

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXX



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА 1963

Редакционная коллегия

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



ВХОД И ЗАКАЗЫВАНИЕ В РАЙОНАХ

КАТЕГОРИИ

**ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ ТЕХНИКИ
ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД**

**Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, В. Б. Никонов,
В. В. Прокофьева, С. М. Сinenok**

Дано краткое описание телевизионной установки, предназначенной для наблюдения астрономических объектов. Излагаются результаты ее предварительного испытания, проведенного в Крымской астрофизической обсерватории. Показано, что при фотографировании звезд с диаметром изображения порядка 0,1 мм применение телевизионной техники дает выигрыш в экспозиции около 70 раз по сравнению с фотопластинками HP-3 Илфорд. Фотографии, полученные с экрана видеоконтрольного устройства, можно фотометрировать с точностью не ниже $\pm 0^m.15$. Проведен также опыт фотографирования спектров слабых звезд.

EXPERIMENTAL APPLICATION OF TELEVISION TECHNIQUE FOR OBSERVATIONS OF STARS, by E. S. Agapov, V. F. Anisimov, V. B. Nikonov, V. V. Prokofyeva, S. M. Sinenok.— The TV device, used for observations of astronomical objects, is described in brief. The results of preliminary tests of the device at the Crimean Astrophysical Observatory are given. It is shown that in the photography of stars with a diameter of the image of the order of 0.1 mm there is a gain in exposure by a factor of 70 as compared to HP-3 Ilford plates. Photometric estimates of photographs obtained from the screen of the video-control apparatus can be made with a precision of not less than $\pm 0^m.15$. Experimental photographs of spectra of faint stars were taken also.

За последние годы в астрономии все более широко применяются электронные методы получения изображений: электронная фотография [1—3], электронно-оптические преобразователи [4—6] и телевизионная техника [7—10]. Основным преимуществом этих методов перед обычной фотографией является значительно больший квантовый выход фотокатодов. Это преимущество наиболее существенно в красной и ближней инфракрасной областях спектра, где квантовый выход фотоэмульсий резко падает.

Увеличение квантового выхода приемника позволяет более эффективно использовать световой поток, собираемый телескопом от звезд, сокращая время экспозиции до двух порядков по сравнению с фотопластинкой [4]. Это дает неоценимые преимущества в тех случаях, когда необходимо наблюдать быстропеременные процессы, например, в нестационарных звездах, когда никакие другие методы не могут дать нужной информации.

Телевизионные методы астрономических наблюдений неоднократно применялись за рубежом [8, 9]. В СССР, в Главной астрономической обсерватории Академии наук СССР, Н. Ф. Купревич успешно использует телевизионную технику для изучения Луны в инфракрасной области спектра, а также для наблюдения атмосферной турбулентности [10].

Сравним телевизионный метод с другими электронными методами получения изображений.

Как известно, в передающей телевизионной трубке, являющейся приемником энергии, световое изображение преобразуется в последовательность электрических сигналов, которые могут быть различным образом трансформированы электрическими же методами. Это открывает возможности для накопления и записи сигналов, непосредственного измерения яркости в изучаемом объекте, регулирования в широких пределах контраста, размера изображения, дисторсии, дополнительного усиления, а также для введения апертурной коррекции (позволяющей подчеркивать границы деталей изображения) и отсекаания фона.

Электронная фотография имеет бесспорное преимущество в отношении очень высокой разрешающей способности (порядка 100 *штрихов/мм*) и пропорциональности почернения применяемой ядерной фотопластинки световому потоку. Очень большим неудобством является необходимость работать с разборным высоковакуумным прибором, требующим глубокого охлаждения жидким воздухом или азотом.

Электронно-оптическое преобразование неизмеримо проще в отношении применяемой аппаратуры, чем телевизионные системы, имеет более высокую чувствительность, но не имеет той гибкости, которой обладают последние; дисторсия электронно-оптических преобразователей обычно не регулируема, невозможно устранение фона и др.

Из сравнения рассматриваемых методов могут быть намечены и области их применения в астрономии. Электронная фотография представляет наибольший интерес для получения спектров с щелевыми спектрографами, где может полностью использоваться исключительно высокая разрешающая способность этого метода. Она также весьма эффективна для получения прямых изображений планет и других протяженных объектов в условиях очень хороших изображений, получаемых на телескопах средних размеров.

Метод электронно-оптического преобразования весьма эффективен для работы с бесщелевыми спектрографами на больших телескопах, где разрешающая способность определяется не столько электронно-оптическим преобразователем, сколько турбулентными дисками звезд. По этим же соображениям рассматриваемый метод весьма пригоден и для изучения с узкополосными интерференционными фильтрами внегалактических и галактических туманностей на больших телескопах. Он особенно хорош для разведывательных работ по поиску объектов, интересных для детального исследования методами спектроскопии. Электронно-оптические преобразователи оправдали себя и при фотографировании быстро движущихся искусственных небесных тел на больших расстояниях от Земли (Марс-1).

В отношении областей использования телевизионный метод имеет много

общего с методом электронно-оптического преобразования. Но для первого, несомненно, найдутся и свои специфические задачи, требующие выявления особо слабых контрастов и устранения эффекта фона.

Опыт применения телевизионной техники для наблюдения звезд и их спектров, а также для получения спектров планет был проведен совместно Крымской астрофизической и Главной астрономической обсерваториями АН СССР в августе — октябре 1962 г.

В настоящей статье излагаются результаты первых опытов по наблюдению звезд. Работа по спектрам планет, выполненная под руководством А. А. Калиняка (Главная астрономическая обсерватория) будет опубликована отдельно.

Переходя к рассмотрению результатов наших наблюдений, остановимся вкратце на некоторых свойствах телевизионных систем.

Чувствительность телевизионной системы

Чувствительность телевизионной системы определяется чувствительностью передающей трубки. В настоящее время наиболее чувствительной передающей трубкой является суперортикон, имеющий, как известно, звено электронного переноса, мишень как накопитель электрических зарядов и вторично-электронное усиление.

Некоторое представление о чувствительности суперортикона дает рассмотрение выражения, определяющего отношение сигнала к шуму на выходе трубки [11]:

$$\psi = \sqrt{\frac{i_c m}{2e\Delta f}}, \quad (1)$$

где $i_c = \frac{dQ}{dT_k}$; Q — величина заряда на мишени; T_k — длительность телевизионного кадра; m — коэффициент модуляции считывающего луча; Δf — полоса пропускания видеоканала; e — заряд электрона.

При изменении T_k в M раз и времени накопления в P раз в системе с постоянным числом строк разложения выражение для тока сигнала примет следующий вид:

$$i_c' = \frac{PdQ}{MdT_k}, \quad (2)$$

а отношение сигнала к шуму определится формулой

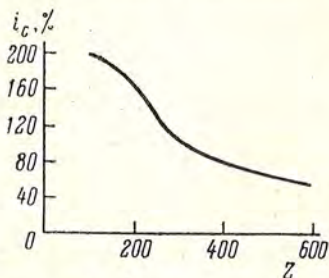
$$\psi = \sqrt{\frac{i_c m}{2e\Delta f} \cdot \frac{PM}{M}} = \sqrt{\frac{i_c m P}{2e\Delta f}}. \quad (3)$$

Выражения (1,2) справедливы в случае, когда величина накопленного заряда Q на мишени является линейной функцией освещенности на фотокатоде. Это происходит во время полного отбора вторичных электронов сеткой мишени и соответствует работе трубки при низких освещенностях. Отношение сигнала к шуму при этом зависит только от времени накопления.

Максимальное эффективное время накопления для реальной трубки ограничивается растеканием зарядов на мишени из-за ее конечной про-

водимости, а также флуктуациями тока термоэмиссии фотокатода при пороговых освещенностях. Современный суперортикон хорошо работает со временем накопления до десятых долей секунды. Затем потенциальный рельеф от мелких деталей изображения на мишени нивелируется за счет растекания зарядов, уменьшая четкость изображения.

Эффективность накопления суперортикона ЛИ-206 определялась на лабораторной установке по светлой точке диаметром 0,1 мм на фотокатоде. Длительность времени накопления при этом регулировалась изменением



Фиг. 1. Зависимость величины тока сигнала i_c суперортикона ЛИ-17 от числа строк разложения в растре Z

параметров импульсных сигналов, отпирающих трубку по модулятору. Импульсы засветки кадра были синхронизованы с частотами строк и кадров таким образом, чтобы количество строк в кадре и скорость считывания оставались постоянными. Оказалось, что, увеличивая время накопления, можно снизить пороговую освещенность до 10 раз.

В процессе считывания изображения с мишени трубки электронный луч, имеющий конечный диаметр, частично снимает заряд и с соседней строки, тем самым уменьшая величину сигнала. Это явление резко выражено в системах с наиболее высокой четкостью (600—1000 линий). С уменьшением числа строк разложения этот эффект «предварительного» считывания будет уменьшаться, а сигнал на выходе трубки возрастать, что хорошо иллюстрируется кривой изменения тока сигнала суперортикона ЛИ-17 в зависимости от числа строк разложения в растре (фиг. 1).

Лабораторные исследования показали также, что можно увеличить чувствительность суперортикона, подавая положительные электрические импульсы на сетку мишени во время считывания потенциального рельефа электронным лучом. Физические и электрические процессы, происходящие при этом на сетке и пленке мишени, приводят к резкому увеличению коэффициента модуляции считывающего пучка и возрастанию полезного сигнала на выходе трубки в 10—15 раз.

Характеристика передачи контраста телевизионной системой

Контраст на выходе телевизионной системы (или ее элемента) k_2 определяется начальным контрастом k_1 и значением некоторой величины, называемой коэффициентом передачи контраста. Эти величины связаны следующим соотношением [12] *:

$$k_2 = \gamma k_1 + \frac{\gamma(\gamma-1)}{2!} k_1^2 + \frac{\gamma(\gamma-1)(\gamma-2)}{3!} k_1^3. \quad (5)$$

* Соотношение (4) справедливо для значений k_1 , определяемых в соответствии с рекомендациями Комитета по технической терминологии АН СССР как

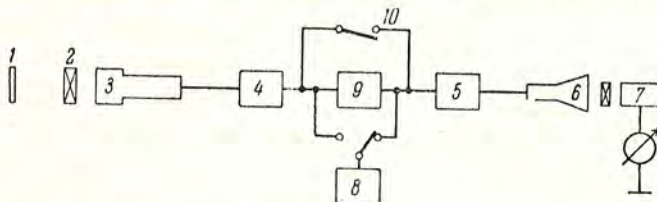
$$k_1 = \frac{B_{об} - B_{ф}}{B_{ф}}, \quad (4)$$

где $B_{об}$ и $B_{ф}$ — соответственно яркости передаваемого объекта и фона.

Величина коэффициента передачи контраста всей системой γ_{Σ} может быть получена перемножением коэффициентов γ ее отдельных элементов

$$\gamma_{\Sigma} = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \dots \gamma_n. \quad (6)$$

Если $\gamma_{\Sigma} > 1$, то контраст воспроизводимого изображения повышается по сравнению с оригиналом. Принимая коэффициент передачи контраста суперортиконом $\gamma_1 = 0,8 \div 0,9$, кинескопом $\gamma_2 = 2 \div 3$ и нелинейным усилителем $\gamma_3 = 3$, получим по формуле (6) общий коэффициент передачи контраста телевизионной системой $\gamma_{\Sigma} \approx 5$. Для небесного объекта, наблюдаемого на фоне, эквивалентном той же яркости, величина $k_1 = 1$



Фиг. 2. Блок-схема установки для определения коэффициента передачи контраста суперортиконом, гамма-корректором и кинескопом

(согласно (5)). Тогда выходной контраст всей системы, подсчитанный по формуле (4), достигает весьма большой величины — $k_2 = 20$.

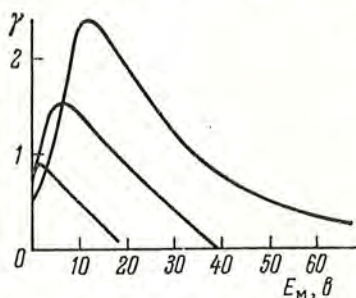
Однако при решении практических задач, связанных с наблюдением малоcontrastных объектов при пороговых освещенностях, решающую роль играют собственные шумы суперортикона и входных цепей видеоусилителя. Они в первую очередь определяют минимальное значение воспроизводимого контраста и степень его изменения телевизионной системой. Для выяснения этого вопроса были проведены в лабораторных условиях измерения передачи контраста как всей системой в целом, так и ее отдельными элементами.

Определение характеристик передачи контраста производилось при помощи установки, блок-схема которой приведена на фиг. 2. Изображение специальных штриховых мир 1 с контрастом 0,8, 1,5 и 10 проектировалось объективом 2 на фотокатод трубки 3. Электрический сигнал с выхода трубки усиливался усилителями 4, 5 с линейными амплитудными характеристиками, усилителем с нелинейной амплитудной характеристикой (контрастором 9) и измерялся осциллографом выделенной строки (8). При измерениях γ -характеристик суперортикона и приемной трубки контрастор выключался ключом 10. Контраст изображения определялся из выражения

$$k_2 = \frac{U_{\sigma} - U_c}{U_c}, \quad (7)$$

где U_{σ} — величина сигнала на осциллографе от белого уровня до черного, соответствующая максимальному диапазону яркости; U_c — величина измеряемого сигнала (от «серого» уровня до черного). Качество изображе-

ния, получаемого с выходного усилителя 5, контролировалось на экране кинескопа 6. Анализ зависимостей, полученных в результате измерений, показал, что во всем диапазоне рабочих освещенностей величина выход-



Фиг. 3. Кривые изменения коэффициента передачи контраста кинескопом в зависимости от напряжения смещения на модуляторе E_m от точки записи трубки для различных экземпляров кинескопов 18 ЛК 12Б

ного контраста для суперортика ЛИ-206 на 15–20% меньше исходного ($\gamma = 0,8 \div 0,9$)*.

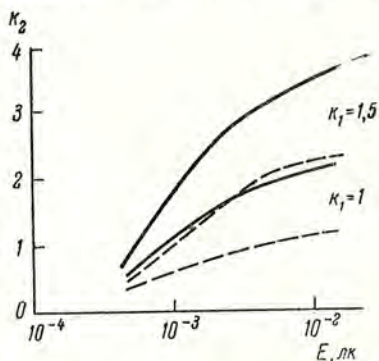
Реальный контраст изображения на экране кинескопа, помимо конструкции последнего, зависит от целого ряда причин. К их числу относятся рассеяние света от изображения светлого объекта, обусловленное полным внутренним отражением в стекле; кривизна дна колбы, позволяющая свету, рассеянному в точке падения луча, достигать других точек дна; отражение от внутренних стенок колбы; рассеяние электронов с краев диафрагмы прожектора и т. д. Увеличение контраста изображения

на экране кинескопа достигается применением плоского дна колбы, его алюминированием, применением особого контрастного стекла и рядом других технологических операций.

На фиг. 3 показаны усредненные экспериментальные кривые изменения коэффициента передачи контраста для усовершенствованных трубок 18 ЛК 12Б в зависимости от величины смещения на их модуляторе. Кривые имеют резко выраженный максимум, при котором величина γ достигает значений 2–2,5 и сильно изменяется в зависимости от амплитуды видеосигнала и положения рабочей точки на световой характеристике.

Рабочие характеристики контрастора были получены при помощи той же установки (см. фиг. 2). Чтобы исключить влияние непостоянства γ кинескопа, размах видеосигнала на входе трубки поддерживался постоянным. Его величина измерялась осциллографом выделенной строки. Положение рабочей точки на модуляционной характеристике трубки контролировалось по яркости свечения экрана фотоумножителем 7.

Как видно из кривых фиг. 4, при достаточно больших рабочих освещенностях введение контрастора увеличивало выход-

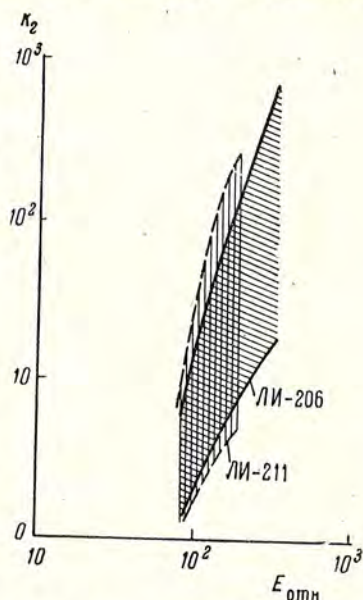


Фиг. 4. Зависимости выходного контраста k_2 от рабочей освещенности фотокатода суперортика ЛИ-206 без контрастора (пунктирные линии) и с включенным контрастором (сплошные линии) для двух значений входного контраста k_1

* При передаче более мелких деталей изображения, соответствующих пределу разрешения трубки, выходной контраст уменьшится из-за наличия апертурного эффекта.

