 \cdot 10^{-22}$	$4,0 \cdot 10^{-23}$	$1,0 \cdot 10^{-21}$	$1,1 \cdot 10^{-22}$
10	$1,2 \cdot 10^{-21}$	$2,9 \cdot 10^{-23}$	$1,8 \cdot 10^{-21}$	$1,7 \cdot 10^{-22}$	$2,3 \cdot 10^{-21}$	$3,7 \cdot 10^{-22}$
12	$1,8 \cdot 10^{-21}$	$7,2 \cdot 10^{-23}$	$3,3 \cdot 10^{-21}$	$4,5 \cdot 10^{-22}$	$3,7 \cdot 10^{-21}$	$8,1 \cdot 10^{-22}$
μ	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$

$T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	$L(\text{NII})$		$L(\text{S}^{\text{II}})$		$L(\text{SIII})$	
	$^3P - ^1D$	$^3P - ^1S$	$^4S - ^2D$	$^4S - ^2P$	$^3P - ^1D$	$^3P - ^1S$
2	$3,1 \cdot 10^{-25}$	$3,8 \cdot 10^{-31}$	$9,2 \cdot 10^{-25}$	$2,8 \cdot 10^{-28}$	$5,1 \cdot 10^{-24}$	$1,0 \cdot 10^{-29}$
4	$1,2 \cdot 10^{-22}$	$7,3 \cdot 10^{-26}$	$2,8 \cdot 10^{-22}$	$2,6 \cdot 10^{-24}$	$4,7 \cdot 10^{-22}$	$2,6 \cdot 10^{-25}$
6	$8,3 \cdot 10^{-22}$	$4,1 \cdot 10^{-24}$	$1,9 \cdot 10^{-21}$	$5,9 \cdot 10^{-23}$	$2,1 \cdot 10^{-21}$	$8,0 \cdot 10^{-24}$
8	$2,2 \cdot 10^{-21}$	$3,0 \cdot 10^{-23}$	$4,9 \cdot 10^{-21}$	$2,7 \cdot 10^{-22}$	$4,4 \cdot 10^{-21}$	$4,3 \cdot 10^{-23}$
10	$3,9 \cdot 10^{-21}$	$1,0 \cdot 10^{-22}$	$8,5 \cdot 10^{-21}$	$6,6 \cdot 10^{-22}$	$6,7 \cdot 10^{-21}$	$1,2 \cdot 10^{-22}$
12	$5,6 \cdot 10^{-21}$	$2,2 \cdot 10^{-22}$	$1,2 \cdot 10^{-20}$	$1,2 \cdot 10^{-21}$	$8,8 \cdot 10^{-21}$	$2,2 \cdot 10^{-22}$
μ	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$

По мере роста плотности вещества формула (27) может перестать быть справедливой, так как часть энергии электронного газа, затраченной на возбуждение метастабильных уровней, не излучается, а возвращается электронному газу при ударах второго рода. Более точная формула для энергетических потерь такова:

$$n_e n_i L_i = n_e \chi_{AB} [n_{iA} F_{iAB} - n_{iB} F_{iBA}] = n_e n_{iA} F_{iAB} \chi_{AB} \left[1 - \frac{n_{iB} F_{iBA}}{n_{iA} F_{iAB}} \right]. \quad (32)$$

Условие стационарной населенности уровней A и B можно записать так:

$$\frac{n_B}{n_A} = \frac{F_{AB}}{F_{BA} + \frac{A_{BA}}{n_e}}, \quad (33)$$

где A_{BA} — вероятность спонтанного перехода $B \rightarrow A$ (с излучением запрещенной линии). Учитывая это соотношение, получаем

$$n_e n_i L_i = n_e n_{iA} \chi_{AB} F_{iAB} \left(1 + \frac{n_e [F_{iBA} + F_{iAB}]}{A_{BA}} \right)^{-1}. \quad (34)$$

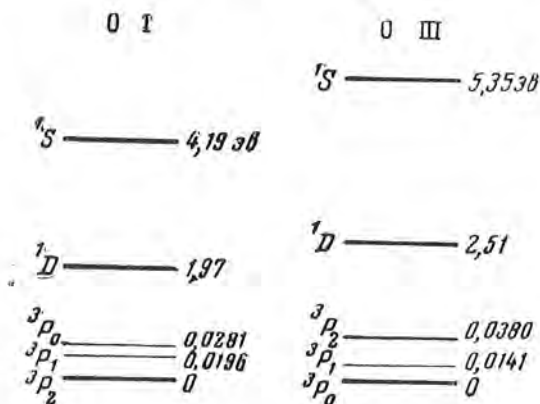
Выделим во втором слагаемом в скобке множитель $\frac{\kappa n_e}{T_e^{1/2}}$:

$$\frac{n_e(F_{iBA} + F_{iAB})}{A_{BA}} = \mu \frac{\kappa n_e}{T_e^{1/2}}. \quad (35)$$

Коэффициент μ выражается через атомные параметры (для нейтральных атомов имеется еще слабая зависимость от T_e) и дан в последней строке табл. 4. Численные оценки показывают, что в обычных условиях межзвездной среды «гасящее» действие ударов второго рода на излучение с перечисленных метастабильных уровней не существенно.

Обратимся теперь к субмиллиметровому излучению. Учитывая наиболее обильные элементы, можно ожидать, что в зонах He II эффективно возбуждаются электронным ударом подуровни основных состояний следующих элементов: O III, Ne III, N III и S IV; в зонах H II (но He I) — Ne II, N II и S III; в

зонах H I—O I, C II и Si II. В переходной области H II—H I следует ожидать свечения двух последних групп элементов, в особенности элементов последней группы. Для C II и Si II, согласно [17, 18], имеем



Фиг. 4. Схема нижних энергетических уровней атома O I и иона O III

$$L(\text{C II}) = 7,0 \cdot 10^{-20} T_e^{-1/2} e^{-\frac{92}{T_e}},$$

$$L(\text{Si II}) = 1,9 \cdot 10^{-18} T_e^{-1/2} e^{-\frac{413}{T_e}}. \quad (36)$$

Для уровня 3P O I сделаем такую полуколичественную оценку. Сравним возбуждение электронным ударом ионов O III и атомов O I, которые имеют сходную систему термов (фиг. 4). Введем некоторую функцию $\Gamma(T_e)$:

$$\alpha_{BA} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma(T_e)}{g_B} T_e^{-1/2} \quad (37)$$

(которая при возбуждении нейтральных атомов формально играет ту же роль, что $\kappa\Omega$ при возбуждении ионов) и найдем отношение $\frac{\Gamma(\text{O I})}{\kappa\Omega(\text{O III})}$ для оптических переходов:

T_e	$^3P - ^1D$	$^3P - ^1S$
500° K	0,23	0,26
1 000° K	0,28	0,26
5 000° K	0,37	0,36
10 000° K	0,43	0,48

Приведенные данные показывают, что это отношение слабо зависит от T_e и от верхнего терма. Поэтому можно ожидать, что с точностью до множителя порядка единицы это отношение такое же и для субмиллиметровых переходов. Положим $\frac{\Gamma(^3P_j O I)}{\kappa \Omega(^3P_j O III)} = 0,3$; далее для малых χ_{AB} и $\Delta\chi \approx 1$. Используя эти предположения и $\Omega(^3P_j O III)$ из [22], можно оценить $L(^3P_j O I)$. Результаты таких оценок приведены в табл. 5. Надо иметь в виду, что

$$L(^3P O I) = \sum_j \frac{n(^3P_j)}{n(^3P)} L(^3P_j O I), \quad (38)$$

где $n(^3P) = \sum_j n(^3P_j)$. Для определения населенности подуровней основного состояния опять необходимы данные о сечениях возбуждения этих подуровней электронным ударом; эти же данные необходимы и для уточнения (38) за удары второго рода. По-видимому, с учетом этих поправок $L(^3P O I)$ близко к некоторому среднему взвешенному от

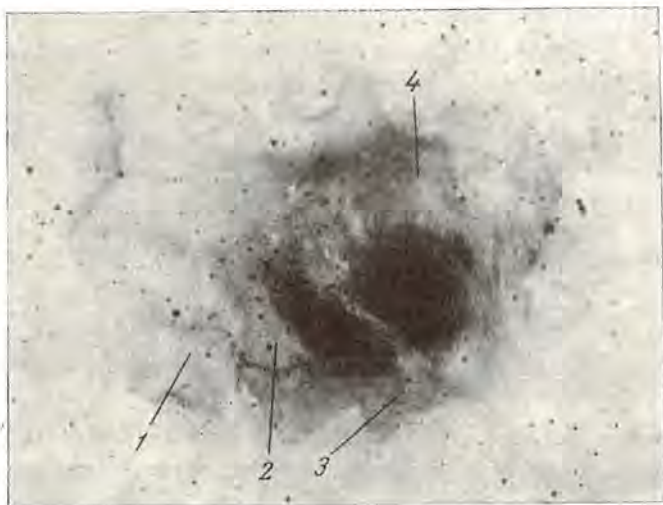
Т а б л и ц а 5

T_e (°K)	L (C II)	L (Si II)	$L(^3P_2 O I)$	$L(^3P_0 O I)$
50	$1,6 \cdot 10^{-21}$	$7,0 \cdot 10^{-23}$	$8,6 \cdot 10^{-24}$	$2,2 \cdot 10^{-22}$
100	$2,8 \cdot 10^{-21}$	$3,1 \cdot 10^{-21}$	$7,2 \cdot 10^{-23}$	$4,2 \cdot 10^{-22}$
500	$2,6 \cdot 10^{-21}$	$3,7 \cdot 10^{-20}$	$2,7 \cdot 10^{-22}$	$4,0 \cdot 10^{-22}$
1 000	$2,0 \cdot 10^{-21}$	$4,0 \cdot 10^{-20}$	$2,5 \cdot 10^{-22}$	$3,2 \cdot 10^{-22}$
5 000	$9,7 \cdot 10^{-22}$	$2,5 \cdot 10^{-20}$	$1,4 \cdot 10^{-22}$	$1,5 \cdot 10^{-22}$
10 000	$6,9 \cdot 10^{-22}$	$1,8 \cdot 10^{-20}$	$1,0 \cdot 10^{-22}$	$1,1 \cdot 10^{-22}$

$L(^3P_j O I)$, приведенных в табл. 5. Так как в межзвездной среде кислорода в 6 раз больше, чем углерода, и в 16 раз больше, чем кремния [17], то из табл. 5 следует, что субмиллиметровое излучение O I, по крайней мере, не менее существенно для охлаждения зон H I, чем излучение C II и Si II. Этот дополнительный сток энергии может понизить равновесную температуру зон H I и сократить время достижения состояния равновесия. Поэтому крайне желательны точные расчеты α_{BA} для возбуждения $^3P_j O I$.

§ 3. Электронная температура во внешних структурных деталях диффузной туманности NGC 6523

Наряду с теоретическими расчетами физических условий в переходной области H II—H I представляет интерес изучение наблюдаемых особенностей свечения диффузных туманностей в местах, граничащих с темной материей. Морфологическое и статистическое исследование ярких ободков на границе светлых и темных туманностей [2] привело Потташа к выводу, что в этих образованиях электронная температура должна достигать 20 000° K, вдвое превышая T_e средних частей зоны H II. Результаты нашей прежней работы [23] не подтверждали такого заключе-



Фиг. 5. Схема фотометрических разрезов диффузной туманности NGC 6523

ния. Летом 1957 г. были получены снимки NGC 6523, и представилась возможность определить T_e во внешних структурных деталях диффузной туманности.

Материал наблюдений и методика, позволяющая определить абсолютную поверхностную яркость отдельных участков туманности в соответствующих спектральных областях, описаны в [24, 23]. Отметим лишь, что фотометрия негативов выполнена на МФ-4 с приставкой, дающей запись непосредственно в интенсивностях [25].

Во внешних частях туманности NGC 6523 были выбраны четыре характерных участка — два ярких ободка и два места, где яркость туманности резко падает («драпри»). При фотометрировании использовалась высокая и узкая щель, ориентированная вдоль оси волокна или параллельно фронту «драпри». На фиг. 5 прямые линии показывают направление соответствующих фотометрических разрезов. Абсолютные поверхностные яркости определялись непосредственно на оси волокна или на фронте «драпри» и в более внутренних частях зоны II.

Согласно [23], поверхностные яркости, определяемые в наших спектральных участках связаны с монохроматическими яркостями следующим образом;

$$\left. \begin{aligned} 0,95I_{\lambda 3727} &+ 0,48I_{H\beta} + 1,30I_{CuV} &= I_I, \\ 0,99I_{H\beta} &+ 0,54I_{N_I} + 1,25I_{CH\beta} &= I_{II}, \\ 0,15I_{H\beta} &+ 1,25I_{N_I} + 1,05I_{CN_I} &= I_{III}, \\ 0,83I_{He\ I} &+ 2,40I_{C6000\text{\AA}} + 0,03I_{H_{\alpha}+[N\ II]} &= I_{IV}, \\ 0,89I_{H_{\alpha}+[N\ II]} &+ 0,56I_{[S\ II]} + 1,32I_{CH_{\alpha}} &= I_V, \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

где через I_c обозначены интенсивности непрерывного излучения туманности в соответствующих спектральных интервалах (рассчитанные на

200 Å). В [24] показано, что эмиссионный континуум в NGC 6523 имеет чисто газовую природу. Тогда на основании теории этого континуума [26] получаем для наших полос пропускания

$$\begin{aligned} I_{\text{cuv}} &= 0,20I_{\text{H}\beta}, \quad I_{\text{cH}\beta} = 0,13I_{\text{H}\beta}, \quad I_{\text{cN}_1} = 0,13I_{\text{cH}\alpha}, \\ I_{\text{c } 6000\text{Å}} &= 0,12I_{\text{H}\beta}, \quad I_{\text{HC}\alpha} = 0,11I_{\text{H}\beta}. \end{aligned} \quad (40)$$

Комбинация первых трех отношений из (39) и (40) дает

$$\left. \begin{aligned} I_{\lambda 3727} &= 1,05I_{\text{I}} - 0,76I_{\text{II}} + 0,33I_{\text{III}}, \\ I_{\text{H}\beta} &= 0,97I_{\text{II}} - 0,42I_{\text{III}}, \\ I_{\text{N}_1+\text{N}_2} &= 1,19I_{\text{III}} - 0,30I_{\text{II}}. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Как известно из [27], отношения $I_{\lambda 3727}/I_{\text{H}\beta}$ и $I_{\text{N}_1+\text{N}_2}/I_{\text{H}\beta}$ позволяют определить электронную температуру туманности. Измеренные поверхностные яркости (в единицах $10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$) и вычисленные по ним электронные температуры приведены в табл. 6. Таблица показывает,

Таблица 6

	Разрез 1		Разрез 2		Разрез 3		Разрез 4	
	Яркий ободок	Внутр. часть туманности	Яркий ободок	Внутр. часть туманности	Фронт «драпри»	Внутр. часть туманности	Фронт «драпри»	Внутр. часть туманности
I_{I}	8,6	4,0	9,8	6,0	6,8	5,4	12	6,0
I_{II}	3,8	2,8	6,4	4,2	4,8	6,0	8,0	3,8
I_{III}	3,8	3,0	6,4	4,2	3,6	5,8	8,0	3,6
T_e (°K)	8000	7800	7850	7800	7300	7200	7850	7900

что в ярких ободках и у резких краев эмиссионных областей T_e отличается от T_e внутренних частей туманности не более чем на несколько сот градусов; нет, конечно, уверенности в реальности полученных столь малых разностей температур.

Выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку, С. А. Каплану, С. Б. Пикельнеру и И. С. Шкловскому за обсуждение работы и полезные советы и В. И. Пронику за помощь при получении снимков NGC 6523 и во время их обработки.

Декабрь 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Strömgren. Ap. J., 89, 526, 1939.
2. S. R. Pottasch. В. А. Н., 13, 71, 1956; 14, 29, 1958.
3. Р. Е. Гершберг. Астр. ж. (в печати).
4. К. Такауанаги, S. Nishimura. Publ. A. S. Japan., 12, 77, 1960.
5. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, 1958, стр. 47.
6. В. И. Проник. Астр. ж., 37, 1001, 1960.
7. L. Aller, J. Baker, D. Menzel. Ap. J., 90, 601, 1939 (русский перевод в сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948, стр. 61).

8. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, 1956.
9. G. Cillie. M. N., 92, 820, 1932.
10. D. H. Menzel, C. L. Pekeris. M. N., 96, 77, 1935.
11. Е. Р. Рындина. Уч. зап. ЛГУ, № 190, 1957.
12. L. Searle. Ap. J., 128, 489, 1958.
13. A. Burgess. M. N., 118, 477, 1958.
14. S. Saito, A. Uesugi. Cont. Inst. Astrophysics and Kwasan obs. № 78, 1958.
15. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 28.
16. L. Spitzer. Ap. J., 109, 337, 1949.
17. M. J. Seaton. Ann. d'Aph., 18, 188, 1955.
18. M. J. Seaton. Rev. Mod. Phys., 30, 979, 1958 (русский перевод в сб. «Космическая газодинамика». ИЛ, 1960, стр. 121).
19. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. общ., 12, 93, 1954.
20. Г. Мессип, Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, 1958.
21. M. J. Seaton. Proc. Roy. Soc., A. 218, 400, 1953.
22. M. J. Seaton. The airglow and the aurorae. London, p. 297.
23. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 21, 215, 1959.
24. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 23, 3, 1960.
25. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, С. И. Коркин. Изв. Крымской астрофиз. общ., 22, 166, 1959.
26. L. Spitzer, J. Greenstein. Ap. J., 114, 407, 1951; M. J. Seaton. M. N., 115, 279, 1955.
27. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 17, 14, 1957.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА
И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ В ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ IC 4997

В. И. Проник

Рассматривается и развивается дальше, предложенная Воронцовым-Вельяминовым [3] идея о том, что наблюдаемые изменения в спектрах некоторых планетарных туманностей носят характер долгопериодических колебаний. Высказывается предположение, что такие колебания могут быть связаны с периодическими процессами типа солнечной активности, происходящими на поверхности ядер планетарных туманностей. Показано, что наблюдаемые изменения интенсивностей запрещенных линий разных ионов в спектре туманности IC 4997 могут быть объяснены только изменением электронной температуры туманности. Найдена электронная температура туманности и ее изменение за 20 лет: $T_e = 22\,000^\circ \text{K}$ в 1938 г. и $T_e = 17\,000^\circ$ в 1959 г. Высказано предположение, что такое изменение температуры туманности может быть обусловлено вариациями корпускулярного излучения ядра.

THE ELECTRON TEMPERATURE AND ITS VARIATION IN THE PLANETARY NEBULA IC 4997, by V. I. Pronyk.— The supposition made by Vorontsov-Velyaminov [3], that the observed variations in the spectra of some planetary nebulae have the character of long-period oscillations, is considered and developed. It is assumed that such oscillations may be connected with periodic processes of the solar activity type, which take place on the surfaces of nuclei of planetary nebulae. It is shown that the observed intensity variations of forbidden lines of different ions in the spectrum of IC 4997 can be explained only by variations of the electron temperature of the nebula. The electron temperature of the nebula and its variation during 20 years is found: $T_e = 22\,000^\circ \text{K}$ in 1938, and $T_e = 17\,000^\circ \text{K}$ in 1959. An assumption is made that such a change of temperature of the nebula may be due to variations of corpuscular emission of the nucleus.

В 1957 г. Аллер и Лиллер [1], сопоставляя наблюдения спектра IC 4997, относящиеся к разным эпохам, обратили внимание на то, что отношение интенсивности линии $\lambda\,4363$ [O III] к интенсивности H_γ систематически уменьшается. По аналогии с оболочками новых они предположили, что падение интенсивности линии $\lambda\,4363$ вызвано уменьшением плотности туманности. Вскоре Гурзадян [2] показал, что такое предположение неверно, и объяснил это явление уменьшением электронной температуры туманности, что в свою очередь должно быть вызвано падением температуры ядра. К этому же выводу пришел и Воронцов-Вельяминов [3].

Действительно, наблюдаемая скорость расширения туманности так мала, что за время порядка нескольких десятков лет вообще не может

произойти сколько-нибудь заметного изменения плотности туманности. Исходя из того, что электронная температура туманности в конечном счете определяется температурой центральной звезды, Гурздян [2] оценил изменение последней (примерно 6000° за 10 лет), считая его прогрессивным с 1916 г. (наблюдения Райта [4]) и отражающим эволюцию ядра. Однако, как показал недавно Воронцов-Вельяминов [3], изменение интенсивности линии $\lambda 4363$ в спектре IC 4997 не систематическое, а скорее всего носит характер долгопериодических колебаний. Правдоподобность такого предположения подтверждается тем, что в спектре туманности NGC 6905 наблюдается рост ионизации гелия, который можно объяснить только повышением температуры ядра [5]. С целью обнаружения подобных явлений в других туманностях автором были просмотрены спектральные наблюдения планетарных туманностей, имеющихся во всей доступной литературе, и обнаружено изменение интенсивностей линий $\lambda 4363$ [O III] и $\lambda 4686$ He II еще по крайней мере в двух туманностях — NGC 5217 и NGC 1535. Как и в случае IC 4997 и NGC 6905, изменения, по-видимому, носят характер колебаний, причем оба отношения $\frac{I_{4363}}{I_{H\gamma}}$ и $\frac{I_{4686}}{I_{H\beta}}$ меняются синхронно одинаковым образом.

Уже один тот факт, что температура звезды должна колебаться, и притом довольно быстро, ставит под сомнение реальность изменения температуры всей звезды, тем более изменения, связанного с эволюцией ядра, как это предполагалось в [2]. Колебания температуры туманности, по нашему мнению, могут быть связаны с процессами типа солнечной активности, происходящими на поверхности ядра планетарной туманности. Изменение электронной температуры туманности может произойти в результате изменения ионизации туманности, вызванного в свою очередь изменением жесткого ультрафиолетового излучения звезды. Последнее может быть связано, например, с активными областями, суммарная площадь которых меняется на протяжении цикла активности. Электронная температура туманности может колебаться также в результате наличия у ядра переменного корпускулярного излучения, вероятно тоже связанного с активными областями.

В работе [6] указывалось на ряд явлений, как будто бы свидетельствующих о наличии на поверхности ядер планетарных туманностей активных горячих областей. Колебания электронной температуры и ионизации ряда туманностей являются еще одним веским аргументом в пользу активности ядер планетарных туманностей.

В настоящей работе приводится критический анализ спектральных наблюдений IC 4997 для определения электронной температуры туманности и величины ее изменения, а также обсуждается вопрос о возможных причинах, обуславливающих такое изменение температуры.

§ 1. Наблюдения

В табл. 1 и 2 приведены имеющиеся в литературе спектральные наблюдения туманности IC 4997, относящиеся к разным моментам времени. Наблюдения Райта [4] 1916 г. редуцированы нами таким образом, чтобы

Таблица 1

Линия	1916 г. [4]	1938 г. [8]	1959 г.
N_1		5,4	} 7,3
N_2		1,9	
H_β	1,00	1,00	1,00
4471 He I	0,10	0,09	
4363 [O III]	0,36	0,56	0,49
H_γ	0,32	0,35	0,31
H_δ	0,48	0,18	0,12
4076 [S II]	0,03	} 0,03	
4069 [S II]	0,05		
4026 He I	0,03		
$H_\epsilon + 3967$ [Ne III]	0,23	0,45	
H_ζ	0,11	0,45	
3868 [Ne III]	0,39	0,76	0,35
H_8	0,06	0,09	
H_9	0,05	0,05	
H_{10}	0,05	0,04	
3727 [O II]	0,12	0,22	0,40

Таблица 2

Линия	1934 г. [9]	1940 г. [7]
6678 He I		3
6584 [N II]	5	7
H_α	10	25
6548 [N II]	4	5
6364 [O I]	3	3
6310 [S III]	3	4
6300 [O I]	4	6
5876 He I	7	8
5755 [N II]	2	3
5048 He I		1
5016 He I		4

бальмеровский декремент не изменился по сравнению с данными 1938 г. Редукция заключалась только в увеличении приведенной в [4] интенсивности линии H_β в 1,33 раза. Это вполне понятно: при глазомерных оценках Райта ход чувствительности эмульсии с длиной волны не учитывался, а между тем линия H_β находится на спаде чувствительности эмульсии (пластинки несенсибилизированные), в то время как в области более коротких длин волн спектральная чувствительность приблизительно постоянна. Наблюдения [7] 1940 г., относящиеся к фотографической области спектра, в табл. 1 не включены. Наблюдения 1959 г. получены Воронцовым-Вельяминовым; они были любезно предоставлены нам до их опубликования.

§ 2. Изменение интенсивностей запрещенных линий в спектре IC 4997 как результат изменения электронной температуры туманности

Уже при беглом знакомстве с данными табл. 1 обращает на себя внимание следующий факт. В 1959 г. интенсивность запрещенной линии λ 3727 [O II] (здесь и в дальнейшем все интенсивности выражены в единицах интенсивности линии H_β) уменьшилась по сравнению с ее интенсивностью в 1938 г. примерно в два раза; интенсивность запрещенной линии λ 3868 [Ne III] тоже уменьшилась в два раза; интенсивность линии λ 4363 [O III] (более точно будет считать интенсивность этой линии по отношению к близкой линии H_γ) — в 2,7 раза. Уменьшены также интенсивности указанных выше запрещенных линий и в 1916 г. по сравнению с данными наблюдений 1938 г. Исключением являются только небулярные линии $N_1 + N_2$ [O III], которые не показывают никаких

изменений. Если бы не это исключение, реальность которого в дальнейшем мы подвергнем сомнению, то такое изменение интенсивностей запрещенных линий легко может быть объяснено изменением электронной температуры туманности.

На фиг. 1 показано, как меняется в зависимости от T_e логарифм отношения $\frac{I}{I_{H\beta}}$ для различных запрещенных линий при плотностях $n_e \sim 10^5 - 10^6$ (предполагаемая электронная плотность IC 4997 по [10]). Кривая для $\lambda 3727$ [O II] вычислена с учетом ударов второго рода (деактивация). Наиболее сильная зависимость от T_e для линии $\lambda 4363$ [O III] объясняется ее сравнительно высоким потенциалом возбуждения (5,33 эв). Табл. 3 показывает, во сколько раз изменится отношение интенсивности

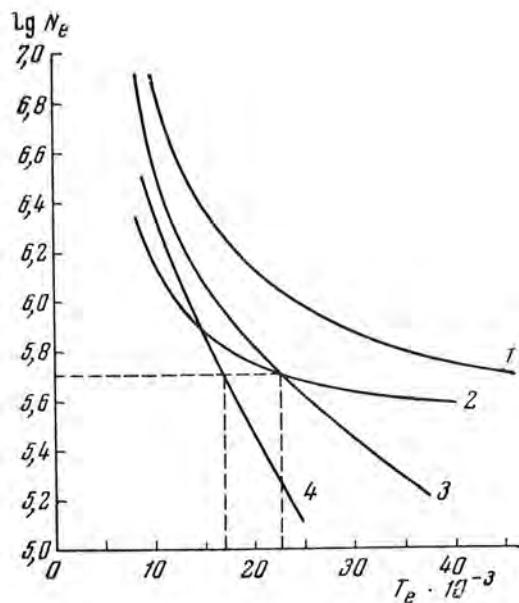
Т а б л и ц а 3

Линия	Без учета зависимости параметра Ω от T_e^*							С учетом зависимости параметра Ω от T_e^*						
	$T_e \cdot 10^{-4}$							$T_e \cdot 10^{-4}$						
	8-9,5	10-12	12-14,5	15-19	20-28	30-47	55-60	8-9,7	10-11,7	12-14,3	15-18,5	20-26,7	30-45	57-60
4363 [O III]	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7
3727 [O II]	1,6	1,9	2,0	2,0	2,2	2,3	2,5	1,8	1,9	2,0	2,0	2,1	2,4	2,45
3868 [Ne III]	1,6	1,9	2,0	2,0	2,15	2,2	2,2	1,8	1,9	2,0	2,0	2,0	2,1	2,1
$N_1 + N_2$ (O III)	2,0	1,75	1,65	1,7	1,75	1,8	1,9	1,9	1,9	1,65	1,65	1,77	1,87	1,9

* Ω — эффективное сечение возбуждения электронным ударом.

каждой запрещенной линии к интенсивности H_β при различных изменениях температуры в области температур от 8000° до $60\,000^\circ$. Величины изменения температуры выбраны с таким расчетом, чтобы отношение $\frac{I_{4363}}{I_{H\beta}}$ менялось в 2,7 раза (наблюдаемое изменение в туманности). Из табл. 1 и 3 видно, что, наблюдаемое относительное изменение интенсивностей линий $\lambda 3727$ [O II], $\lambda 3868$ [Ne III] и $\lambda 4363$ [O III] хорошо согласуется с теоретической зависимостью их от T_e в пределах температур от 12 до 30 тысяч градусов. При более высоких температурах различие в потенциалах возбуждения уже не играет такой роли; линии являются как бы насыщенными, и интенсивности их растут приблизительно одинаково с ростом температуры.