ной контраст приблизительно в 2 раза. Уменьшение освещенности приводило к значительному уменьшению отношения сигнала к шуму (из-за уменьшения полезного сигнала, генерируемого трубкой, при постоянстве шумов системы) и соответствующему падению k_2 . При освещенностях $E < 8 \cdot 10^{-4}$ лк выходной контраст был меньше, чем контраст оригинала.

Характеристика передачи контраста телевизионной системой в целом исследовалась на той же установке (см. фиг. 2). Наблюдалось светлое пятно на светлом фоне; диаметр его изображения на фотокатод суперортикана равнялся 0,2 мм. Яркости светлого кружка и фона подбирались так, чтобы входной контраст соответствовал $k_1 = 1$. Выходной контраст при этом измерялся фотоэлектронным умножителем на экране кинескопа в различных положениях рабочей точки трубки. Кривые, дающие зависимость величины передачи контраста от величины изменения освещенности на фотокатод при различных смещениях на модуляторе кинескопа, приведены на фиг. 5. Рассмотрение этих кривых показывает, что выходной контраст может быть увеличен телевизионной системой во много раз по сравнению с исходным. По мере приближения к пороговым освещенностям суперортикана прирост контраста уменьшается. Таким образом, выходной контраст может регулироваться в широких пределах в зависимости от выбора рабочей точки на характеристике кинескопа и режима работы телевизионного канала.



Фиг. 5. Характеристики передачи контраста телевизионной системой с суперортиконами ЛИ-206 и ЛИ-211 в зависимости от величины освещенности в произвольных единицах ($E_{отн}$) на фотокатод при различных смещениях на модуляторе кинескопа; $k_1 = 1$

Блок-схема и параметры телевизионной установки

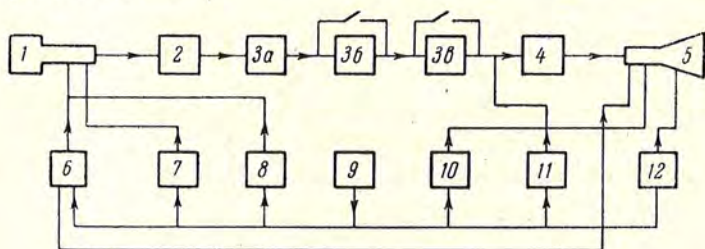
Блок-схема телевизионной установки, на которой проводились наблюдения, приведена на фиг. 6. Фотокатод передающей трубки 1 помещался в фокусе телескопа. С выхода передающей трубки электрический сигнал через предварительный 2, промежуточный 3 и оконечный 4 видеоусилители поступал на катод приемной трубки 5. Помимо усиления сигнала в промежуточном усилителе производилось ограничение верхней частоты полосы пропускания 3а, а также апертурная 3б и гамма-коррекция 3в видеосигнала.

Синхронизация разверток генераторов строчного и кадрового отклонения луча передающей 7 и приемной 11 трубок осуществлялось синхрогенератором 9. Специальными устройствами 8 и 10, также управляемыми синхрогенератором, вырабатывались гасящие строчные и кадровые им-

пульсы, подаваемые на суперортикон и кинескоп во время обратного хода развертки.

Высоковольтный источник 12 напряжением 15 кВ питал анод кинескопа. Разделение высоковольтного источника и строчной развертки было вызвано необходимостью стабилизации высокого напряжения при работе с изменяющимися стандартами разложения. В блоке 6 вырабатывались импульсы для создания режима накопления или импульсного питания суперортикона и приемной трубки при покадровой съемке с ее экрана.

Вся аппаратура питалась от сети 220 в, 50 гц при помощи стабилизированных выпрямителей, не показанных на блок-схеме. Суперортикон вместе с фокусирующей и отклоняющей системами, предварительный



Фиг. 6. Блок-схема телевизионной системы

усилитель видеосигнала и усилитель гасящих импульсов передающей трубки размещались в передающей камере, которая устанавливалась на століке фокуса куде телескопа. Система кабелей позволяла переносить остальное оборудование на расстояния до 20 м от камеры.

Конструкция камеры была рассчитана на применение суперортиконов типов ЛИ-206 и ЛИ-211. В случае необходимости перед суперортиконем мог включаться усилитель яркости.

Кроме режима непрерывного считывания, суперортикон испытывался в режимах накопления фотоэлектронов на мишени и импульсного питания сетки мишени путем подачи положительных импульсов фиксированной длительности на модулятор или сетку мишени трубки. Время накопления могло регулироваться в пределах от 80 мсек до 3 мин. Приемной трубкой служил кинескоп 18 ЛК 12Б с плоским экраном, что весьма удобно для фотографирования изображения с экрана.

Учитывая разнообразие подлежащих наблюдению астрономических объектов, аппаратура имела стандарты чересстрочного разложения в 600 и 1000 строк, построчного разложения 300 и 500 строк при частоте смены полей 12,5 гц. Полоса пропускания видеоканала достигала 10 Мгц при неравномерности 10%. Она могла дискретно изменяться в пределах 0,5—10 Мгц. Апертурный корректор обеспечивал возможность десятикратного подъема частотной характеристики на граничных частотах полосы пропускания с плавной регулировкой этого подъема. Гамма-корректор мог изменять величину γ в пределах 0,7—3,0.

Результаты астрономических испытаний телевизионной установки

Как уже говорилось выше, испытания телевизионной установки производились в фокусе куде 500-миллиметрового телескопа (МТМ-500). Использовалась чисто зеркальная система (сферическое главное зеркало с перекорегированным гиперболическим вторичным). Применявшаяся оптическая система имела очень небольшое поле с хорошим качеством изображений (линейное около 5—6 мм и угловое около 2,5 — 3 сек).

Приемник света (передающая камера телевизионной системы) устанавливался в фокусе телескопа на кронштейне, имеющем фокусирующее перемещение вдоль оптической оси телескопа (фиг. 7). Питание установки и аппаратура управления вместе с видеоконтрольным устройством были размещены в соседнем помещении — специальной комнате фокуса куде.

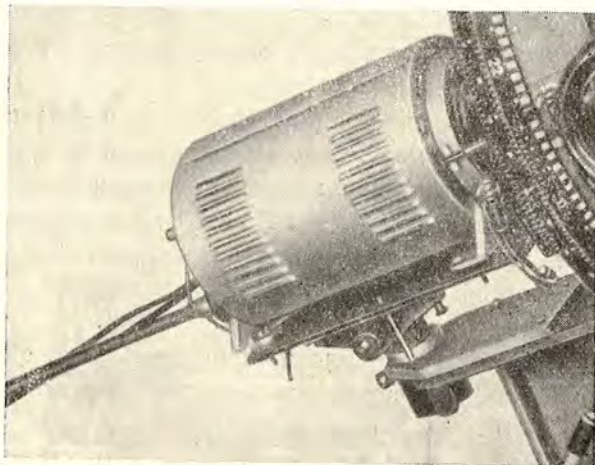
Изображение звездного поля фотографировалось с экрана видеоконтрольного устройства фотоаппаратом "Зенит-С" на пленку А-2 с чувствительностью 180 ед. ГОСТ.

Экспозиции определялись числом телевизионных кадров, экспонированных на один и тот же кадр фотопленки. Очевидно, что при такой системе регистрации изображения его почернение зависит от яркости свечения экрана кинескопа, действующей светосилы объектива фотоаппарата и числа сфотографированных телевизионных кадров. Оптимальная яркость свечения экрана подбиралась визуально, величина диафрагмы объектива и время экспонирования (число телевизионных кадров) варьировались в зависимости от поставленной задачи. Условия фотографирования считались оптимальными, когда изображение звезд на фотопленке регистрировалось на фоне, плотность которого равнялась 0,2—0,5.

Фотографии звездных скоплений, полученные с телевизионной системой, дали возможность оценить ее проникающую способность, а также выяснить возможность фотометрирования телевизионных снимков.

Примененные приемные трубки имели висмута-серебряно-цезиевые и мультищелочные фотокатоды и давали фотометрические системы, сопоставимые в первом приближении с визуальной.

Телевизионные изображения звезд имеют несколько необычный характер, отличающийся от обычных фотографических тем, что они имеют строч-



Фиг. 7. Телевизионная камера, установленная в фокусе куде телескопа МТМ-500

ную структуру. Такое свойство телевизионных изображений звезд побуждало применить несколько необычную методику их измерений, приближающуюся к методике внефокальной фотографической фотометрии; определялось почернение изображения в его центральной части. Преимуществом такого способа измерений является большая чувствительность для слабых звезд по сравнению с обычным методом фокальной фотометрии.

Фотометрирование велось следующим образом. На микрофотометре МФ-2 при помощи диафрагмы, дававшей на негативе блик размером $0,01 \text{ мм}^2$, измерялась плотность центральной части звездного изображения. Измерялась также плотность фона в большом числе точек, расположенных около изображения измеряемой звезды.

За предельную звездную величину принималась такая, для которой плотность почернения в 3 раза превышала среднеквадратичное значение флуктуации плотности фона.

Практически проникающая способность определялась следующим образом: по измерениям, выполненным для нескольких звезд, строилась характеристическая кривая почернения звезды — ее звездная величина (в визуальной системе). По этой характеристической кривой и определялось значение звездной величины, удовлетворяющее принятому выше определению. Такая методика позволила определять значение предельной величины с точностью около $\pm 0^m 3$.

Для определения проникающей способности звездное скопление NGC 7209 фотографировалось на зенитных расстояниях, не превышающих 40° .

Испытание телевизионной системы проводилось для трех различных режимов: 1) непрерывного считывания заряда с мишени суперортика; 2) импульсного питания сетки мишени; 3) накопления зарядов на мишени.

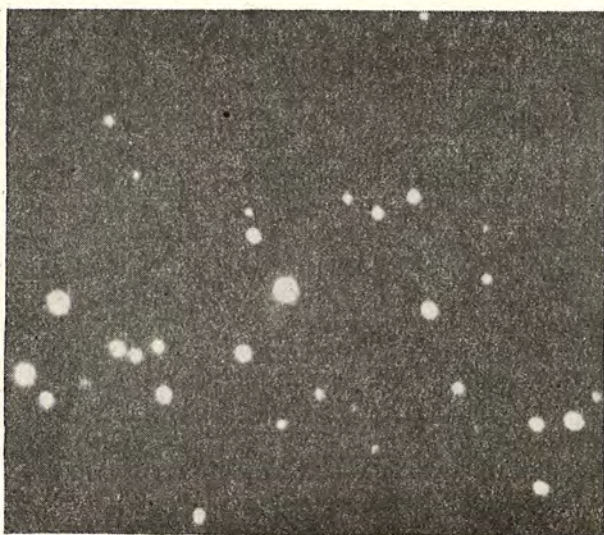
Результаты обработки полученного материала приведены в таблице.

Режим	τ , сек	N	D	t , сек	$m_{\text{пр}}$	$D_{\text{ф}}$	δm	L	γ
Непрерывное считывание с мишени суперортика . . .	0,08	16	1:5,6	1,28	12,0	0,15	$\pm 0,15$	3,0—3,5	1,1
		64	1:5,6	5,12	13,0	0,60	0,16		
Импульсное питание	0,32	4	1:5,6	1,28	12,5	0	0,15	1,0—1,2	3,8
		16	1:5,6	5,12	12,8	0,15	$\pm 0,20$		
Накопление	1,28	1	1:8	1,28	12,2	0	—	1,0	4
		4	1:8	5,12	12,8	0	—		
		16	1:8	20,5	13,5	0—0,5	—		

В первом столбце таблицы указан режим работы суперортика; во втором — время τ , значение которого различно для различных режимов работы: для непрерывного считывания это длительность одного кадра, для импульсного питания — интервалы между двумя импульсами, для накопления — его длительность; в третьем столбце дано число экспони-

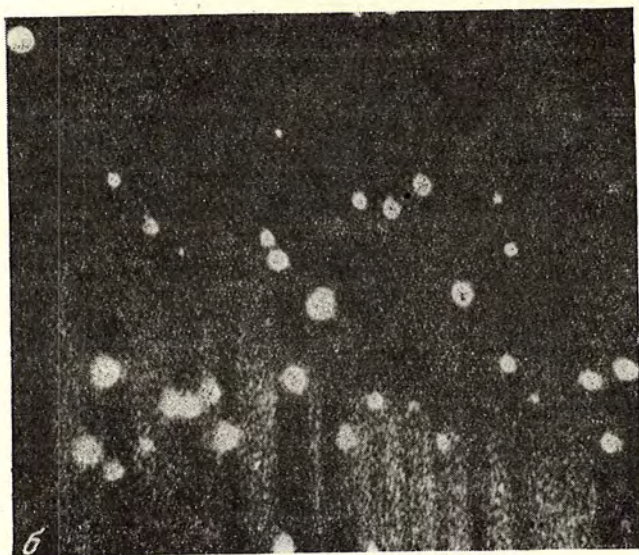
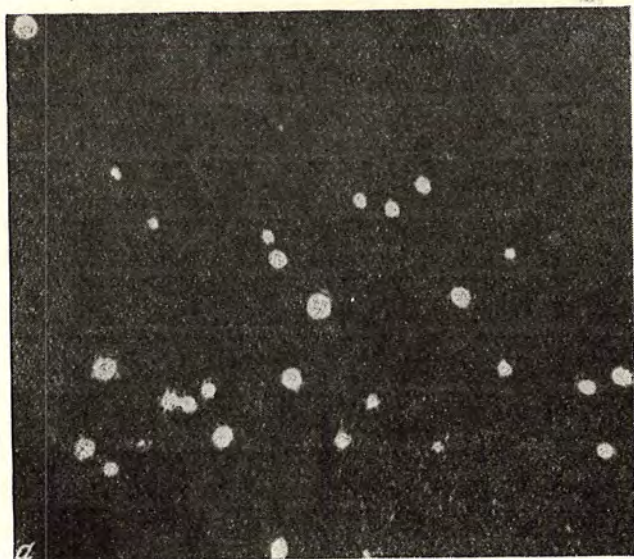


Фиг. 8. NGC 7209. Режим непрерывного считывания ($\tau = 0,08$ сек)
Экспозиция: 64 телевизионных кадра, $t = 5,1$ сек



Фиг. 9. NGC 7209. Режим импульсного питания ($\tau = 0,32$ сек)
Экспозиция: 16 телевизионных кадров, $t = 5,1$ сек

рованных телевизионных кадров N ; в четвертом — значение диафрагмы фотоаппарата D , с которой фотографировался экран кинескопа; в пятом — общее время накопления на фотопленке t , определяемое как произведение времени накопления для одного кадра на число экспонированных кадров ($t = \tau N$). В последующих столбцах приведены результаты фотометрической обработки полученного материала. В шестом столбце



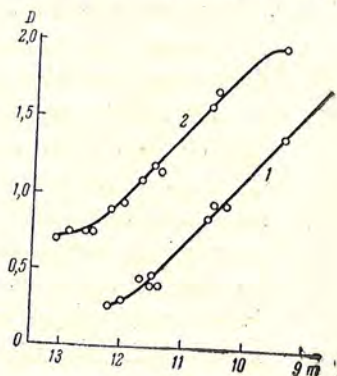
Фиг. 10. NGC 7209. Режим накопления ($\tau = 0,32$ сек)
 а — экспозиция: 4 телевизионных кадра, $t = 1,3$ сек; б — экспозиция:
 16 телевизионных кадров, $t = 5,1$ сек

даны полученные значения проникающей способности $m_{пр}$; в седьмом — плотность фона $D_{ф}$; в восьмом — значения дисперсии отдельных измерений по отношению к плавной характеристической кривой, которые определяют точность фотометрирования звезд; наконец, в последних столбцах приведены значения фотометрической широты системы L и ее контрастности γ .

На фиг. 8—10 приведены фотографии, иллюстрирующие работу телевизионной системы в различных режимах (масштаб: $1 \text{ см} = 75''$). В им-

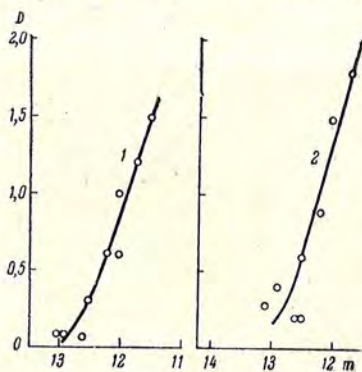
пульсном режиме и в режиме накопления, как видно из таблицы, фотографии были получены не в оптимальных условиях: фон на этих снимках еще не выявлялся. Поэтому данные таблицы недостаточны для сравнения проникающей способности системы при работе ее в различных режимах.