Можно ли, предполагая, что интенсивности запрещенных линий изменились в результате изменения электронной температуры туманности, объяснить постоянство интенсивности небулярных линий? Вообще говоря, при низкой температуре ($T_e < 8000 - 10\,000^\circ$) интенсивность линии $\lambda 4363$ [O III] очень сильно меняется с температурой. Поэтому небольшое изменение T_e в этом интервале температур мало скажется на интенсивности небулярных линий, в то же время интенсивность линии $\lambda 4363$ может измениться в несколько раз. Однако при этом мало изменятся также



Фиг. 2. К определению электронной температуры IC 4997

и интенсивности других запрещенных линий, чего не наблюдается. К тому же температура туманности, как будет показано дальше, не ниже $15000-20\ 000^\circ$.

Отношение $\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}}$ может быть постоянным еще в том случае, когда одновременно с изменением температуры меняется ионизация кислорода, скажем, одновременно с уменьшением T_e ионизация падает ($O\ IV \rightarrow O\ III$) или растет ($O\ II \rightarrow O\ III$), но так, чтобы в обоих случаях число ионов $O\ III$ увеличивалось. В результате может оказаться так, что оба эффекта — уменьшение $\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}}$ из-за падения температуры и увеличение его из-за увеличения числа ионов $O\ III$ — компенсируются. В первом случае (ионизация падает: $O\ IV \rightarrow O\ III$) необходимо, чтобы значительная часть кислорода (не менее половины) находилась в стадии $O\ IV$. Но при этом должна наблюдаться рекомбинационная линия $\lambda\ 4686\ He\ II$, поскольку потенциалы ионизации $O\ III$ и $He\ II$ одинаковы. Между тем линия $\lambda\ 4686$ не наблюдается. Непонятным остается в этом случае и одинаковое поведение линий таких разных ионов, как $[O\ II]$ и $[Ne\ III]$. Последний факт нельзя объяснить и во втором случае (ионизация кислорода растет: $O\ II \rightarrow O\ III$). Таким образом, объяснить постоянство интенсивности небулярных линий можно лишь ошибками наблюдений. Ниже мы покажем, что интенсивности небулярных линий в таком виде, как они приведены в табл. 1 для 1938 г., вероятно, сильно занижены.

§ 3. Электронная температура туманности и ее изменение

Определим сначала температуру и плотность туманности по данным 1938 г. Исправленное за межзвездное поглощение $\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} = 9,2$ дает нам связь между T_e и N_e в зоне свечения $[O\ III]$. На фиг. 2 приведена эта связь в виде кривой (кривая 1), вычисленной по формуле [10]:

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} = 8,74 \left\{ \frac{1 + 3,8 \cdot 10^{-6} \frac{N_e}{T_e^{1/2}}}{1 + 4,4 \cdot 10^{-4} \frac{N_e}{T_e^{1/2}}} \right\} 10^{\frac{14300}{T_e}}. \quad (1)$$

Аналогичное отношение линий азота $[N\ III]$ также дает зависимость между электронной температурой и плотностью туманности [11]:

$$\frac{I_{6548+6581}}{I_{5755}} = 10 \left\{ \frac{1 + 5,15 \cdot 10^{-6} \frac{N_e}{T_e^{1/2}}}{1 + 4,4 \cdot 10^{-4} \frac{N_e}{T_e^{1/2}}} \right\} 10^{\frac{10830}{T_e}}. \quad (2)$$

Согласно данным табл. 2, $\frac{I_{6548+6581}}{I_{5755}}$ равно 4,5 в 1934 г. и 4,0 в 1940 г. Исправленное за межзвездное поглощение среднее из этих двух значений

равно 2,7. Вычисленная по формуле (2) зависимость между T_e и N_e изображена графически на фиг. 2 (кривая 2). Хотя отношение $\frac{I_{6548+6584}}{I_{5755}}$ дает связь между T_e и N_e в зоне свечения [N II], температура и плотность которой может несколько отличаться от значений T_e и N_e в зоне [O III], все же в первом приближении можно принять какое-то среднее значение температуры и плотности для всей туманности в целом. Пересечение кривых 1 и 2 (см. фиг. 2) должно дать нам эти средние значения. Однако из рисунка видно, что кривые не пересекаются, а если и пересекаются, то при температуре не ниже 60 000°. Ясно, что это абсурдно большое значение T_e не может быть принято для электронной температуры туманности главным образом по двум причинам. Во-первых, если предположить, что температура туманности в 1938 г. была 60 000°, то в 1959 г. она должна быть около 30 000°. Но тогда, согласно кривой 4, которая дает связь между T_e и N_e в 1959 г. [формула (1)], получим, что за время с 1938 по 1939 г. плотность туманности упала примерно в 6 раз, что также абсурдно. Во-вторых, наблюдаемое отношение $\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}} \approx 10$ слишком мало для $T_e = 60\,000^\circ$ и означает, что весь кислород находится либо во второй стадии ионизации (O II), либо в четвертой (O IV). Однако по причине, указанной ранее, ионов O IV в туманности нет. Во второй стадии ионизации весь кислород тоже не может находиться, так как это противоречит наблюдаемым ярким линиям [Ne III]. Отметим, наконец, что даже в случае чисто водородной туманности (нет охлаждающих ионов) с возбуждающей звездой типа WR и $T_* \sim 80\,000^\circ$ электронная температура не может намного превышать 40 000°.

Причиной столь высокого значения наблюдаемой электронной температуры IC 4997 на наш взгляд является сильно заниженная интенсивность небулярных линий для 1938 г. Это же одновременно и служит объяснением «наблюдаемого» постоянства интенсивности линий $N_1 + N_2$. На основе данных табл. 3 находим, что интенсивности небулярных линий в 1938 г. занижены примерно в 1,7 раза. Учитывая это, получим для электронной температуры туманности в 1938 г. значение, равное 22 500° и $N_e = 0,5 \cdot 10^6$ (точка пересечения кривых 2 и 3 на фиг. 2). Считая, что плотность туманности за время $t \approx 20$ лет существенно измениться не могла, находим, согласно кривой 4 (фиг. 2), значение температуры в 1959 г., равное 17 000°. Эта величина хорошо согласуется с определениями супругов Андрия [12], которые нашли недавно по распределению интенсивности в непрерывном спектре туманности значение T_e несколько выше 14 400°.

Вообще говоря, до сих пор предполагалось, что линии всех ионов образуются равномерно во всем объеме туманности, между тем наблюдения определенно показывают, что в IC 4997 существует стратификация туманности на слои с различной степенью ионизации вещества [12]. Поскольку туманность звездообразна и мы наблюдаем сразу интегральный свет от всех зон свечения (O II, O III и т. д.), то правильнее было бы рассчитать сначала модель туманности, т. е. получить относительные размеры как-

дой такой зоны, а также электронную температуру и плотность в них. Это представляет интерес не только с точки зрения выяснения возможных причин наблюдаемых изменений в спектре туманности, но и потому, что туманность IC 4997, по-видимому, очень молодая и находится еще на ранней стадии своего развития. К сожалению, имеющихся наблюдательных данных для этого недостаточно. Однако выводы, к которым мы пришли относительно интенсивности небулярных линий и электронной температуры туманности в 1938 г., останутся в силе, даже если принять во внимание стратификацию излучения.

§ 4. О возможных причинах изменения электронной температуры в туманности IC 4997

В предыдущем разделе мы нашли, что за 20 лет, начиная с 1938 по 1959 г., температура туманности IC 4997 упала примерно с 22 000 до 17 000°. Одновременно, как результат этого, интенсивности всех запрещенных линий (относительно H_{β}) уменьшились приблизительно в два раза.

Можно показать, что в условиях туманности IC 4997 ($N_e \approx 0,5 \cdot 10^6$, $T_e \approx 20\,000^\circ$) время установления энергетического баланса для свободных электронов в туманности намного меньше 20 лет. Действительно, время одной рекомбинации

$$t_{\text{рек}} \approx \frac{1}{N_e \sum_i C_n(T_e)} \approx \frac{1}{0,5 \cdot 10^6 \cdot 25 \cdot 10^{-14}} \approx 8 \cdot 10^6 \text{ сек.}$$

Это означает, что за год ($3 \cdot 10^7$ сек.) каждый электрон примерно четыре раза пройдет через цикл рекомбинация—ионизация. Время установления электронной температуры еще меньше — порядка нескольких недель. Таким образом, можно полагать, что наблюдаемое в течение 20 лет изменение спектра туманности действительно есть результат медленного изменения либо мощности источников охлаждения туманности, либо мощности источников нагрева ее. Тот факт, что изменения в спектре объясняются только изменением температуры туманности, говорит о том, что ионизация в туманности постоянна; следовательно, постоянно количество (и качество) охлаждающих туманность ионов. Таким образом, падение температуры туманности в этом случае означает падение мощности источников нагрева туманности, т. е. уменьшение количества энергии, получаемой каждым электроном в единицу времени.

Главным источником энергии свободных электронов туманности является ультрафиолетовое излучение звезды ($\lambda < 912 \text{ \AA}$). Количество энергии, получаемое электроном при фотоионизации водорода, определяется средней энергией ионизирующего L_c -кванта ($h\nu$). Однако легко показать, что при $\tau_{L_c} < 1$ и $T_* \approx 5-8 \cdot 10^4 \text{ K}$, никакое разумное изменение температуры ядра не даст заметного изменения $h\nu$: благодаря сильному падению коэффициента поглощения с частотой ($\alpha_\nu \sim \nu^{-3}$) водород ионизируется в основном квантами, непосредственно находящимися за лайманов-

ским пределом *. Изменение T_* приводит к изменению количества этих квантов, но не их средней энергии. Наблюдаемое изменение электронной температуры туманности, по-видимому, может быть обусловлено вариацией жесткого корпускулярного излучения ядра. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующей статье.

Я искренне благодарен проф. Б. А. Воронцову-Вельяминову за любезное сообщение полученных им результатов наблюдений спектра IC 4997 (1959 г.) до их опубликования.

Декабрь 1960 г.

* В целом туманность IC 4997 непрозрачная для L_c -квантов, однако, согласно определению зоны Стрёмгрена, условие $\tau_{Lc} < 1$ всегда выполняется внутри туманности.

Литература

1. L. H. Aller, W. Liller. *Sky and Telescope*, 16, 222, 1957.
2. Г. А. Гурзadian. *Астр. ж.*, 35, 520, 1958.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Астр. ж.* 37, 994, 1960.
4. W. Wright. *Publ. Lick Obs.*, 13, p. 4, 1918.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Астр. ж.* (в печати).
6. В. И. Пропп. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 25, 61, 1961.
7. P. Swings, O. Struve. *Ap. J.*, 93, 356, 1941.
8. L. H. Aller. *Ap. J.*, 93, 236, 1941.
9. L. H. Aller. *Ap. J.*, 95, 315, 1942.
10. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock. *Ap. J.*, 125, 66, 1957.
11. L. H. Aller. *Ap. J.*, 120, 401, 1954.
12. Y. Andrillat, H. Andrillat. *Compt. rend. Acad. Sci.*, 249, 628, 1959.
L'Astronomie, 73, 373, 1959.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ 1492 ЗВЕЗД
В ПЛОЩАДКЕ С ЦЕНТРОМ $\alpha = 18^h 54^m$, $\delta = +5^\circ 00'$ (1950,0)

И. И. Проник

Каталог содержит данные о спектральных классах и фотографических величинах 1492 звезд в области Млечного Пути $6^\circ \times 6^\circ$ с центром $\alpha = 18^h 54^m$, $\delta = +5^\circ 00'$. Наверху каждой страницы каталога приводятся номера первой и последней звезд страницы. Звезды в каталоге расположены по зонам склонения. Внутри зоны звезды расположены по возможности в порядке возрастания прямого восхождения. В столбцах помещены следующие данные:

- 1) номер по порядку в каждой зоне;
- 2) спектральный класс (Sp);
- 3) фотографическая звездная величина (m_{pg});
- 4) номера по каталогу BD или HD.

Жирным шрифтом выделены спектры, выписанные из [4, 2]. Для звезд, номера которых отмечены звездочками, в конце каталога имеются примечания. В примечаниях принято сокращение: А — каталог Р. Айткена [3]. Переменные звезды отождествлены с каталогом [4]. Спектры, искаженные спектрами соседних звезд, заключены в скобки.

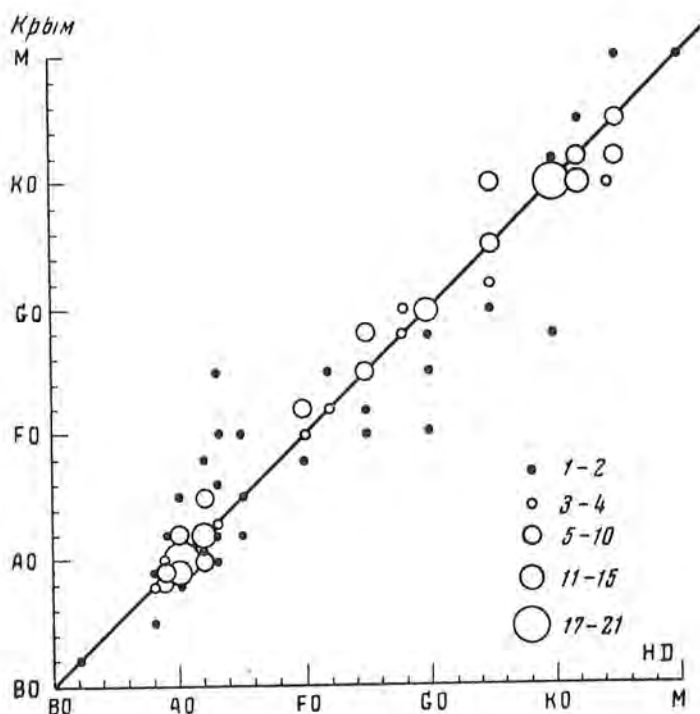
SPECTRAL TYPES AND STELLAR MAGNITUDES OF 1492 STARS IN AN AREA WITH THE CENTER $\alpha = 18^h 54^m$, $\delta = +5^\circ 00'$ (1950,0), by I. I. Pronyk.—Data on spectral types and photographic magnitudes of 1492 stars in a Milky Way region, $6^\circ \times 6^\circ$, with the center $\alpha = 18^h 54^m$ and $\delta = +5^\circ 00'$, are given. The stars are listed according to zones of declination. The columns contain the following:

- 1) the number of the star in the declination zone;
- 2) spectrum (Sp);
- 3) photographic magnitude (m_{pg});
- 4) the BD or HD number.

Spectra taken from [1, 2] are given in bold type. The stars with an asterisk have remarks at the end of the catalogue, where A designates Aitken's catalogue [3.]. The variable stars are identified according to catalogue [4]. Spectra which are overlapped by spectra of close stars are given in brackets.

Настоящий каталог является частью работы Крымской астрофизической обсерватории по изучению Млечного Пути [5]. Данные о материале наблюдений, а также часть результатов, полученных после его обработки, опубликованы в статье [6]. Для определения спектральных классов звезд

было получено 18 пластинок с экспозициями от 5^m до $2^b,5$, при этом использовались эмульсии Kodak 0a O и Agfa Astro Platten. Спектральный класс для каждой звезды оценен не менее чем по трем пластинкам. Сравнение нашей классификации с классификацией HD приведено на рисунке. Для слабых звезд, не вошедших в список [6], по одной пластинке оценены фотографические величины. Нуль-пункт и система фотографических



Сравнение спектральных классов по каталогу с определениями автора. Диаметр кружков зависит от числа звезд

величин определены в работе [6]. Для отождествления звезд перед каталогом приведены карты 1—6 (стр.353—358).

Карты, а также часть измерений на микрофотометре сделаны Е. И. Иосько, которой я приношу искреннюю благодарность.

Декабрь 1960 г.

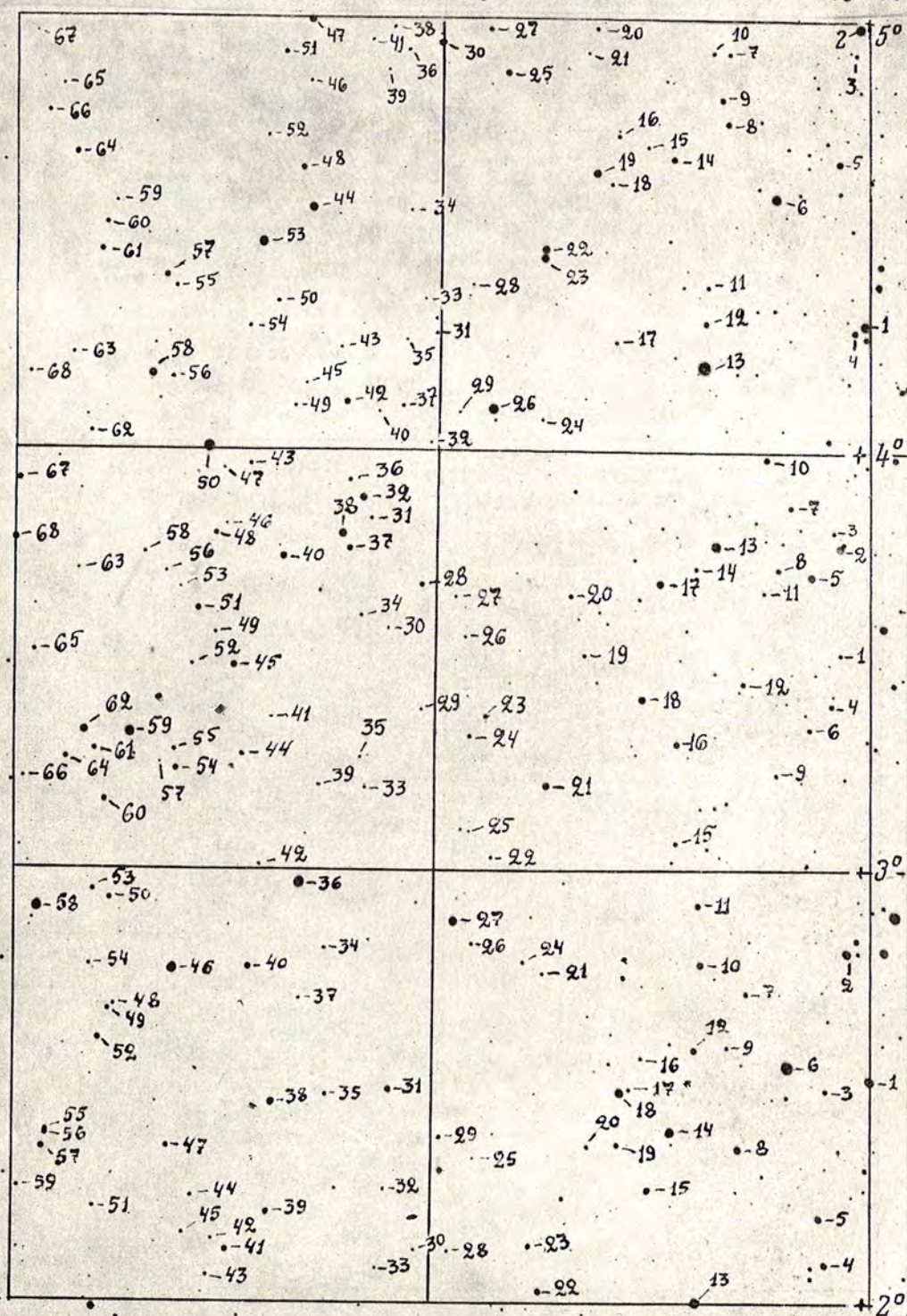
Л и т е р а т у р а

1. W. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
2. R. Wilson. General catalogue of stellar radial velocities. Washington, 1956.
3. R. Aitken. New general catalogue of double stars, 1932.
4. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаро. Общий каталог переменных звезд. Изд-во АН СССР, 1948.
5. G. Shajn. Intern. Astron. Union, Draft Reports, Dublin Meeting, 1955, p. 308.
6. И. И. Пролик. Изв. Крымской астрофиз. общ., 25, 37, 1961.

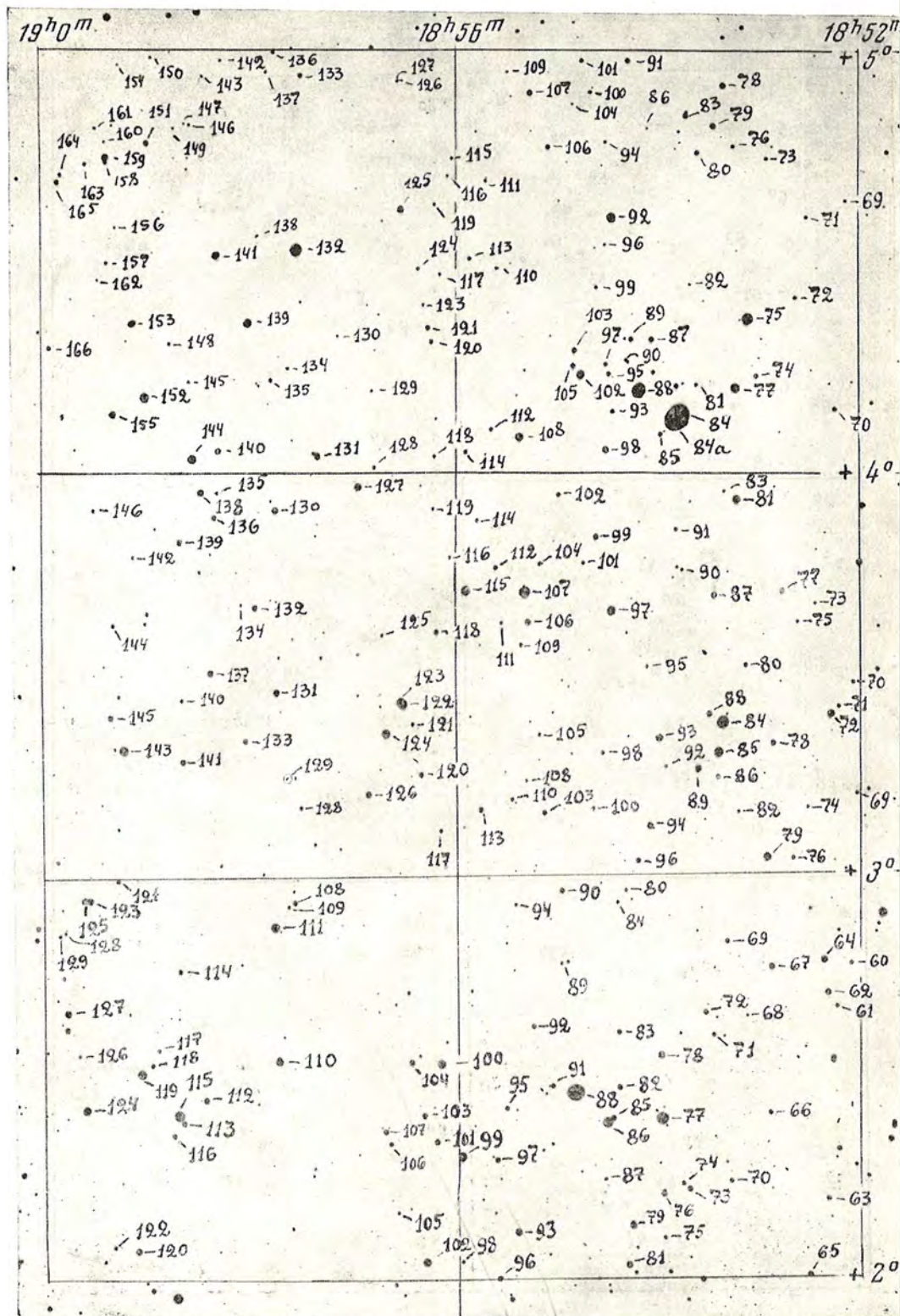
18^h 52^m

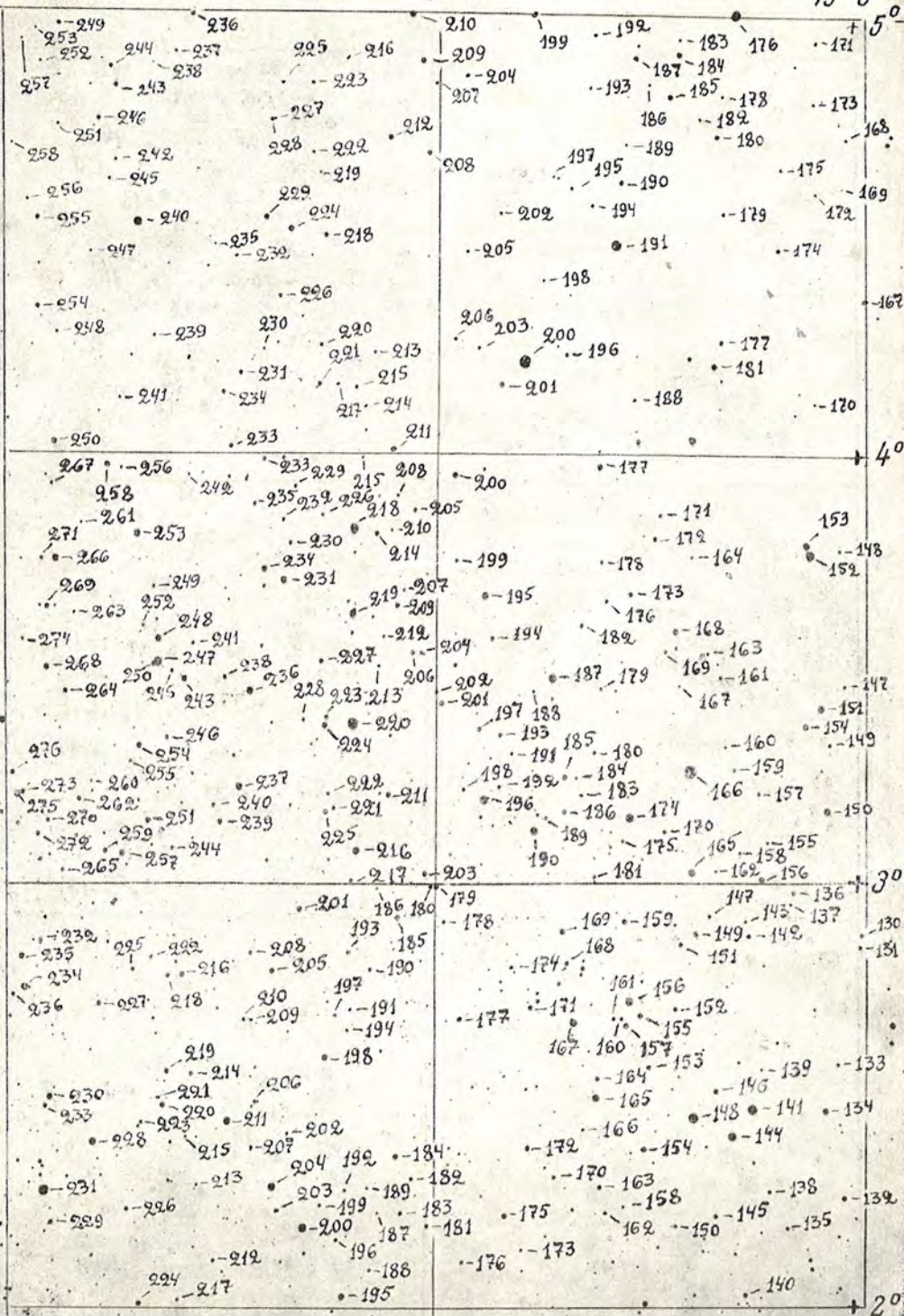
18^h 48^m

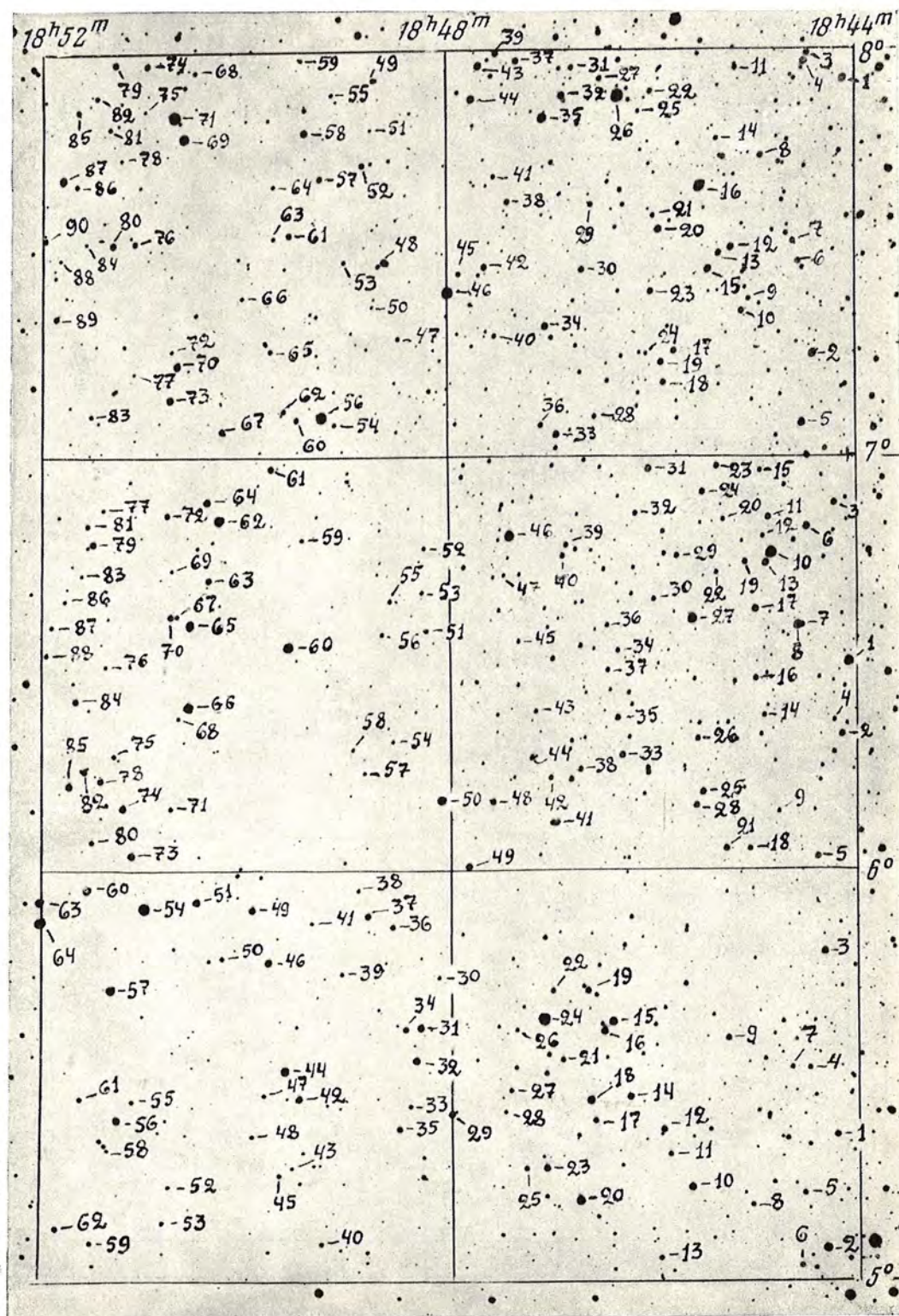
18^h 44^m

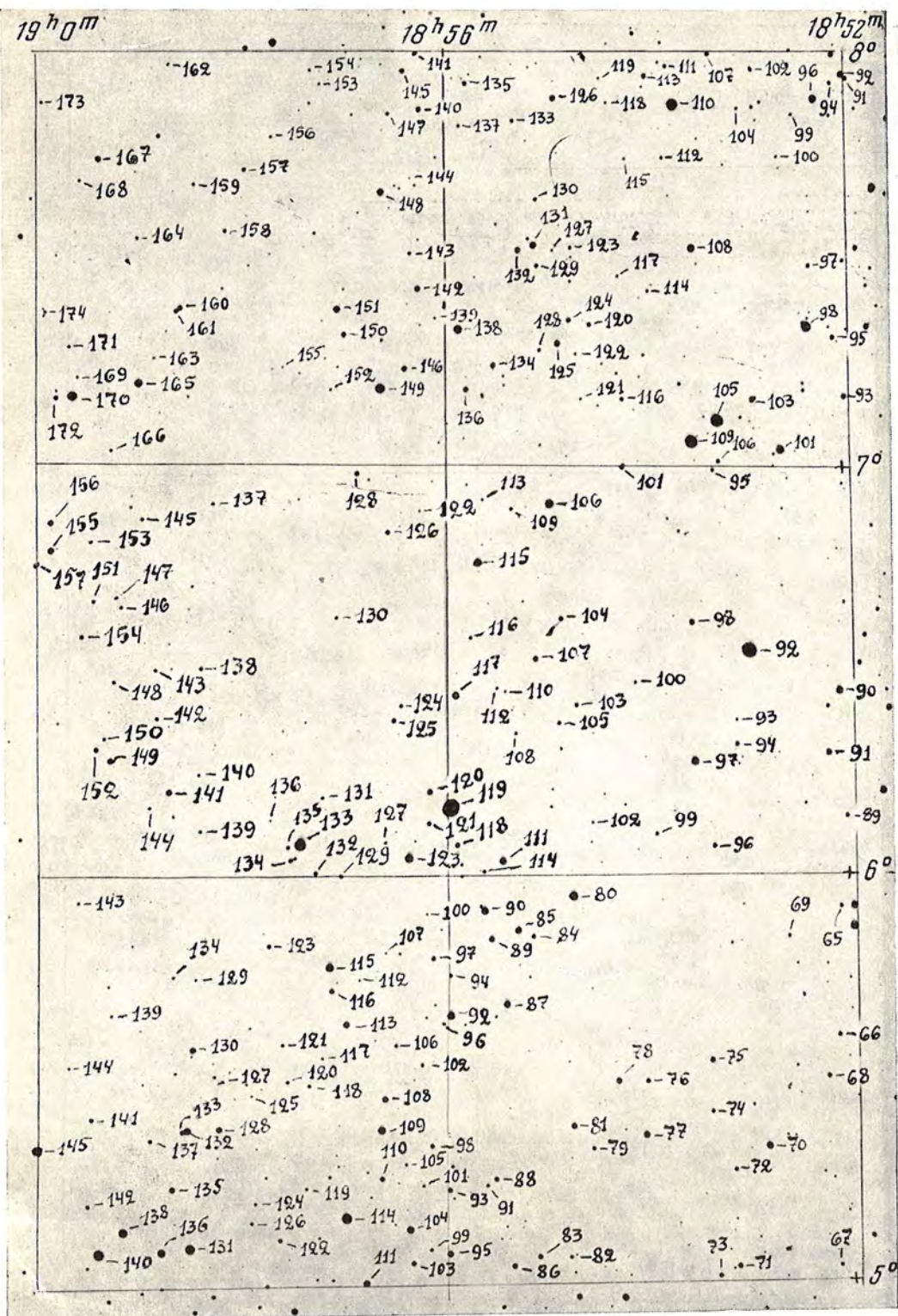


Карта 1

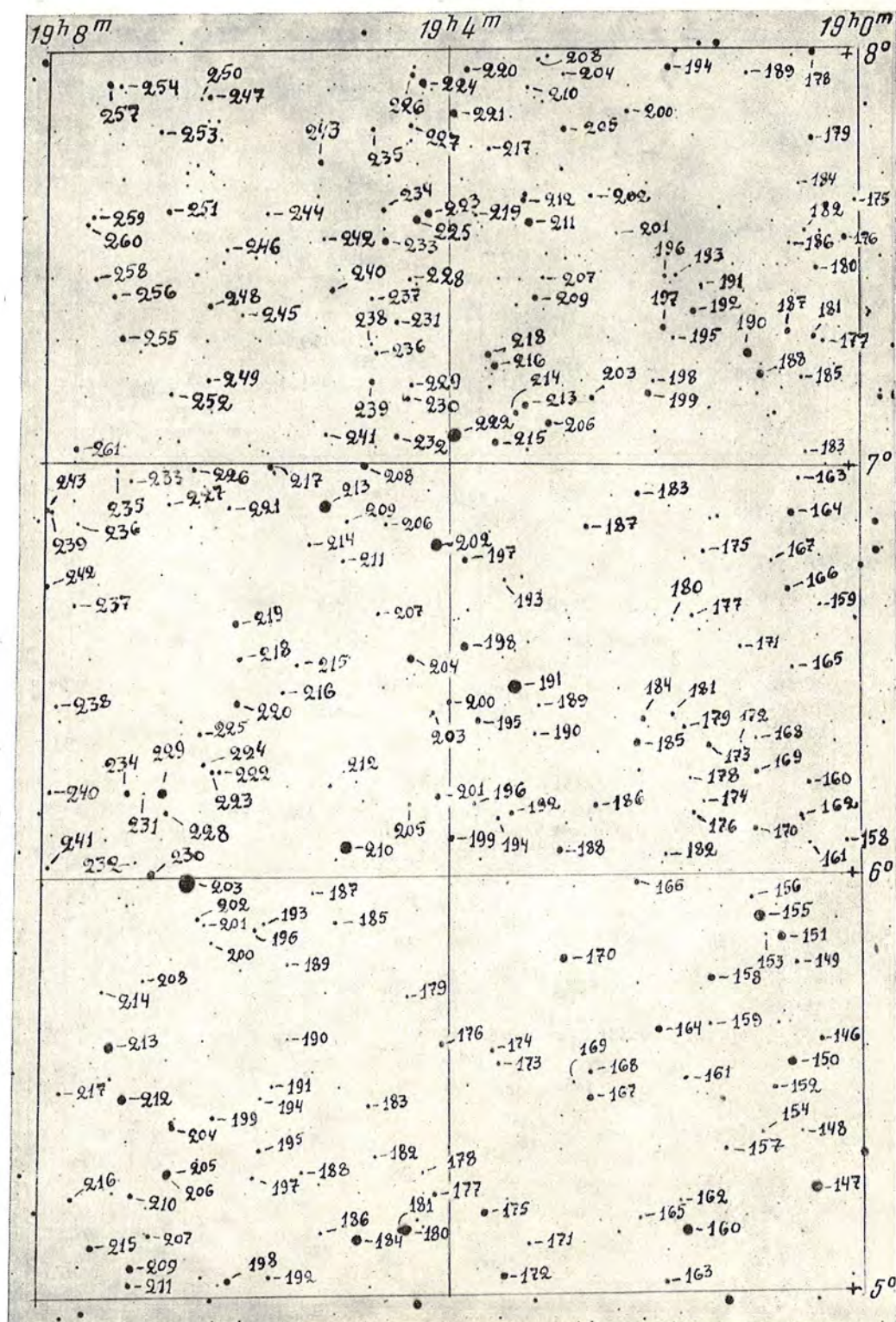


19^h 8^m19^h 4^m19^h 0^m





Карта 5



К а т а л о г
(стр. 359—374)

+2° 1—96

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
1	A8		+2°3679	49	G0	11 ^m 2	+2°3711
2	A2		+2 3681	50	G5	11,0	+2 3710
3	A5:	11 ^m 7		51	B8:	12,6	
4	K0	11,4	+1 3777	52	GO:	10,7	+2 3712
5	F0	11,1	+2 3682	53	A5	11,1	+2 3713
6	B8		+2 3683	54	F	11,6	
7	F2	11,7	+2 3684	55	(A)	11,6	
8	G2	11,0	+2 3685	56	(A)	11,1	+2 3714
9	G	12,3		57	A8	10,7	+2 3715
10	G5	11,0	+2 3686	58	A0		+2 3716
11	G0	11,3	+2 3688	59	G5:	11,9	
12	G2	11,1	+2 3687	60	G5	11,8	+2 3717
13	G5	10,4	+1 3784	61	G2	12,2	
14	K0	10,6	+2 3689	62	K2	10,6	+2 3719
15	G0	11,3		63	G0	11,0	+2 3718
16	B8	12,3		64	G2		+2 3720
17	B2:	12,13		65	B9	11,4	
18	B9		+2 3690	66	G2	11,8	+2 3722
19	K2	11,7	+2 3691	67 *	F2:	10,6	+2 3723
20	K	12,0		68	K2:	12,7	
21	K	12,6		69	G2	11,4	+2 3725
22	F0	10,8	+1 3789	70	G2	11,8	
23	A8	11,9		71	G0:	11,9	
24	A0	11,9		72	K2	11,2	+2 3726
25	K	12,7		73	G5	10,9	+2 3727
26	G	11,7	+2 3692	74	K2	11,7	+2 3728
27	F8		+2 3693	75	K2	12,1	+1 3822
28	G	12,5		76	A0	10,3	+2 3729
29	K5	11,6	+2 3694	77	G8		+2 3730
30	A0:	11,8		78	A2		+2 3731
31	A5		+2 3695	79	K0		+2 3733
32	G0	12,0		80	B5:	12,2	
33	K	11,8		81	G0		+1 3823
34	G2	11,6	+2 3697	82	A2	11,0	+2 3734
35	A0	11,2	+2 3696	83	A2	11,3	+2 3735
36	dG6		+2 3699	84	A0:	12,6	
37	K	12,2	+2 3698	85	A2	10,8	+2 3736
38	K0		+2 3700	86	F8		+2 3737
39	K0	10,6	2 3701	87	B0:	12,56	
40	K0		2 3702	88	B9n		+2 3738
41	G5	10,6	+2 3703	89	K2	12,3	
42	B0	12,38	+2 3705	90	A5	11,0	+2 3739
43	K2	11,6	+1 3802	91	A	11,6	
44	K	12,3		92	M	11,3	+2 3740
45	G0	12,2		93	F0		+2 3741
46	A2		+2 3707	94	G2:	12,4	
47	G2	10,9	+2 3708	95	A8	11,6	
48	B0	11,56	+2 3709	96	K2	11,8	+1 3834

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
97	G0	11 ^m ₁	+2°3742	145	F5	11 ^m ₂	
98	K0	12,1		146	F0	10,8	+2°3767
99	A0		+2 3743	147	K2	11,8	2 3768
100 *	F8		+2 3744	148	B8		2 3769
101	G2	10,7	+2 3745	149	K0	10,8	2 3770
102 *	F8		+1 3841	150	F5:	11,8	
103	F2	10,9	+2 3746	151	B9	11,4	
104	A2	10,8		152 *	B9	11,2:	
105	K2	12,2	+2 3747	153	A8:	12,4	
106	G0	11,8		154	A2	11,4	2 3772
107	F2	10,9	+2 3748	155	K2	10,7	2 3773
108	G2	11,3	+2 3749	156	K2		2 3774
109	A0	12,3		157	K2	10,5	2 3775
110 *	B5		+2 3750	158	B5:	12,4	
111	K0		+2 3751	159	M	10,8	2 3776
112	G5	10,8	+2 3752	160	B2:	11,72	
113	F2			161	A2	11,6	
114	G2	11,4	+2 3754	162	A0	12,7	
115	K0		+2 3753	163	F2	11,1	2 3777
116	K0	11,4	+2 3755	164	(B)	11,2	2 3779
117	K2	12,1		165	B3		2 3778
118	B2:	11,74		166	B8:	12,6	
119	K5		+2 3756	167	A0		2 3781
120	F0		1 3859	168	B8	11,2	
121	G0	12,4		169	G0	10,5	2 3782
122	K0	12,1		170	B8	11,8	
123	F2	10,7	+2 3757	171	B8	10,9	2 3784
124	A5		+2 3758	172	F0	11,2	
125	A2:	11,3	+2 3759	173	B8	12,4	
126	G0	12,4		174	B9	12,2	
127	K0		+2 3760	175	A2	10,7	2 3785
128	B2	12,58		176	G2	11,6	
129	A0	12,3		177	B9	12,3	
130	A0	11,8		178	K2:	12,6	
131	A0	11,7	+2 3761	179	B9	11,7	
132	B2	10,80	+2 3762	180	G	11,8	
133	F	11,7		181	G0	11,4	
134	G5		+2 3763	182	A0	11,8	
135	G0	11,8		183	B8:	11,4	
136	O	11,47		184	B9	10,8	2 3788
137	K2:	12,4		185	G2	10,5	2 3787
138	G2	11,6		186	G	12,3	
139	K0	12,4		187	K2:	12,6	
140	B9	11,1	1 3866	188	B8	11,9	
141	K0		2 3765	189	B8	12,3	
142	F0:	12,0		190	B5	11,9	
143	B2:	12,10		191	K2:	12,5	
144	A2		2 3766	192	G2	12,2	

+2° 193—236

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
193	A0	11 ^m ,5		215	A	12 ^m ,6	
194	K	12,7		216	A2	11,1	+2°3797
195	A5		+1°3895	217	K2	12,0	
196	B8	12,6		218	B8	12,0	
197	B8	12,0		219	B8	11,3	
198	F2	10,5	2 3790	220	K2	11,2	2 3798
199	A0	11,9		221	B0	12,76	
200	B8		2 3791	222	K	12,7	
201	K2	11,1	+2 3792	223	K2:	12,2	
202	A0	12,0		224	G2	11,0	1 3907
203	A0	12,1		225	K2	12,1	
204	F2		2 3794	226	B5:	11,8	
205	O	11,27	2 3793	227	F8:	11,5	
206	K5	11,8	2 3795	228	K0		2 3801
207	(B0:)	12,3		229	A0:	11,6	
208	B9	11,9		230	K2	10,9	2 3803
209	B8	12,6		231	B9		2 3804
210	G0	12,0		232	K2:	12,1	
211	B8		2 3796	233	B9	11,8	
212	K2	12,1	1 3901	234	F2		2 3805
213	K	12,7		235	B0	11,05	2 3806
214	B5	11,4		236	K2	12,3	

+3° 1—48

1	G0	12 ^m ,2		25	B2:	12 ^m ,34	
2	A8		+3°3797	26	G2	12,2	
3	B8:	12,2		27	O	12,72	
4	K2	11,7	3 3798	28	F2	10,5	3°3811
5	K2	10,5	3 3799	29	A0:	12,6	
6	G2	11,6		30	A	13,0	
7	K2	11,9	3 3800	31	G0	11,4	
8	G2:	11,4		32	A2		3 3812
9	K2	12,1		33	K	12,0	
10	G5	11,3	3 3801	34	G0	11,3	
11	G0	12,8		35	K	12,4	
12	B8	11,8		36	K2	11,1	3 3814
13	A0		3 3802	37	K0	10,3	3 3815
14	G0:	12,2		38	B9		3 3816
15	G2	12,1		39	F2	11,9	
16	G2	11,2	3 3803	40	G0		3 3817
17	F8	10,6	3 3804	41	G0	12,6	
18	G5	10,7	3 3805	42	B2:	12,32	
19	K2	12,1		43	G5	11,2	+3 3818
20	G2	11,7		44	F2	11,1	
21	K2	10,7	3 3807	45	A2		3 3819
22	dM2	12,2		46	G2	12,2	
23	G2	11,5	3 3808	47	G5	11,8	
24	G2	11,5	3 3810	48	B8	10,6	3 3820

+3° 49—146

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
49	G2	11 ^m 4		98	B9	12 ^m 0	
50	B9		+3°3821	99	G2	10,9	+3°3845
51	F5	10,4	3 3822	100	G2	11,9	
52	G	12,5		101	F5:	12,0	
53	F	12,4		102	K0	11,6	3 3846
54	(K0:)	10,7	3 3823	103	G0	11,4	3 3847
55	(K)	11,6	3 3824	104	A0	11,6	
56	G2	12,1		105	G	12,3	
57	G2:	12,3		106	F8	10,4	3 3848
58	G2 II	11,6		107	F5		3 3849
59 *	dF3		3 3825	108	K0:	12,7	
60	K2	10,8	3 3826	109	B0	11,94	
61	G0	11,1		110	K2	12,0	
62	G5		3 3827	111	G0	12,4	
63	O	12,07		112	F8	11,5	
64	F5	11,0		113	G0	11,4	3 3851
65	K2	11,7	3 3829	114	G0	11,8	
66	B0	12,30		115	A0		3 3853
67	K2	10,8	3 3830	116	K	12,6	
68	G2	10,3	3 3831	117	K	12,3	
69	G	12,1		118	G0	11,0	3 3854
70	G2	11,9		119	K	12,4	
71	G2	12,0		120	G2	11,3	
72	K0		3 3832	121	K2	12,0	
73	G5	12,3		122	G5		3 3855
74	B5:	12,4		123	A0		3 3856
75	G2	12,4		124	A0		3 3857
76	K0	11,9	2 3721	125	G5:	12,2	
77	G5	10,9	3 3833	126	G0	10,6	3 3858
78	G2	10,9	3 3834	127	F5		3 3859
79	G5		2 3724	128	B8:	12,1	
80	G0:	11,8		129	A0		3 3861
81	A2		3 3835	130	K0		3 3863
82	O:	12,40		131	A0	10,3	3 3862
83	B0	12,65		132	K0	10,8	3 3864
84 *	A2		3 3836	133	B5	11,3	3 3865
85 *	F0		3 3837	134	B8	12,8	
86	(K)	11,4		135	(A)	12,2	
87	K2	10,8	3 3838	136	F5	10,8	3 3868
88	K0	10,8	3 3839	137	G0	10,4	3 3867
89	F5		3 3840	138	A0		3 3869
90	G0	12,2		139	G0	10,7	3 3872
91	G2	11,7		140	B8:	12,3	
92	B0	12,26	3 3842	141	B8	11,1	3 3871
93	A5	10,4	3 3841	142	G	12,6	
94	A2	10,4		143	A0		3 3874
95	K2	12,4		144	G	12,0	3 3873
96	K2	11,4	2 3732	145	K5	11,1	3 3875
97	F2		3 3843	146	G2	12,2	

+3° 147—244

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
147	G2	12 ^m 1		196	B1 Ib	9 ^m 18	+3°3893
148	F5	11,9		197	K2	11,2	3 3895
149	K5	11,8	+3°3876	198	B0	11,82	
150	B9		3 3877	199	F0	10,3	3 3896
151	A2		3 3878	200	F2	11,5	
152	F5		3 3879	201	G0	10,8	3 3897
153	F8		3 3881	202	B0	11,68	
154	A2		3 3880	203	A0	11,0	2 3786
155	B9	12,3		204	K2	11,7	
156	K0	10,7	2 3764	205	K0	11,4	
157	G2	12,1		206	A0	11,2	3 3898
158	A0	12,3		207	B0	12,03	
159	F0	11,9		208	A	12,2	
160	G2:	12,6		209	A0	10,8	3 3899
161	G2	11,8		210	K	13,0	
162	G0:	12,3		211	B9	10,9	3 3900
163	G0	12,4		212	K2	12,2	
164	G2	12,3		213	K2	12,4	
165	B0 III	9,74	2 3771	214	K0	11,1	3 3901
166	A2		3 3882	215	K2	12,2	
167	B0:	12,77		216	K0		2 3789
168	G0	10,6	3 3884	217	B2	11,73	
169	K2:	12,1		218	A5		3 3905
170	F8	11,7		219	A2		3 3904
171	B8	11,7		220	B3 Ia	7,93	3 3902
172	A5	11,3		221	A5	11,8	
173	K0	11,3	3 3886	222	B8:	12,2	
174	F2		3 3885	223	(B-A)	11,3	
175	A0:	12,2		224	(B8:)	10,6	
176	F2:	12,0		225	B9	11,0	3 3906
177	O	10,37	3 3887	226	B0	12,04	
178	A	12,0		227	B0	11,23	
179	B5:	12,1		228	K2	12,1	
180	B9	11,9		229	B9:	11,8	
181	O	11,75		230	G0:	11,4	
182	A0	11,4		231	K0		3 3908
183	K	12,7		232	B9	11,8	
184	O	12,32		233	B0	11,25	3 3910
185	B8	10,7	3 3889	234	K2	10,6	3 3909
186	(B)	11,1	3 3890	235	B8	11,6	
187	G0		3 3891	236	G5		3 3911
188	B9	12,4		237	A5		3 3912
189	K2	12,0	3 3892	238	A5:	11,2	
190	A0		2 3783	239	B5	11,3	
191	O	12,13:		240	G0	11,7	
192	O	11,82		241	B5:	12,1	
193	B2	11,38		242	B5:	12,6	
194	F0:	11,2		243	B5	10,6	3 3914
195	K0		3 3894	244	B9	12,0	

+3° 245—276

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
245	B9:	12 ^m 0		261	B0	12 ^m 66	
246	F5	11,5		262	B9	11,7	
247	(B8:)		+3°3916	263	B0	12,50	+3°3923
248	(B8)		3 3915	264	A5	11,4	
249	G2:	11,9		265	B	12,2	
250	(G5:)	10,5		266	A0		3 3922
251	B8	11,1	3 3917	267	()	12,2	
252	B2	12,35		268	G0	10,7	3 3925
253	K0		3 3919	269	B9	11,1	
254 *	A5	10,8	3 3918	270	B8:	12,2	
255	A	12,2		271	B9	12,0	
256	A0:	12,4		272	B	11,8	
257	A0	10,8	2 3799	273	B0	11,46	
258	A0	10,8	3 3921	274	B8	12,4	
259	B0	11,64	2 3800	275	K0	10,3	3 3926
260	O	12,75		276	B2	11,5	3 3927

+4° 1—60

1	(G2:)	10,6	+4 3877	31	B9	12,1	
2	A2		4 3878	32	K0	12,0	
3	K2	12,2		33	G2:	12,2	
4	K2	11,7		34	G0	12,0	
5	B9	11,2	4 3880	35	F2	12,0	
6	F2		4 3881	36	G0	12,0	
7	K2	11,8		37	F5:	11,3	
8	K2	11,3	4 3882	38	K	12,3	
9	K0	11,2	4 3883	39	G2	11,6	+4 3893
10	A0	11,6		40	A8:	11,8	
11	A0	12,3		41	K	12,6	
12	(F)	11,8		42	F8		3 3815
13	K5		4 3884	43	G2:	11,7	4 3894
14	B9	11,0	4 3885	44	F2		4 3895
15	B8	12,1		45	G0:	12,4	
16	B9	11,8		46	B9	11,9	
17	G2	12,2		47	F2		
18	K0	11,9		48	K0		4 3898
19	F8		4 3886	49	G2	11,9	
20	K0	11,7	4 3887	50	B0	12,54	
21	G	12,1		51	G0	11,4	
22	(A0:)		4 3888	52	K2	12,1	
23	(A0:)		4 3889	53	F2		4 3900
24	G5	12,4		54	K2	12,7	
25	F0		4 3890	55	A0	11,5	
26	G0		3 3809	56	G2	12,2	
27	B9	10,8	4 3891	57	F0	10,5	4 3901
28	B0	12,06		58 *	A2		4 3902
29	B8	12,4		59	A5	12,3	
30	G0	10,8	4 3892	60	K0	11,2	4 3903

+4° 61—157

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
61	A5	10 ^m 8	+4°3904	109	G0	12 ^m 0	
62	G2	11,5	3 3828	110	F5	12,3	
63	G2	12,2		111	B9	11,7	
64	G2	11,3	4 3905	112	B9	11,4	
65	K2:	12,2		113	G0	11,7	
66	G2	11,4	4 3906	114	F5:	11,7	+3°3852
67	K2	12,4		115	F0	11,7	
68	G0	11,9		116	A5:	12,0	
69	O	12,40		117	B9	12,1	
70	F2	11,4	4 3907	118	F2	11,7	
71	G2	12,1		119	A5	11,8	
72	G0:	11,9		120	B9	11,2	4 3934
73	G2	11,9		121	G0	10,9	4 3935
74	G2	11,4	4 3908	122	K2:	12,7	
75	K0		4 3909	123	B8:	12,4	
76	A2	11,5		124	K2	13,0	
77	dK0		4 3911	125	F0		4 3936
78	G0		4 3912	126	G	12,6	
79	A5		4 3913	127	A2	11,8	
80	A0	10,8	4 3914	128	F8	12,0	
81	G2	11,7		129	G0	12,5	
82	G0:	12,7		130	G0	12,3	
83	A8	10,5	4 3915	131	G0	10,4	3 3860
84 *	A5 n		4 3916	132	B9		4 3939
84a*	A5 n		4 3917	133	F5	10,7	4 3938
85	K0	11,4		134	G0	12,3	
86	K2	12,4		135	G0	11,5	
87	K2	11,0	4 3918	136	G2	12,1	
88	G2		4 3919	137	B8:	12,5	
89	G2	10,9	4 3920	138	K2	12,3	4 3941
90	(F0:)	11,8		139	F2		4 3942
91	G2	10,4	4 3921	140	A5	11,0	3 3866
92	K5		4 3923	141	G2		4 3943
93	G0	12,2		142	G0	11,9	
94	G0	12,0		143	G0	11,9	4 3944
95	K2	11,3	4 3922	144	G0		3 3870
96	G	12,4		145	G	12,9	
97	G2	11,3		146	G0	11,9	
98	G0	10,6	4 3844	147	G0	12,4	
99	G0	12,0		148	G0	11,8	4 3946
100	F0	11,3	4 3924	149	G0	11,9	
101	A5	10,9	4 3926	150	B0	12,72	
102	B9		4 3925	151	G2		4 3949
103	F0	10,7	4 3928	152	F0		4 3948
104	A0	12,6		153	G0	10,7	4 3950
105	G2	10,6	4 3927	154	K2	12,2	
106	A0	10,7	4 3929	155	A2	10,4	4 3951
107	B9		4 3931	156	K2	12,0	
108	F0		3 3850	157	K0	11,7	