Характеристические кривые для режимов непрерывного считывания импульсного питания мишени для различных экспозиций приведены на фиг. 11 и 12 соответственно. Дисперсия точек на приведенных графиках



Фиг. 11. Характеристические кривые системы в режиме непрерывного считывания

1 — для снимка с экспозицией $t = 1,3$ сек; 2 — с $t = 5,1$ сек



Фиг. 12. Характеристические кривые системы в режиме импульсного питания

1 — для снимка с экспозицией $t = 1,3$ сек; 2 — с $t = 5,1$ сек

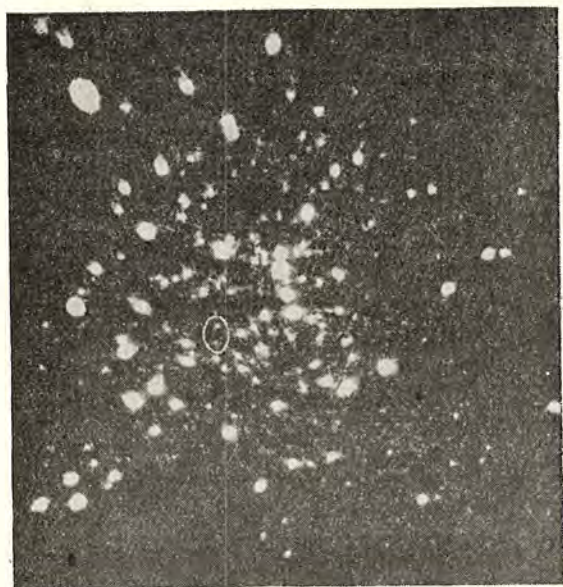
характеризует верхний предел ошибки фотометрирования, так как в измерениях участвовали звезды, находившиеся в поле диаметром до $10'$. Между тем хорошее поле телескопа, как уже упоминалось выше, не превышает $3'$. Вследствие влияния комы плотности звезд вблизи края фотометрированного поля сильно искажаются, что и обуславливает дополнительную дисперсию в проведенных измерениях. Второй причиной, влияющей на увеличение дисперсии, является неучтенная неоднородность чувствительности фотокатода. Принимая во внимание все эти обстоятельства, можно признать, что точность фотометрирования с телевизионной системой будет не ниже, чем $\pm 0^m,15$. Эта предварительная оценка требует дальнейшей проверки по значительно большему материалу наблюдений.

Фотометрическая ширина телевизионной системы получалась в пределах от $3^m,5$ до $1^m,0$, в зависимости от величины контрастности, которая изменялась от 1,1 до 4 соответственно. Фотометрическая ширина зависит, конечно, и от примененного фотографического материала. Фотографирование велось на фотопленке с контрастностью 1,1, обрабатывавшейся контрастным же проявителем. Мы видим, что телевизионная система позволяет, в зависимости от поставленной задачи, подбирать необходимую контрастность и связанную с ней фотометрическую широту системы. Не представляет труда подобрать режим, ширина которого не уступает широте фотографической эмульсии.

Было проведено сравнение чувствительности телевизионной системы с чувствительностью обычной фотографической пластинки. Для этого были

использованы панхроматические пластинки НР-3 Илфорд, имеющие спектральную чувствительность, близкую к спектральной чувствительности висмута-серебряно-цезиевого фотокатода. Негативы, полученные с этими фотопластинками в фокусе куде того же 500-миллиметрового телескопа, показали, что при экспозиции в одну минуту предельная величина (в соответствии с приведенным выше определением) оказалась равной 14^m5 . Телевизионная система в тех же условиях и на том же телескопе дает предельную величину, равную 12^m0 за 1,3 сек. Таким образом, в данных

условиях применение телевизионной системы сокращает время экспозиции в 60—70 раз. Хотя в обоих случаях экспозиция определялась затвором, стоящим перед фотослоем, это не может зависеть выигрыша в экспозиции, так как время последней при фотографировании с экрана кинескопа более чем в 10 раз превосходит постоянную времени телевизионной системы.



Фиг. 13. NGC 7142 Телевизионная система с дополнительным усилителем яркости. Режим непрерывного считывания ($\tau=0,08$ сек)

Экспозиция: один телевизионный кадр, $t = 0,08$ сек

Следует учитывать, что разрешающая способность телевизионного метода гораздо ниже, чем фотографической пластинки. При равных условиях разрешения, для чего придется проектировать на фотокатод

увеличенное изображение объекта, выигрыш в экспозиции будет значительно меньшим. Однако в тех условиях, когда четкость изображения определяется природой оптического изображения и будет соответствовать четкости телевизионной системы (например, ограниченные турбулентностью изображения в больших телескопах), преимущества телевизионного метода в отношении сокращения экспозиции сохранятся в полной мере.

Применение дополнительного усилителя яркости [5] позволило увеличить чувствительность телевизионной системы и регистрировать звезды до 16^m5 за время экспозиции в 0,08 сек (время экспозиции меньше постоянной времени системы). Пример подобной фотографии приведен на фиг. 13, на которой овалом обведены две звезды 16^m5 .

Был проведен также опыт применения телевизионной системы при наблюдении спектров звезд. Наблюдения проводились на макете дифракционного спектрографа, установленного в фокусе куде 500-миллиметрового телескопа. Линейная дисперсия на фотокатоде была $170 \text{ \AA/мм}$. При

наблюдениях спектров звезд спектрограф работал как бесцелевой, так как его входная щель расширялась до 1 мм. Расширения спектра не производилось и ширина спектра составляла всего около 0,1 мм.

С дополнительным усилителем яркости при экспозиции в 4 сек был получен спектр вспыхивающей звезды EV Lac, которая находилась в минимуме блеска (около 11^m) (фиг. 14). Это подтверждает высокую проникающую способность примененного метода.

Подводя краткие итоги результатам нашего опыта применения телевизионной техники для наблюдения звезд и их спектров, можно сделать следующие выводы. Использование телевизионной техники на телескопах, где размер турбулентного диска звезды сравним с элементом, разрешаемым телевизионной трубкой, позволяет сократить время экспозиции при фотографировании звезд в видимой области спектра в 60—70 раз. Это будет справедливо и при получении бесцелевых спектров. В более длинноволновой области спектра, где квантовый выход фотографических эмульсий значительно ниже, величина выигрыша в экспозиции будет еще больше.

Применение усилителя яркости позволяет дополнительно сократить время экспозиции. При использовании телевизионной техники для получения целевых спектрограмм надо учитывать потерю информации из-за сравнительно низкой разрешающей способности (около 10 штрихов/мм).

Давая выигрыш в экспозиции, телевизионная система, имеющая малую постоянную времени, позволяет также непосредственно видеть изображение объекта на экране видеоконтрольного устройства, что дает возможность выбирать наиболее подходящий момент для фотографирования.

Передающие телевизионные трубки типа суперортика позволяют работать с временами накопления не более нескольких секунд. Однако фотографирование ряда последовательно считываемых кадров дает возможность увеличить общее время накопления.

Пробная фотометрическая обработка негативов, полученных с телевизионной системой, показала пригодность телевизионных фотографий и для фотометрической обработки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. А. Калин-няку за ценные советы и обсуждение результатов.



Фиг. 14. Спектр EV Lac и спектр сравнения (Cd, Hg) с широкой щелью. $D = 170 \text{ А/мм}$

Л и т е р а т у р а

1. A. Lallemand, M. Duchesne. C. r., 242, № 22, 2624, 1956.
2. A. Lallemand, M. Duchesne, C. Fehrenbach, D. Wlerick, M-lles M. Chopinet, R. Augarde. C. r., 246, 2342, 1958.
3. A. Lallemand, M. Duchesne, D. Wlerick, R. Augarde, M. F. Dupré. Ann. Astrophys., 23, № 3, 314, 1960.
4. М. М. Бутслов, Е. К. Завойский, А. А. Калиняк, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, Г. Е. Смолкин. Докл. АН СССР, 121, 815, 1958.
5. М. М. Бутслов, В. Б. Никонов, И. М. Копылов, А. Б. Северный, К. К. Чуваев. Астрон. ж., 39, 315, 1962.
6. И. В. Волков, В. Ф. Есипов, П. В. Щеглов. Докл. АН СССР, 129, 288, 1959.
7. Н. Ф. Купревич. Изв. ГАО, 21, вып. 4, № 163, 133, 1960.
8. R. K. H. Gebel, R. L. Wylie. Sky and Telescope, 18, № 2, 84, 1958.
9. J. H. De Witt Jr. Astron. J., 65, № 6, 343, 1960.
10. Н. Ф. Купревич. Изв. ГАО, 22, вып. 4, № 169, 58, 1961.
11. Р. Я. Гайнулина, Б. В. Круссер, В. Н. Кончин. Радиоэлектроника, вып. 2, 1959.
12. К. В. Михалков, С. И. Зеленский. Техника телевидения, вып. 20—23, 1957.

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ
В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД
N Aql 1918 И RS Oph**

Э. Р. Мустель, А. А. Боярчук, Т. М. Барташ

По десяти спектрограммам, полученным на бесщелевом спектрографе 2,6-метрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории, определено наблюдаемое абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре звезд N Aql 1918 и RS Oph. Характерной особенностью спектра N Aql 1918 является отсутствие балмеровского скачка. При разумных предположениях о величине межзвездного поглощения определена спектрофотометрическая температура N Aql 1918, которая найдена равной 30 000°.

ENERGY DISTRIBUTION IN THE CONTINUUM OF N Aql 1918 and RS Oph, by *E. R. Mustel, A. A. Boyarchuk, T. M. Bartash*.— The observed absolute energy distribution in the continuum of N Aql 1918 and RS Oph has been determined from 10 spectrograms obtained with the slitless spectrograph of the 2.6 m reflector. A characteristic peculiarity of the spectrum of N Aql 1918 is the absence of the Balmer discontinuity. The spectrophotometric temperature of N Aql 1918 is determined as 30 000° at reasonable assumptions on interstellar absorption.

Новые звезды обычно очень интенсивно изучаются во время вспышек. Но по мере падения блеска интерес к вспыхнувшей Новой падает, и в результате в настоящее время сведения о новых звездах во время их обычного состояния, т. е. не во время вспышки, довольно скудны. Одной из наиболее важных проблем является положение бывших новых на диаграмме спектр — светимость, ибо оно может дать некоторые сведения о месте новых звезд в общей картине эволюции. Здесь приобретают большое значение температуры этих звезд. До сих пор температура этих звезд определялась по слабым эмиссионным линиям, в то время как для нормальных звезд температура определяется либо по линиям поглощения, либо по цвету. Поэтому очень желательны определения температуры бывших новых по непрерывному спектру. Это и является основной задачей настоящей работы.

Н а б л ю д е н и я. Наблюдательный материал был получен на бесщелевом спектрографе СП-79 в прямом фокусе зеркального телескопа им. Г. А. Шайна (ЗТШ). Спектрограф имеет дисперсию 180 Å/мм. Его краткое описание дано в работе [1].

В программу наблюдений были включены бывшая Новая N Aql 1918 и повторная Новая RS Oph. Со времени вспышки N Aql 1918 прошло 44 года. Можно надеяться, что выброшенная во время вспышки оболочка в значительной степени рассеялась, и при изучении спектра N Aql 1918 ее излучением можно пренебречь. Сказанное справедливо также, хотя в меньшей степени, для RS Oph.

Кроме исследуемых звезд, в программу наблюдений были включены звезды сравнения λ Aql и 4 Aql для N Aql 1918 и GC 24051 для RS Oph. Данные о наблюдениях собраны в таблице. Время экспозиции для звезд сравнения было порядка секунд. Наконец, в пятом столбце дана величина sec z для середины экспозиции.

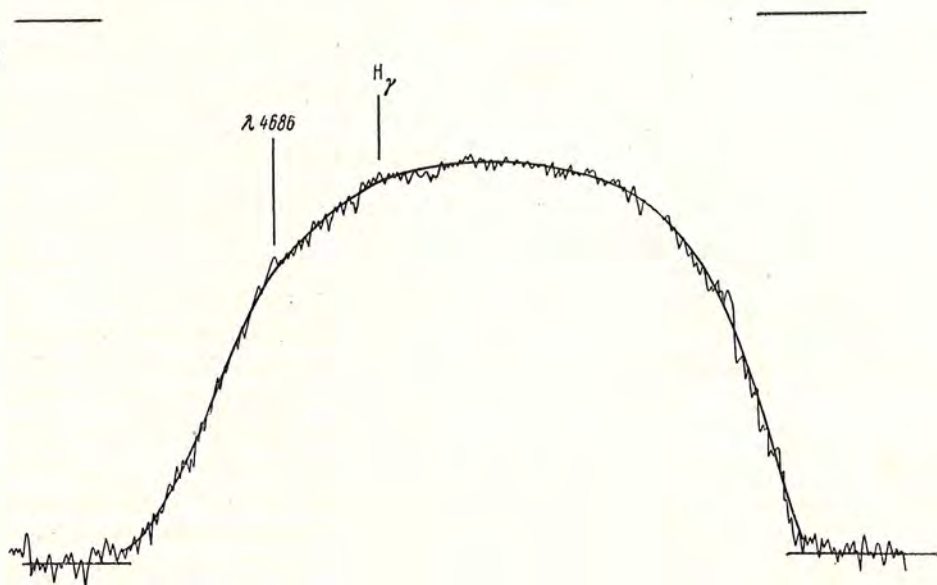
№ и дата, 1962 г.	Звезда	Спектр	Экспозиция	sec z	№ и дата, 1962 г.	Звезда	Спектр	Экспозиция	sec z
26—27.VI СП72-2	N Aql		40 ^m		1—2.VII СП72-16	RS Oph		1 ^h	1,83
27—28.VI СП72-3	N Aql		1 ^h	1,63		GC 24051	B5		1,67
	λ Aql	B9		1,54		GC 24051	B5		2,05
	λ Aql	B9		2,07	2—3.VII СП72-19	RS Oph		1 ^h 15 ^m	1,78
29—30.VI СП72-5	N Aql		30 ^m	1,44		GC 24051	B5		1,63
СП72-8	N Aql		26 ^m	1,40		GC 24051	B5		2,11
СП72-8	N Aql		20 ^m	1,52	4—5.VII СП72-22	RS Oph		50 ^m	1,64
СП72-8	λ Aql	B9		1,55		RS Oph		45 ^m	1,60
30.VI—1.VII СП72-12	N Aql		45 ^m	1,40		GC 24051	B5		1,73
	N Aql		25 ^m	1,42		GC 24051	B5		1,67
	4 Aql	B7		1,38					
	4 Aql	B7		1,41					

Все спектрограммы были промерены на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Для окончательной обработки были выбраны четыре спектрограммы для N Aql 1918 и три для RS Oph.

Обработка спектрограмм и получение абсолютного распределения энергии в непрерывном спектре исследуемых звезд производились способом, подробно изложенным в [1]. Абсолютные распределения энергии в спектре звезд сравнения были взяты из работы [2], где даны средние распределения энергии для различных спектральных классов. Распределение энергии в области балмеровского скачка было определено, как и в [1], путем сравнения распределения энергии в спектре звезды сравнения с распределением энергии в спектре источника излучения, который не имеет балмеровского скачка. Таким источником, как будет показано ниже, является звезда N Aql 1918.

N Aql 1918. Из семи полученных спектрограмм для фотометрической обработки были отобраны четыре, снятые при хороших изображениях и имеющие нормальную плотность негативов. На фиг. 1 показана одна из регистрограмм спектра N Aql 1918. Плавная кривая соответствует

принятому непрерывному спектру. Из фигуры видно, что эмиссионные линии, присутствующие в спектре N Aql, очень слабы. Отсюда можно заключить, что влияние газа, находящегося около N Aql, на непрерывный спектр звезды очень мало. Другой особенностью спектра N Aql является отсутствие заметного бальмеровского скачка. Район бальмеровского скачка специально исследовался следующим образом. Для всех спектрограмм



Фиг. 1. Регистрограмма спектра N Aql 1918

соответствующая этому району часть регистрограмм была переведена в $\lg I$ без предварительного проведения сглаженной кривой. Затем полученные величины $\lg I$ были усреднены. Мы надеемся, что такой процедурой нам удалось в значительной мере исключить влияние зернистости эмульсии. Однако и в этом случае нам не удалось обнаружить бальмеровский скачок. Таким образом, мы можем принять величину 0,03 в качестве верхней границы для бальмеровского скачка.

Можно предложить два объяснения отсутствию бальмеровского скачка (или, по крайней мере, его малой величины).

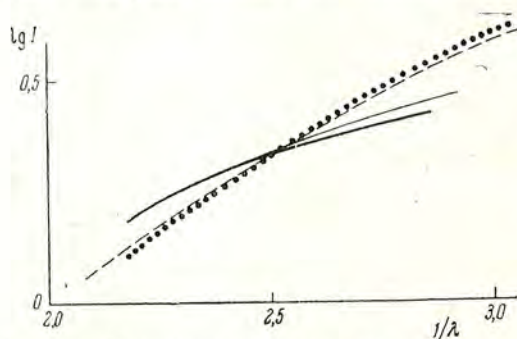
1. Звезда N Aql 1918 имеет очень высокую температуру. В горячих звездах коэффициент непрерывного поглощения определяется рассеянием света на свободных электронах и бальмеровский скачок будет мал. В этом случае мы должны приписать N Aql 1918 $T \geq 35\,000^\circ$ [2], так как мы считали, что $D < 0,03$.