+4° 158—258

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
158	()	11 ^m ,2	+4°3952	209	K0		+4°39'5
159	A5			210	G2		4 3976
160	()	11,9		211	G0	11 ^m ,4	
161	A5	11,5		212	G0	10,4	4 3977
162	G2	12,3		213	K0	11,8	4 3978
163	F5	11,2	4 3954	214	B0	12,37	
164	G5	11,2	4 3955	215	K5	11,6	3 3903
165	G2	10,7	4 3956	216	B9	12,1	
166	G5	12,0		217	K2	12,5	
167	F5:	12,2		218	F2	10,9	
168	G2	11,7		219	K0	12,0	
169	B0:	12,96		220	B8:	11,8	
170	A0	12,2		221	(B0:)	10,88	3 3907
171	G0:	12,4		222	A5:	11,5	
172	G0:	12,4		223	A0	11,0	4 3980
173	K0	11,7	4 3957	224	K0		4 3982
174	F2	10,9	4 3958	225	K	12,7	
175	B8	12,6		226	G0	11,4	
176	K0		4 3959	227	A0	12,1	
177	K0	11,1	4 3960	228	A2	10,9	4 3983
178	B8	12,4		229	A8	10,5	4 3985
179	A0	11,4		230	B0	12,18	
180	G2	10,8	4 3962	231	B2	11,28	4 3984
181	B9		4 3961	232	B9	12,1	
182	G0	12,0		233	B8	12,2	
183	(A)	11,4		234	K0	11,2	3 3913
184	(F2:)		4 3963	235	B2:	12,40	
185	G0		4 3965	236	G5	11,5	
186	G0	11,7		237	B9	11,5	
187	B9	11,6		238	K2	12,3	
188	K	12,6		239	K0	11,8	4 3988
189	K0	12,0		240	B9		4 3989
190	G0	10,6	4 3966	241	K2	12,3	3 3920
191	A0		4 3967	242	A5	11,8	
192	B0:	12,66		243	A0	10,5	4 3990
193	B8:	12,3		244	G2	10,9	4 3991
194	A8	11,3		245	G0	11,7	
195	G0	12,4		246	A0	10,6	4 3994
196	K0	11,5	4 3968	247	B2:	12,49	
197	A	12,7		248	B8	12,0	
198	K0	12,2		249	A2	10,7	4 3996
199	G0	11,8		250	G0	10,5	3 3924
200 *	F0		4 3969	251	G2	11,9	
201	G0	10,5	4 3971	252	K0	11,8	4 3999
202	B8	11,3	4 3972	253	K0:	11,8	
203	G0	12,3		254	G0	11,1	4 3998
204	K2	12,7		255	G2	11,1	4 3997
205	B8	11,9		256	G0	11,9	
206	B8	11,9		257	B5:	12,3	
207	O:	12,46		258	A2	12,2	
208	K0		4 3974				

+5° 1—98

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
1	G2	11 ^m 3		50	K2	11 ^m 6	+5°3971
2	G0	10,3	+4°3879	51	G0	10,4	5 3972
3	G5	10,8	5 3949	52	A0	13,2	
4	K2	12,0		53	A8:	12,2	
5	B8	12,0		54	B8		5 3973
6	G	12,3		55	G2	12,2	
7	F0:	12,1		56	K0	10,5	5 3975
8	K2	12,3		57	F2		5 3976
9	B9	11,5		58	B0:	12,66	
10	G0	10,8	5 3952	59	A0	12,1	
11	G0	12,2		60	K2	10,6	5 3978
12	G0	11,6		61	G0	11,8	
13	K	12,4		62	F8	11,4	
14	K0	11,2	5 3953	63	(K2:)	10,4	5 3979
15	F0	10,4	5 3954	64	(G0:)		5 3980
16	A0	10,9		65	G0	12,0	
17	K2	12,2		66	B9	11,7	
18	K0	10,5	5 3955	67	G2	12,1	
19	K2	11,9		68	F5:	11,6	
20	B9		5 3956	69	G0	12,1	
21	A8:	12,1		70	F0		5 3981
22	B5:	11,8		71	F8	11,1	4 3910
23	A2	11,1	5 3957	72	K0	12,0	
24	A5		5 3958	73	B5	11,5	
25	G0	11,9		74	F8:	12,1	
26	B8:	12,5		75	G5	11,3	5 3983
27	K	12,1		76	A0	11,5	
28	B9	12,7		77	G0	10,5	5 3984
29	F5			78	A5	10,7	5 3985
30	A2:	12,1		79	A5	11,8	
31	G0	10,4	5 3961	80	K0		5 3987
32	K0	10,5	5 3962	81	A0	10,7	5 3986
33	K2	12,0	5 3963	82	G0	12,1	
34	G0	10,8	5 3964	83	G0	11,3	4 3930
35	F2	10,9	5 3965	84	K2	11,6	5 3988
36	A5	11,1		85	G0	10,3	5 3989
37	G0	10,7	5 3966	86	K0	11,4	4 3932
38	G0:	11,9		87	A0		5 3990
39	A0	11,7		88	K2	11,6	5 3992
40	F0	11,7	4 3896	89	dM1	10,7	5 3993
41	B9:	12,4		90 *	F5		5 3994
42	K0	10,7	5 3967	91	K	12,3	
43	K2	12,4		92	K0		5 3996
44	F2		5 3968	93	K0	11,5	5 3995
45	K0	11,8		94	A0	11,8	
46	A0		5 3969	95	K0	10,8	4 3933
47	B8:	12,3		96	A	12,0	
48	B0	12,54		97	B9	11,1	
49	A8		5 3970	98	F2	11,4	

+5° 99—196

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
99	G2	12 ^m 2		148	F0:	12 ^m 4	
100	B9	12,6		149	A0	11,5	
101	G	12,4		150	G0		+5°4017
102	A0	11,8:		151	A2		5 4018
103	G0	11,5:		152	B8	11,8	
104	F5		+5°3997	153	K2	12,1	
105	G0	12,3		154	G0	12,1	
106	K2	11,9	5 3999	155	A2		5 4019
107	B0:	12,66		156	G2	11,6	
108	A0	10,6	5 4000	157	F8	11,6	
109	F5		5 4001	158	K0	10,7	5 4020
110	F8	11,3		159	(B0:)	11,8	
111	K0	10,6		160	F8		5 4021
112	B8:	12,4		161	K2	12,4	
113	F8	10,3	5 4003	162	G0	12,2	
114	A2		5 4002	163	K2	11,4	4 3964
115	A1		5 4005	164	G0	10,5	5 4022
116	(F2:)	11,0	5 4004	165	F2	11,9	
117	B9	12,1		166	G0	11,1	5 4023
118	F2	11,7		167	K0	10,5	5 4024
119	G2	12,3		168	(K)	11,3	
120	G0	11,8		169	G0	12,2	
121	K0	12,0		170	F8		5 4025
122	G5:	11,9		171	K0	11,8	4 3970
123	A0	11,1		172	K0	10,5	4 3973
124	A	12,5		173	F8	11,4	
125	B9:	12,7		174	G0	11,2	5 4027
126	G0	12,3		175	K0	10,6	5 4028
127	B9	12,2		176	G2	10,8	5 4030
128	G2	10,9	5 4008	177	B9	11,0	5 4031
129	A2:	12,8		178	B0	12,79	
130	G2	10,8	5 4009	179	G2	11,9	
131	A5		4 3945	180	sgF3		5 4032
132	G0	10,4	5 4010	181	F0		5 4033
133	K2	11,5	5 4011	182	G2	12,0	
134	G0	12,1		183	K0	11,7	5 4034
135	G5	11,0	5 4012	184	gK3		4 3979
136	B8		4 3947	185	G2	12,2	
137	F2	11,8		186	G2	11,9	
138	G0		5 4013	187	G	12,1	
139	B5	12,0		188	G	11,8	5 4036
140	F2		4 3953	189	B9	11,8	
141	B0	11,70		190	B9	12,6	
142	G0	12,1		191	A8:	11,9	
143	G2	12,0		192	K2	11,6	4 3986
144	A5	12,4		193	B9	11,9	
145	A5			194	K0:	12,2	
146	G0	11,1	5 4015	195	K2	11,2	5 4037
147	A2		5 4016	196	A8	11,3	

+5° 197—217

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
197	A2	11 ^m ₅		208	G0	11 ^m ₉	
198	K2	10,6	+4°3987	209	B9		+4°3992
199	F8	11,1	5 4038	210	B0	10,91	5 4047
200	B9	12,1		211	(K)	11,1	4 3993
201	K0:	12,0		212	A0		5 4048
202	K2	11,3		213	B8		5 4049
203	dF2		5 4040	214	A8:	11,9	5 4050
204	(F2)	10,5	5 4041	215	A2		4 3995
205	F8		5 4043	216	B8	11,2	
206	(B8:)		5 4044	217	B5	11,4	
207	F0	11,3	5 4045				

+6° 1—72

1	B9		6 3930	37	K2	12,0	
2	F0	11,0		38	B9	11,8	
3	G0	11,0		39	K0	11,7	
4	O:	12,45		40	G0	11,6	
5	A0	11,0		41	A0	10,3	6 3948
6	F0	10,5	6 3932	42	B2	11,80	
7	B8	11,5		43	B8:	12,4	
8	A0		6 3934	44	K2:	11,5	6 3950
9	B9	12,3		45	K2	12,4	
10	A0		6 3935	46	K0		6 3951
11	K0	11,2	6 3936	47	B9:	12,3	
12	B8:	12,1		48	K0	11,3	6 3952
13	(A0:)	10,6	6 3937	49	F0	10,4	5 3959
14	K0	12,1		50	K0		6 3953
15	K2	12,1		51	B5:	12,5	
16	K2	11,4	6 3938	52	B5:	12,3	
17	A2	10,5:	6 3939	53	B8	12,1	
18	B9	11,7		54	G0	12,0	
19	K0	11,4	6 3940	55	B8	11,7	6 3954
20	K2	12,1		56	B9	11,8	
21	K0	11,0	5 3951	57	O		
22	B9			58	K2	11,9	6 3955
23	B9	11,2	6 3941	59	B2:	12,32	
24	F2	11,2		60	F5		6 3957
25	F8	11,1	6 3942	61	K0	10,8	6 3958
26	A2	11,5		62	B9		6 3960
27	K0		6 3943	63	K2	11,0	6 3961
28	G0	11,1		64	B9	10,5	6 3962
29	G0:	11,5		65	A0		6 3963
30	G0	12,0		66	F8		6 3964
31	K2	10,6	6 3945	67	A5	11,3	
32	F2:	11,6		68	G0	12,1	
33	B8	10,9	6 3946	69	B0:	12,46	
34	G	12,0		70	K0	10,8	6 3965
35	K0	11,4	6 3947	71	G2	11,6	
36	B5	12,1		72	F5	11,0	6 3966

+6° 73—172

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
73	F2	10 ^m ₄	+5°3974	122	G0:	12 ^m ₆	
74	K0	10,5	6 3967	123	A2		+5°3998
75	B8	11,5		124	A0	11,5	
76	G0	12,1		125	B9	11,0	
77	G0	12,0		126	K2	11,2	
78	B8	10,7	6 3968	127	K	12,2	
79	K0	10,5	6 3969	128	G2	11,1	
80	K2	11,4	5 3977	129	B5:	12,4	
81	B9	11,3		130	K2:	12,5	
82	K0	11,1	6 3971	131	B9	12,1	
83	A	12,1		132	K2	11,8	5 4006
84	F5	10,7	6 3972	133	K0		5 4007
85	F8	10,4	6 3973	134	G0	11,4	
86	G2	11,9		135	B8	11,2	
87	B8	11,5		136	G2:	12,7	
88	B8	11,5		137	B8	12,2	
89	F	11,9		138	F5	11,3	6 3991
90	K0	10,4	6 3974	139	K2	12,1	
91	G2	10,8	6 3975	140	B5:	12,8	
92	gG9		6 3978	141	G0	10,4	6 3992
93	B0:	12,5		142	G0	12,2	
94	(A)	11,6		143	G0	12,5	
95	(A)	12,0		144	O	12,24	
96	G0	11,6	5 3982	145	K2	11,4	
97	G0		6 3981	146	F2:	11,6	
98	B9	10,7	6 3982	147	B0:	12,42	
99	B2	11,8		148	B8	11,4	6 3993
100	G	12,0		149	B9	10,3	6 3994
101	A2	11,7		150	A0	11,5	
102	B0	12,52		151	K5	11,7	6 3997
103	B9	10,5		152	A2	10,8	6 3996
104 *	M	11,2	6 3984	153	B8:	12,3	
105	A0	11,7		154	A0	11,1	
106	A2		6 3985	155 *	A0		6 3998
107	A0	10,7	6 3986	156	K0	10,5	6 3999
108	G	12,1		157	A0	10,7	6 4000
109	G0:	11,8		158	G0	11,6	
110	A0	12,4		159	B0	12,22	
111	A0		5 3991	160	K0	11,3	6 4001
112	F5:	12,0		161	B5:	13,0	
113	B5	12,4		162	G2	11,3	6 4002
114	G	11,9		163	A0:	11,9	
115	A0		6 3987	164	F5		6 4004
116	K0	11,9		165	K0:	11,8	6 4003
117	G5		6 3988	166	A2:	10,7	6 4005
118	F0:	11,0		167	B0	12,28	
119	F5		6 3989	168	F2	12,2	
120	A0	10,5	6 3990	169	K0	11,3	6 4006
121	(B)	11,3		170	G0	11,1	

+6° 171—243

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD, HD
171	K0	11 ^m 9	+6°4007	208	A2	10 ^m 5	178164
172	B9	12,4		209	B5	12,4	
173	F5	10,7	6 4008	210	A2		+5°4035
174	B5	12,4		211	G	12,4	
175	F2	11,6		212	A:	12,7	
176	A2	11,5		213	A8		6 4026
177	F0	11,8		214	F0:	12,1	
178	G0	12,2		215	K	12,4	
179	G0	11,7		216	B8:	12,3	
180	K0	12,4		217	A2	10,7	6 4027
181	K0	11,6	6 4009	218	(G0:)	12,1	
182	K0:	12,0		219	B9		6 4029
183	F0	11,0		220	G0		6 4028
184	F8	11,0		221	K0	12,2	
185	A0		6 4010	222	G0	11,6	
186	A8	10,9	6 4011	223	K0	11,3	6 4030
187	B9	10,9	6 4012	224	G0	11,9	
188	K0	10,4	5 4026	225	K2	11,4	6 4031
189	B8	12,1		226	G2	12,1	
190	G0	12,1		227	B8	12,2	
191*	dF4		6 4014	228	(G2:)	11,1	6 4032
192	B9	11,0	6 4015	229	F0		6 4033
193	K2	11,8		230	K0		5 4046
194	G0	11,7		231	B5	12,9	
195	A5	10,5	6 4018	232	K2:	12,6	
196	B5:	12,0		233	G2	12,1	
197	F5	10,7	6 4019	234	F0	10,3	6 4034
198	A0		6 4020	235	F	12,0	
199	B9	11,0	5 4029	236	B5:	12,1	
200	F5	11,6		237	B5	12,2	
201	K2	10,6	6 4022	238	K0	11,6	
202	A5		6 4023	239	K2	11,8	
203	A0	11,5		240	K5	11,5:	
204	B9		6 4024	241	G0:	11,4	
205	B9	11,8		242	K2	11,9:	
206	K	12,6		243	A0	11,5	6 4037
207	G2	12,5					

+7° 1—20

1	F5	10,6	7 3835	11	A0:	12,0	
2	K0		7 3836	12	F0	10,8	7 3839
3	K2	11,4		13	B9	11,2	
4	F2:	11,1	7 3837	14	K5	12,2	
5	A2	10,3	6 3933	15	F8	10,7	7 3840
6	K2	11,6		16	A5		7 3841
7	K0	11,6	7 3838	17	A0	11,1	7 3843
8	A8	11,2		18	K2	11,3	7 3844
9	A8:	12,0		19	B8	11,2	
10	A8:	11,3		20	K2	10,4	7 3846

+7° 21—118

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
21	B8	11 ^m 9		70	K5		+7°3873
22	K2	11,6	+7°3847	71	A0		7 3876
23	F8	11,0		72	A0	12 ^m 1	
24	B8:	12,5		73	A0		7 3875
25	B8	12,2		74	B8	10,6	7 3878
26	A5		7 3849	75	B0:	12,23	
27	A	11,5		76	F2	11,1	7 3879
28	B9:	11,9		77	B9:	12,2	
29	K5	11,8	7 3851	78	A	12,0	
30*	G0	11,2	7 3852	79	F0	10,4	7 3880
31	G0	11,6		80	G0	10,6	7 3881
32	F2	10,5	7 3853	81	K5	11,5	7 3882
33	K0	10,6	6 3949	82	G0	11,2	
34	B8		7 3855	83	K	11,8	6 3970
35	B9		7 3856	84	G	12,2	
36	F8:	11,6		85	K0	11,1	7 3883
37	B5	11,6:		86	K2	11,3	7 3884
38	A8:	11,3		87	B8		7 3885
39	F2:	11,0	7 3857	88	G	12,2	
40	B9	12,0		89	G2	11,0	7 3887
41	B8	11,8		90	A0	11,1	7 3888
42	A0	11,1	7 3858	91	A0	11,2	
43	B9	10,4	7 3859	92	K2	10,5	7 3890
44	A5		7 3860	93	K2	11,2	7 3889
45	K0	11,8		94	F8:	11,8	7 3893
46	K5		7 3862	95	K0	11,5	
47	F2:	11,9		96	K0		
48	F2:	10,8	7 3864	97	G2	11,8	
49	K2:	11,4		98	A2		7 3894
50	A	12,6		99	B8	12,0	
51	B5	12,4		100	A	12,2	
52	K2:	11,0	7 3866	101	F8		6 3977
53	K	11,7		102	B8	11,9	
54	O	11,82		103	B9	10,9	7 3895
55	(B)	11,6		104	F8	12,1	
56	B8		6 3956	105	G2		6 3979
57	A8:	10,8	7 3869	106	(K5:)	12,0	6 3980
58	(F0:)		7 3870	107	K0	11,4	7 3896
59	K	11,7		108	F2		7 3897
60	B9:	11,3:		109	F0		6 3983
61	B9	11,0:		110	A0		7 3898
62	B8:	11,4		111	B8	11,8	
63	A0	11,6		112	A0	11,9	
64	B9	11,7		113	G0	10,9	7 3899
65	F2	11,5		114	B9:	12,2	
66	B9	11,8		115	K2	12,4	
67	A0:	10,8	6 3959	116	K2	11,8	7 3900
68	B5	11,4		117	F	12,1	
69	A5		7 3872	118	O	12,38	

+7° 119—216

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
119	B9	12 ^m 2		168	K	12 ^m 6	
120	B9	11,2	+7°3902	169	B9	11,9	
121	A0	12,3		170	A0		+7°3935
122	B8	12,2		171	K2:	11,9	7 3936
123	B9	11,6		172	G0	11,0	7 3937
124	F5	11,1	7 3903	173	B8	12,0	
125	F5	10,5	7 3904	174	G0	11,9	
126	G0	10,6	7 3905	175	K5	12,4	7 3939
127	B8	12,1		176	G2	10,9	7 3940
128	B8	11,7		177	G5:	11,9	
129	B8	11,4		178	F0	10,4	7 3942
130	A2:	11,5		179	B9	12,1	
131	G0	10,3	7 3906	180	G0	11,3	
132	G0	10,7	7 3908	181	K0	11,5	7 3941
133	B9	11,5		182	G0	12,1	
134	A0	10,7	7 3909	183	K2	12,1	
135	M	11,3	7 3911	184	B5	12,6	
136	K2	10,9	7 3910	185	B5	11,9	
137	K0	11,9		186	B	12,2	
138	G0		7 3912	187	K0	11,1:	7 3943
139	B8:	12,3		188*	A0		7 3944
140	F5	10,9	7 3915	189	B9	11,9	
141	G0:	12,0		190	F0		7 3945
142	F5	10,5		191	G0	12,2	
143	G0	11,6		192	F8	10,9	7 3948
144	B5	12,7		193	G	12,1	
145	A2	11,0	7 3917	194	F8	10,3	7 3949
146	G2	10,7	7 3916	195	G2:	12,3	
147	G0	11,8		196	G0:	11,9	
148	B9		7 3918	197	F5	10,8	7 3950
149	G0		7 3919	198	A	12,3	
150	A2	10,7	7 3920	199	F8	10,5	7 3951
151	B8		7 3921	200	G0	11,7	
152	B9	12,1		201	B9	12,7	
153	K2	12,2		202	A	12,4	
154	G	11,8	7 3922	203	G0	11,2	
155	K0	12,6		204	G0	12,2	
156	G0	11,8	7 3924	205	G2	10,8	7 3952
157	B8	11,1	7 3926	206	A0		6 4013
158	B9	11,2		207	B9	12,8	
159	B9	11,6	7 3927	208	B5:	12,6	
160	F2	10,6	7 3928	209	F2	10,8	7 3953
161	A0	11,0	7 3929	210	B5	12,0	
162	O	12,45		211	K0		7 3955
163	A	12,1		212	B8	10,9	7 3957
164	K2	11,6	7 3932	213	K0	10,5	7 3954
165	F0		7 3931	214	A0	11,0	177748
166	K2:	12,2	6 3995	215	A5		6 4017
167	K5	10,6	7 3934	216	K2	10,4	7 3958

+7° 217—261

№	Sp	m_{pg}	BD	№	Sp	m_{pg}	BD
217	B8	11 ^m ₅		240	G0 ₁	11 ^m ₁	+7°3972
218	K0	10,8	+7°3959	241	A0	11,9	
219	A	12,6		242	A	12,5	
220	G5	10,9	7 3960	243	A0	10,9	7 3973
221	G0		7 3961	244	K5	12,1	
222 *	F2		6 4021	245	G0	12,4	
223 *	A2		7 3962	246	K0:	12,2	7 3974
224	B9		7 3963	247	K2	11,2	7 3976
225	B9		7 3964	248	A0	11,0	7 3975
226	B9	11,0	7 3965	249	A0:	11,6	
227	B8	11,4		250	B	12,4	
228	K	11,9		251	A0	11,0	7 3977
229	B8	11,8		252	G2	11,8	
230	B9	11,6		253	G5:	11,7	7 3978
231	F8	11,5		254	K2:	12,4	
232 *	M	11,1	6 4025	255	A8	10,8	7 3979
233	dK6	10,4	7 3967	256	A5	11,4	7 3980
234	(F—G)	11,6	7 3966	257	A0	10,4	7 3981
235	F	11,7	7 3968	258	B9	11,8	7 3982
236	B8	11,5		259	B8	11,6	7 3983
237	F	12,0		260	K5	11,7	7 3984
238	B8:	12,3		261	K0	11,1	6 4035
239	B8	11,0	7 3969				

П р и м е ч а н и я:

+2°

67 A 11827.

100 A 11888.

102 A 11891.

110 A 11917.

152 FK Aq1.

+3°

59 A 11790.

84 A 11842.

85 A 11844.

254 A 12092.

+4°

58 A 11787.

84 A 11853A.

84a A 11853B.

200 Интенсивность линии K, как в A8,
а полосы G, как в F2.

+5°

90 A 11887.

+6°

104 V 840 Aq1.

155 A 11959.

191 A 12029.

+7°

30 A 11712.

188 A 11981.

222 A 12037.

223 В спектре видна полоса G.

232 V 844 Aq1.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ МАТЕРИИ
ВБЛИЗИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЭКВАТОРА В ОБЛАСТИ ДОЛГОТ
91—107°

Э. С. Бродская

Пользуясь данными двух каталогов спектральных классов и показателей цвета звезд в областях с центрами $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$ и $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$, предпринята попытка определить распределение темной материи в данном направлении. Исследуемая область составляет 96 кв. градусов, при $l = 91,5-107,5$. На фиг. 1 и 3 даны фотографии с Атласа Росса и Кальверт, на которых отмечен галактический экватор (1900,0). При определении поглощения использовались звезды спектральных классов O — F5. На фиг. 2 даны кривые изменения поглощения A_v с расстоянием для области $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$. Эта область отличается очень неравномерным поглощением. Выделено семь областей с приблизительно одинаковым поглощением, но для каждой области разброс индивидуальных точек на кривой (A_v , R) довольно значительный. Область с центром $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$ имеет более плавное распределение темной материи и подразделена на два участка. Однако имеется несколько звезд OB вблизи галактического экватора с $B - V = 1,5 \div 2,5$, которые не нанесены на кривые фиг. 4. Как видно на фиг. 2 и 4, вблизи галактического экватора заметный рост поглощения начинается на расстоянии около 400 пс от Солнца. Рост поглощения с расстоянием не уменьшается ни на одном участке на расстоянии около 1500 пс, где наблюдается наименьшая плотность нейтрального водорода в этом направлении.

THE DISTRIBUTION OF ABSORBING MATTER NEAR THE GALACTIC EQUATOR IN LONGITUDES 91—107°, by E. S. Brodskaya.— An attempt has been made to determine the distribution of dark matter using data of two catalogues of spectral types and colour indices of stars in regions with the centers $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$ and $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$. The studied area covers 96 square degrees at $l = 91,5-107,5$. Photographs from the Ross and Calvert atlas are reproduced in figs. 1 and 3, on which the galactic equator (1900.0) is indicated. O—F5 spectral type stars were used for the determination of absorption. The curves of variation of absorption A_v with distance for the region $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$ are given in fig. 2. The absorption in this region is strongly non-uniform. Seven regions with approximately the same absorption are marked, however for each region the scattering of separate points on the $A_v - R$ curve is rather large. In the region with the center at $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$, the distribution of dark matter is smoother. The region is divided into two parts. However there are several OB stars near the galactic equator with $B - V = 1.5 \div 2.5$ which are not given in the curves of fig. 4. As is seen from figs. 2 and 4 near the galactic equator there is a noticeable increase of the absorption beginning with the distance about 400 ps from the sun. The increase of absorption with distance does not diminish in any of the areas at a distance of about 1500 ps, where the lowest density of neutral hydrogen is observed.

Исследуемая область включает две площадки по 48 кв. градусов, для которых были определены и опубликованы спектры и показатели цвета звезд ярче $12^m.5$ [1, 2]. На основании данных этих каталогов и большого числа ранних звезд этой области, содержащихся в каталоге Хилтнера [3], была предпринята попытка изучить распределение поглощающей материи в направлении $l = 91,5 \div 107,5$ вблизи галактической плоскости.

Распределение ранних гигантов и наблюдений поляризации звезд свидетельствуют о том, что в области $l = 102^\circ$ направление луча зрения перпендикулярно оси спиральной ветви, называемой рукавом Персея. Связь темной материи со спиральной структурой пока достаточно не изучена. В 1953 г. Бааде показал, что в М 31 ближайшие к ядру спиральные ветви состоят в основном из пыли, а с удалением от ядра количество пыли уменьшается, уступая место пыли звездам ОВ и диффузным туманностям. Но иногда темные массы концентрируются независимо от звезд ОВ. Такие места имеются в М 51, М 101 и в М 53. В этой связи представляет интерес область с $l = 91 \div 107^\circ$ вблизи галактического экватора, в направлении которой второй спиральный рукав наблюдается на кратчайшем расстоянии.

Используемые в этой области фотографические величины и цвета приведены в системе B, V . Поэтому при определении поглощения мы пользуемся нормальными цветами, принятыми для этой системы и приведенными, в частности, в каталоге Хилтнера. Абсолютные величины звезд В и более поздних приняты по данным Моргана и Кинена [4]. Для абсолютных величин звезд О мы воспользовались определениями Копылова [5]. Отношение общего визуального поглощения к селективному принято

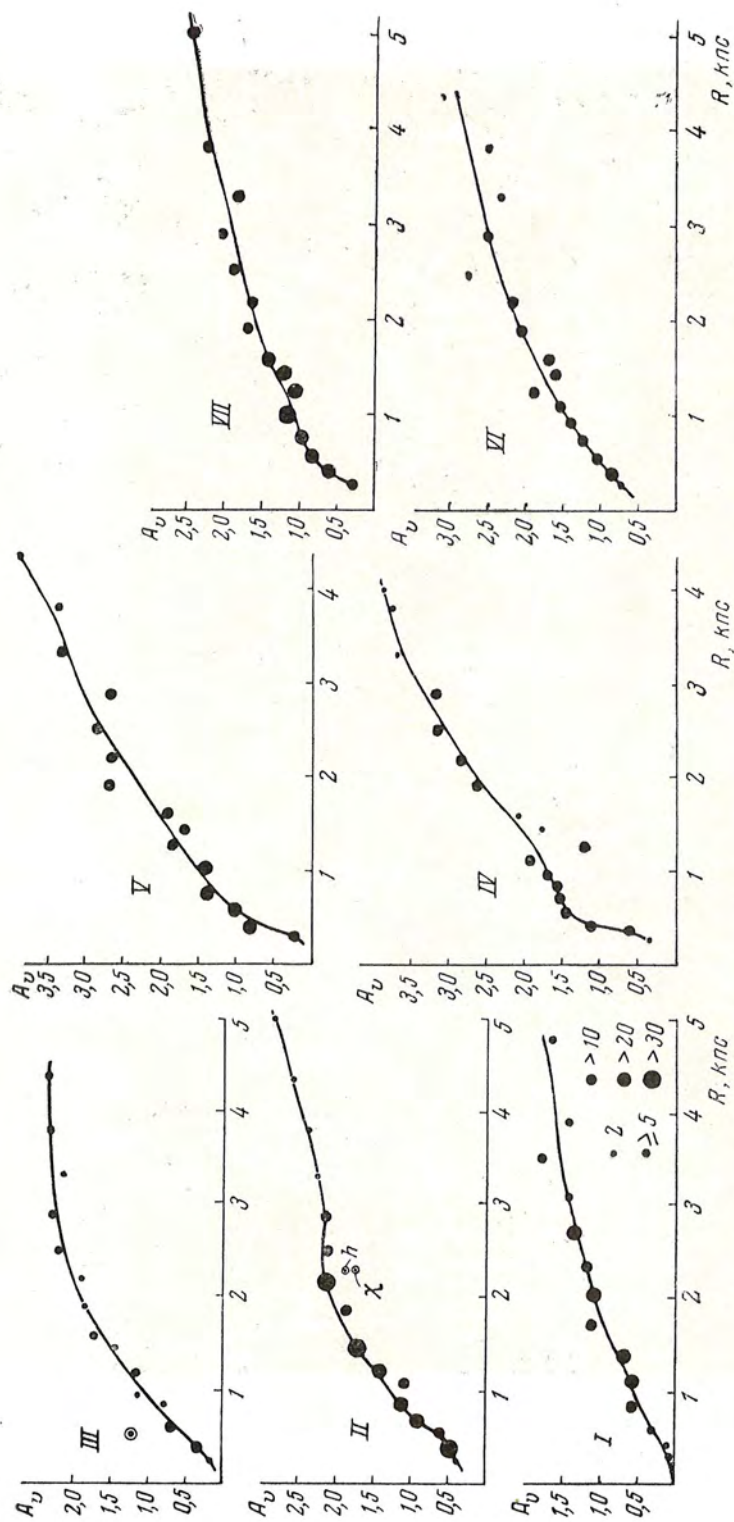
$$\frac{A_v}{E_{(B-v)}} = 3.$$

§ 1. Распределение темной материи в области с центром $\alpha = 2^h 30^m$, $\delta = +59^\circ$

Для изучения распределения поглощающей материи использовались звезды спектральных типов О—F5. Предварительный анализ средних показателей цвета звезд спектральных классов как функции видимой величины показал, что межзвездная материя, вызывающая покраснение звезд, находится довольно близко от Солнца. Кроме того, на площадке 48 кв. градусов покраснение сильно меняется от места к месту. Поэтому были вычислены A_v и модуль расстояния $m_0 - M$ для каждой звезды и наносились на графики (A_v , $m_0 - M$) по участкам, где, согласно Паломарским картам, можно было подозревать одинаковое поглощение. Путем построения графиков A_v , $m_0 - M$ с наименьшим возможным разбросом точек были выделены семь областей с более или менее одинаковой зависимостью A_v от $m_0 - M$. После этого было вычислено среднее A_v в интервале $0^m.5$ модуля расстояния при $m_0 - M = 7 - 9^m$ и в интервале $0^m.3$ для всех $m_0 - M > 9^m.0$. При построении окончательной зависимости A_v , R некоторые расположенные близко точки были дополнительно осреднены.