2. N Aql 1918 имеет большой дефицит водорода и его вклад в непрерывное поглощение незначителен. Здесь доминирует рассеяние на свободных электронах, поглощение гелием и другими элементами. При этом температура может быть и не слишком высокой. Анализ оболочки N Her 1934 [3], а также и других новых [4], показал, что действительно оболочки новых имеют дефицит водорода. Из общих соображений относительно

изменения химического состава в ходе эволюции звезд следует, что водородный дефицит для ядра более вероятен, чем для оболочки звезды.

Конечно, могут осуществляться обе эти возможности.

Как отмечалось выше, при определении распределения энергии в непрерывном спектре N Aql 1918 были использованы две звезды сравнения. Результаты оказались очень близкими и поэтому мы взяли среднее. На фиг. 2 жирная линия соответствует наблюдаемому абсолютному распре-



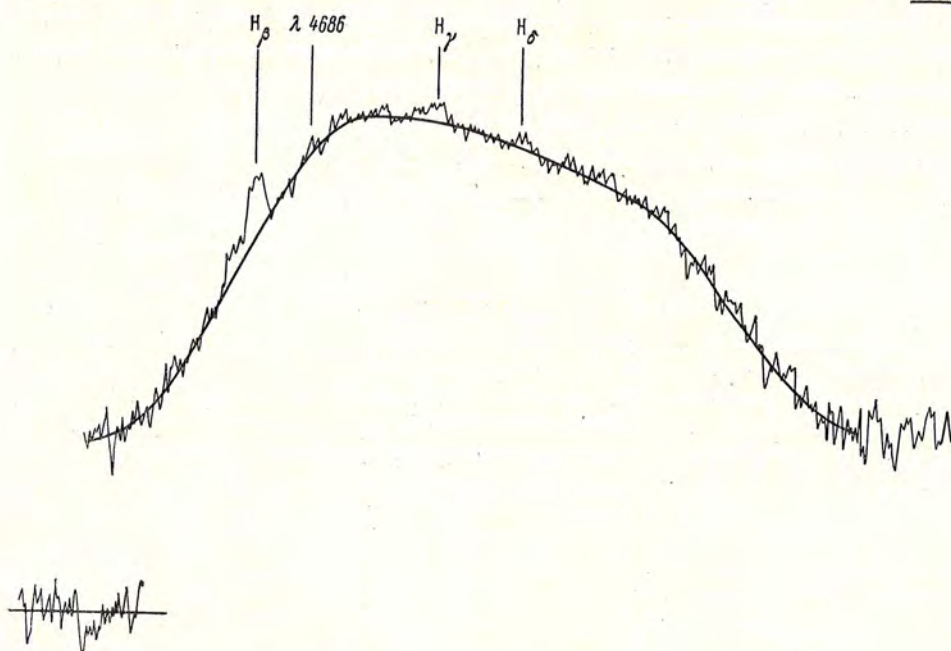
Фиг. 2. Абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре N Aql 1918

делению энергии в непрерывном спектре N Aql 1918. Тонкая сплошная линия соответствует распределению в непрерывном излучении абсолютно черного тела с $T = 13\,000^\circ$. Как видно, согласие хорошее в длинноволновой области и неудовлетворительное в коротковолновой. Но мы и не должны ожидать хорошего согласия по всему спектру, так как нами не было учтено межзвездное поглощение. N Aql

лежит близ плоскости Галактики, где межзвездное поглощение велико и поглощающая материя имеет клочкообразный характер. К сожалению, до сих пор нет уверенных определений величины межзвездного поглощения до N Aql. В сводке таких определений, данной в работе [5], приведены такие значения для A_v : 1^m6 ; 0^m15 ; 0^m3 . Мы видим, что разброс очень велик. Маловероятно, чтобы в этой области неба поглощение при модуле расстояния $m-M=8^m$ было всего 0^m3 . Поэтому следует признать два последних значения сильно заниженными. С другой стороны, величина 1^m6 может быть несколько завышенной. Мы приняли для $A_v = 1^m1$, отдавая себе отчет, что здесь имеется некоторый произвол. На фиг. 2 пунктирная кривая представляет распределение энергии в N Aql 1918, исправленное за межзвездное поглощение $A_v = 1^m1$. Штриховой кривой показано распределение излучения абсолютно черного тела с $T = 30\,000^\circ$. Мы видим, что обе эти кривые находятся в хорошем согласии. Поэтому можно принять для N Aql 1918 температуру, равную $30\,000^\circ$, помня, однако, что эта величина отягощена ошибками, связанными с неуверенностью наших сведений о межзвездном поглощении. Согласно полученному значению температуры, N Aql 1918 должна иметь спектральный класс B0 и, имея в настоящее время $M_v \approx +3^m$, располагается на две величины ниже главной последовательности диаграммы спектр — светимость.

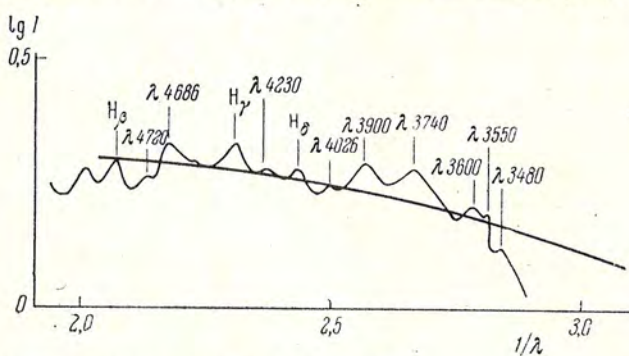
R S O p h. Из четырех полученных спектрограмм для фотометрической обработки были выбраны три, имеющие нормальную плотность негативов. На фиг. 3 представлена одна из регистрограмм RS Oph. Время экспозиции спектров RS Oph было велико, и на пластинке была уже заметна засветка от неба. Запись, показанная в нижней части фигуры, соответствует участку пластинки, свободному от засветки неба. Плавная кривая на фигуре соответствует принятому континууму.

Из приведенной фигуры видно, что проведение континуума не очень уверенно из-за наличия большого количества широких эмиссионных линий умеренной интенсивности. Эти линии, по-видимому, возникают в расши-



Фиг. 3. Регистрограмма спектра RS Oph

ряющейся оболочке, образовавшейся после вспышки этой звезды в 1958 г. Поэтому мы не стали проводить предварительно на регистрограммах сглаженный непрерывный спектр, а обрабатывали записи, как они есть, для



Фиг. 4. Наблюдаемое абсолютное распределение энергии в спектре RS Oph

получения $\lg I'_\lambda$. Затем полученные величины $\lg I'_\lambda$ по различным спектрограммам были усреднены и на основании средних величин было построено наблюдаемое абсолютное распределение энергии в спектре RS Oph, которое показано на фиг. 4. Числа, написанные над эмиссионными полосами, соот-

ветствуют их длинам волн в ангстремах. Сплошная плавная кривая соответствует распределению энергии в излучении абсолютно черного тела с $T = 6000^\circ$. К сожалению, нет данных о межзвездном поглощении до RS Oph. Но из общих соображений следует ожидать, что оно должно быть значительным. Следовательно, спектрофотометрическая температура должна быть значительно больше, чем 6000° . Но без надежных определений величины межзвездного поглощения не представляется возможным сказать что-либо более определенное относительно спектрофотометрической температуры RS Oph.

Авторы выражают благодарность Р. Е. Гершбергу, принимавшему участие в получении спектрограмм.

Л и т е р а т у р а

1. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Наст. том, стр. 25.
2. D. Barbier, D. Chalonge. *Ann. d'Astrophys.*, 4, 30, 1941.
3. Э. Р. Мустель, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 3, 1959.
4. S. Pottasch. «The Nova Outburst», Thesis, Univ. Colorado, 1958.
5. T. Schmidt. *Z. Astrophys.*, 41, 182, 1957.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ НОВОПОДОБНОЙ И СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД

Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг

Изложены первые результаты по звездной спектрофотометрии, полученные на 2,6-метровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории. Кратко описан бесщелевой спектрограф, с которым проводились наблюдения, и подробно изложена методика исследования распределения энергии в непрерывном спектре звезд.

По 30 спектрограммам получено распределение энергии в спектре новоподобной звезды AG Dra и в спектрах трех симбиотических звезд (Z And, AG Peg и BF Cyg). Для каждой из этих звезд построено распределение энергии в спектре от 3300 до 5000 Å (фиг. 5, 7, 9 и 11) и дана физическая интерпретация наблюдаемого распределения. Спектр AG Dra соответствует суммарному спектру звезды со спектрофотометрической температурой 2800° K и ионизованного водорода при $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$; спектр Z And интерпретируется как совместное излучение звезды с $T = 3600^\circ\text{K}$ и водородной плазмы при электронной температуре 30 000°K. Спектры AG Peg и BF Cyg в изученной области спектра обусловлены свечением ионизованного водорода при электронной температуре 30 000 и 80 000°K соответственно. Оценены оптические толщи всех газовых компонент изученных объектов; в линии H₈ они составляют несколько единиц.

Оценены эквивалентные ширины наиболее ярких эмиссионных линий и по найденному распределению энергии в непрерывном спектре вычислены энергетические соотношения между эмиссионными линиями. Предварительный количественный анализ эмиссионных линий, проведенный для BF Cyg, подтверждает результаты, полученные по непрерывному спектру.

Исследование планетарной туманности IC 4997 послужило дополнительным контролем правильности использованной методики в целом.

ENERGY DISTRIBUTION IN THE CONTINUUM OF NOVA-LIKE AND SYMBIOTIC STARS, by *T. S. Belyakina, A. A. Boyarchuk, R. E. Gershberg*.— The first results of stellar spectrophotometry obtained with the 2.6 m reflector of the Crimean Astrophysical Observatory are given. The slitless spectrograph used for the observations is described in brief. The method applied for the study of the energy distribution in the continuous spectrum of stars is described in detail.

The energy distribution in the spectrum of the nova-like star AG Dra and in the spectra of three symbiotic stars (Z And, AG Peg and BF Cyg) is obtained from 30 spectrograms. For each of these stars the energy distribution in the spectral region from 3300 Å to 5000 Å is determined (figs. 5, 7, 9, 11) and a physical interpretation of the observed distribution given. The spectrum of AG Dra corresponds to a composite spectrum of a star with a spectrophotometric temperature of 2800°K and of an ionized hydrogen at $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$. The spectrum of Z And is interpreted as combined radiation of a star with $T = 3600^\circ\text{K}$ and of a hydrogen plasma at electron temperature 30 000°K. The spectra of AG Peg and BF Cyg in the investigated spectral region are due to ionized hydrogen emis-

sion at electron temperature 30 000 and 80 000°K respectively. The optical thickness of all gaseous components of the studied objects is estimated; in H_β it is equal to several units.

The equivalent widths of the brightest emission lines are estimated and the energy ratios of the emission lines computed from the derived energy distribution in the continuum. A preliminary quantitative analysis of the emission lines of BF Cyg confirms the results found from the continuous spectrum.

A study of the planetary nebula IC 4997 served as an additional control of the applied method of investigation as a whole.

Симбиотические звезды представляют собой группу пекулярных звезд, главная особенность которых состоит в том, что их спектры содержат весьма противоречивые характеристики. Наряду с полосами поглощения окиси титана в спектрах этих звезд наблюдаются эмиссионные линии элементов с высокими потенциалами ионизации — He II, [Fe VII], [Ne V]. Такие же особенности, хотя и в меньшей степени, наблюдаются в спектрах новоподобных звезд.

Указанные особенности еще не получили надежного объяснения, хотя было предложено несколько гипотез. Основным препятствием здесь является отсутствие данных наблюдений.

Непрерывный спектр представляет одну из основных характеристик излучающего объекта. Изучению непрерывного спектра симбиотических и новоподобных звезд посвящено несколько работ [1—5], и лишь в очень немногих случаях удавалось наблюдать область за бальмеровским скачком. Последнее обстоятельство чрезвычайно важно, поскольку, судя по интенсивности эмиссионных линий водорода, доля рекомбинационного спектра водорода в непрерывном излучении довольно велика.

В настоящей работе изучено распределение энергии в непрерывном спектре (в фотографической и ультрафиолетовой областях) трех симбиотических звезд — Z And, AG Peg и BF Cyg и одной новоподобной звезды — AG Dra.

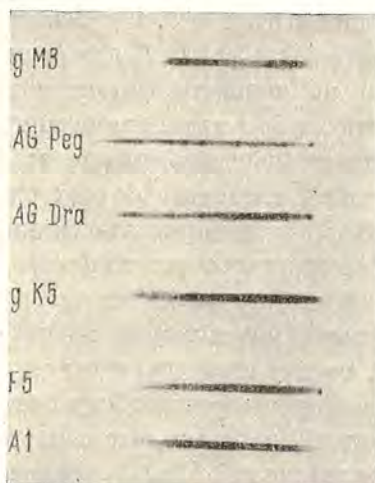
1. Инструмент

Наблюдательный материал для настоящей работы получен на бесцелевом спектрографе СП-79, установленном в прямом фокусе 2,6-метрового рефлектора (ЗТШ). Оптическая схема спектрографа рассчитана специально для работы с главным параболическим зеркалом ЗТШ и позволяет без дополнительной коррекции оптики получать плоское поле хорошего качества диаметром $\sim 10'$. Рабочий спектральный интервал 3200—5000 Å, дисперсия 180 Å/мм. Оптика спектрографа чисто линзовая, относительное отверстие коллиматора $F/3,8$, камеры — $F/4,7$. Диспергирующим элементом служит дифракционная решетка 300 *штрихов*/мм, размер заштрихованной площади 40×35 мм²; решетка работает в первом порядке. Спектрограф снабжен револьверной кассетой под пластинку 9×9 см², которая позволяет получать три снимка на одну пластинку без смены кассеты; диаметр каждого снимка 37 мм. Весь спектрограф можно вращать вокруг опти-

ческой оси телескопа, что позволяет ориентировать спектр на любой позиционный угол. Механизм расширения спектров работает с частотой 17 циклов/мин и обеспечивает ширину спектра 0,3 мм. Управление работой затвора спектрографа и сменой кадров в кассете производится дистанционно, с центрального пульта управления телескопа; там же имеется автоматический датчик экспозиций, работающий в диапазоне от 1 мин до 4 час.

Спектрограф рассчитан оптиком-конструктором И. В. Пейсахсоном и спроектирован А. Е. Колесниковым в Государственном Оптическом институте им. С. И. Вавилова и изготовлен на Государственном Оптико-механическом заводе в Ленинграде.

На фиг. 1 приведены несколько увеличенные отпечатки спектрограмм различных звезд, полученных на СП-79.



Фиг. 1. Репродукции спектрограмм, полученных на ЗТШ со спектрографом СП-79

2. Наблюдения и обработка

Летом 1962 г. мы получили около ста спектрограмм новоподобной и симбиотических звезд и звезд сравнения.

Обычно на одном кадре пластинки фотографировался спектр исследуемой звезды, а на двух других кадрах — спектр звезды сравнения, причем звезда сравнения фотографировалась до и после экспозиции основной звезды. В качестве звезд сравнения выбирались звезды спектральных классов В5—А5, расположенные по возможности не далее 5° от исследуемого объекта. На кадре получали несколько (до восьми) спектров звезды сравнения. Все экспозиции были достаточно коротки, и фон неба на снимках не получался. Все спектрограммы калибровались при помощи ступенчатого ослабителя на лабораторном спектрографе. На регистрирующем микрофотометре МФ-4 были получены регистрограммы звездных спектров. Количество обработанных спектрограмм и проведение непрерывного спектра на регистрограммах приведено ниже для каждого изученного объекта. Для каждой серии снимков «основная звезда + звезда сравнения» была вычислена разность зенитных расстояний; во всех случаях разность воздушных масс не превышает 0,1 и, следовательно, дифференциальная спектральная экстинкция в атмосфере (в интервале 3200—5000 Å) пренебрежимо мала для фотографического метода исследования. Затем обычным путем регистрограммы спектров были переведены в кривые распределения энергии; кривые были

построены в осях $\lg I$, $1/\lambda$, так что совпадение этих кривых (с точностью до сдвига вдоль оси $\lg I$) для разных спектров одной и той же звезды указывало на точность фотометрической процедуры.

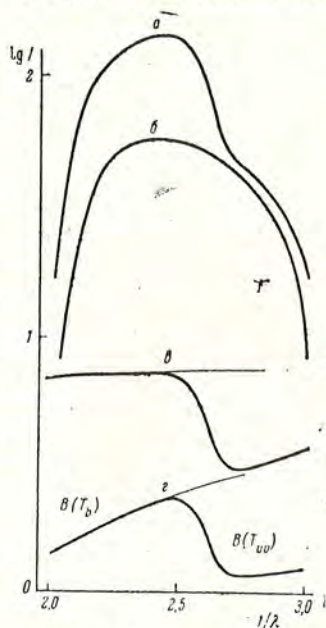
Разность $\lg I$ для исследуемого объекта и звезды сравнения дает распределение энергии в спектре исследуемого объекта (относительно звезды сравнения), свободное от всех инструментальных эффектов — спектральной чувствительности пластинки, селективного поглощения и отражения в оптике телескопа и спектрографа, концентрации света дифракционной решеткой, а также от поглощения света в земной атмосфере.

Поскольку фон неба на наших снимках практически еще не обнаруживался, то при получении относительного распределения энергии особое внимание уделялось подбору фотографической плотности спектра звезды сравнения. Дело в том, что если взять спектр звезды сравнения, у которого плотность около λ 4200 Å, скажем, такая же, как в спектре исследуемой звезды, то в области λ 3400 Å спектр исследуемой звезды благодаря эмиссии в ультрафиолете может иметь еще достаточно высокую плотность, тогда как спектр звезды сравнения будет уже недодержан. В результате обработки такой пары спектрограмм в кривой распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра исследуемого объекта появится резкий подъем, причем начало этого подъема зависит от того, где в спектре звезды сравнения начинается область недодержек. Во избежание этого «инструментального» эффекта, который может существенным образом усложнить физическую интерпретацию наблюдений, мы тщательно подбирали спектры звезд сравнения по плотности и вели обработку только на линейной части характеристической кривой. По-видимому, вторичные резкие подъемы в ультрафиолетовой части (при $\lambda \approx 3400$ Å) абсолютного распределения энергии в спектрах AG Dra и AG Peg, описанные в [3, 4], обусловлены подобным «инструментальным» эффектом.

Далее для получения абсолютного распределения энергии в спектре исследуемых объектов необходимо знать абсолютное распределение энергии в спектрах звезд сравнения. В настоящее время такие данные можно взять либо из работ Шалонжа и его сотрудников [6], либо из работ Кода [7] и Бонзака и Стока [8]. При сравнении этих работ обнаруживаются систематические расхождения между результатами французских спектрофотометристов и американских электрофотометристов; спектрофотометрические температуры в [6] систематически выше. Поскольку наша работа выполнена тем же методом, что и работы Шалонжа и др., а данные Кода, Бонзака и Стока дают гораздо менее уверенные результаты в коротковолновой области спектра, представляющей для нас особый интерес, мы взяли в качестве исходных данных результаты французских астрофизиков.

Кривую распределения энергии в спектрах звезд спектральных классов B5—A5, грубо говоря, можно разделить на три части: область вблизи балмеровского скачка от 3600 до 4000 Å и прилегающие к ней по обе стороны области с довольно плавным ходом кривой $\lg I$. Эти последние области можно построить по средним абсолютным спектрофотометрическим градиентам для спектрального класса каждой звезды сравнения [6].

Область же вблизи бальмеровского скачка весьма чувствительна как к небольшим изменениям характеристик фотосферы самой звезды, так и к различным инструментальным эффектам. Основным здесь является инструментальный эффект, зависящий от качества изображения звезды. Поскольку контуры линий на бесщелевых спектрограммах определяются размером и характером изображения звезды, то, очевидно, ход наблюдаемого «непрерывного» спектра будет различен для диспергирующих систем с различной угловой дисперсией и будет меняться для одного и того же инструмента в зависимости от состояния атмосферы во время различных экспозиций. Поэтому для области бальмеровского скачка мы не использовали статистических данных, а определяли ход кривой распределения энергии для каждой звезды сравнения и для каждой даты наблюдения отдельно. Для этой цели мы воспользовались имевшимися в нашем распоряжении спектрами N Aql 1918, полученными на том же телескопе ЗТШ со спектрографом СП-79. Как было показано в [9], спектр N Aql 1918 не имеет заметных скачков в визуальной и фотографической областях спектра. Поэтому разность $\lg I_{\text{зв.ср}} - \lg I_{\text{NAql}}$ имеет скачок только благодаря скачку в спектре звезды сравнения. При вычислении разности $\lg I_{\text{зв.ср}} - \lg I_{\text{NAql}}$ выпадают такие инструментальные эффекты, как чувствительность эмульсии, концентрация света решеткой и т. п. Так что если экстраполировать плавную кривую $\lg I_{\text{зв.ср}} - \lg I_{\text{NAql}}$ на область $\lambda\lambda 4000-3600 \text{ \AA}$, то разность между $(\lg I_{\text{зв.ср}} - \lg I_{\text{NAql}})_{\text{экстр}}$ и $(\lg I_{\text{зв.ср}} - \lg I_{\text{NAql}})_{\text{набл}}$ дает нам ход кривой $\lg I_{\text{зв.ср}}$ в области бальмеровского скачка. Фиг. 2. иллюстрирует всю процедуру получения абсолютного распределения энергии в спектре звезды сравнения. Кривая *a* соответствует регистрограмме звезды сравнения GC 21246 (использованной при изучении AG Dra), переведенной в интенсивности; ниже приведена аналогичная кривая *b* для N Aql 1918. Кривая *c* дает $\lg I_{\text{GC}} - \lg I_{\text{NAql}}$; здесь же показана экстраполяция кривой *c* на область бальмеровского скачка; от этой тонкой линии измерен истинный ход кривой распределения энергии в спектре звезды сравнения в области бальмеровского скачка. Наконец, на последнем графике приведена полная кривая распределения энергии в спектре звезды сравнения: к кривой, соответствующей спектрфотометрической температуре звезды в фотографической области спектра, пристраивалась, согласно графику *e*, область вблизи бальмеровского скачка, а к этому участку кривой, в свою очередь, пристраивалась кривая, соответствующая спектрфотометрической температуре звезды в ультрафиолетовой области спектра. Такие составные кривые были построены для всех звезд сравнения.



Фиг. 2. Иллюстрация методики получения распределения энергии в спектрах звезд сравнения

Сумма абсолютного распределения энергии в спектре звезды сравнения $\lg I_{\text{зв. ср}}$ и распределения энергии в исследуемом объекте относительно звезды сравнения $\lg I - \lg I_{\text{зв. ср}}$, полученного описанным образом, определяет искомое абсолютное распределение энергии в спектре изучаемого объекта, свободное от всех инструментальных эффектов, но attenuated эффектом дифференциального межзвездного поглощения. Последний имеет место тогда, когда величины межзвездного поглощения до исследуемой звезды и звезды сравнения различны. Очевидно, чтобы учесть дифференциальное межзвездное поглощение ΔA_v , каждую точку графика $\lg I (1/\lambda)$ нужно сдвинуть вдоль оси абсцисс на величину $0,4 \cdot \frac{5500}{\lambda} \Delta A_v$ (λ в ангстремах). Значения ΔA_v для каждого исследованного объекта будут рассмотрены ниже.

3. Результаты наблюдений

Всего мы получили около 30 спектров симбиотических и новоподобной звезд и свыше 60 спектров звезд сравнения. Все спектрограммы получены на пластинках Ilford Zenith. В табл. 1 приведен полный перечень полученного материала.

Таблица 1

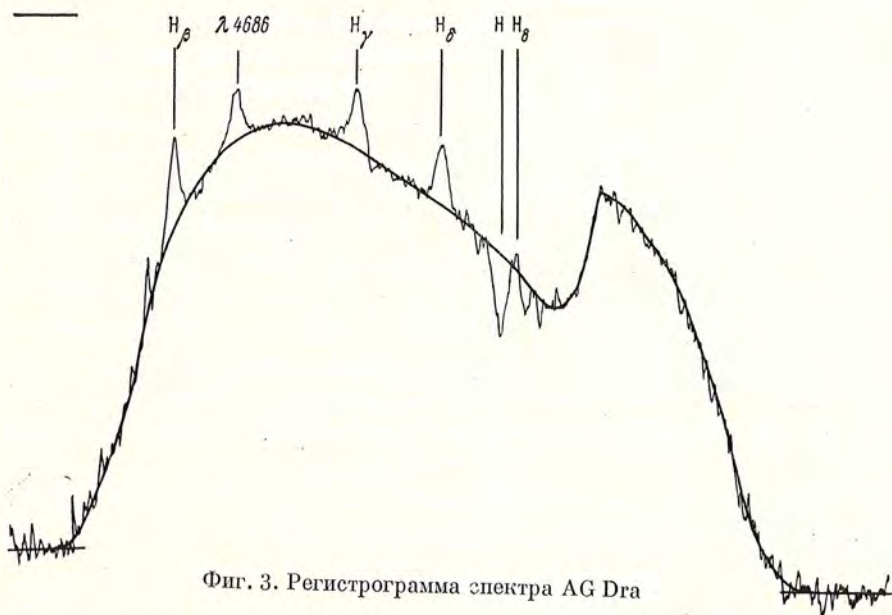
Исследуемый объект	Звезда сравнения	Дата, 1962 г.	Количество полученных спектров	
			исследуемого объекта	звезды сравнения
AG Dra	GC 21246	29—30. VI	1	15
		30. VI—1. VII	2	10
		1—2. VII	3	6
Z And	GC 33021	5—6. VII	3	6
		6—7. VII	5	6
AG Peg	GC 30719	7—8. VII	11	3
BF Cyg	GC 31052	5—6. VII	1	6
		6—7. VII	2	6

AG Dra. Из шести полученных спектрограмм AG Dra для фотометрической обработки были отобраны четыре, снятые при хороших изображениях и имеющие нормальную плотность. На фиг. 3 показана одна из регистрограмм спектра AG Dra. Плавная линия на этом рисунке соответствует принятому непрерывному спектру; указаны также наиболее сильные эмиссионные линии. На фиг. 4 приведены все четыре кривые распределения энергии в спектре этой звезды, полученные по различным спектрограммам. Рисунок показывает достаточно хорошую сходимость независимых результатов.

AG Dra имеет большую галактическую широту ($b = 41^\circ$) и поглощение в близлежащей площадке Каптейна, согласно [10], очень мало. Поэтому мы не вводили соответствующую поправку.

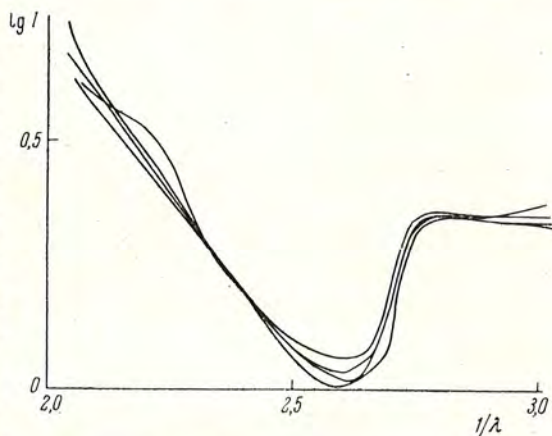
На фиг. 5 приведена окончательная кривая распределения энергии в непрерывном спектре AG Dra и ее вероятная теоретическая интерпрета-

ция. Окончательное распределение — жирная сплошная линия — получено усреднением четырех кривых фиг. 4. Сплошная монотонная кривая — распределение энергии в излучении абсолютно черного тела при



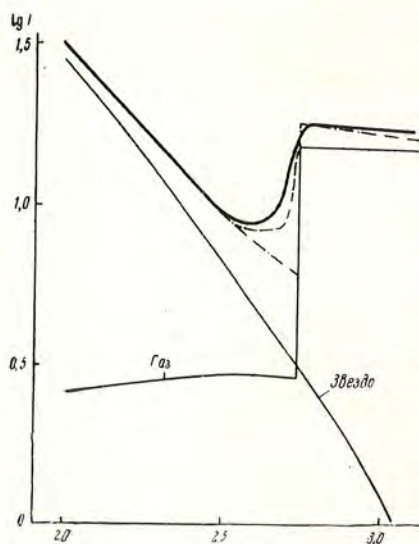
Фиг. 3. Регистрограмма спектра AG Dra

температуре 2800°K ; такую спектрофотометрическую температуру имеют звезды спектрального класса K0. Сплошная ломаная линия — распределение энергии в излучении оптически тонкого слоя ионизованного водорода при электронной температуре $20\,000^{\circ}\text{K}$. Штрихпунктирная кривая дает распределение энергии в суммарном излучении звезды K0 и горячего газа. Резкий скачок в этом распределении вблизи предела бальмеровской серии замывает благодаря переналожению высших членов серии; приближенная оценка этого эффекта представлена на фиг. 5 пунктиром*. В итоге получается весьма правдоподобная интерпретация непрерывного спектра AG Dra в области $3300\text{--}5000\text{ \AA}$ как совместного свечения холодной



Фиг. 4. Абсолютное распределение энергии в спектре AG Dra, полученное по различным спектрограммам

* Оценка повышения континуума из-за переналожения высоких членов бальмеровской серии производилась следующим образом. Мы предполагали, что относительные интенсивности высоких членов бальмеровской серии не отличаются от декремента в планетарных туманностях; далее, поскольку на бесцелевых спектрограм-



Фиг. 5. Интерпретация распределения энергии в спектре AG Dra

ширины наиболее сильных эмиссионных линий определяются достаточно уверенно. Используя эти эквивалентные ширины и найденное распределение энергии в непрерывном спектре, мы нашли следующий энергетический декремент эмиссионных линий (табл. 2).

Таблица 2

Линия	W_{λ} , Å	E	Линия	W_{λ} , Å	E
H_{β}	23	1	H_{γ}	19	0,46
λ 4686 He	12	0,45	H_{δ}	12	0,20

Табл. 2 не содержит линий H_{ϵ} и H_{ζ} , хотя, судя по декременту, мы должны были наблюдать их. Дело в том, что эти линии находятся в области линий H и K ионизованного кальция, где депрессия в континууме KO-звезды очень велика. Это обстоятельство не позволило нам скольконбудь уверенно определить эквивалентные ширины этих водородных линий.

мах ширина эмиссионных линий определяется инструментальными эффектами, мы считали, что наблюдаемые контуры всех эмиссионных линий представляют собой треугольники с основаниями, равными по ширине основанию контура линии H_{β} . Графическое сложение интенсивностей водородных линий, представленных такими треугольными контурами, дало величину повышения континуума, возникающего из-за переналожения бальмеровских линий, и место слияния линий. Ясно, что таким образом оценивается минимальный эффект переналожения линий, так как реальные линии имеют заметные крылья и, кроме того, в наших оценках мы не учитывали существование в этом спектральном интервале других, неводородных эмиссионных линий: λ 3727 [O II], He I, He II, O III и [Ne III]. Очевидно, с учетом эффекта этих линий наблюдаемый скачок у бальмеровского предела будет еще более плавным, что улучшит согласие наблюдений с предлагаемой интерпретацией.

Табл. 2 позволяет оценить оптическую толщину в линиях бальмеровской серии. Теоретические расчеты (см. фиг. 24 в [11]) показывают, что в оптически тонком слое ионизованного водорода при электронной температуре $20\,000^\circ\text{K}$ эквивалентная ширина H_δ должна составлять $420\text{ \AA}$. Если же измерить $W_\lambda(H_\delta)$ AG Dra не в единицах всей подложки, а только ее газовой составляющей, то, согласно фиг. 5, $W_\lambda(H_\delta) = 43\text{ \AA}$. Это расхождение свидетельствует о большой оптической толщине в линии H_δ . Действительно, интенсивность излучения столба газа высотой z с учетом истинного поглощения в общем случае равна

$$I = \int_0^z \epsilon e^{-\int_0^z \alpha dz} dz, \quad (1)$$

где ϵ и α — объемные коэффициенты излучения и поглощения соответственно. Предположим, что эти коэффициенты не зависят от z , т. е. физические условия одинаковы во всем столбе газа. Введя оптическую толщину $\tau = \int_0^z \alpha dz$, получим из (1)

$$I = \frac{\epsilon}{\alpha} \int_0^\tau e^{-\tau} d\tau = \frac{I_0}{\tau} (1 - e^{-\tau}), \quad (2)$$

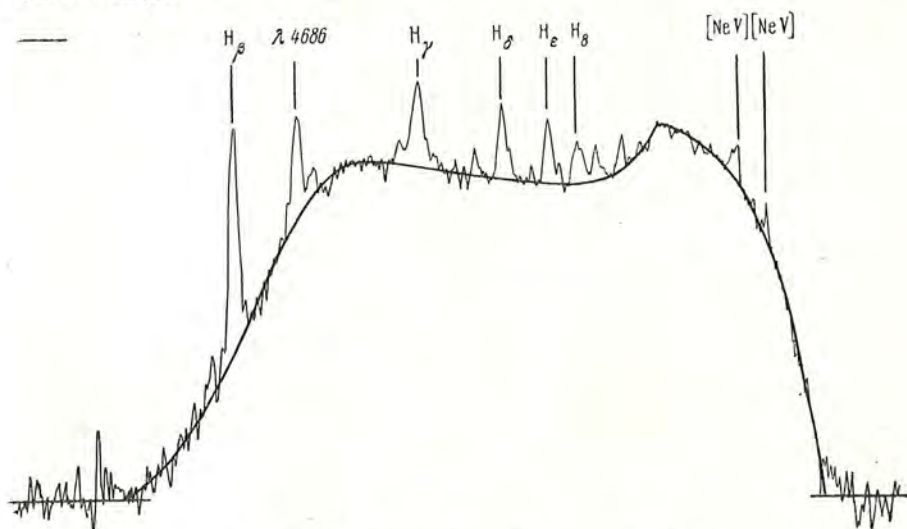
где I_0 — интенсивность излучения газа без самопоглощения. Поэтому окончательно имеем

$$\frac{I_0}{I} = \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}}. \quad (3)$$

Подставляя в это соотношение теоретическую и наблюдаемую эквивалентные ширины H_δ в AG Dra, получаем, что оптическая толщина в линии в газовой компоненте этого объекта $\tau(H_\delta) \approx 10$. Поскольку при выводе формулы (3) не учитывалось дробление бальмеровских квантов при переизлучении, то полученное значение τ является верхней границей этой величины.