Фиг. 1. Область с центром $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}$
Белыми линиями указаны участки с разным поглощением



Фиг. 2. Изменение поглощения с расстоянием для семи участков, отмеченных на фиг. 1



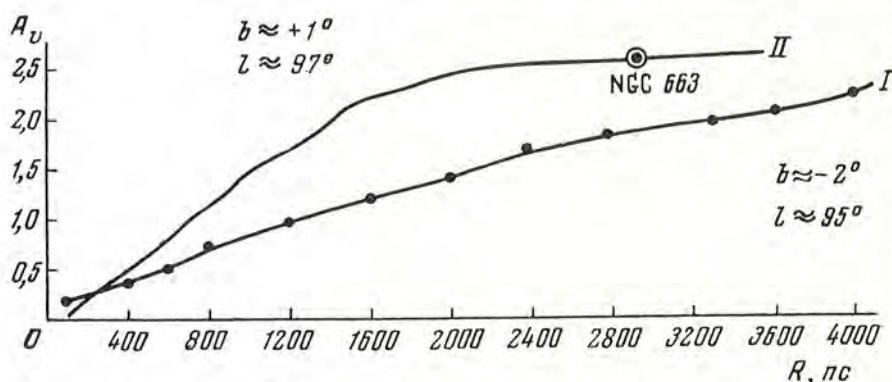
Фиг. 3. Область с центром $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^{\circ}$
 Белыми линиями очерчены участки с разным поглощением

На фиг. 1 приводится фотография области, на которой очерчены участки с разным межзвездным поглощением. На фиг. 2 даны кривые изменения поглощения A_v в зависимости от расстояния R . Но следует отметить, что покраснение некоторых звезд сильно отклоняется от среднего. Например, как видно на фиг. 1, на участке V располагается большая темная туманность. Она в разных местах имеет неодинаковую оптическую толщину, и кривая V на фиг. 2 только в среднем дает представление о поглощении в этой туманности. В области IV , где поглощение также велико, темная материя не показывает структуры, разброс отдельных точек на кривой IV был значительно меньше, чем в других областях. В окрестностях двойного скопления η и χ Per A_v сильно зависит от галактической широты. Это было уже отмечено Серковским [6], но по всей исследуемой области эта зависимость не сохраняется строго, как это видно из сопоставления фиг. 1 и 2.

Согласно наблюдениям Матисса [7], в области двойного скопления нет заметной концентрации нейтрального водорода, а кривые I и II также свидетельствуют, что там нет и концентрации пыли. На кривой III отмечено скопление звезд A , расположенное на 2° севернее скопления η и χ Per. Звезды этого скопления отличаются значительным покраснением.

§ 2. Поглощение в области $\alpha = 1^h30^m$, $\delta = +61^\circ$

Эта область, как и предыдущая, занимает по площади 48 кв. градусов, но располагается менее симметрично относительно галактического экватора. Поглощающая материя распределена здесь более равномерно.



Фиг. 4. Изменение поглощения с расстоянием для двух участков, отмеченных на фиг. 3

Определяя A_v таким же путем, как и раньше, мы выделили две области с разным поглощением. В правом верхнем углу области на Паломарских картах отчетливо выделяются извилистые полосы, где можно предполагать большое поглощение. Но нам не удалось определить поглощение в этих местах из-за отсутствия соответствующих звезд. С другой стороны, вблизи галактического экватора нами обнаружено шесть звезд типа O с показателями цвета $B-V \approx 1,5 \div 2,5^m$, в то время как вблизи нет дру-

гих звезд с большими показателями цвета. Может быть, эти звезды окружены плотными, не очень больших размеров облаками, либо это наиболее яркие представители очень удаленной ассоциации молодых звезд.

На фиг. 3 дана карта области с очерченными границами двух областей с разным поглощением. На фиг. 4 даны кривые (A_v, R) для этих участков. Верхняя кривая проведена строго по точкам как и нижняя. Каждая точка определена по большому числу звезд. Следует отметить, что эти кривые имеют сходство с кривой (A_{pg}, R) , полученной МакКаски [8] на площадке около 16 кв. градусов, расположенной близко к центру нашей области, если учесть, что он определил среднее фотографическое поглощение для двух участков.

Заключение

Исследование распределения межзвездной материи, ответственной за покраснение звезд, в направлении Персей—Кассиопея позволяет сделать следующие выводы.

1. Заметный рост поглощения вблизи галактического экватора начинается с расстояния около 400 *pc* от Солнца.

2. Наклон кривых (A_v, R) показывает, что количество поглощающей материи не уменьшается между спиральными ветвями, в том числе и на расстоянии 1500 *pc*, где наблюдается наименьшая плотность нейтрального водорода.

15 декабря 1960 г.

Литература

1. Э. С. Бродская, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 299, 1958.
2. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 160, 1960.
3. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl. 1, № 24, 1956.
4. J. A. Hynek. Astrophysics «A topical Symposium», 1951.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
6. K. Serkowski. Acta Astr., 8, 3, 1958.
7. Mateeth. Dissertation., 1959.
8. S. W. McCuskey. Ap. J., 121, 643, 1955.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД A0
В НАПРАВЛЕНИИ СОЗВЕЗДИЙ ПЕРСЕЙ — КАССИОПЕЯ

Э. С. Бродская

В двух расположенных рядом площадках площадью по 48 кв. градусов каждая, с центрами $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$ и $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$ определена пространственная плотность звезд A0. Эти звезды были выбраны из двух каталогов спектральных классов и показателей звезд [1, 2]. Вычисление пространственной плотности выполнено по схеме, изложенной Шаленом [3]. При вычислениях были приняты средняя абсолютная величина $M_v = +0^{\text{m}}.2$, дисперсия абсолютных величин $\sigma = 0^{\text{m}}.5$, интервал величин $\delta = 0^{\text{m}}.5$; M_m получилась равной $0^{\text{m}}.0$.

Результаты вычислений представлены в табл. 2 и на фиг. 1. Пространственная плотность звезд A0 непрерывно уменьшается с расстоянием от Солнца. На верхней кривой, относящейся к области η и χ Персея, на среднем расстоянии около 450 пс увеличение плотности объясняется наличием скопления звезд A0, расположенного на 2° севернее двойного скопления. Быть может, уменьшение пространственной плотности A0 с удалением от Солнца можно объяснить тем, что в рассматриваемом направлении, удаляясь от Солнца, мы попадаем в промежуток между спиральными ветвями.

THE SPACE DISTRIBUTION OF A0 STARS IN THE DIRECTION OF THE CONSTELLATIONS PERSEUS—CASSIOPEJA, by E. S. Brodskaya.— The space density of A0 stars is determined in two neighboring areas, 48 square degrees each, with centers $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^\circ$ and $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ$. The stars are taken from two catalogues of spectral types and colour indices [1, 2]. The space density is computed according to the scheme described by Schalén [3]. For computations the following data are adopted: mean absolute magnitude $M_v = +0^{\text{m}}.2$, dispersion of absolute magnitudes $\sigma = 0^{\text{m}}.5$ and interval of magnitudes $\delta = 0^{\text{m}}.5$. M_m is found to be equal to $0^{\text{m}}.0$.

The results of computations are given in table 2 and fig. 1. There is a continuous decrease of space density with the distance from the sun. On the upper curve, corresponding to the region of η and χ Persei, the increase in density at the mean distance of about 450 ps is explained by the presence of a cluster of A0 stars, which is located 2° to the north of the double cluster. It is possible that the decrease of space density of A0 stars with receding from the Sun in the considered direction is explained by low density stars in space between spiral arms.

Согласно наиболее общепринятой гипотезе, звезды образуются скоплениями и ассоциациями из межзвездной среды в спиральных ветвях нашей Галактики, а также и в других спиральных системах. Основанием этой гипотезы служит наблюдаемый факт, что случайные скорости молодых звезд OB в среднем такие же, как и скорости облаков газа, и в своем

распределении эти звезды следуют обычно за спиральной структурой водорода. Если в настоящее время благодаря успехам теории эволюции звезд за последние 10—15 лет возможно оценить с некоторым приближением возраст звезд, то о продолжительности существования спиральной структуры пока ничего не известно. В связи с этим представляет большой интерес изучить структуру пространственного распределения звезд большего возраста, чем звезды ОВ. Для этой цели весьма подходящей группой являются звезды А0 главной последовательности, следующие по возрасту за звездами ОВ, которые, кроме того, обладают небольшой дисперсией абсолютных величин и легко выделяются по спектрограммам с малой дисперсией.

Задача настоящей работы — изучение пространственного распределения звезд А0 в направлении галактических долгот $91 \div 107^\circ$, интересном в том отношении, что вторая спиральная ветвь (рукав Персея) находится здесь на кратчайшем расстоянии от Солнца и звезды А0 ярче $12^m.5$ могут обеспечить исследование их пространственной плотности как в первой спиральной ветви, так и в области между ветвями.

Звезды А0 были выбраны из двух каталогов спектральных классов и показателей цвета звезд ярче $12^m.5$, охватывающих две соседние площадки по 48 кв. градусов каждая, с центрами $\alpha = 1^h30^m$, $\delta = +61^\circ$ и $\alpha = 2^h30^m$, $\delta = +59^\circ$.

Ниже для краткости будем называть их область I и область II соответственно. Обе площадки составляют полосу в Млечном Пути шириной 6° , в которой галактический экватор проходит близко к середине. Хотя каталог включает звезды до $12^m.5$, мы ограничились звездами ярче $12^m.25$ для большей уверенности в охвате всех звезд до данной величины. Таких звезд в двух площадках оказалось 1011. В табл. 1 приводятся данные

Т а б л и ц а 1

Область I		Область II		Область I		Область II	
m_0	N	m_0	N	m_0	N	m_0	N
$7^m.25$	5	$7^m.45$	7	$9^m.25$	68	$9^m.45$	98
7,75	13	7,95	17	9,75	122	9,95	100
8,25	21	8,45	43	10,25	206	10,45	91
8,75	37	8,95	85	10,75	42	10,95	55

о распределении звезд А0 по видимым величинам m_0 , исправленным за межзвездное поглощение. Распределение поглощающей материи в рассматриваемой области исследовалось подробно, и результаты печатаются в этом томе.

Вычисление пространственной плотности звезд А0 выполнено по схеме, предложенной Линдбладом и подробно изложенной Шаленом [3]. При вычислении были приняты средняя абсолютная величина звезд А0 $M_0 = +0^m.2$, дисперсия абсолютных величин $\sigma = 0^m.5$, интервал величин

$q = 0^m5$. Абсолютная величина, характеризующая распределение M_m , вычисленная по формуле

$$M_m = M_0 - \frac{\sigma^2}{\lg e} \frac{d \lg N(m_0)}{dm},$$

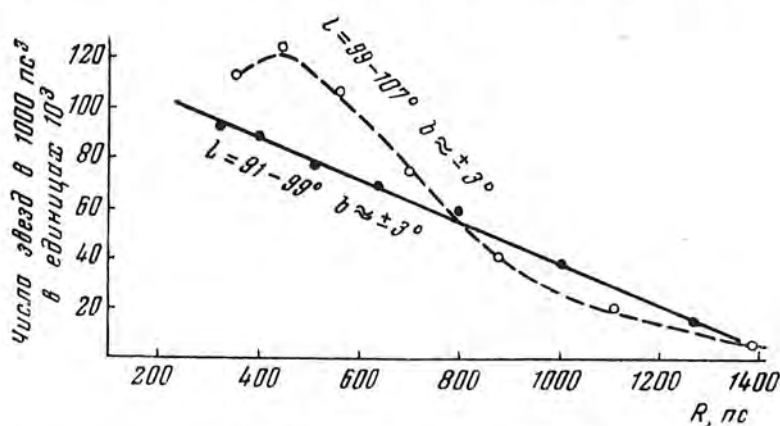
получилась равной 0^m0 .

В табл. 2 приводятся вычисленные пространственные плотности звезд А0 на 1000 пс^3 для разных расстояний от Солнца. На рисунке эти результаты представлены графически. Штриховая линия относится к области η и χ Персея. В этом направлении на среднем расстоянии 450 пс звезд

Таблица 2

Область I		Область II		Область I		Область II	
$R, \text{ пс}$	ρ	$R, \text{ пс}$	ρ	$R, \text{ пс}$	ρ	$R, \text{ пс}$	ρ
318	0,093	350	0,113	798	0,058	876	0,041
401	0,088	440	0,123	1007	0,038	1103	0,020
501	0,077	554	0,106	1267	0,015	1388	0,007
635	0,069	697	0,075				

А0 больше по сравнению с соседней областью. Это объясняется тем, что на 2° севернее двойного скопления η и χ находится богатое скопление звезд А0, тогда как в нижней части этой кривой плотность, вероятно, немного за-



Пространственная плотность звезд А0 в двух площадках

нижена. Это связано с тем, что в местах наибольшего межзвездного поглощения, которое в исследуемой области очень неравномерно, возможно, учтены не все звезды на данном расстоянии. Результаты подсчетов в обеих областях показывают, что с удалением от Солнца количество звезд А0 на единицу объема неуклонно падает. В связи с этим следует отметить, что при изучении функции светимости в направлении Кассиопеи МакКаски [4]

обнаружил концентрацию звезд В8—А0 на расстоянии 100—500 пс от Солнца.

Согласно наблюдениям на волне 21 см, ближайшая часть Орионова рукава, определяемого по нейтральному водороду, располагается на расстоянии 400 пс от Солнца. Но, учитывая незначительную точность определения расстояния по радионаблюдениям и возможные наши ошибки в учете межзвездного поглощения, не приходится удивляться, что область наибольшей плотности звезд А0 недостаточно хорошо совпадает с соответствующей областью нейтрального водорода. Однако уменьшение плотности звезд А0 с удалением от Солнца несомненно. Может быть, это обусловлено тем, что, удаляясь от Солнца, мы попадаем в промежуток между спиральными ветвями. Рамберг [5] определил изменение плотности звезд А0 с расстоянием в направлении $l = 69^\circ$, $b = -8^\circ$ и пришел к заключению, что в области спиральной ветви плотность этих звезд возрастает. В связи с этим было бы интересно пронаблюдать область в направлении $l \approx 100^\circ$, $b \approx 0^\circ$, выделив звезды А0 до 15^m , чтобы убедиться в увеличении плотности звезд на расстоянии около 2500 пс, где располагается спиральная ветвь Персея.

15 декабря 1960 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. С. Бродская, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 299, 1958
2. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 160, 1960.
3. S h a l e n. Medd. Astr. Obs. Uppsala, № 37, 1928.
4. S. W. M c C u s k e y. Ap. J., 121, 643, 1955.
5. J. R a m b e r g. Stock. Obs. Ann., 20, № 1, 1959.

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ О—В2-ЗВЕЗД И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ МАТЕРИИ В СОЗВЕЗДИИ ЛЕБЕДЯ (ЦЕНТР $\alpha = 20^h44^m$, $\delta = +45^\circ$, 1950,0)

Л. П. Метик

В области 42 кв. градуса ($7^\circ \times 6^\circ$) в направлении $l = 53^\circ$, $b = 0$ по данным каталога [1] определены нормальные цвета звезд спектральных классов В0 — F8 и абсолютные величины в Крымской системе [2, 3, 4]. Исследуется межзвездное поглощение. Область очень неоднородна: содержит светлые эмиссионные туманности и облако темной материи. Вся исследуемая область разделена на шесть частей, в каждой из которых ход поглощения с расстоянием примерно одинаков. Можно считать, что в среднем на 1 *kpc* поглощение $A_r = 1^m2$.

Обсуждается вопрос о пространственном распределении О—В2-звезд и поглощающей материи. Распределение пыли сравнивается с распределением нейтрального водорода по радиоданным [12].

ON THE SPACE DISTRIBUTION OF O—B2 STARS AND ABSORBING MATTER IN THE CONSTELLATION OF CYGNUS (CENTER $\alpha = 20^h44^m$, $\delta = +45^\circ$, 1950.0), by L. P. Metik.— The normal colours of B0—F8 stars and the absolute magnitudes in the Crimean system [2, 3, 4] are determined in a region of 42 square degrees ($7^\circ \times 6^\circ$) in the direction $l = 52^\circ$, $b = 0$, using data of catalogue [1]. Interstellar absorption is studied. The region is highly nonuniform: it has bright emission nebulae and a dark cloud. The studied region is divided into 6 parts, in which the variation of absorption with distance is about the same. We may accept the mean value $A_r = 1^m2$ per 1 *kpc*.

The space distribution of O—B2 stars and absorbing matter is discussed. The distribution of dust is compared with that of neutral hydrogen from radio data [12].

§ 1. Нормальные цвета звезд

Данные каталога [1] послужили основой для определения нормальных цветов звезд спектральных классов В0—К5 в Крымской системе показателей цвета. Эта система была уже описана раньше в [2—4]. В настоящей работе для исследования поглощения использованы цвета звезд В0—F8. Во 2-м столбце табл. 1 приведены нормальные цвета звезд, полученные из соотношения (6) статьи [1]. Это соотношение было получено с помощью показателей цвета звезд площадки SA 40 из Стокгольмского каталога Эльвнуса [5] и формулы перевода международной системы показателей цвета в систему В—V. Как уже отмечалось в [2], такой переход требует проверки. В исследуемой области имеется 20 звезд, измеренных фотоэлек-

трически в системе $B-V$ [6]. График зависимости C (в Крымской системе) и $B-V$ дает соотношение вида

$$B-V = 0,16 + 0,60C. \quad (4)$$

Воспользовавшись этим уравнением, получаем нормальные цвета звезд, приведенные в столбце 3 табл. 1. Этот метод также не исключает ошибок в определении нормальных цветов, так как Крымская система фотографических величин включает некоторую долю ультрафиолетового излучения, что также отмечалось в работах [3, 4]

Таблица 1

Sp	C_{01}	C_{02}	C_{03}	C_{04}	Sp	C_{01}	C_{02}	C_{03}	C_{04}
B0	-0,71	-0,81	-0,80		A2	-0,17	-0,15		-0,04
B1	-0,65	-0,74	-0,75		A3	-0,14	-0,12		—
B2	-0,60	-0,67	-0,68		A5	-0,05	-0,02		0,08
B3	-0,54	-0,60	-0,60		A8	0,00	0,13		—
B5	-0,49	-0,54	-0,52		F0	0,15	0,23		0,18
B8	-0,39	-0,42	-0,38		F2	0,25	0,35		0,28
B9	-0,33	-0,35	-0,32		F5	0,35	0,46		0,38
A0	-0,26	-0,27	-0,24	-0,24	F8	0,47	0,61		0,46
A1	-0,19	-0,19		—					

В столбце 4 табл. 1 даны нормальные цвета звезд B0—A0, полученные по способу двухцветных диаграмм. Этот метод и его преимущества описаны в [3]. И, наконец, для звезд A0—F8 нормальные цвета получены непосредственно по данным каталога [1]. В этом случае рассматривалась часть области с ярким звездным фоном, менее другихотягощенная поглощением, и за нормальные показатели принимались показатели цвета звезд с модулем расстояния менее 8,0 (столбец 5 табл. 1). Неточный учет поглощения в этом случае может привести к ошибке. Поэтому окончательные нормальные цвета получены только после предварительного исследования поглощения. Результаты приведены в столбце 2 табл. 2.

Таблица 2

Sp	C_0	M_r	Sp	C_0	M_r
	m	m		m	m
B 0	-0,80	-3,8	A 2	-0,08	+1,2
B 1	-0,74	-3,1	A 3	-0,04	+1,7
B 2	-0,68	-2,6	A 5	+0,08	+2,1
B 3	-0,60	-2,0	A 8	+0,13	+2,4
B 5	-0,52	-1,3	F 0	+0,18	+2,9
B 8	-0,38	-0,5	F 2	+0,24	+3,0
B 9	-0,32	0,0	F 5	+0,30	+3,3
A 0	-0,24	+0,3	F 8	+0,52	+3,9

§ 2. Отношение полного поглощения к селективному

Для определения полного поглощения к селективному воспользуемся линией покраснения для звезд О—В, общих с каталогом Хильтнера [6]:

$$B - V = 0,16 + 0,60C, \quad (1)$$

Коэффициент при C определяет соотношение избытков цвета в нашей системе и системе $B - V$; следовательно,

$$\frac{E_{B-V}}{E_r} = 0,60, \quad (2)$$

$\frac{A_v}{E_{B-V}} = 3,0 \pm 0,2$ согласно [6]. Тогда для нашей системы отношение общего визуального поглощения к селективному

$$\gamma_r = \frac{A_v}{E_r} = 0,60 \cdot 0,30 = 1,80. \quad (3)$$

Из [1] следует, что $\frac{E_{v-r}}{E_{B-V}} = 0,23$, тогда

$$\gamma_r = 1,80 - 0,23 \cdot 0,60 = 1,66, \quad (4)$$

$$\gamma_{pg} = \gamma_r + 1 = 2,66. \quad (5)$$

Полученное значение для $\gamma_{pg} = 2,66$ хорошо согласуется с данными [2—4].

§ 3. Абсолютные звездные величины

Как следует из [1], $V - m_r = -0,01 + 0,22C$, тогда абсолютные звездные величины M_r в нашей Крымской системе могут быть получены по формуле

$$M_r = M_v + 0,01 - 0,22C_0 \quad (6)$$

Таблица 3

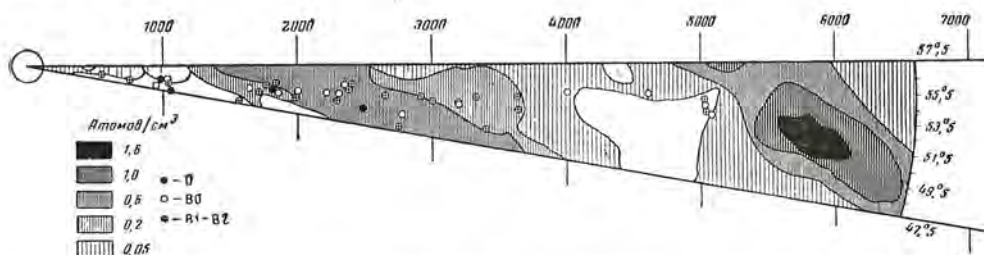
Спектральный класс

m_{pg}	O	B0 B1	B2 B3	B5	B8 B9	A0 A1	A2 A3	A5 A8	F0 F2	F5 F8	G0 G2	G5 G8	K0 K2	K3 K5	M	Раз- ные	Всего
$\leq 7^m 0$	1	2	4	—	6	4	3	1	—	—	—	—	3	—	—	—	24
7,01—7,50	—	—	—	—	6	2	1	—	1	—	—	—	—	—	—	—	11
7,51—8,00	—	—	—	—	3	8	—	1	1	4	—	3	1	—	—	—	21
8,01—8,50	—	—	—	—	1	11	5	—	—	2	1	5	4	—	1	—	30
8,51—9,00	1	—	—	1	5	20	10	1	4	9	1	2	5	2	—	—	61
9,01—9,50	1	3	1	1	6	26	10	6	6	8	3	8	2	—	1	—	82
9,51—10,00	1	2	1	1	10	30	13	6	9	19	2	16	7	2	—	—	119
10,01—10,50	1	4	1	3	12	59	31	15	15	36	6	28	6	3	1	1	222
10,51—11,00	—	4	2	2	15	58	29	25	28	73	23	41	17	4	4	1	326
11,01—11,50	—	2	4	11	24	113	52	40	48	120	29	63	23	5	3	11	548
11,51—12,00	1	5	7	13	33	187	76	57	123	154	62	90	23	8	7	20	866
$> 12,01$	—	5	7	14	36	188	85	44	246	212	100	43	26	9	6	73	1094
Всего . .	6	27	27	46	157	706	315	196	481	637	228	299	117	33	23	106	3404

(C_0 — нормальные цвета звезд в Крымской системе). Абсолютные звездные величины M_v взяты из [7, 8] и приведены к M_r . Результаты также приведены в габл. 2, столбец 3.

§ 4. Пространственное распределение O—B2-звезд

Исследуемая область, хотя и расположена на галактическом экваторе, характеризуется малым количеством ранних звезд (что уже отмечалось в [1]) O—B2 (1,7%), но богата звездами A0—A1 (21%) и F5—F8 (20%). Табл. 3 содержит данные о распределении звезд по спектральным классам и фотографическим величинам.



Фиг. 1. Пространственное распределение O — B2-звезд по данным [1] и облаков H I по данным [12]

Немногочисленные данные об O—B2-звездах все же позволили нарисовать картину их распределения в плоскости Галактики (фиг. 1). Здесь следует отметить группировки O—B2-звезд на расстоянии 1000, 1800 и 2400 пс. Тот факт, что большинство O—B2-звезд расположено на расстоянии 3500 пс, говорит о том, что, по-видимому, до этого расстояния в направлении $l = 52^\circ$ мы смотрим вдоль спирального рукава.

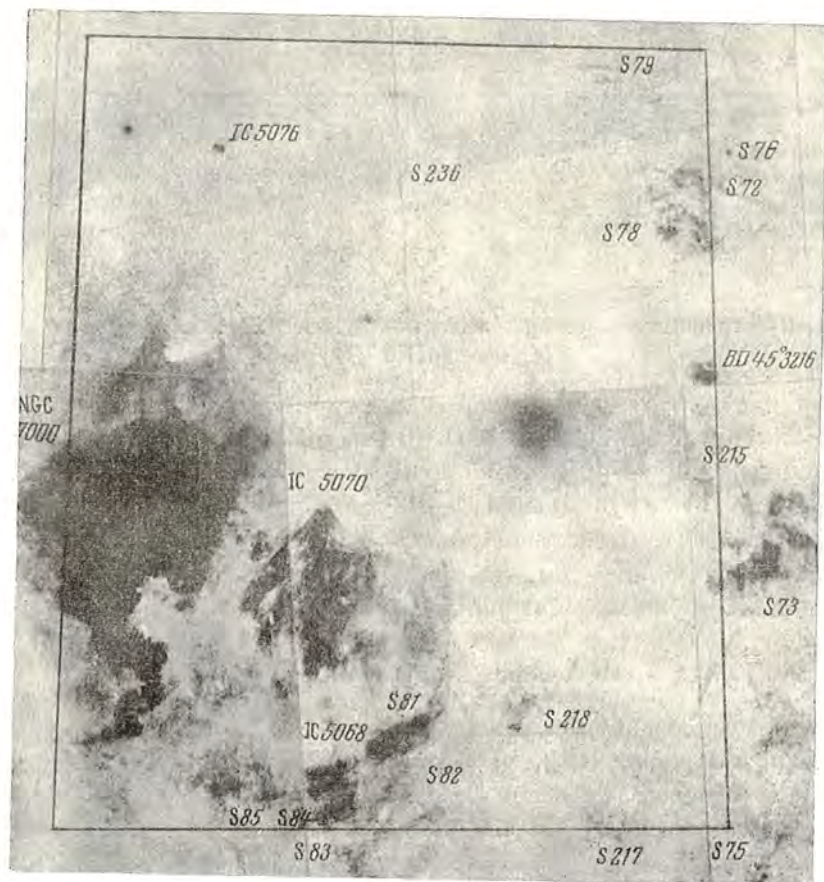
§ 5. Источники возбуждения туманностей

Существует мнение нескольких авторов (Остерброк [9], Хербиг [10], Гершберг и Проник [11]), что светлые эмиссионные туманности в исследуемой области (Северная Америка, Пеликан, и др.) представляют один общий комплекс размером около 50 пс, а темная материя проектируется на эту «Большую туманность» и закрывает от нас ее центральную часть. Рассматривая вопрос об источниках возбуждения «Большой туманности», упомянутые выше авторы пришли к заключению, что источник возбуждения скрыт темным облаком, образующим «Мексиканский залив». Хербиг исследовал эту область [10] и отмечает, что на спектрограммах, полученных для звезд 14—15^m, ранних звезд не обнаружено. Значит, если за темным облаком и находятся возбуждающие звезды, то они поглощены больше чем на 6^m, как уже отмечалось в [11]. Наши данные о звездах до 12^{m,5} не позволяют решить вопрос о возбуждающих звездах, но можно отметить, что в этой части области (например, в туманности Америка) обнаружены ранние звезды B0—B2. Все они расположены на

расстоянии примерно 1000 *пс* и входят в группировку, отмеченную на фиг. 1 в этом месте, и, возможно, являются членами конгломерата звезд, ответственного за возбуждение туманностей и скрытого темным облаком. Тем более что, по мнению тех же авторов, расстояние до светлых эмиссионных туманностей не более 1000 *пс*.