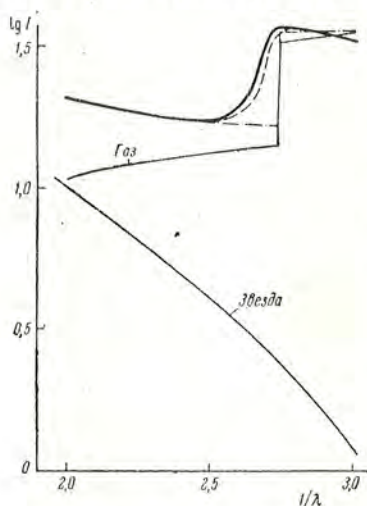
Наши наблюдения AG Dra хорошо согласуются с наблюдениями Мирзояна [1] и Аракеляна и Ивановой [3]. Формально определенная спектрофотометрическая температура AG Dra в фотографической области спектра по нашим данным составляет 3000°K , тогда как в [1, 3] приводятся температуры от 3000 до 4400°K . Измеренные нами эквивалентные ширины эмиссионных линий (см. табл. 2) неплохо согласуются с I серией аналогичных измерений Мирзояна [1]. Другие факты наблюдений, отмеченные в [1, 3], тоже можно объяснить в рамках предлагаемой модели совместного свечения газового облака и звезды позднего спектрального класса. Очевидно, в такой системе одно лишь изменение общей мощности излучения газовой компоненты может привести и к изменению эквивалентных ширин эмиссионных линий, и к изменению соотношений между эквивалентными ширинами разных линий, и к изменению спектрофотометрической температуры суммарного излучения. Электронная температура светящегося газа и блеск звезды позднего спектрального класса являются дополнительными независимыми параметрами, определяющими суммарный спектр нашей модели AG Dra.

Z And. Распределение энергии в непрерывном спектре Z And получено по трем спектрограммам. На фиг. 6 приведена одна из регистрограмм спектра этой звезды.



Фиг. 6. Регистрограмма спектра Z And

Дифференциальное межзвездное поглощение между Z And и соответствующей звездой сравнения оценено на основании работы [10], в которой исследовано межзвездное поглощение в близлежащей площадке Каптейна. По-видимому, $\Delta A_v \leq 0^m.3$. При таком значении ΔA_v поправка за



Фиг. 7. Интерпретация распределения энергии в спектре Z And

дифференциальное межзвездное поглощение увеличит интенсивность ультрафиолетового конца спектра относительно зеленой области на 10—12%. Эта величина, по-видимому, несколько выходит за пределы возможных ошибок наших результатов, но, поскольку значение ΔA_v определено неуверенно, мы не вводили соответствующей поправки.

На фиг. 7 приведено абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре Z And и его теоретическая интерпретация. Жирная сплошная линия — наблюдаемое распределение энергии; сплошная монотонная кривая — распределение энергии в спектре абсолютно черного тела при температуре 3600° K; сплошная ломаная линия — распределение энергии в спектре

оптически тонкого слоя водородной плазмы при $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$. Как и на фиг. 5, штрих-пунктирная линия соответствует распределению энергии в суммарном излучении звезды и газа, а пунктир уточняет это суммарное распределение с учетом переналожения верхних членов бал-

меровской серии. Фиг. 7 показывает, что, как и в случае AG Dra, свечение Z And в области 3300—5000 Å естественно представить как излучение сравнительно холодной звезды и горячего газа, расположенного вблизи звезды.

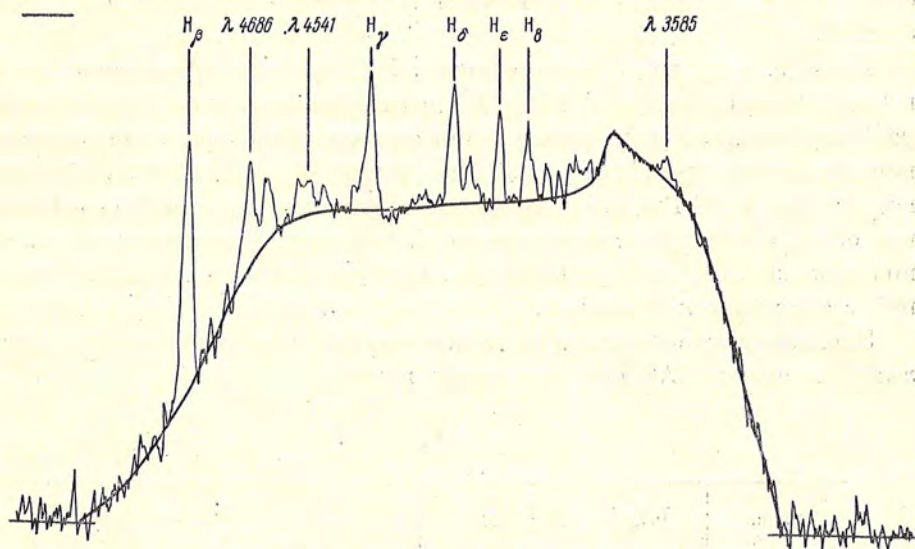
Результаты фотометрической обработки эмиссионных линий в спектре Z And приведены в табл. 3.

Таблица 3

Линия	W_λ , Å	E	Линия	W_λ , Å	E
H_β	73	1	H_8	6,8	0,08
λ 4686 He	22	0,28	H_9	3,4	0,04
λ 4630	3,3	0,04	H_{10}	1,6	0,02
H_γ	35	0,42	λ 3760 [Fe VII] + OIII	3,9	0,06
H_δ	17	0,20	λ 3444 O III	6,7	0,16
λ 4026	0,8	0,009	λ 3390 [Ne V], OIII	2,3	0,05
H_ϵ	11	0,12			

При $T_e = 30\,000^\circ \text{K}$ $W_\lambda(H_\delta) = 260 \text{ Å}$ [11]. В Z And эквивалентная ширина H_δ , отнесенная к чисто газовой подложке, составляет 65 Å; следовательно, согласно (3), $\tau(H_\delta) \approx 4$.

Из фиг. 7 следует, что спектрофотометрическая температура в фотографической области спектра во время наших наблюдений равнялась

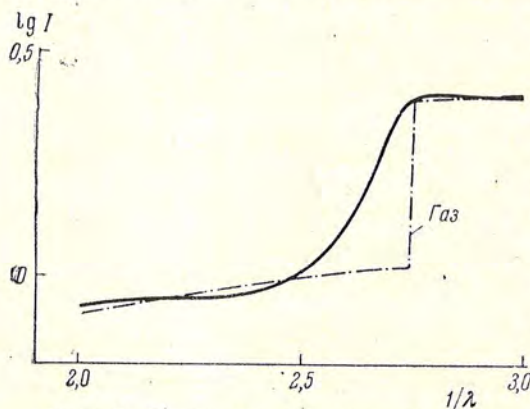


Фиг. 8. Регистрограмма спектра AG Peg

5000° K. Согласно [12], спектрофотометрическая температура суммарного излучения Z And в 1946—1954 гг. (исключая периоды вспышек) колебалась от 3500 до 5300° K. Примерно такую же спектрофотометрическую температуру можно приписать распределению энергии в спектре Z And, данному Аллером [13].

Недавно один из нас [14] исследовал спектрограммы Z And, полученные с дисперсией 16 Å/мм на щелевом спектрографе Ликского 3-метрового рефлектора. Анализ этих спектрограмм подтверждает предложенную выше модель Z And и позволяет сделать некоторые заключения относительно механизма возбуждения газовой компоненты этого объекта.

AG Peg. Распределение энергии в непрерывном спектре AG Peg построено по четырем спектрограммам. На фиг. 8 приведена регистрируемая



Фиг. 9. Интерпретация распределения энергии в спектре AG Peg

одного из изученных спектров этого объекта.

Область неба, где находится AG Peg, исследована довольно слабо, так что пришлось воспользоваться лишь некоторым средним коэффициентом межзвездного поглощения [15]. Такая грубая оценка дает ΔA_v для AG Peg относительно обеих звезд сравнения около $0^m 3$. Как и в случае Z And, мы не вводили соответствующую поправку за межзвездное поглощение, но здесь неопределенность,

связанная с возможным влиянием межзвездного поглощения, гораздо больше.

На фиг. 9 приведено полученное абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре AG Peg. Штрих-пунктирная линия соответствует распределению энергии в излучении оптически тонкого слоя ионизованного водорода при электронной температуре $T_e = 30\,000^\circ \text{K}$. Как видно из рисунка, в AG Peg все излучение в видимой и близкой ультрафиолетовой области спектра можно отнести за счет свечения горячего газа. Учет поправки за $\Delta A_v \approx 0^m 3$, очевидно, еще улучшил бы согласие наблюдений с теоретической кривой.

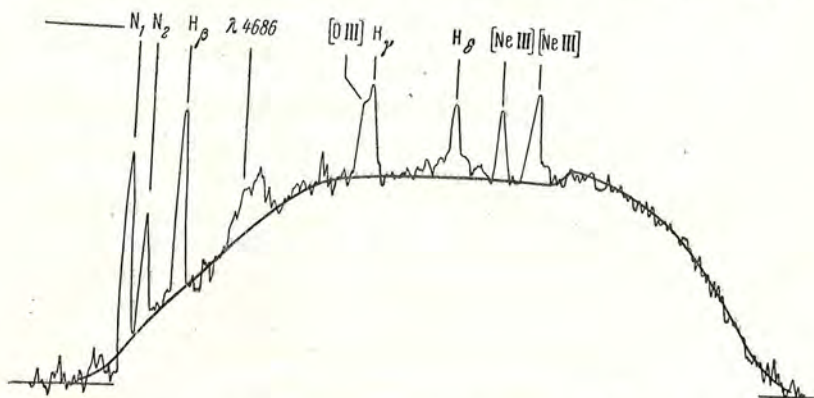
Эквивалентные ширины и энергетические соотношения эмиссионных линий в спектре AG Peg приведены в табл. 4.

Таблица 4

Линия	$W_\lambda, \text{Å}$	E	Линия	$W_\lambda, \text{Å}$	E
H_β	90	1	$\lambda 4070$	5,9	0,072
$\lambda 4686 \text{ HeII}$	19	0,21	H_ϵ	18	0,24
$\lambda 4630$	11	0,12	H_8	10	0,15
$\lambda 4550$	8,6	0,097	H_9	3,9	0,064
$\lambda 4471 \text{ HeI}$	2,4	0,027	$\lambda 3585$	1,8	0,058
H_γ	46	0,52			
H_δ	38	0,47			

Оценка, выполненная аналогично предыдущим случаям, дает оптическую толщину для газовой компоненты AG Peg $\tau(H_\delta) \approx 7$.

Как известно, начиная с 1920 г., в спектре AG Peg происходят прогрессивные изменения, поэтому сопоставлять можно лишь достаточно близкие по времени наблюдения. По фиг. 9 нетрудно определить спектрофотометрическую температуру AG Peg; во время наших наблюдений она составляла 7800°K , что достаточно хорошо согласуется с результатами Архиповой

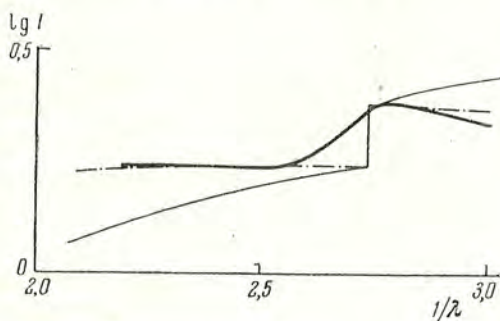


Фиг. 10. Регистрограмма спектра BF Cyg

и Докучаевой [5]. Определенные нами эквивалентные ширины эмиссионных линий неплохо согласуются с данными [4]. Далее, Иванова [4] обнаружила запаздывание изменения эквивалентных ширин линий относительно изменения яркости непрерывного спектра AG Peg; этот факт находит естественное объяснение в нашей модели AG Peg: кванты в частотах непрерывного спектра выходят из газового облака свободно, а кванты в частотах линий из-за большой оптической толщи диффундируют сквозь газовое образование. Заметим, что запаздывание на один час (см. [4]) при $\tau \approx 7$ соответствует линейной толщине светящегося газа порядка астрономической единицы.

BF Cyg. Для построения кривой распределения энергии в непрерывном спектре BF Cyg

использованы две спектрограммы. На фиг. 10 приведена регистрограмма одного из спектров BF Cyg. На фиг. 11 сплошной жирной линией дано наблюдаемое распределение энергии в спектре BF Cyg; тонкой сплошной линией — распределение энергии в спектре оптически тонкой водородной плазмы при кинетической температуре $80\,000^\circ \text{K}$. Эти кривые заметным образом отличаются одна от другой, но если



Фиг. 11. Интерпретация распределения энергии в спектре BF Cyg

Таблица 5

Линия	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	E	Линия	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	E
$N_1 [\text{O III}]$	63	0,95	$H_{\gamma} + 4363 [\text{O III}]$	52	0,81
$N_2 [\text{O III}]$	22	0,33	H_{δ}	24	0,38
H_{β}	67	1	$H_{\epsilon} + [\text{Ne III}]$	17	0,27
$\lambda 4686 \text{ He}$	26	0,40	$H_{\delta} + [\text{Ne III}]$	38	0,61
$\lambda 4471 \text{ He}$	5,4	0,083	$\lambda 3727 [\text{O II}]$	2,8	0,053

предположить, что $\Delta A_v = 1^m$, то теоретическое распределение будет представлено штрих-пунктирной линией, которая достаточно хорошо представляет наблюдения. К сожалению, величина A_v до BF Cyg неизвестна, но предположение о $\Delta A_v = 1^m$ вполне правдоподобно, поскольку BF Cyg расположена в направлении, богатом темным поглощающим веществом и с клочковатым распределением этого вещества.

Предлагаемая нами интерпретация пекулярного объекта BF Cyg как свечение очень горячего газа, в котором тонет более слабое свечение холодной звезды (только в изученной области спектра!), находит независимое подтверждение и в линейчатом спектре этого объекта. В табл. 5 собраны данные об эквивалентных ширинах и относительных яркостях эмиссионных линий в спектре BF Cyg.

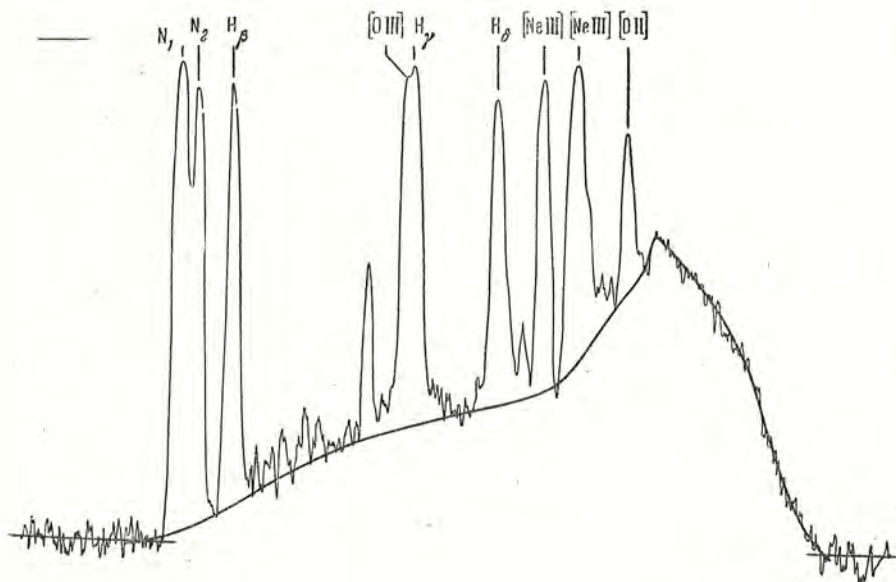
Если бленду $H_{\gamma} + \lambda 4363 [\text{O III}]$ разделить на составляющие ее две компоненты, то нетрудно оценить для BF Cyg величину отношения интенсивностей $I_{\lambda 4363} : I_{N_1 + N_2}$; она оказывается равной 0,3. Величина этого отношения зависит от температуры и плотности среды. На фиг. 12 показано, при каких плотностях и температурах будет иметь место наблюдаемое отношение интенсивностей запрещенных линий. Из рисунка следует, что наблюдаемое отношение может быть при высоких плотностях и электронной температуре порядка $30\,000^\circ \text{ K}$, либо при более низких плотностях и температуре порядка $100\,000^\circ \text{ K}$. Поскольку в наблюдаемом спектре интенсивности запрещенных линий $[\text{O III}]$ того же порядка, что и интенсивности линий рекомбинационного спектра, то нельзя допустить очень большие плотности ($n_e \gg 10^6$) и приходится считать, что электронная температура в

Фиг. 12. Кривые равных отношений интенсивности запрещенных линий $I_{\lambda 4363} : I_{N_1 + N_2}$

BF Cyg действительно очень высока. Иными словами, линейчатый и непрерывный спектр дают одинаковые результаты: в BF Cyg в фотографической и ультрафиолетовой областях спектра мы наблюдаем свечение оптически тонкого слоя газа при $T_e \approx 100\,000^\circ \text{ K}$.

Эквивалентная ширина оптически тонкой линии H_δ в плазме с температурой $80\,000^\circ\text{K}$ составляет $\sim 70\text{ \AA}$, а наблюдаемая $W_\lambda(H_\delta) = 24\text{ \AA}$. Следовательно, согласно (3), $\tau = 2,5$.

Фиг. 11 позволяет определить спектрофотометрическую температуру BF Cug: во время наших наблюдений она равнялась 6500°K . Этот результат находится в хорошем согласии с данными Блох и Ченг Мао-Лина [2],

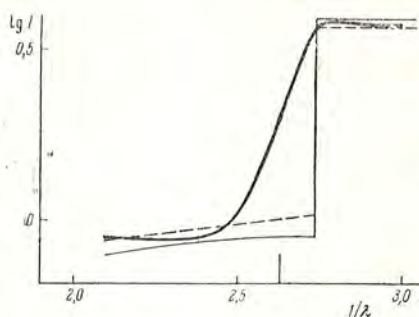


Фиг. 13. Регистрограмма спектра планетарной туманности IC 4997

которые нашли, что в 1952—1956 гг. спектрофотометрическая температура этого объекта находилась в пределах от 4300 до 7200°K . На регистрограммах, опубликованных в [2], не видно интенсивных полос TiO , можно лишь подозревать их в красной области спектра. Этот факт можно рассматривать в качестве подтверждения предложенного истолкования непрерывного спектра BF Cug в области $\lambda < 5000\text{ \AA}$, как чисто газового.

Планетарная туманность IC 4997. Чтобы убедиться в правильности предлагаемого объяснения плавного подъема в распределении энергии перед бальмеровским скачком как переналожения эмиссионных линий, мы изучили объект с непрерывным спектром заведомо чисто газовой природы — планетарную туманность. Для этого мы получили две спектрограммы звездообразной планетарной туманности IC 4997 и несколько спектрограмм звезды сравнения 11 Sge. Вся обработка проводилась по той же схеме, что и обработка спектрограмм новоподобной и симбиотических звезд. На фиг 13 дана регистрограмма одного из спектров туманности, на фиг. 14 — полученное распределение энергии в непрерывном спектре туманности (сплошная жирная линия). Сплошная ломаная линия на фиг. 14 соответствует излучению оптически тонкой водородной плазмы при электронной температуре $22\,000^\circ\text{K}$, пунктир — при $24\,000^\circ\text{K}$.

Поскольку в этой туманности плотность весьма велика [16], то двухквантовое излучение пренебрежимо мало и указанные теоретические кривые включают лишь тормозное и рекомбинационное излучения плазмы.



Фиг. 14. Интерпретация распределения энергии в спектре планетарной туманности IC 4997

ний, найденное описанным выше графическим способом. Легко убедиться, что характер плавного подъема перед бальмеровским скачком на фиг. 5, 7, 9, 11, 14 практически одинаков.

4. Заключение

Итак, в результате исследования четырех пекулярных объектов выяснилось, что в двух случаях существенную, а в двух других определяющую роль в свечении этих объектов в области 3300—5000 Å играет излучение оптически тонкой водородной плазмы. Создается впечатление, что в первом приближении все рассмотренные объекты можно представить как симбиоз звезды позднего спектрального класса и облака ионизованного газа, причем мощность газовой компоненты относительно звезды нарастает с переходом от AG Dra через Z And и AG Peg к BF Cyg. При построении моделей этих объектов мы не учитывали непрерывной эмиссии ионизованного гелия, но, судя по отношению интенсивностей линий λ 4686 Å и H β , учет этого излучения лишь немного понизил бы оценки T_e . Уточнение ΔA_v также скажется лишь на некотором изменении T_e и T_* , но не затронет основной схемы. Не исключено, конечно, что в ультрафиолете небольшая доля суммарной эмиссии обусловлена свечением горячего карлика, возбуждающего ионизованный газ; но оценки, выполненные для Z And [14], показывают, что в доступной ультрафиолетовой области вклад этой гипотетической звезды не может быть значительным. Согласно результатам анализа BF Cyg по непрерывному спектру и по эмиссионным линиям позволяет надеяться, что не только качественные результаты, но и полученные приближенные количественные оценки параметров газовых компонент достаточно близки к истине.

Отметим, наконец, что при интерпретации наблюдений нам достаточно было тепловых механизмов излучения и не было оснований привлекать нетепловую непрерывную эмиссию.

Выражаем глубокую благодарность В. И. Пронику, принимавшему участие в наблюдениях, В. В. Иванову за полезное обсуждение проблемы переноса в протяженных атмосферах, а также Г. Н. Шараповой и Е. И. Иосько за помощь в обработке и изготовлении иллюстраций.

Сентябрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. В. Мирзоян. Сообщения Бюраканской обс., № 19, 43, 1956.
2. M. Bloch, Tcheng Ma o-Lin. Liege Symposium «Etoiles a raies d'emission». Liege, 1958, p. 458.
3. М. А. Аракелян, Н. Л. Иванова. Сообщения Бюраканской обс., № 24, 19, 1958.
4. Н. Л. Иванова. Сообщения Бюраканской обс., № 28, 17, 1960.
5. В. П. Архипова, О. Д. Докучаева. Астрон. ж., 39, 613, 1962.
6. D. Barbier, D. Chalonge. Ann. Astrophys., 4, 30, 1944; D. Chalonge, L. Divan. Ann. Astrophys., 15, 201, 1952.
7. J. L. Greenstein. Stellar atmospheres. Chicago, 1960, p. 50.
8. W. K. Wolsack, H. Stock. Astrophys. J., 126, 99, 1957.
9. Э. Р. Мустель, А. А. Боярчук, Т. М. Барташ. Наст. том, стр. 19
10. Е. К. Харадзе. Бюллетень Абастуманской обс., 12, 1952.
11. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 291, 1963.
12. Tcheng Ma o-Lin, M. Bloch. Ann. Astrophys., 18, 450, 1955.
13. L. H. Aller. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 9, 324, 1954.
14. А. Боярчук (в печати).
15. П. П. Паренаго. Астрон. ж., 22, № 3, 1945.
16. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock. Astrophys. J., 125, 66, 1957.
17. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 342, 1961.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ IV. О ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В АТМОСФЕРАХ СВЕРХГИГАНТОВ O—F

*И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина,
О. П. Голландский*

Подводятся общие итоги интерпретации спектров 25 сверхгигантов спектральных классов O9—F2, полученных в 1958—1960 гг. на 122-сантиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 23,4 Å/мм (см. [1—3]).

Показано, что температуры возбуждения и ионизации, определенные для одной и той же звезды по некоторым наборам линий, принадлежащих тем или иным элементам, обычно не совпадают из-за различия средних глубин образования этих наборов в атмосфере. Изучен характер зависимости микротурбулентных скоростей от спектрального класса. Обсуждаются две возможные причины наличия двух максимумов в этой зависимости: изменение глубины залегания конвективной зоны и глубины формирования спектральных линий в атмосфере.

Подтверждается перенаселенность синглетного уровня гелия относительно триплетного в атмосферах сверхгигантов O6—A0.

Дается краткий анализ вопроса о переменности ранних сверхгигантов. Рассмотрен характер и возможные причины изменения спектра у звезд 89 Her, ν Cep и 6 Cas A.

Делается вывод о необходимости построения и детального анализа моделей атмосфер сверхгигантов.

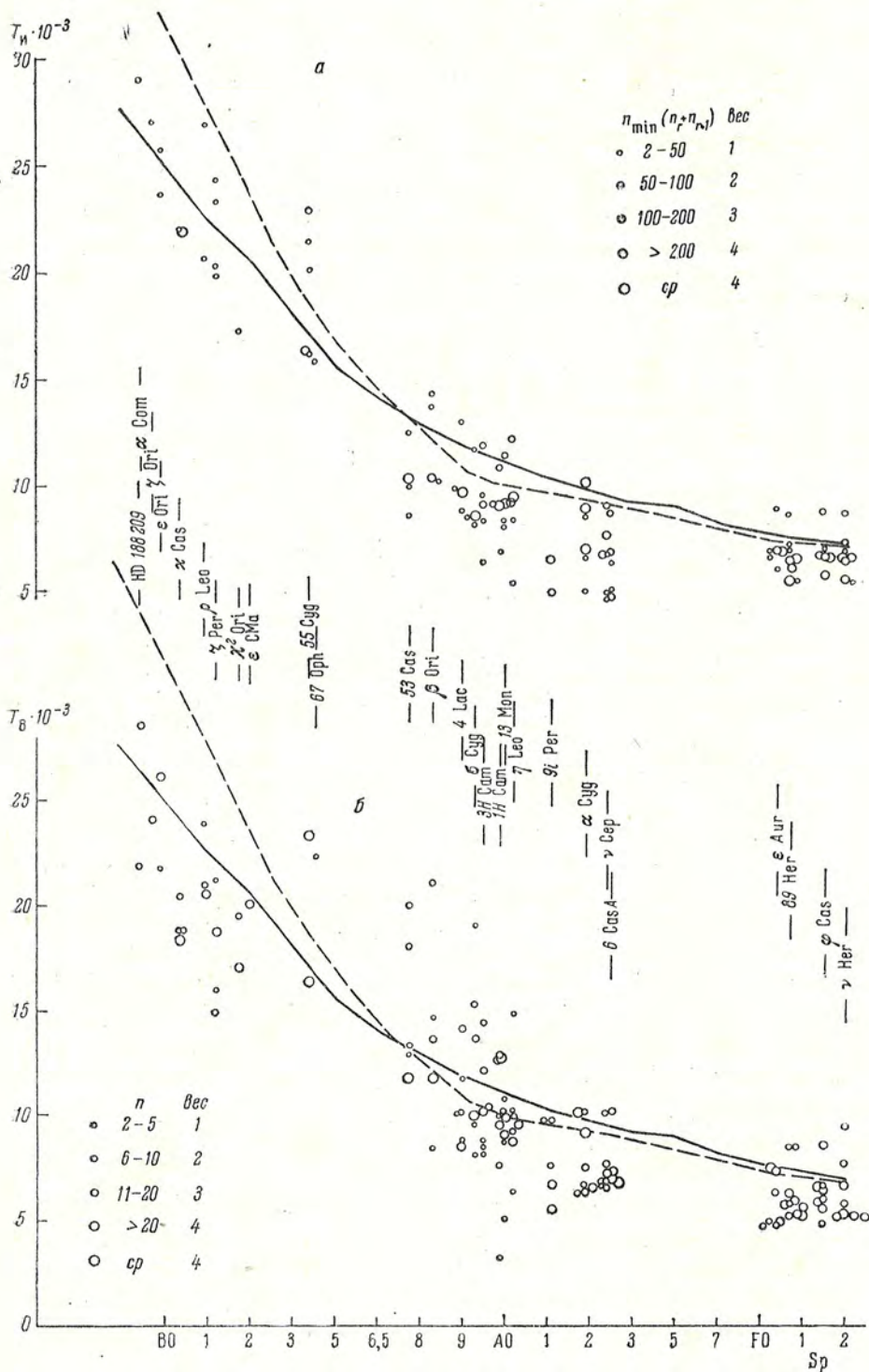
A QUANTITATIVE ANALYSIS OF ATMOSPHERES OF HOT SUPERGIANTS. IV. THE PHYSICAL CONDITIONS IN O—F SUPERGIANT ATMOSPHERES, by I. M. Kopylov, E. A. Vitrichenko, T. S. Galkina, O. P. Gollandsky. A general summary is given of the interpretation of the spectra of 25 O9—F2 supergiants, obtained with the 122 cm reflector (dispersion 23,4 Å/mm) at the Crimean Astrophysical Observatory during 1958—1960 [1—3].

It is shown that the excitation and ionization temperatures, determined for a given star from some group of lines belonging to one or another element, usually do not agree due to the different average depths of the atmosphere at which these groups of lines originate. The character of the dependence of microturbulent velocities on spectral class is examined. The possible reasons for the presence of two maxima in this dependence are discussed; the variation of the depth of the convective zone and the depth of formation of spectral lines in the atmosphere.

The overpopulation of the helium singlet level as compared to the triplet level in O6—A0 supergiant atmospheres is confirmed.

The problem on the variability of early supergiants is analyzed in brief. The character and possible reasons of the variations of the spectra of 89 Her, ν Cep and 6 Cas A, are discussed.

It is concluded that supergiant atmosphere models need to be constructed and analyzed in detail.



Фиг. 1. Температура ионизации (а) и возбуждения (б) как функции спектрального класса

Звезда	Спектр	M_V	$T_B \cdot 10^{-3}$	ϵ_i	Эле- мент	n	$T_B \cdot 10^{-3}$	ϵ_i	Эле- мент	n	$T_B \cdot 10^{-3}$	ϵ_i	Эле- мент	n
α Cam	O9,45	-6,75	28,5	25,8	O II	13								
ζ Ori	O9,70	-5,58	24,0	24,5	O II	11								
ε Ori	O9,90	-6,00	26,0	26	O II	31	21,7	19,4	N II	4				
χ Cas	B0,35	-6,85	18,3	25,7	O II	39	20,4	20,7	N II	6	18,7	20,3	Si III	4
ρ Leo	B0,95	-5,92	20,5	24,5	O II	29	20,9	20,7	N II	9	23,9	20,3	Si III	4
ζ Per	B1,20	-5,88	18,7	25,8	O II	42	14,9	20,8	N II	10	16,6	20,3	Si III	4
χ^2 Ori	B1,75	-7,36	17,0	25,7	O II	51	19,4	20,7	N II	11				
55 Cyg	B3,40	-7,38	23,2	25,8	O II	40								
67 Oph	B3,55	-5,62	22,3	19,2	N II	4								
53 Cas	B7,6	-6,25	20,0	2,0	Fe I	10	11,7	4,2	Fe II	30	13,3	5,1	Cr II	6
β Ori	B8,3	-7,75	21,0	2,0	Fe I	10	11,7	4,2	Fe II	30	8,4	5,1	Cr II	5
4 Lac	B9,0	-5,92	10,1	2,0	Fe I	10	8,4	4,2	Fe II	30	8,7	5,1	Cr II	5
σ Cyg	B9,3	-6,46	15,3	2,0	Fe I	10	9,9	4,2	Fe II	30	8,0	5,1	Cr II	5
3H Cam	B9,5	-7,0	14,4	2,0	Fe I	10	10,4	4,2	Fe II	30	8,4	5,1	Cr II	5
1H Cam	B9,9	-7,0	12,8	2,0	Fe I	10	9,4	4,2	Fe II	30	7,6	5,1	Cr II	5
13 Mon	A0,0	-5,51	10,1	2,0	Fe I	10	9,0	4,2	Fe II	30	8,7	5,1	Cr II	5
η Leo	A0,2	-5,82	9,2	2,0	Fe I	10	8,6	4,2	Fe II	30	10,1	5,1	Cr II	4
9i Per	A1,1	-7,68	5,5	0,8	Fe I	14	6,6	4,3	Fe II	24	7,5	5,2	Cr II	15
α Cyg	A1,9	-7,67	6,6	1,6	Fe I	12	6,3	3,2	Fe II	20	6,3	4,8	Cr II	12
ν Cep	A2,4	-7,02	6,8	1,0	Fe I	18	7,1	2,3	Fe II	30	7,6	4,8	Cr II	12
6 Cas A	A2,5	-8,7	6,7	1,3	Fe I	41	6,9	4,1	Fe II	48	7,2	5,2	Cr II	29
ε Aur	F0,4	-7,1	4,7	1,1	Fe I	7	7,4	5,5	Fe II	19	6,2	5,2	Cr II	14
89 Her	F0,7	-7,1	5,1	0,5	Fe I	12	6,2	4,3	Fe II	33	5,8	3,5	Cr II	15
ϕ Cas	F1,5	-7,6	4,8	0,5	Fe I	7	6,5	3,8	Fe II	21	5,8	3,5	Cr II	21
ν Her	F2	II	5,2	0,8	Fe I	42	6,6	4,3	Fe II	18	7,6	5,1	Cr II	9

Получение и интерпретация достаточно однородных результатов спектроскопических наблюдений относительно структуры, динамики и химического состава атмосфер большого числа звезд, равномерно распределенных вдоль определенной спектральной последовательности, могут в значительной мере содействовать решению весьма важной проблемы о причинах и характере турбулентных движений и о состоянии вещества в звездных атмосферах.