§ 6. Селективное поглощение в исследуемой области

Как видно на фиг. 2, исследуемая область очень неоднородна по своей структуре: включает целый ряд светлых эмиссионных туманностей (Северная Америка, Пеликан, IC 5068 и другие, отмеченные на фигуре)



Фиг. 2. Эмиссионные туманности в исследуемой области
(фотография получена с карт Паломарского атласа)

и облако темной материи. Поэтому вся область была предварительно разбита на квадраты, площадью в 1 кв. градус. Для каждого квадрата строился график зависимости SE от $m_0 - M$, после чего квадраты примерно с одинаковым поглощением объединялись вместе. В результате получено шесть участков. Следует отметить, что в некоторых местах поглощение меняется в пределах одного градуса (например, стандартная площадка SA 40). Несоответствие цветов отдельных звезд и спектральных классов

1-й участок

$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,24	43
7,75	0,27	30
8,25	0,26	31
8,75	0,35	37
9,25	0,50	11
9,75	0,62	14
10,25	0,72	24
10,75	0,70	14
11,25	—	—
11,75	0,80	3
12,25	—	—
12,75	1,12	2
13,25	1,27	1

2-й участок

$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,29	25
7,75	0,30	36
8,25	0,29	36
8,75	0,35	22
9,25	0,50	16
9,75	0,52	6
10,25	0,74	7
10,75	—	—

3-й участок

$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,36	8
7,75	0,40	12
8,25	0,49	17
8,75	0,55	1
9,25	0,74	5
9,75	0,90	4
10,25	—	—
10,75	1,55	1
11,25	—	—

4-й участок

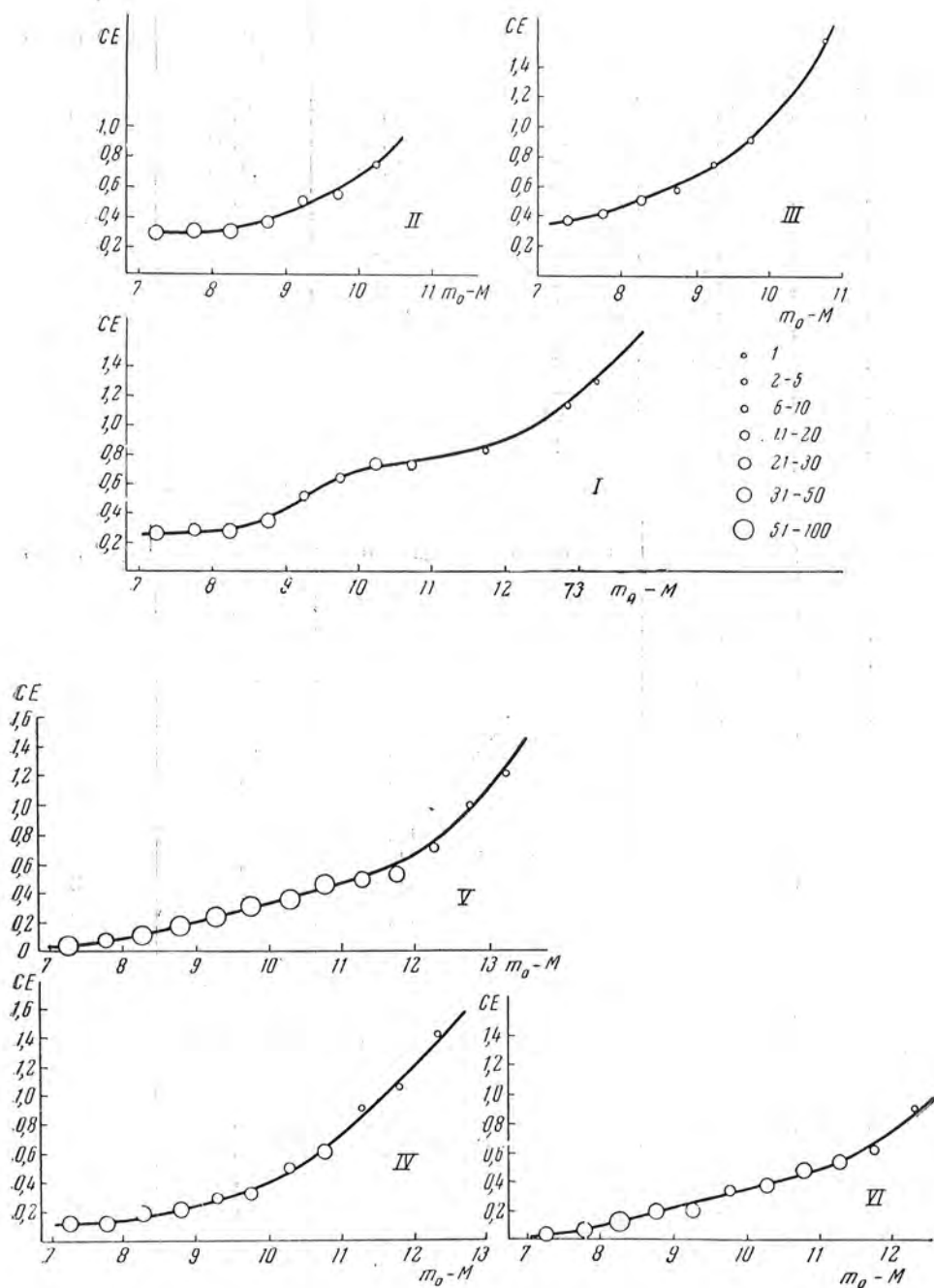
$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,12	42
7,75	0,12	45
8,25	0,18	40
8,75	0,21	37
9,25	0,29	18
9,75	0,32	27
10,25	0,50	19
10,75	0,60	25
11,25	0,91	4
11,75	1,06	3
12,25	1,44	3

5-й участок

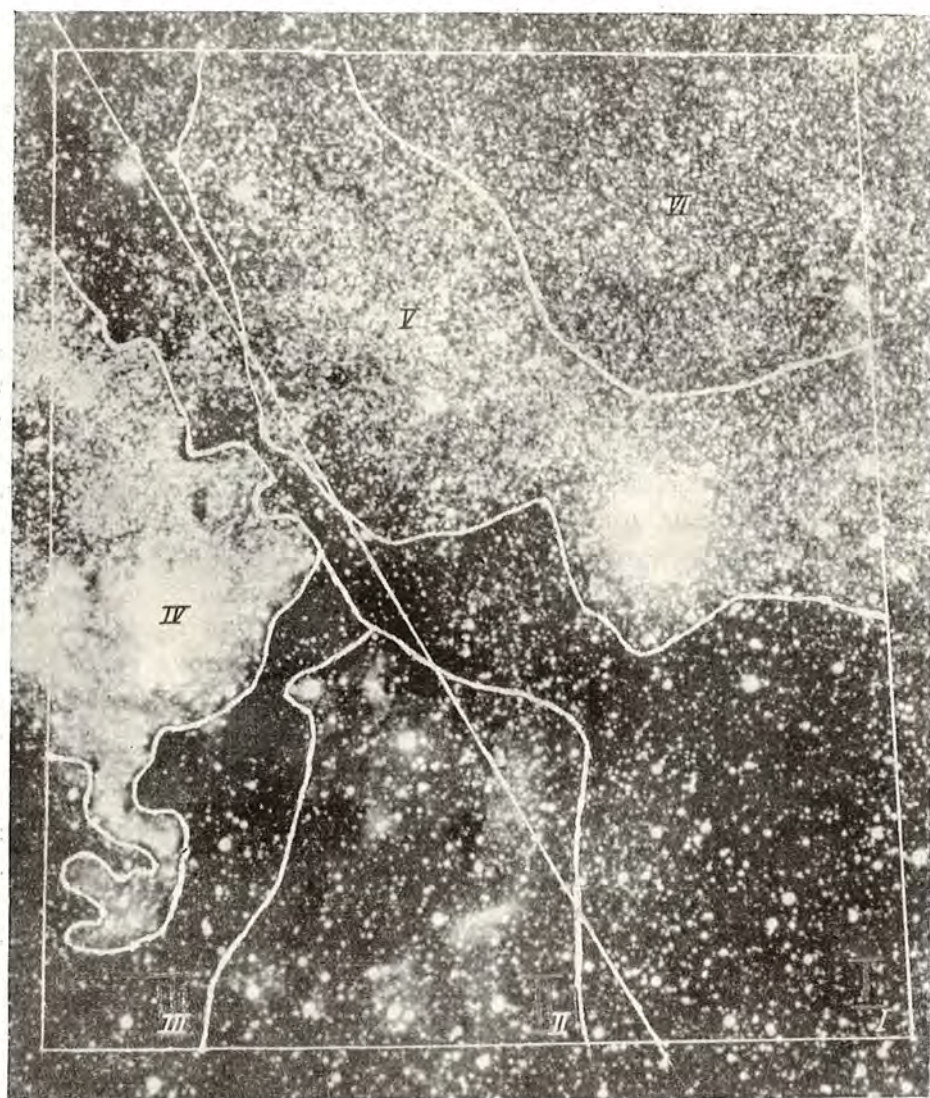
$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,04	23
7,75	0,07	32
8,25	0,10	69
8,75	0,16	68
9,25	0,23	88
9,75	0,30	75
10,25	0,35	94
10,75	0,45	83
11,25	0,47	41
11,75	0,50	36
12,25	0,70	4
12,75	0,98	3
13,25	1,19	1

6-й участок

$m_0 - M$	CE	Число звезд
m	m	
7,25	0,05	23
7,75	0,05	36
8,25	0,12	55
8,75	0,20	45
9,25	0,18	25
9,75	0,33	20
10,25	0,36	28
10,75	0,47	41
11,25	0,51	21
11,75	0,60	8
12,25	0,90	3
12,75	—	—



Фиг. 3. Графики зависимости CE от расстояния для шести выделенных участков



Фиг. 4. Примерные границы шести выделенных участков.

Прямая линия — галактический экватор

говорит о наличии поглощения иногда уже на близких расстояниях (темное облако между Америкой и Пеликаном). Здесь поглощение начинается уже с 200 pc , согласно нашим данным о звездах F0—F8. На фиг. 3 приведены кривые зависимости CE с расстоянием (по оси абсцисс отложены модули расстояний, исправленные за поглощение) для шести выделенных участков. Наши данные нанесены кружками, причем величины кружков пропорциональны количеству звезд. Сводка результатов приведена в табл. 4, где в 1-м столбе приведены модули расстояний, осредненные по интервалам 0^m5 , во 2-м столбце — средние избытки цвета, в 3-м — число использованных звезд. На фиг. 4 очерчены примерные границы выделенных шести участков. Фотографии получены из атласа Росса.

§ 7. Распределение поглощающей материи

Неравномерное распределение поглощения по области говорит о клочковатом и неравномерном распределении темной материи. Область расположена по галактическому экватору, к которому имеет тенденцию сосредоточиваться и темная материя. Следует заметить, что в исследуемой области количество темной материи больше в южной части (севернее, выше, звездный фон более равномерен).

Большой интерес вызывает облако темной материи, образующее «Мексиканский залив» у туманности «Северная Америка». По данным о поглощении многих близких звезд F можно предполагать, что это облако начинается с расстояния 200 pc . Хербиг [10] говорит об этом, исходя из данных о звезде 57 Cyg, которая находится на расстоянии 150—200 pc и свет которой поглощается незначительно. Эта звезда как бы проектируется на передний план темного облака, ближняя граница которого 200 pc . На основании данных о поглощении света звезд В—А можно считать, что это облако простирается, по крайней мере, до 1000 pc , и, по-видимому, подходит к светлым эмиссионным туманностям, расстояние до которых приблизительно такое же [11]. Действительной дальней границы этого облака найти не удалось, так как звезды, находящиеся на расстоянии большем 1000 pc , в этом направлении нами не наблюдались.

Если говорить о протяженности этого облака по исследуемой области, то следует отметить, что оно охватывает не только участок 3, но и простирается на участки 2 и 1. В пользу этого предположения говорит ход поглощения с расстоянием в этих участках, и это не противоречит [12]: Девис отмечает, что это облако, возможно, связано со «Щелью» в Лебеде.

Сопоставляя распределение пыли с распределением нейтрального водорода, полученным по радиоданным [13] (фиг. 1), можно сказать, что нарастание поглощения до некоторой степени согласуется с распределением облаков нейтрального водорода.

В заключение хочу выразить благодарность И. И. Проник за полезные советы при обсуждении работы, В. В. Гаврилову за помощь в обработке материала и Е. И. Иосько за изготовление репродукций для статьи.

Декабрь 1960 г.

Литература

1. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. общ., 23, 60, 1960.
2. А. К. Алексис. Изв. АН Латв. ССР, № 9, 87, 1958.
3. Р. Н. Иксанов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 21, 228, 1959.
4. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 21, 269, 1959.
5. T. Elvius. Stockholm. Obs. Ann., 16, № 4, 5, 1951.
6. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl. ser, № 24, 1956.
7. Н. С. Агр. Handbuch der Physik. Band LI, 85, 1958.
8. И. М. Копылов. Дисс., 1958.
9. D. E. Osterbrock. Ap. J., 125, 62, 1957.
10. G. H. Herbig. Ap. J., 128, 259, 1958.
11. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 21, 215, 1959.
12. R. D. Davies. M. N., 116, 443, 1956.
13. J. M. Oort, F. T. Kerr, G. Westerhout. M. N., 118, 379, 1958.

СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ КУПОЛОМ ТЕЛЕСКОПА С ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ НА ВРАЩАЮЩИХСЯ ТРАНСФОРМАТОРАХ

Ю. А. Сабинин, В. П. Егоров

В результате развития отечественной астрономии возникла задача комплексной автоматизации астрономических инструментов.

Одной из важных задач автоматизации, поставленных перед Институтом электромеханики АН СССР (ИЭМ), является создание системы автоматического согласования вращений купола и перемещения ветровой шторы с движением трубы телескопа на экваториальной монтировке. Основным элементом этой системы должен быть преобразователь сферических координат (ПК), преобразующий экваториальные координаты телескопа в азимутальные координаты окна щели купола.

На первом этапе работ в ИЭМ АН СССР были разработаны системы ведения купола с ПК на основе электромеханического моделирующего устройства (ПК-III и ПК-IV).

Дальнейшим этапом работ было создание системы синхронизации купола и телескопа с использованием ПК на основе вращающихся трансформаторов. Эта система обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с другими. В Институте электромеханики разработаны преобразователь координат на основе ВТ для телескопа в центральной монтировке (ПК-V) и универсальный преобразователь координат (ПК-VI), применимый к телескопам в любой монтировке и для любого места наблюдения.

В настоящее время системы с ПК-V и ПК-VI установлены в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и проходят длительную опытную эксплуатацию на действующих телескопах.

SYSTEMS OF AUTOMATIC OPERATION OF A TELESCOPE DOME WITH TRANSFORMATION OF SPHERICAL COORDINATES USING ROTATING TRANSFORMERS, by *Y. A. Sabinin and V. P. Egorov*.— The design of a system which automatically coordinates the rotation of the dome and the motion of a telescope on an equatorial mounting is considered. The main element of this system is a transformer of spherical coordinates (ПК) which transforms the equatorial coordinates of a telescope to azimuthal coordinates of the slit of the dome.

As the first stage, the system of rotation of the dome with a ПК was worked out on the basis of an electromechanical modeling device (ПК-III and ПК-IV).

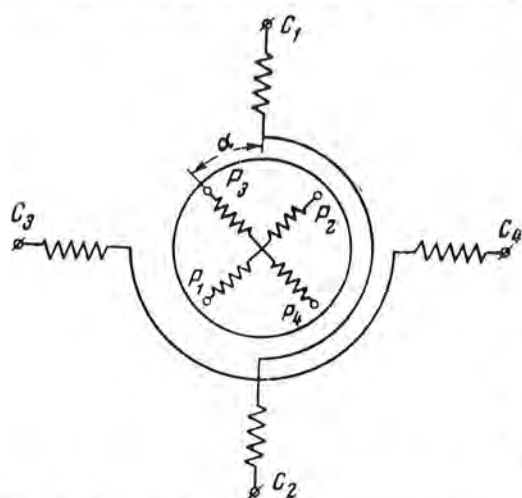
The following stage was the construction of a system of synchronization of the dome and telescope by means of the ПК on the basis of rotating transformers. This system has several advantages as compared to other systems. At the Institute of Electromechanics of the Academy of Sciences, USSR, a ПК on the basis of rotating transformers for a telescope with central mounting (ПК-V) has been designed and also an universal ПК (ПК-VI), which can be applied to telescopes with any mounting and at any place of observation.

At present systems with ПК-V and ПК-VI are applied to telescopes at the Crimean Astrophysical Observatory and are being tested.

§ 1. Принцип работы и устройства ВТ

Вращающиеся трансформаторы /предназначены для применения в счетно-решающих устройствах.

Вращающийся трансформатор (ВТ) по своему устройству подобен асинхронной электрической машине с неявно выраженными полюсами на



Фиг. 1. Схема обмоток вращающегося трансформатора

$C_1 - C_2$ — обмотка возбуждения; $C_3 - C_4$ — квадратурная обмотка; $P_1 - P_2$ — синусная обмотка; $P_3 - P_4$ — косинусная обмотка

статоре и роторе. ВТ имеет две неподвижные обмотки на статоре и роторе. Магнитные оси как статорных, так и роторных обмоток взаимно-перпендикулярны (фиг. 1). Одна из обмоток первичного контура (обычно статорная) питается однофазным переменным током и называется первичной обмоткой или обмоткой возбуждения. Вторая статорная обмотка носит название квадратурной. Соответственно роторные обмотки ВТ называются одна синусной обмоткой, другая косинусной.

Обычно ВТ используется как синусно-косинусная машина (СКВТ).

Если обмотку возбуждения подключить к источнику переменного тока, то в воздушном зазоре возникает пульсирующее магнитное поле. Это поле наводит во вторичных (роторных) обмотках напряжения, пропорциональные проекции потока возбуждения на ось соответствующей обмотки, т. е. на одной пропорционально косинусу, а на другой синусу угла поворота ротора.

Конструктивно ВТ различают:

- 1) по габаритам (ВТ-1, ВТ-2, ВТ-3);
- 2) по токосъемному устройству (ВТ с ограниченным и неограниченным углом поворота);
- 3) по материалу магнитопровода (электротехническая сталь и молибденовый пермаллой);
- 4) по электрическим характеристикам (напряжение и частота, сопротивление холостого хода и коэффициент трансформации);
- 5) по классу точности (0, 1, 2, 3).

В счетно-решающих устройствах ВТ используются как:

- 1) синусно-косинусные вращающиеся трансформаторы — СКВТ,
- 2) линейные вращающиеся трансформаторы — ЛВТ,
- 3) масштабные вращающиеся трансформаторы — МВТ.

§ 2. Применение ВТ в схемах

Счетно-решающие устройства на ВТ проектируются в виде каскадных схем, причем каждый предыдущий ВТ нагружен обмотками последующих. Чтобы при этом не было искажений в вырабатываемых значениях $\sin$ и $\cos$, применяют специальные меры, а именно, первичное и вторичное симметрирование ВТ.

При построении каскадных схем на ВТ необходимо учитывать механический и электрический масштабы. Для согласования масштабов отдельных цепей в каскадных схемах обычно применяют специальные масштабные трансформаторы (МВТ).

§ 3. Применение СКВТ для выполнения простейших операций

а) Разложение вектора на прямоугольные составляющие (СКВТ в режиме координатора)

Полагаем, что вектор задан по величине и направлению. Задача состоит в определении проекций вектора на оси координат.

Схема использования СКВТ в режиме координатора представлена на фиг. 2, а. На обмотку возбуждения СКВТ подается напряжение $U_d = k_1 d$, пропорциональное величине или модулю вектора d ; ротор поворачивается относительно своего нулевого положения на угол α , равный аргументу вектора. При этом на вторичных обмотках СКВТ наводятся напряжения U_x и U_y , пропорциональные составляющим вектора d по двум взаимно-перпендикулярным осям X и Y .

Напряжение, наводимое в косинусной обмотке: $U_x = k U_d \cdot \cos \alpha$ или $U_x = k_2 x$, где $x = d \cdot \cos \alpha$.

Напряжение, наводимое в синусной обмотке: $U_y = k U_d \cdot \sin \alpha$ или $U_y = k_2 y$, где $y = d \cdot \sin \alpha$.

б) Поворот координатных осей (СКВТ в режиме преобразователя координат)

В этом случае заданы проекции вектора d в прямоугольной системе координат X, Y . Задача состоит в определении проекций этого вектора в новой системе X_1, Y_1 , повернутой относительно исходной системы X, Y на угол φ .

Схема СКВТ в режиме преобразователя координат представлена на фиг. 2, б. На обмотку возбуждения и на квадратурную обмотку подаются напряжения U_x и U_y , пропорциональные составляющим вектора по двум взаимно-перпендикулярным осям X и Y . На обмотке возбуждения имеем $U_y = k_1 y = k_1 \cdot d \sin \alpha$. На квадратурной обмотке $U_x = k_1 x = k_1 \cdot d \cos \alpha$.

Ротор СКВТ поворачивается относительно своего нулевого положения на угол φ . При этом во вторичных обмотках наводятся напряжения U_{x_1} и U_{y_1} , отображающие составляющие x_1 и y_1 вектора d в системе координат, повернутой относительно заданной на угол φ . Напряжение,

наводимое в синусной обмотке, имеет значение

$$U_{x_1} = k_2 x_1 = k_2 (x \cos \varphi - y \sin \varphi) = k_2 d (\cos \alpha \cdot \cos \varphi - \sin \alpha \cdot \sin \varphi) = \\ = k_2 d \cdot \cos (\alpha + \varphi).$$

Напряжение, наводимое в косинусной обмотке,

$$U_{y_1} = k_2 y_1 = k_2 (x \sin \varphi + y \cos \varphi) = k_2 d (\cos \alpha \cdot \sin \varphi + \sin \alpha \cdot \cos \varphi) = \\ = k_2 d \cdot \sin (\alpha + \varphi).$$

в) Построение вектора по его прямоугольным составляющим (СКВТ в режиме построителя)

Вектор задан своими проекциями в прямоугольной системе координат X, Y . Задача состоит в определении модуля вектора и угла между вектором и осью X .

Схема СКВТ в режиме построителя представлена на фиг. 2, в. На обмотку возбуждения и на квадратурную обмотку подаются напряжения U_x и U_y , пропорциональные составляющим вектора по двум взаимно-перпендикулярным осям X и Y ($U_x = k_1 x$, $U_y = k_1 y$).

Поставленная задача решается как частный случай предыдущей. Вектор d проектируется целиком на одну ось (ось X). Для этого оси координат должны быть повернуты на угол φ . Соответственно ротор СКВТ поворачивается относительно своего нулевого значения на угол φ . Тогда с одной из роторных обмоток (косинусной) снимается напряжение U_{x_1} , пропорциональное модулю вектора d :

$$U_{x_1} = U_d = k_2 x_1 = k_2 d,$$

где

$$x_1 = x \cdot \cos (-\varphi) - y \sin (-\varphi) = \\ = x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi = d \text{ и } d = \sqrt{x^2 + y^2},$$

а с другой обмотки (синусной) — равное нулю:

$$U_{y_1} = k_2 y_1 = 0,$$

где

$$y_1 = x \cdot \sin (-\varphi) + y \cdot \cos (-\varphi) = -x \cdot \sin \varphi + y \cdot \cos \varphi = 0.$$

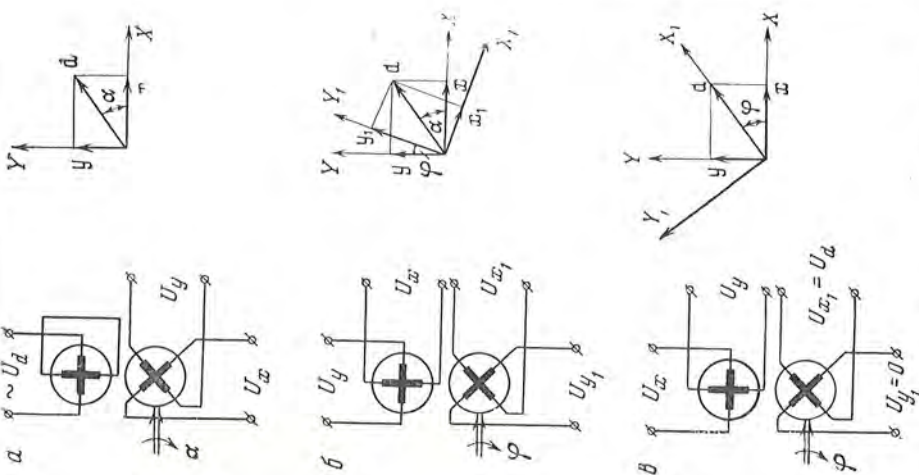
Из последнего соотношения следует:

$$\varphi = \arctg \frac{y}{x}.$$

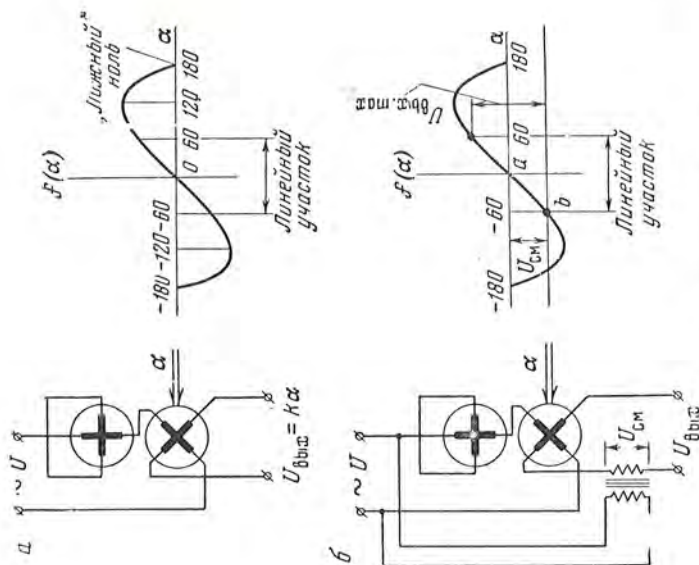
§ 4. Линейный вращающийся трансформатор (ЛВТ)

ЛВТ дает возможность получить напряжение, изменяющееся пропорционально углу поворота ротора.

Если обычный СКВТ, имеющий коэффициент трансформации $K = 0,54$, включить по схеме фиг. 3, то при повороте ротора на угол α на

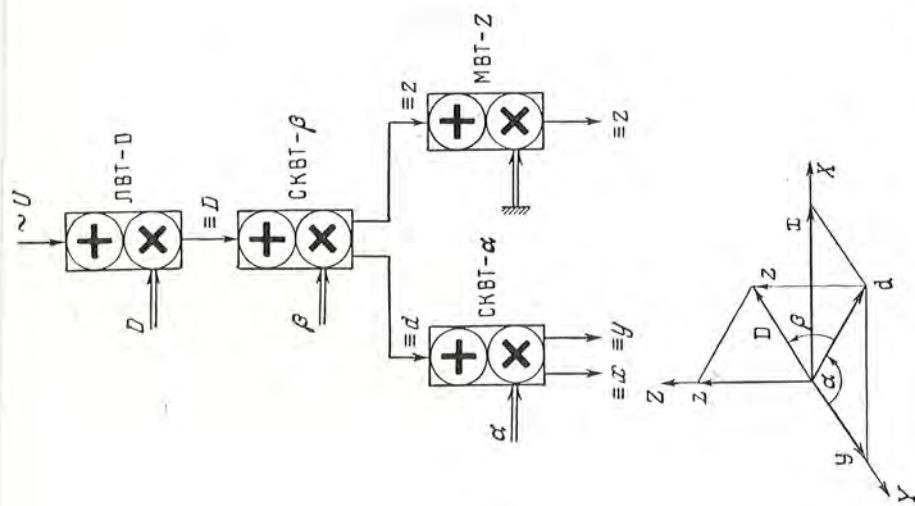


Фиг. 2. Схемы включения СКВТ для выполнения простейших тригонометрических операций
 а — СКВТ в режиме координат; б — СКВТ в режиме преобразователя координат; в — СКВТ в режиме построения



Фиг. 3. Схемы включения ЛВТ

а — ЛВТ с диапазоном линейности $\pm 60^\circ$; б — ЛВТ с диапазоном линейности $0-120^\circ$



Фиг. 4. Разложение вектора на прямые угловые составляющие

выходе ВТ будем иметь напряжение, изменяющееся по закону

$$U_{\text{вых}} = U \frac{0,54 \cdot \sin \alpha}{1 + 0,54 \cdot \cos \alpha},$$

мало отличающемуся от линейного при α от 0 до $\pm 60^\circ$.

Схема ВТ в режиме ЛВТ представлена на фиг. 3.

К сети последовательно присоединяются обмотка возбуждения статора и косинусная обмотка ротора. Квадратурная обмотка закорачивается для уничтожения поперечной составляющей магнитного потока.

Если преобразуемая величина не знакопеременная, то при подключении в схему специального трансформатора линейный участок характеристики ЛВТ в результате его смещения может быть увеличен до 120° — $(0-120^\circ)$.

§ 5. Разложение вектора на прямоугольные составляющие

В качестве примера каскадных схем ВТ рассмотрим задачу разложения вектора, заданного в пространстве, на три составляющие в прямоугольной системе координат (фиг. 4).

Дано D, β, α . Проекции вектора x, y, z находятся путем последовательного решения на плоскости. Величина вектора D задается с помощью ЛВТ- D , подключенного к сети переменного тока $\sim U$.

С помощью СКВТ- β вектор D разлагается на составляющие в вертикальной плоскости:

$$\begin{aligned} d &= D \cdot \cos \beta, \\ z &= D \cdot \sin \beta. \end{aligned}$$

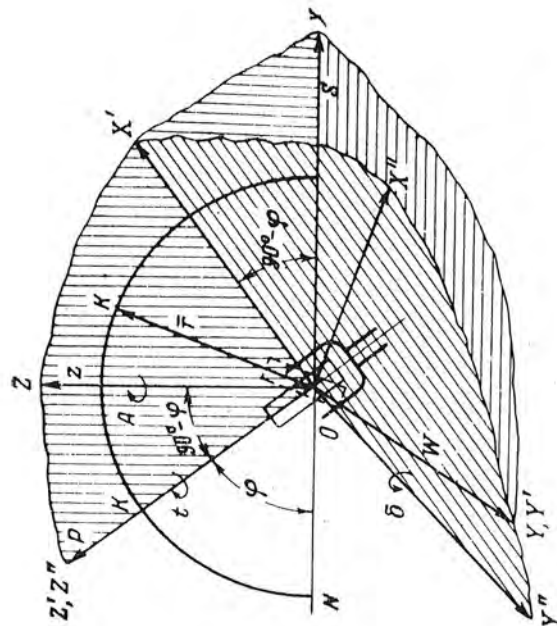
Затем вектор d с помощью СКВТ- α в свою очередь разлагается на составляющие в горизонтальной плоскости:

$$\begin{aligned} x &= d \cdot \cos \alpha, \\ y &= d \cdot \sin \alpha. \end{aligned}$$

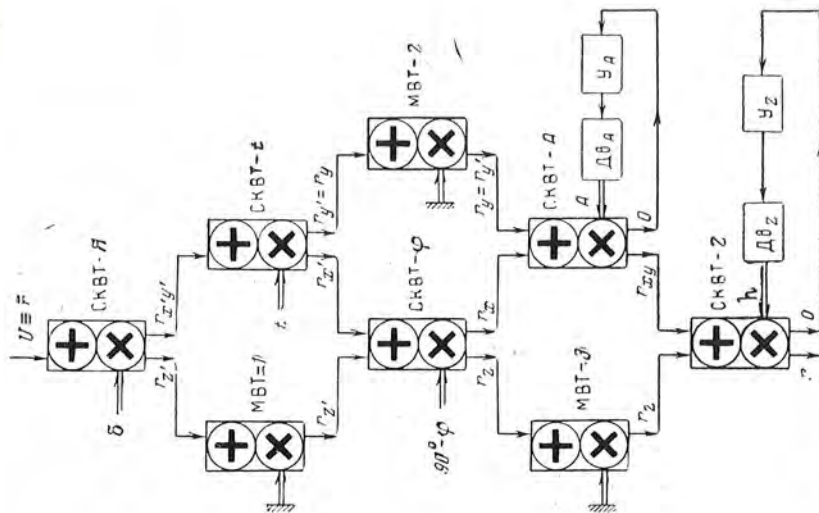
Первичное симметрирование в схеме достигается закорачиванием квадратурных обмоток ВТ. Для вторичной симметрии синусная обмотка СКВТ- β нагружена на МВТ- Z , аналогичный по своим характеристикам СКВТ- α . Кроме того, МВТ- Z позволяет согласовать электрический масштаб z с электрическим масштабом x и y .

II. ЗАДАЧА СИНХРОНИЗАЦИИ ПОЛОЖЕНИЙ ИНСТРУМЕНТА И КУПОЛА. ВЫБОР СИСТЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ

Положение купола и телескопа определяется в различных системах сферических координат. Согласование купола и инструмента состоит в придании куполу и шпуре такого положения, при котором ось трубы телескопа всегда проходит через центр окна купола. Для согласования окна щели купола и трубы телескопа необходим преобразователь сферических координат — счетно-решающее устройство, преобразующее



Фиг. 5. Системы координат купола и телескопа в центральной монтировке



Фиг. 6. Структурная схема преобразователя координат типа ПК-V

экваториальные координаты объекта наблюдения, снимаемые с телескопа (t, δ), в азимутальные координаты окна щели купола (A, z), значения которых поступают на вход системы управления движением купола и штормы.

На фиг. 5 схематически представлены купол и телескоп в центральной монтировке и три системы координат с общим центром O : азимутальная $OX'YZ$, экваториальная $OX'Y'Z'$ и система координат $OX''Y''Z''$, непосредственно связанная с телескопом (искусственно введенная система координат, у которой ось Z'' направлена на полюс мира P , ось Y'' связана с осью склонений телескопа, а ось X'' перпендикулярна оси δ и при $t = 0$ совпадает с линией пересечения плоскостей меридиана и экватора. При $t = 0$ система $OX''Y''Z''$ совпадает с $OX'Y'Z'$).

При движении телескопа по осям t и δ точка K , лежащая на продолжении оси трубы телескопа, описывает некоторую траекторию на полусферической поверхности купола. При центральной монтировке инструмента радиус-вектор r , проведенный в точку K из центра полусферы купола, совпадает с осью трубы телескопа. Определив положение радиус-вектора r в разных системах координат, можно найти следующие зависимости, характеризующие связь между азимутальными и экваториальными координатами светила (окна щели купола и трубы телескопа в центральной монтировке):

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos \delta \cdot \sin t}{\cos \delta \cdot \sin \varphi \cdot \cos t - \sin \delta \cdot \cos \varphi}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} z = \frac{\cos \delta \cdot \sin \varphi \cdot \cos t - \sin \delta \cdot \cos \varphi}{\cos A (\cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t + \sin \varphi \cdot \sin \delta)}. \quad (2)$$

Основным узлом системы синхронизации инструмента и купола является преобразователь координат (ПК), который может быть выполнен в ряде вариантов. На первом этапе работ в системах автоматического управления куполом, разработанных Институтом электромеханики АН СССР (ИЭМ), использовалось счетно-решающее устройство типа электромеханического моделирующего устройства (системы с ПК-I, ПК-II, ПК-III, ПК-IV).

В настоящее время в Институте электромеханики разработана система синхронизации купола и инструмента с использованием преобразователя координат на основе ВТ. Схема с ВТ обладает рядом преимуществ по сравнению с остальными. Прежде всего сюда относится простота схемы. Благодаря исполнению счетно-решающего устройства в виде каскадной схемы ВТ отпадает необходимость в дополнительных системах дистанционной передачи углов t, δ, A . Значительно упрощается конструктивное исполнение преобразователя координат. По сравнению с системой с ПК типа моделирующего устройства в системе ведения купола с ВТ упрощается схема электронных блоков (система блокировок, дополнительные следящие системы, t, δ, A и т. д.).

Система ведения купола с использованием ВТ обеспечивает значительно большую точность в решении задач $A = f(t, \delta), z = f(t, \delta)$, нежели в схемах с использованием ПК типа моделирующего устройства.

III. СХЕМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КООРДИНАТ НА ВТ (ПК-V)

На первом этапе работ в ИЭМ была разработана система автоматического ведения купола применительно к телескопу в центральной монтажке.

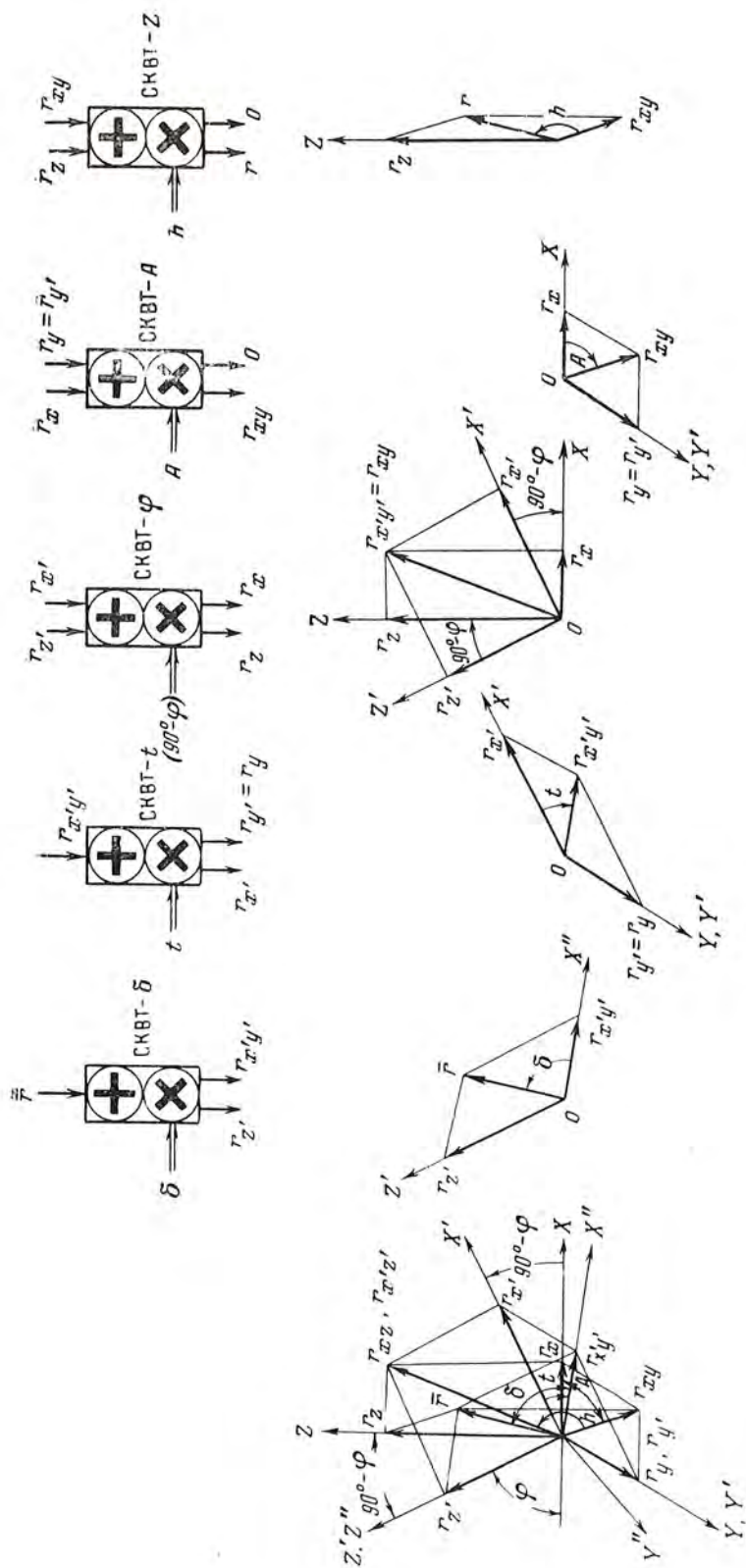
На фиг. 6 представлена структурная схема преобразователя экваториальных координат телескопа в азимутальные координаты окна щели купола применительно к центральной монтажке телескопа (ПК-V).

Каскадная схема ВТ, приведенная на фиг. 6, построена по следующему принципу. Радиус-вектор $\mathbf{r}$ (фиг. 5) задан в виде напряжения U , подаваемого на вход каскадной схемы ВТ. По данным углам t и δ находятся проекции радиуса-вектора $\mathbf{r}$ в экваториальной системе координат. Затем поворотом системы координат вокруг одной из осей на угол φ ($90^\circ - \varphi$) определяются проекции радиуса-вектора $\mathbf{r}$ в азимутальной системе координат. Окончательно по найденным проекциям строится радиус-вектор $\mathbf{r}$ в азимутальной системе координат и тем самым определяются углы A и z (h).

В схеме ПК-V СКВТ- δ и СКВТ- t работают в режиме координаторов, СКВТ- φ используется в режиме преобразователя координат и СКВТ- A и СКВТ- Z применены в режимах построителей. МВТ-1, МВТ-2 и МВТ-3 введены в схему для согласования масштабов электрических сигналов и для симметрирования элементов каскадной схемы ВТ. Обработка значений A и z производится с помощью следящих приводов (усилители $\mathcal{U}_A$, $\mathcal{U}_z$ и двигатели отработки $\mathcal{D}_{вA}$ и $\mathcal{D}_{вz}$).

Так как в схеме ПК-V абсолютная величина радиуса-вектора $\mathbf{r}$ не имеет значения, то напряжение $U \equiv r$ подается на вход схемы не через линейный вращающийся трансформатор (ЛВТ), а непосредственно от сети переменного тока.

На фиг. 7 представлены векторные диаграммы, характеризующие функции, выполняемые отдельными элементами каскадной схемы ПК-V. Напряжение U , пропорциональное радиусу-вектору $\mathbf{r}$, подается на обмотку возбуждения СКВТ- δ . При повороте его ротора на угол δ на выходе получаем проекции $\mathbf{r}$ в плоскости круга склонений $Z'OX''(Z''OX'')$ — $r_{Z'}$ и $r_{X'Y'}$. На вход СКВТ- t поступает величина $r_{X'Y'}$. При повороте его ротора на угол t на выходе получаем напряжение, определяющее проекции вектора $r_{X'Y'}$ в плоскости небесного экватора $X'OY'(X'OY)$ — $r_{X'}$ и $r_{Y'} = r_{Y'}$. Напряжения, пропорциональные $r_{X'}$ и $r_{Z'}$, поступают на вход СКВТ- φ . Устанавливая на СКВТ- φ заданную величину угла поворота системы координат $\theta = 90^\circ - \varphi$ (где φ — широта места наблюдения) в плоскости небесного меридиана $XOZ(X'OZ')$, на выходе получаем r_Z и r_X . По данным r_X и $r_Y = r_{Y'}$, поступающим на вход СКВТ- A , строится вектор r_{XY} в плоскости небесного горизонта $XOY(X'OY)$ и отрабатывается значение угла азимута A (угол поворота ротора СКВТ- A , при котором напряжение на синусной обмотке ВТ равно нулю). По данным r_Z и r_{XY} на входе СКВТ- Z строится вектор $\mathbf{r}$ в плоскости вертикала светила (r_{XY}, OZ) и отрабатывается значение угла высоты h .



Фиг. 7. Задачи, решаемые отдельными элементами ПК-V

($z = 90^\circ - h$). На СКВТ- Z можно обрабатывать как величину h , так и величину z , в зависимости от направления поворота ротора и соединения обмоток СКВТ- Z .

Принципиальная схема системы преобразователя координат типа ПК-V представлена на фиг. 8.

IV. СТРУКТУРНАЯ И ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМЫ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ ИНСТРУМЕНТА И КУПОЛА С ПК-V

В большинстве случаев купола существующих телескопов не снабжаются ветровой шторой, поэтому от счетно-решающего устройства необходима выработка лишь одной азимутальной координаты — азимута щели купола.

Структурная схема системы автоматического согласования щели купола и трубы телескопа в центральной монтажке с преобразователем координат типа ПК-V представлена на фиг. 6. В случае отработки одной азимутальной координаты A в схеме отсутствует МВТ-3 и СКВТ- Z .

Входные данные t и δ поступают в систему с СКВТ- t и СКВТ- δ , установленных на соответствующих осях телескопа с ценой оборота, равной 360° .

Для отработки значений A использована следящая система, включающая в себя усилитель $У_A$, электромашинный усилитель ЭМУ $_A$ и исполнительный двигатель Дв $_A$. Через редуктор Ред $_A$ он обрабатывает значения A на СКВТ- A , установленного на приводе купола с ценой оборота, равной 360° .

Известные трудности для автоматизации движений купола и телескопа представляет работа в близзенитной области. В точке зенита необходима перекладка купола на 180° в режиме ведения и на любой угол от 0 до 180° при проходе точки зенита в режиме наведения телескопа.

Каскадная схема ПК-V, представленная на фиг. 6, 8, обладает тем свойством, что в районе зенита резко падает напряжение сигнала ошибки на выходе СКВТ- A , т. е. напряжение, приходящееся на единицу угла рассогласования, в районе зенита значительно меньше, нежели в других рабочих областях. Эта закономерность, являясь недостатком каскадной схемы ВТ, одновременно делает возможным обойтись без применения специальной системы перекладки купола в точке зенита.

На фиг. 8 представлена принципиальная схема системы автоматического согласования трубы телескопа и щели купола с ПК-V. Исполнительным двигателем служит машина постоянного тока. В качестве усилителя мощности использован электромашинный усилитель. Для управления ЭМУ в схеме применен четырехкаскадный электронный усилитель.

Первый и второй каскады (J_1) являются усилителями напряжения на лампе 6Н8. Третий каскад (J_2), выполненный на лампе 6Н9, используется как дискриминатор (фазочувствительный выпрямитель). Четвертый каскад (J_3, J_4) является двухтактным усилителем мощности постоянного тока на лампах 6П9. Нагрузкой электронного усилителя служат обмотки управления электромашинного усилителя $ОУ_1$ и $ОУ_2$.

Для стабилизации работы системы в схеме предусмотрена обратная связь по напряжению и по первой производной от напряжения выхода ЭМУ (r_{24} и Тр-3).

В случае необходимости обработки второй азимутальной координаты зенитного расстояния z схема несколько усложняется. В этом случае в каскадную схему ВТ дополнительно вводятся МВТ-3 и СКВТ-З. СКВТ-З с ценой оборота 360° крепится на приводе шторы. Так же как и в системе обработки A , в приводе шторы целесообразно использовать двигатель постоянного тока и электромашинный усилитель. Электронный усилитель для управления ЭМУ должен быть аналогичным усилителю, используемому в системе обработки азимута A . В системах следящего привода обработки азимута и зенитного расстояния вместо электронного усилителя можно использовать магнитный усилитель.

У. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СИСТЕМЫ С ПК-V НА ЛАБОРАТОРНОМ МАКЕТЕ И НА 1220-МИЛЛИМЕТРОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

Система автоматического согласования трубы телескопа и окна щели купола с ПК-V прошла лабораторные и натурные испытания.

Был создан специальный лабораторный макет, в котором телескоп и купол имитировались соответствующими электромеханическими узлами. На лабораторном макете работа системы с ПК-V исследована применительно к случаю обработки обеих азимутальных координат — азимута и зенитного расстояния окна щели купола.

В результате экспериментальной проверки системы с ПК-V на лабораторном макете выявлено, что ошибка системы в решении задачи $A = f(t, \delta)$, $z = f(t, \delta)$ при $\varphi = 45^\circ = \text{const}$ в основном не превышает $\Delta A = \pm 10'$ и $\Delta z = \pm 10'$. Только в непосредственной близости от зенита ошибка в обработке азимута несколько возрастает, достигая в отдельных точках $\Delta A = \pm 0,5^\circ = \pm 30'$.

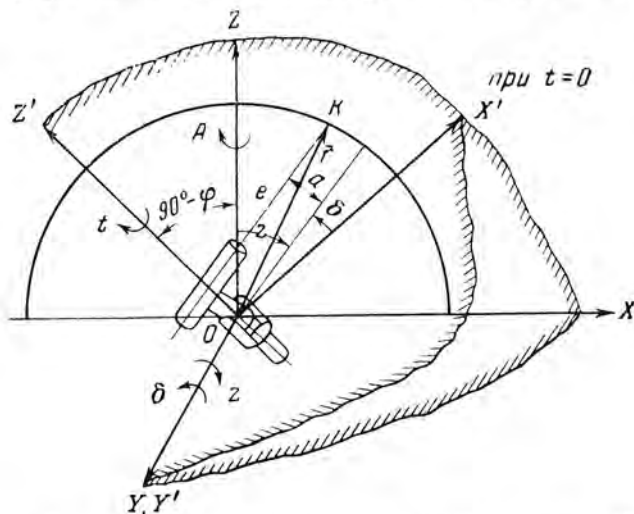
Для прохождения длительных натурных испытаний система синхронизации купола и телескопа с ПК-V была установлена в августе-сентябре 1959 г. на 1220-миллиметровом инструменте в Крымской астрофизической обсерватории. Ввиду того что купол башни телескопа не снабжен подвижной ветровой шторой, была установлена система, вырабатывающая лишь одну азимутальную координату — азимут щели купола. (В этом случае в схеме отсутствуют МВТ-3, СКВТ-з и канал обработки z). 1220-миллиметровый телескоп имеет оригинальную монтировку, отличающуюся как от центральной, так и от обычных внецентренных монтировок инструмента. В отличие от других внецентренных монтировок телескопа, где труба смещена относительно часовой оси, у 1220-миллиметрового инструмента сделан внецентренный вынос трубы телескопа относительно оси δ .

На фиг. 9 схематически представлены купол и телескоп типа 1220-миллиметрового рефлектора. Путем несложных математических операций можно получить следующую зависимость $A = f(t, \delta)$ при $\varphi = \text{const}$

для такого типа монтировки телескопа:

$$A = \arctg \frac{\cos\left(\delta + \arctg \frac{a}{l}\right) \cdot \sin t}{\cos\left(\delta + \arctg \frac{a}{l}\right) \sin \varphi \cdot \cos t - \sin\left(\delta + \arctg \frac{a}{l}\right) \cdot \cos \varphi} \quad (3)$$

Из сопоставления формул (1) и (3) можно сделать вывод, что зависимости $A = f(t, \delta)$ для центральной монтировки и внецентричной монтировки, используемой в 1220-миллиметровом инструменте, совершенно



Фиг. 9. Системы координат купола и телескопа типа 1220-миллиметрового рефлектора в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР

идентичны. Отличие заключается в том, что в последнем случае в значение угла δ как бы вводится постоянная поправка, равная $\arctg \frac{a}{l}$. Подобные же выводы можно сделать из анализа зависимостей $z = f(t, \delta)$ для обоих случаев монтировок.

Такое сходство зависимостей $A = f(t, \delta)$ и $z = f(t, \delta)$ дает возможность систему с ПК-V для центральной монтировки использовать применительно к телескопу с внецентричной монтировкой типа 1220-миллиметрового инструмента без принципиального изменения каскадной схемы ВТ, а лишь проведя дополнительную настройку нулевого положения СКВТ- δ .

Чтобы формулы (1) и (3) полностью совпали, необходимо следующее условие: когда $\delta = 0$ для центральной монтировки, то для 1220-миллиметрового телескопа — $\delta_T = -\arctg \frac{a}{l}$.

Настройка схемы с ПК-V на 1220-миллиметровом телескопе обеспечивается соответствующим взаимным согласованием нулевых значений δ_T инструмента и СКВТ- δ .

Схема системы автоматического ведения купола с ПК-V, установленной на 1220-миллиметровом инструменте в КрАО АН СССР в принципе подобна описанной выше (см. фиг. 8). Для привода купола башни исполь-

зованы двигатель типа МИ-42Т и электромашинный усилитель типа ЭМУ-50

В схеме системы ведения купола, установленной на 1220-миллиметровом телескопе, помимо автоматического, предусмотрено кнопочное управление двигателем привода купола.

Из-за наличия больших маховых масс купола значительно усилены обратные связи в системе. Помимо ранее указанных жесткой отрицательной обратной связи по напряжению ЭМУ и гибкой отрицательной обратной связи по первой производной напряжения ЭМУ, вводимых в последний каскад электронного усилителя, в схеме использованы: а) жесткая отрицательная обратная связь по напряжению ЭМУ с использованием обмотки ЭМУ-ОУ₃; б) отсечка по току якоря двигателя с использованием обмотки ЭМУ-ОУ₄.

Полная схема системы ведения купола на 1220-миллиметровом телескопе значительно усложнена тем, что при установке системы с ПК-V частично использована существовавшая ранее в башне электрическая схема управления асинхронными двигателями привода купола и створок купола. Дополнительные трудности были связаны еще с тем, что двигатели купола и створок установлены на подвижной части купола и питаются только по трем токоведущим троллеям. Прокладка дополнительных троллей практически невозможна. В связи с этим значительно усложнена схема взаимных блокировок в системе (полная схема управления куполом 1220-миллиметрового телескопа, включающая системы кнопочного управления, дополнительные обратные связи ЭМУ и цепи блокировок, в статье не приводится).

Блоки системы автоматического управления куполом и блоки управления объединены в специальный шкаф.

Результаты натурных испытаний системы, проведенных в КрАО АН СССР, показали, что она является работоспособной и обеспечивает сохранение достаточно высокой точности в решении задачи $A = f(t, \delta)$ при работе в любом режиме (ведение и наведение), в любой наблюдаемой области небесного свода, в том числе и в районе зенита. При этом также подтвердились возможность работы системы ведения купола с одноподвижным приводом при сохранении достаточной точности решения задачи и отсутствие необходимости в специальной системе перекладки купола в точке зенита.

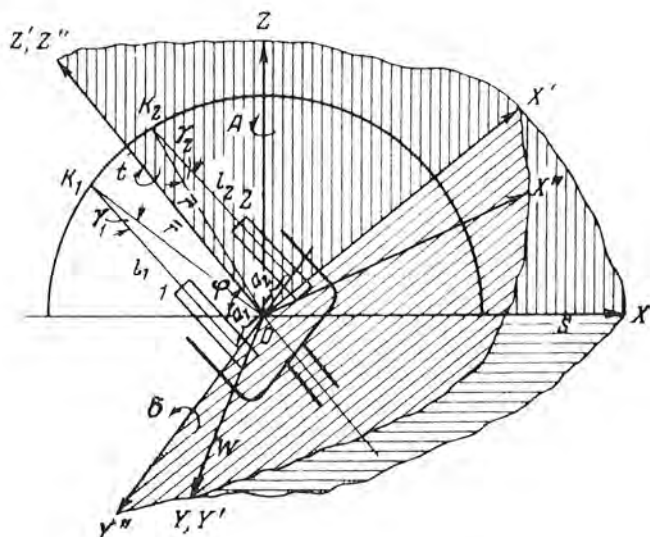
В настоящее время система ведения купола с ПК-V введена в опытную эксплуатацию на 1220-миллиметровом телескопе в КрАО АН СССР для прохождения длительных натурных испытаний в реальных условиях наблюдения.

VI. СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ ИНСТРУМЕНТА И КУПОЛА ДЛЯ ВНЕЦЕНТРЕННОЙ МОНТИРОВКИ ТЕЛЕСКОПА С ПК-VI

На фиг. 10 схематически представлены купол и телескоп в обычной внецентренной монтировке (приведены два случая, 1 и 2, смещения трубы телескопа относительно часовой оси t) и подобно фиг. 5 — три системы координат ($OXYZ$, $OX'Y'Z'$ и $OX''Y''Z''$).

В отличие от центральной, при внецентренной монтировке телескопа азимутальные координаты окна щели купола не будут совпадать с азимутальными координатами светила.

При определении зависимостей $A = f(l, \delta)$ и $z = f(l, \delta)$ необходимо ввести поправку на величину и направление смещения трубы телескопа (a_1 или a_2 на фиг. 10).



Фиг. 10. Системы координат купола и телескопа во внецентренной монтировке

Определив положение радиуса-вектора r в разных системах координат, можно найти следующие зависимости, характеризующие связь между азимутальными координатами окна щели купола (A, z) и экваториальными координатами телескопа (l, δ)

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos \delta \cdot \sin l \pm \frac{a}{l} \cos l}{\left(\cos \delta \cdot \cos l \mp \frac{a}{l} \sin l \right) \cdot \sin \varphi - \sin \delta \cdot \cos \varphi}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} z = \frac{\sin \varphi \left(\cos \delta \cdot \cos l \mp \frac{a}{l} \sin l \right) - \sin \delta \cdot \cos \varphi}{\cos A \left[\cos \varphi \left(\cos \delta \cdot \cos l \mp \frac{a}{l} \sin l \right) + \sin \delta \cdot \sin \varphi \right]}, \quad (5)$$

где a — смещение оси трубы телескопа относительно часовой оси;
 l — расстояние, отсчитываемое вдоль трубы телескопа от оси склонения до купола.

В Институте электромеханики разработана схема системы автоматического ведения купола применительно к телескопу во внецентренной монтировке.

На фиг. 11 представлена структурная схема преобразователя экваториальных координат телескопа в азимутальные координаты окна

щели купола применительно к внецентренной монтировке телескопа (ПК-VI).

В схеме ПК-VI СКВТ- γ , СКВТ- δ работают в режиме координатора, СКВТ- l , СКВТ- ϕ — в режиме преобразователя координат и СКВТ- A , СКВТ- Z — в режиме построителя. МВТ-1, МВТ-2 и МВТ-3 — масштабные трансформаторы.

На фиг. 12 приведены векторные диаграммы, характеризующие функции, выполняемые отдельными элементами каскадной схемы ПК-VI.

Напряжение U , пропорциональное радиусу-вектору r , подается на обмотку возбуждения СКВТ- γ . Угол поворота ротора γ определяется величиной смещения a и конструктивными параметрами телескопа и купола. При повороте СКВТ- γ на угол γ на выходе имеем проекции вектора $r-l$ и $r_{\gamma''}=a$. Напряжение, пропорциональное l , поступает на вход СКВТ- δ , на выходе которого (при повороте на угол δ) имеем проекции вектора $l-r_{\gamma''}$ и $r_{\gamma''}=r_{Z''}$. На вход СКВТ- l поступают напряжения, пропорциональные векторам $a=r_{\gamma''}$ и $r_{\gamma''}$. При повороте на угол l на выходе СКВТ- l имеем проекции вектора $r_{\gamma''\gamma'}=r_{\gamma'\gamma'}$ на экваториальные оси координат $r_{X'}$ и $r_{Y'}=r_Y$. На вход СКВТ- ϕ подаются напряжения, пропорциональные векторам $r_{X'}$, $r_{Z'}$. При повороте на угол $90^\circ-\phi$ на выходе СКВТ- ϕ имеем проекции вектора $r_{X'Z'}=r_{XZ}$ на азимутальные оси координат r_X и r_Z . По данным проекций r_X и r_Y на СКВТ- A определяется вектор r_{XY} и отрабатывается угол, равный азимуту щели купола, и по проекциям r_{XY} и r_X на СКВТ- Z определяется угол, равный зенитному расстоянию окна щели купола.

Проследив функциональные зависимости напряжений на отдельных обмотках ВТ каскадной схемы ПК-VI, можно убедиться, что функции $A=f(l, \delta)$ и $Z=f(l, \delta)$ полностью соответствуют приведенным выше зависимостям (4) и (5).

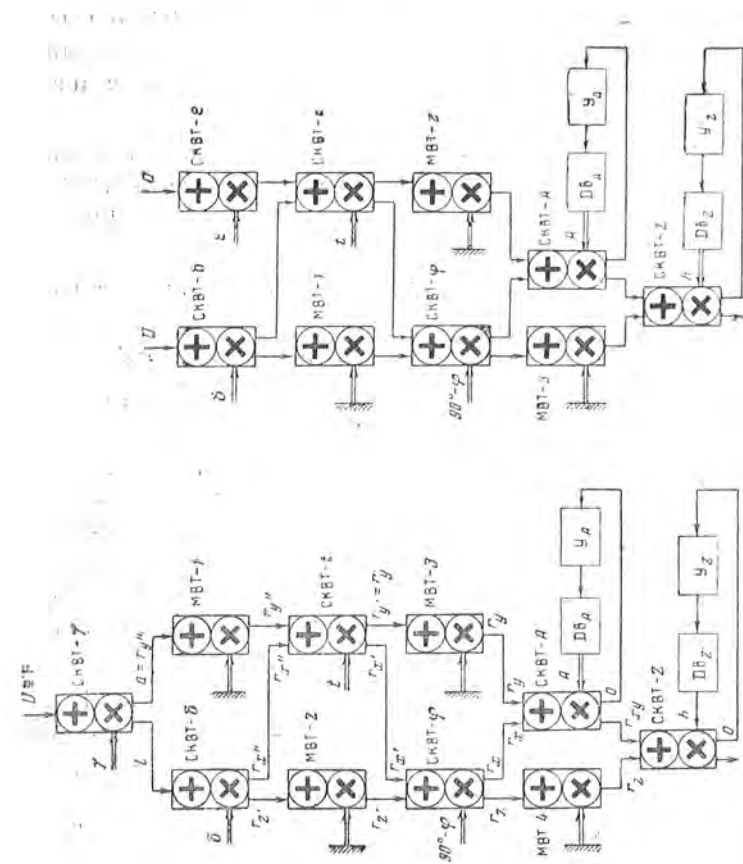
При использовании системы автоматического ведения купола с ПК-VI на соответствующих осях телескопа устанавливаются СКВТ- l и СКВТ- δ , на приводах купола и шторы крепятся СКВТ- A и СКВТ- Z . СКВТ- γ и СКВТ- ϕ могут быть расположены в любом месте.

В качестве усилителей Y_A и Y_Z могут быть использованы схемы, подобные примененным в системе с ПК-V.

Система с ПК-VI является универсальной. Она может быть использована для оснастки телескопов обсерваторий, расположенных в любом пункте наблюдений. (При этом настройка на требуемую широту места наблюдения достигается простым поворотом ротора СКВТ- ϕ).

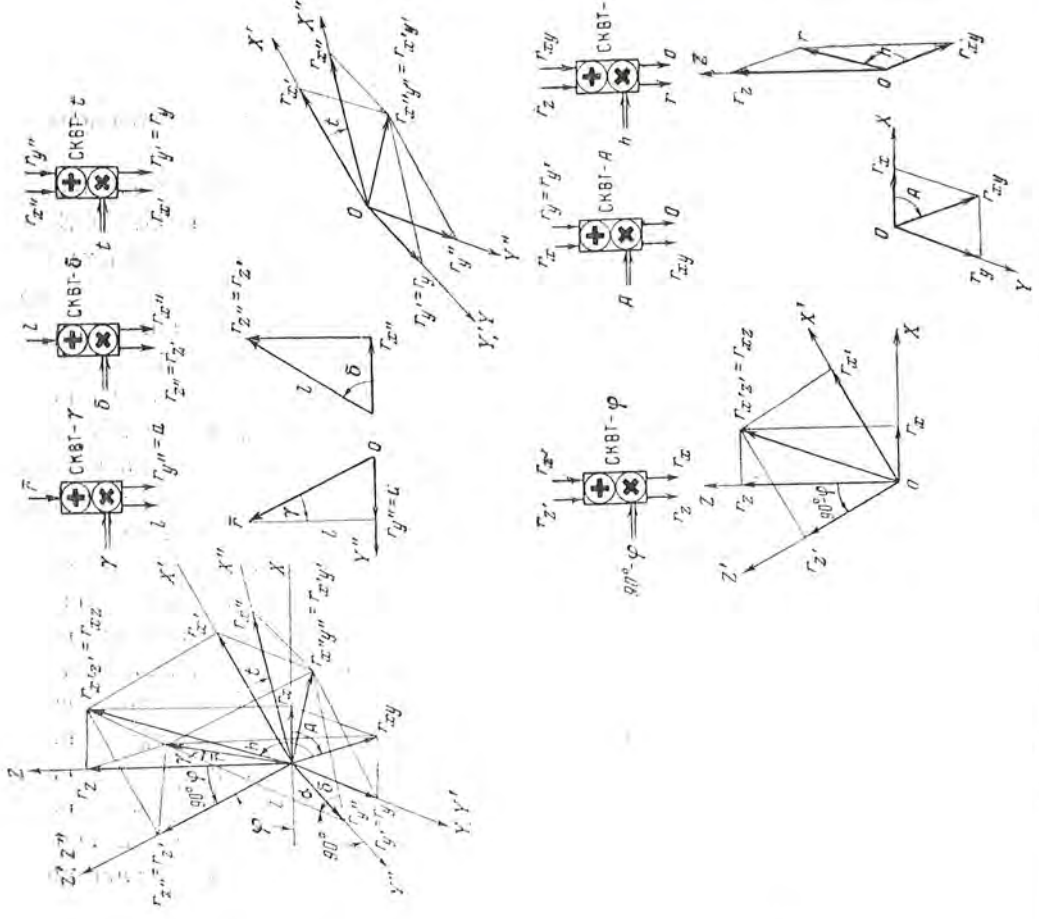
Схема применима к любому случаю внецентренной монтировки, а также может быть применена и к случаю центральной монтировки телескопа ($\gamma=0$). Характер и величина смещения трубы телескопа учитывается соответствующим поворотом ротора СКВТ- γ (угол поворота СКВТ- γ однозначно определяется конструктивными размерами телескопа и купола).

Схему ПК-VI можно несколько упростить, уменьшив количество ВТ, используемых в ПК (фиг. 13). Величина смещения трубы телескопа в этом случае может быть установлена углом поворота СКВТ- ϵ , значение



Фиг. 11. Структурная схема преобразователя координат типа ПК-VI (1 вариант)

Фиг. 13. Структурная схема преобразователя координат типа ПК-VI (II вариант)



Фиг. 12. Задачи, решаемые отдельными элементами ПК-VI

которого определяется соотношением $\varepsilon = \arcsin \frac{a}{r}$. Направление смещения трубы телескопа определяется фазой выходного напряжения СКВТ- ε , поступающего на СКВТ- t .

Система автоматического ведения купола с ПК-VI прошла лабораторные испытания (схемы фиг. 11 и 13) и в июне-июле 1960 г. смонтированная на двойном 400-миллиметровом астрографе в КрАО АН СССР для прохождения длительных натурных испытаний. На 400-миллиметровом телескопе установлена система с ПК-VI, соответствующая фиг. 13, но для случая отработки лишь одной азимутальной координаты — азимута щели купола A , соответственно этому в схеме отсутствуют МВТ-3 и СКВТ- Z . Схемы усилителя и исполнительного двигателя аналогичны используемым в системе с ПК-V (фиг. 8).

Выводы

Результаты опытной эксплуатации систем автоматического ведения купола с использованием ПК на основе электромеханического моделирующего устройства и с использованием каскадных схем ВТ позволяют сделать определенные выводы в отношении окончательно рекомендуемой схемы.

Схемы на основе ВТ обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с другими вариантами ПК.

В первую очередь сюда относятся простота конструкции и высокая точность решения задачи. Кроме того, благодаря исполнению ПК в виде каскадной схемы ВТ нет необходимости в дополнительных системах дистанционной передачи углов t , δ , A и z .

Как показала опытная эксплуатация ПК-V и ПК-VI, нет необходимости в специальной системе перекладки купола в точке зенита. Отсюда значительно упрощается схема ведения купола в целом из-за отсутствия системы блокировок в режиме перекладки купола.

Установкой соответствующего угла на СКВТ- φ , системы с ПК-V и ПК-VI можно применить к любой широте места наблюдения; в этом отношении система на основе ВТ универсальна, что также является большим преимуществом схемы по сравнению с ПК типа моделирующего устройства.

В результате экспериментальной проверки системы с ПК-V на лабораторном макете выявлено, что ошибка системы в решении задач $A = f(t, \delta)$, $z = f(t, \delta)$ при $\varphi = \text{const} = 45^\circ$ в основном не превышает $\Delta A = \pm 10'$, $\Delta z = \pm 10'$. Только лишь в непосредственной близости от зенита ошибка возрастает, доходя до $\Delta A = \pm 30'$ ($\Delta z = \pm 15'$).

Как показали натурные испытания и опытная эксплуатация системы с ПК-V на 1220-миллиметровом телескопе и системы с ПК-VI на 400-миллиметровом телескопе в КрАО АН СССР для автоматического ведения купола вполне достаточно использование лишь однодвигательного привода отработки азимута.

Системы с ПК-V и ПК-VI работоспособны в любом режиме ведения и наведения при наблюдении объектов в любой области небесного свода.

Результаты испытаний позволяют рекомендовать систему автоматического согласования вращения купола и перемещения шторы с движением телескопа на экваториальной монтировке с ПК-V как для существующих инструментов в центральной монтировке, так и для вновь проектируемых.

Еще большей универсальностью применения обладает система автоматического согласования вращения купола и перемещения шторы с движением телескопа на экваториальной монтировке с ПК-VI. Система с ПК-VI применима к любой монтировке телескопа, для любого места наблюдения.

Помимо автоматического согласования трубы телескопа и окна щели купола, систему с ПК на основе ВТ можно использовать и для решения других задач. Сюда относятся автоматическое наведение и ведение оптических инструментов и антенн радиотелескопов на азимутальной монтировке и ряд других задач, связанных с преобразованием сферических координат.

Л и т е р а т у р а

1. Я. В. Новосельцев, А. П. Лебедев. Счетно-решающие устройства. Машгиз, 1954.
2. С. О. Доброгурский, В. А. Казаков, В. К. Титов. Счетно-решающие устройства. Оборонгиз, 1959.
3. Ю. А. Сабинин, В. П. Егоров. Следящий привод с электромеханическим преобразователем координат для автоматического согласования положений купола и телескопа на экваториальной монтировке. Филiaal ВИНТИ, 1958.
4. Ю. А. Сабинин, В. П. Егоров. Система автоматического согласования вращения купола с движением телескопа на экваториальной монтировке. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 275, 1960.

ИЗБИРАТЕЛЬНЫЙ *RC*-ФИЛЬТР

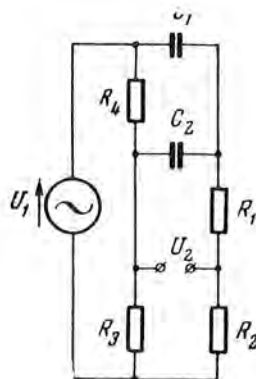
А. В. Брунс

Дается описание схемы, показываются основные соотношения и даются рекомендации в отношении выбора параметров избирательного *RC*-фильтра.

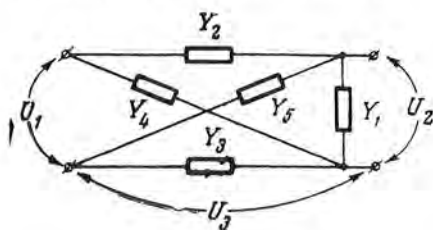
A SELECTIVE *RC* FILTER, by A. V. Bruns.— The scheme is described and the principal relations and also recommendations on the selection of parameters of a selective *RC* filter are given.

При построении различного рода электронных схем часто приходится сталкиваться с необходимостью выделить или подавить сигнал определенной частоты. Наиболее распространенным методом придания схеме избирательных свойств является применение *RC*-фильтров.

Преимущество таких фильтров — возможность достижения сравнительно простыми средствами высокой избирательности при весьма низких частотах, при которых становится очень трудно обеспечить высокую добротность на резонансных *LC*-контурах. Кроме того, применение *RC*-фильтров позволяет значи-



Фиг. 1. Схема фильтра



Фиг. 2. Схема четырехплечего моста

тельно упростить изменение частоты настройки, для чего достаточно изменять величины сопротивлений, входящих в контур фильтра.

В данной статье приводится описание режекторного фильтра, перестройка которого на различные частоты осуществляется изменением только одного параметра (авторское свидетельство № 123267). Это делает его простым в изготовлении и гибким в применении. В качестве примера можно привести распространенную в практике схему фильтра типа 2Т, для

изготовления которой необходимо подбирать детали с точностью не ниже 1%, а для перестройки фильтра такого типа необходимы двоянные переменные сопротивления высокой точности. Схема фильтра, представляющего собой шестиплечий мост, изображена на фиг. 1.

Основные соотношения для этой схемы можно получить, заменяя звезду C_1, C_2, R_1 на эквивалентный треугольник и приводя схему к четырехплечему мосту, для которого известны соотношения между элементами. Схема такого моста приведена на фиг. 2.

$$\begin{aligned} \text{Здесь } Y_1 &= \frac{1}{qx + Rl(1-n)(1+q)}; \quad Y_2 = \frac{1}{knl}; \quad Y_3 = \frac{\frac{R}{x}l(1-n)}{qx + Rl(1-n)(1+q)}; \\ Y_4 &= \frac{1}{Rp}; \quad Y_5 = \frac{q}{qx + R(1-n)(1+q)l}; \quad q = \frac{x_2}{x_1} = \frac{C_1}{C_2}; \quad P = \frac{R_3}{R_4}; \\ l &= \frac{R_1 + R_2}{R_4}; \quad n = \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \quad R = R_4; \quad x = x_1 = \frac{1}{j\omega C_1}. \end{aligned}$$

Из теории четырехполюсника известно уравнение такой системы:

$$\begin{vmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} y_{11} & y_{12} & y_{13} \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} \\ y_{31} & y_{32} & y_{33} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} y_{11} &= y_{31} = -y_{13} = Y_2 + Y_4, \\ y_{12} &= -y_{21} = -Y_2, \\ y_{22} &= -(Y_1 + Y_2 + Y_5), \\ y_{23} &= y_{32} = -(Y_2 + Y_5), \\ y_{33} &= -(Y_2 + Y_3 + Y_4), \end{aligned}$$

Из этого уравнения определяется коэффициент передачи (отношение выходного напряжения ко входному):

$$\bar{K} = \frac{\bar{U}_2}{\bar{U}_1} = \frac{\begin{vmatrix} y_{11} & I_1 & y_{13} \\ y_{21} & I_2 & y_{23} \\ y_{31} & I_3 & y_{33} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} I_1 & y_{12} & y_{13} \\ I_2 & y_{22} & y_{23} \\ I_3 & y_{32} & y_{33} \end{vmatrix}},$$

При высокоомной нагрузке на фильтр можно положить $I_2 = I_3 = 0$. Тогда

$$\bar{K} = \frac{\begin{vmatrix} y_{21} & y_{23} \\ y_{31} & y_{33} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} y_{22} & y_{23} \\ y_{32} & y_{33} \end{vmatrix}}. \quad (2)$$

Приравнявая $K = 0$, определим частоту режекции (частоту непропускания) и необходимые соотношения между элементами схемы:

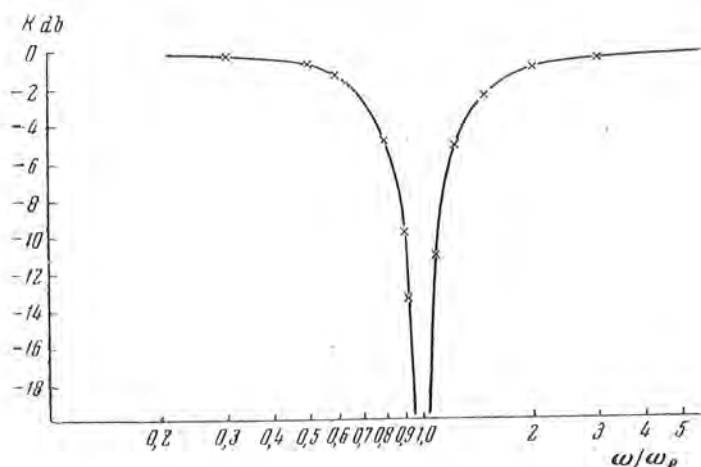
$$\omega_0 = \frac{1}{RC} \sqrt{\frac{1}{l \cdot q \cdot (1-n)}}, \quad (3)$$

$$n = \frac{P(1+q)}{P(1+q) + q}. \quad (4)$$

Из уравнения (2) с учетом (3) и (4) можно определить коэффициент передачи фильтра:

$$\bar{K} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{1-n} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 + \frac{l(1+q)^2}{q(1-n)}}} \cdot e^{\operatorname{arctg} \left[\frac{1+q}{\frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{1-n} - \frac{\omega_0}{\omega}} \cdot \sqrt{\frac{l}{q(1-n)}} \right]} \quad (5)$$

Из анализа этого выражения (в настоящей статье не приводится) можно сделать выводы об оптимальных величинах параметров и рекомендовать следующие их значения: $q = 1$; $P = (0,01 \div 0,05)$; $l = (0,05 \div 0,5)$.



Фиг. 3. Частотная характеристика фильтра

В этом случае значение коэффициента передачи может быть определено по приближенной формуле

$$|K| = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4l}{\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}}}, \quad \lg \varphi = - \frac{4l}{\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}}.$$

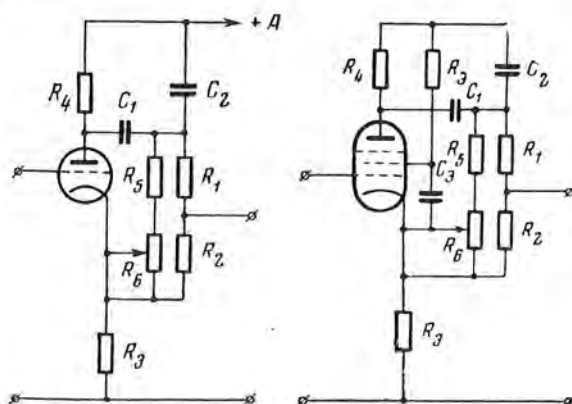
На фиг. 3 приведена частотная характеристика фильтра. Параметры схемы: $q = 1$; $P = 0,01$.

Из рассмотрения уравнений (3) и (4) можно сделать вывод, что перестройку фильтра на разные частоты наиболее целесообразно производить изменением параметра l , так как он входит только в выражение для ω , и, следовательно, его изменение не повлечет за собой необходимости в дополнительных подстройках.

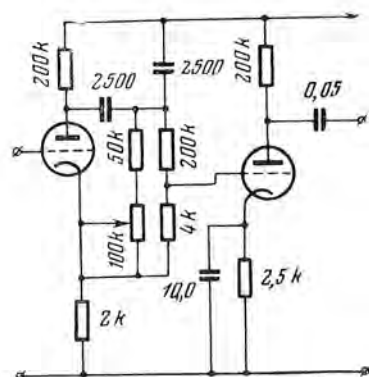
Параметр l пропорционален величине сопротивления $(R_1 + R_2)$. Поэтому практически для изменения частоты резекции в схему включается дополнительное переменное сопротивление, шунтирующее $(R_1 + R_2)$. Описываемая схема хорошо согласуется с электронной лампой, причем

возможно использование активных элементов моста для подачи питающего напряжения на лампу.

Два варианта схемы с применением триода и пентода изображены на фиг. 4.



Фиг. 4. Варианты схемы с применением триода и пентода



Фиг. 5. Схема двухлампового усилителя с фильтром и гальванической связью между лампами

Перекрытие по частоте — α определится для этих схем по формуле

$$\alpha = \frac{\omega_{\min}}{\omega_{\max}} \sqrt{\frac{R_5(R_1 + R_2 + R_5 + R_6)}{(R_5 + R_6)(R_1 + R_2 + R_5)}}$$

Следует подчеркнуть, что перестройка рабочей частоты таким образом может производиться только при высокоомном входе следующего каскада, так как уравнения (3) и (4) получены при условии $I_2 = I_3 = 0$.

С этой точки зрения очень удобна гальваническая связь фильтра с лампой следующего каскада. Схема двухлампового усилителя с фильтром и гальванической связью между лампами изображена на фиг. 5.

15 декабря 1960 г.

Литература

1. В. П. Сигорский. Общая теория четырехполюсника. Изд. 1958 г.
2. К. Б. Карандиев. О происхождении многоплечих мостовых схем. Электричество, № 11, 1949.
3. Э. О. Сааков. Теория и расчет избирательных RC-систем. Изд. 1954 г.
4. А. А. Ризкии. Основы теории усилительных схем, Изд. 1958 г.

Х Р О Н И К А

Структура обсерватории в связи с пересмотром тематики научно-исследовательских работ была изменена, и в обсерватории работают научные отделы: физики Солнца, физики звезд и туманностей, радиоастрономии и ионосферы.

С введением второй должности зам. директора по научной части на эту должность назначен Н. В. Степенко. В штат обсерватории вошел заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор, доктор физ.-матем. наук В. К. Прокофьев. Н. А. Савич защитил кандидатскую диссертацию на тему «О поведении ионосферы во время внезапных возмущений». В звании старшего научного сотрудника утвержден М. З. Хохлов. В 1960 г. закончил аспирантуру Н. М. Шаховской (аспирант АН Тадж. ССР).

Аспирант из Китайской Народной Республики Е Ши-хуай (специальность — физика Солнца, научный руководитель — член-корр. АН СССР А. Б. Северный) досрочно закончил аспирантуру и успешно защитил кандидатскую диссертацию на тему «Исследование спектров солнечных протуберанцев с большой дисперсией и разрешающей силой».

По соглашению об эквивалентном обмене учеными между академиями наук США и СССР в сентябре 1960 г. в КрАО АН СССР прибыл американский ученый доктор Г. Зирни (специальность — солнечная физика), а в США выехал сотрудник обсерватории кандидат физ.-матем. наук А. А. Боярчук (специальность — физика звезд).

Директор обсерватории член-корр. АН СССР А. Б. Северный принимал участие в работе международного симпозиума по аэродинамическим явлениям в звездных атмосферах в Варенне (Италия).

С 29 августа по 20 сентября в обсерватории находился директор Краковской астрономической обсерватории (Польская Народная Республика) профессор Е. В. Рыбка. С 30 июня по 12 июля обсерваторию посетила научный сотрудник обсерватории Олдржейов (Чехословацкая Республика) Б. Ружичкова. В 1960 г. в обсерватории проходил астрофизическую практику Б. Ковачев (Болгарская Народная Республика). В октябре в обсерватории находился член Лондонского Королевского Общества профессор Мак Кри (Великобритания), он выступил с докладом «Об образовании звезд». На обсерватории с докладом о «Проблемах изучения Луны» выступил П. Мур (Великобритания). Обсерваторию также посетили профессор Дж. Хэм (Канада), д-р Балаж (Венгерская Народная Республика), д-р Смак (Польская Народная Республика).

В 1960 г. в обсерваторию приезжали сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений СССР для обмена опытом, проведения совместных работ, получения наблюдательного материала (ГАО АН СССР, МГУ, ЛГУ, Казанский, Одесский, Харьковский государственные университеты, ГОИ, Абастуманская и Бюраканская обсерватория, Сектор астрофизики АН АзССР, ГАО АН УССР, Институт прикладной геофизики АН СССР, Дальневосточный филиал АН СССР, научные институты Тарту и Риги и др.).

В связи с обсуждением проблем, связанных с программой работы на 2,6-метровом рефлекторе, в обсерватории 26—27 мая 1960 г. состоялось совещание по двойным звездам. В совещании, кроме научных сотрудников обсерватории, приняли участие

член-корр. АН СССР Э. Р. Мустель (Астросовет АН СССР), член-корр. АН СССР В. В. Соболев (ЛГУ), член-корр. АН УССР В. П. Цесевич (Одесса), проф. В. А. Крат (ГАО АН СССР), проф. Д. Я. Мартынов, проф. Б. В. Кукаркин, проф. Б. А. Воронцов-Вельяминов (ГАИШ), проф. Я. Я. Икауниекс (Астрофизическая лаборатория АН Латв. ССР), М. И. Лавров (Казань).

В течение 1960 г. сотрудники обсерватории принимали участие в ряде научных конференций и совещаний: пленумы Астросовета АН СССР в Москве и Вильнюсе, пленум КИСО в Киеве, пленум Комиссии по переменным звездам в Ростове-на-Дону, конференция по магнито-гидродинамике плазмы в Риге, спектроскопическая конференция в Ленинграде, конференции по физике туманностей и звездной астрономии в Бюракане, Тбилиси и Абастумани, Всесоюзное совещание по космическим лучам в Москве, расширенный пленум комиссии по радиоастрономии в Москве, Всесоюзный съезд ВАГО в Киеве, а также в некоторых других совещаниях по отдельным научным и организационным вопросам.

В последние дни 1960 г. в обсерватории закончен монтаж рефлектора имени академика Шайна. Главное параболическое зеркало рефлектора имеет диаметр 2,6 м при фокусном расстоянии в 10 м. В прямом фокусе предусмотрен ряд коррекционных систем. Помимо прямого фокуса, рефлектор будет работать также в системах Кассегрена, Нэсмита и куда. Рефлектор установлен на монтировке оригинального типа — на мощных кронштейнах, стоящих на полирной платформе диаметром в 5,5 м, которая вращается на гидростатических подушках. Наводка рефлектора на наблюдаемые объекты осуществляется с помощью автоматических систем. В рефлекторе применены также фотометрическая гидировка и оптические системы компенсации гнутти и фокусировки. Движения телескопа синхронизированы с движением кунола.

Для улучшения качества изображений предусматривается в дальнейшем установка двойного тубуса рефлектора с продувкой; при этом будет осуществляться эластичная связь тубуса с отверстием в шторе кунола. Подкунольное пространство кондиционируется. Его температура днем поддерживается на уровне ожидаемой ночной температуры. Для уменьшения нагрева башни солнечными лучами все здание защищено специальными солнцезащитными козырьками.

Рефлектор построен на Государственном оптико-механическом заводе им. ОГПУ по проекту и под руководством главного конструктора телескопа, лауреата Ленинской премии Б.К. Иоаннисиани. В создании рефлектора и всего связанного с ним комплекса сооружений принимали участие более 40 заводов, конструкторских бюро, научно-исследовательских институтов и других организаций Советского Союза.