Особенно важно изучение этого вопроса в случае протяженных атмосфер сверхгигантов, где велика стратификация физических условий с высотой, а турбулентные скорости достигают больших значений. В связи с этим возникают значительные трудности при попытках детального изучения общей структуры и химического состава их атмосфер.

Начиная с 1958 г., в Крымской астрофизической обсерватории был получен, обработан и интерпретирован однородный спектральный материал для 25 сверхгигантов Ia — Ib, равномерно распределенных вдоль спектральной последовательности в интервале спектральных классов O9 — F2. Материал состоял из 135 спектрограмм с дисперсией $23,4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ .

Некоторые результаты этой работы опубликованы в трех статьях

Таблица 1

$T_{\text{в}} \cdot 10^{-3}$	ε_i	Эле- мент	n	$T_{\text{в}} \cdot 10^{-3}$	ε_i	Элемент	n	$T_{\text{в}} \cdot 10^{-3}$	ε_i	Эле- мент	n	$T_{\text{в}} \cdot 10^{-3}$	ε_i	Эле- мент	n	$T_{\text{в}} \cdot 10^{-3}$
																28,5
																24,0
																25,2
																18,9
																21,1
																17,7
																17,8
																23,2
																22,3
																14,8
21,2	20,4	C II	3													13,9
																10,2
18	2,1	Ti II	10	12,9	8,3	Si II	3									12,3
13,6	2,1	Ti II	8	14,6	8,3	Si II	3									10,7
14,1	2,1	Ti II	6	10	8,3	Si II	3	11,7	9,4	Mg II	4					9,9
13,1	2,1	Ti II	11	9,5	8,3	Si II	3	19,0	9,4	Mg II	4					9,6
12	2,1	Ti II	7	8,1	8,3	Si II	3	8,7	9,4	Mg II	4					9,5
12,6	2,1	Ti II	6	9,9	8,3	Si II	3	3,2	9,4	Mg II	4					7,4
12,6	2,1	Ti II	10	10,7	8,3	Si II	3	5,0	9,4	Mg II	4					7,8
9,9	2,1	Ti II	11	14,8	8,3	Si II	3	6,3	9,4	Mg II	4					7,4
9,7	2,0	Ti II	10	9,7	9,0	MgII, SiII	7									7,2
7,4	1,8	Ti II	16	10,1	9,0	MgII, SiII	10									6,4
6,6	1,6	Ti II	12	10,1	9,0	MgII, SiII	7									5,9
6,7	1,8	Ti II	31	10,1	9,0	MgII, SiII	9									6,2
4,8	2	Ti II	16	4,7	9,0	MgII, SiII	9	4,8	2,5	Fe I	15	7,2	3,5	Fe I	45	5,9
5,4	1,9	Ti II	28	8,4	9,0	MgII, SiII	9	5,2	1,5	Fe I	74	5,7	2,2	Fe I	10	6,2
								8,4	5,2	Cr II	7	5,7	3,5	Fe I	67	5,9
5,9	1,5	Ti II	13	8,5	9,0	MgII, SiII	11	6,6	1,5	Fe I	7	6,4	2,2	Fe I	63	6,2
5,7	1,8	Ti II	11	9,4	9,0	MgII, SiII	7	5,1	2,5	Fe I	35	5,1	3,5	Fe I	22	5,9

[1—3], каждая из которых посвящена анализу атмосфер группы сверхгигантов в более узком спектральном интервале (O9 — B5, B8 — A0, A2 — F2).

В этой статье делается попытка провести общий анализ полученных результатов относительно физических условий в атмосферах ранних сверхгигантов. Одновременно обсуждаются те, иногда весьма значительные, неопределенности, которые вводятся в эти результаты из-за несовершенства существующих теорий и методов наблюдений.

§ 1. Температура сверхгигантов

Обзор температур возбуждения ($T_{\text{в}}$) и температур ионизации ($T_{\text{и}}$), а также сравнение их с эффективными температурами ($T_{\text{эф}}$) для 50 звезд различных светимостей в спектральном интервале O9—K5 были выполнены ранее М. Хак [4]. Кроме того, имеется сводка температур, определенных методом кривой роста, составленная А. А. Боярчуком (см. [5]).

Здесь используются материалы опубликованных нами работ [1—3] с привлечением некоторых данных, полученных другими авторами [6—15].

Таблица 2

Звезда	$T_B \cdot 10^{-3}$	$\bar{\varepsilon}_i$	Эле- мент	n	Источ- ник	Звезда	$T_B \cdot 10^{-3}$	$\bar{\varepsilon}_i$	Эле- мент	n	Источ- ник
HD 188209	21,9	30,1	Si IV	4	[6]	α Cyg	10,1		ср		[11]
χ Cas	18,8	24,5	O II	13	[7]	α Cyg	9,1		ср		[12]
ε CMa	20,0		ср		[8]	α Cyg	6,5		ср		[13]
55 Cyg	16,3		ср		[9]	89 Her	5,1		ср		[14]
3H Cam	10,3		ср		[10]	ψ Cas	5,5		ср		[14]
13 Mon	9,7		ср		[10]	ν Her	5,0		ср		[12]
η Leo	9,4		ср		[10]						

1. Температуры возбуждения 26 сверхгигантов классов светимости Ia — Ib и одной звезды класса светимости II (ν Her) спектральных классов O9,5—F2 приведены в табл. 1 (по [1—3]) и табл. 2 (по [6—14]). Спектральные классы и абсолютные визуальные величины взяты из [16,17]. При каждом значении температуры возбуждения в табл. 1 даются число n и средний потенциал возбуждения $\bar{\varepsilon}_i$ тех линий элемента, по которым

Звезда	$T_B \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	$\bar{\varepsilon}_{II}$	$T_B \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	$\bar{\varepsilon}_{II}$	$T_B \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	$\bar{\varepsilon}_{II}$
ζ Ori	27	CII,III	1;4	52,4								
ε Ori	25,7	CII,III	1;1	52,4	23,6	NI,III	6;1	54,2				
χ Cas	22	SiIII,IV	4;1	62,9								
ρ Leo	20,6	SiIII,IV	4;1	62,9	26,9	CII,III	1;1	52,5				
ζ Per	20,3	SiIII,IV	4;1	62,9	24,3	CII,III	4;1	53,8	23,3	NI,III	10;1	54,6
χ^2 Ori	17,2	SiII,III	1;2	30,7								
55 Cyg	16,1	SiII,III	2;3	30,7	22,8	CII,III	2;2	54,0	21,4	NI,III	10;1	54,8
67 Oph	14,8	SiII,III	2;3	30,7								
53 Cas	10,2	Fe	10;20	6,4	9,9	Mn	2;2	7,5	12,4	Mg	1;3	10,9
β Ori	10,3	Fe	10;20	6,4	14,2	Mn	2;2	7,5	13,6	Mg	1;3	10,9
4 Lac	9,6	Fe	12;20	6,4	9,7	Mn	1;2	6,4	12,9	Mg	1;4	10,8
σ Cyg	8,5	Fe	12;20	6,4	8,4	Mn	1;2	6,4	11,6	Mg	1;4	10,8
3H Cam	9,0	Fe	5;20	6,6	9,4	Mn	3;2	7,1	11,8	Mg	1;4	10,8
1H Cam	8,9	Fe	11;20	6,4	9,0	Mn	3;1	7,1	10,7	Mg	1;3	10,8
13 Mon	9,0	Fe	15;20	6,5	9,1	Mn	2;2	6,9	11,3	Mg	1;5	10,8
η Leo	9,4	Fe	11;20	6,4	5,2	Ti	1;3	5,3	12,1	Mg	1;3	10,8
9i Per	6,4	Fe	27;45	6,6	4,8	Ti	6;29	4,5				
α Cyg	6,8	Fe	33;47	6,5	4,8	V	1;6	4,5	8,4	Mg	2;5	10,1
ν Cep, 7.IX 1958 r.	6,7	Fe	32;18	6,9	4,4	V	1;5	4,3	8,4	Mg	2;2	9,6
ν Cep, 2.IX 1958 r.	6,6	Fe	28;40	6,5	4,7	V	1;4	4,3	9,3	Mg	1;4	9,8
6 Cas A, 19.IX 1958 r.	6,7	Fe	38;47	6,9	4,8	V	1;8	4,4	8,1	Mg	1;5	10
6 Cas A, 6.X 1958 r.	6,7	Fe	47;45	6,8	4,8	V	1;5	4,3	9,1	Mg	1;4	11
ε Aur	6,7	Fe	109;50	6,8	6,5	Ni	1;2	7,5	8,7	Mg	5;6	10,3
89 Her, 6.X 1958 r.	6,3	Fe	146;48	6,7	5,0	V	1;7	4,4	8,4	Mg	4;5	10,7
89 Her, 27.VI 1959 r.	6,2	Fe	112;46	6,9	5,3	V	1;6	4,4	8,7	Mg	3;4	11
Cas	6,4	Fe	129;51	6,7	6,7	Ni	1;2	7,5	8,5	Mg	5;7	10,3
ν Her	6,3	Fe	112;42	6,9	5,1	V	1;7	4,4	8,4	Mg	3;5	11

строилась больцмановская прямая

$$\lg \frac{N_i //}{g_i} \sim \varepsilon_i \quad (1)$$

для определения T_v .

Для звезды HD 188209 указанная зависимость была построена нами по данным [6].

Сокращение «ср» в столбце «элемент» табл. 2 означает, что данный автор принял одну T_v для всех линий. В последнем столбце табл. 1 дается средняя, взвешенная по числу линий, температура возбуждения $\bar{T}_v$.

Все определения T_v нанесены на фиг. 1а в зависимости от спектрального класса. Сплошная кривая изображает зависимость эффективной температуры от спектрального класса по данным [48], штриховая соответствует шкале $T_{эф}$ из [49].

Рассмотрение фиг. 1а позволяет сделать следующие выводы:

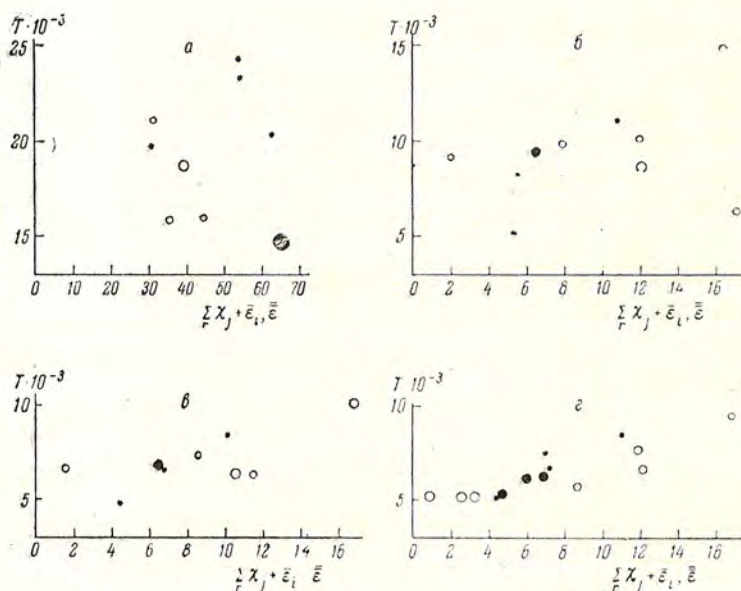
а) температуры возбуждения, определяемые по линиям различных элементов методом кривой роста, в среднем несколько ниже эффективных температур;

Таблица 3

$T_H \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	ε_{II}	$T_H \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	ε_{II}	$T_H \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	ε_{II}	$T_H \cdot 10^{-3}$	Элемент	$n_r; n_r+1$	ε_{II}	$\bar{T}_H \cdot 10^{-3}$
																27,0
																24,6
																22,0
19,8	Si II, III	2;4	31													23,8
																21,9
20,1	Si III, IV	3;4	62,5													17,2
																20,1
8,4	Cr	1;12	5,7													14,8
10,1	Cr	1;12	5,7													10,2
8,7	Cr	1;14	5,6													11,3
8,0	Cr	1;15	5,6													10,0
8,2	Cr	1;13	5,7	6,2	Ti	2;11	5									8,8
6,7	Ti	1;7	4,6													8,9
8,2	Cr	1;16	5,6	7,9	Ti	2;15	5									8,8
8,2	Cr	1;12	5,6													9,1
																9,0
																5,6
6,5	Cr	1;20	6,8													6,7
6,8	Cr	1;6	7,1													6,6
6,4	Cr	2;19	6,2	4,7	Ti	1;21	4,6									6,4
6,2	Ni	1;2	7,5	4,6	Ti	4;26	4,8									6,0
6,2	Mn	3;2	7,1	4,7	Ti	4;32	4,8									6,1
6,7	Cr	3;34	5,8	5,8	Ti	1;27	4,1	6,7	Mn	8;1	7,1					6,9
6,0	Cr	9;28	6,3	5,2	Ti	10;47	4,7	6,7	Mn	12;2	7,3	6,6	Ni	1;2	7,5	5,9
6,2	Cr	8;34	6,0	5,3	Ti	12;50	4,7	6,7	Mn	11;2	7,2	7,3	Ni	3;2	7,5	6,2
6,3	Cr	9;29	6,1	5,2	Ti	5;44	4,7									6,3
6,1	Cr	9;31	6,1	5,2	Ti	10;50	4,6	6,6	Mn	10;1	7,2	7,0	Ni	3;3	7,5	6,1

б) для каждой звезды по различным ионам или атомам получают различные T_v . Эти различия могут превосходить ошибки определения T_v .

Первый вывод качественно тривиален, поскольку слои звезды, где эффективно образуется непрерывный спектр, расположены в среднем глубже и, следовательно, имеют более высокую температуру, чем слои, ответственные за образование линий.



Фиг. 2. Зависимости T_{II} (точки) и T_v (кружки) от величины $\bar{\varepsilon}$

$$\text{и } \sum_r \chi_j + \bar{\varepsilon}_i \text{ соответственно}$$

a — ζ Per B1 Ib; б — η Leo A0 Ib; в — α Cyg A2 Ia; г — ν Her F2 II.
Размеры значков пропорциональны весам

Второй вывод также не является неожиданным. Различные линии образуются в атмосфере на различной глубине. При определении T_v мы используем определенный набор линий и получаем сведения о температуре того слоя атмосферы, где эффективно образуется взятый нами набор линий. При этом, если имеются большие различия в эффективных глубинах образования отдельных линий, выбранных для определения T_v , мы получаем в итоге некоторую усредненную температуру. Но мы не знаем, какие слои описывает полученная температура. Поэтому T_v , определенную по линиям одного какого-либо атома или иона, ни в коей мере нельзя считать характеристикой атмосферы звезды в целом. Такой характеристикой может быть только среднее из всех значений температур возбуждения, найденных для данной звезды по различным линиям.

Очевидно, для звезд главной последовательности только что указанные эффекты играют меньшую роль, чем для сверхгигантов, поскольку в атмосферах последних более отчетливо выражена стратификация излучения.

Возможные причины зависимости T_v от среднего потенциала ε_i линий, использованных для определения T_v (см. фиг. 2), перечисленные в [2],

еще не дают определенного ответа на вопрос о природе этой зависимости. Из них наиболее полно рассмотрено только поведение турбулентных скоростей с изменением ε_i [20—22]. Для однозначного решения этого вопроса необходимо построение модели хотя бы одного сверхгиганта, хорошо согласованной с наблюдениями. Первые шаги в этом направлении были предприняты Р. Кэрелем [23] и Л. Аллером [24].

Если мы хотим эмпирически найти качественный ход $T = T(\bar{\tau})$, физически более правильно рассматривать зависимость вида $(T_v, \sum_r \chi_j + \bar{\varepsilon}_i)$, как это сделано в [1] (полагая, что $\sum_r \chi_j + \bar{\varepsilon}_i \sim \bar{\tau}$), а не зависимость $(T_v, \bar{\varepsilon}_i)$ (см. [2, 3]). Здесь $\sum_r \chi_j$ есть полный потенциал ионизации r раз ионизованного атома ($j = 1, 2, \dots, r$). На фиг. 2 приведены примеры зависимости вида $(T_v, \sum_r \chi_j + \bar{\varepsilon}_i)$ для избранных звезд (кружки). Ход этой зависимости с очень большим разбросом указывает на возрастание T_v с увеличением $\sum_r \chi_j + \bar{\varepsilon}_i$. Интерпретацию этого факта можно найти в [1].

Таблица 4

Звезда	$T_{II} \cdot 10^{-3}$	Элемент	Источник	Звезда	$T_{II} \cdot 10^{-3}$	Элемент	Источник
HD 188209	29,0	He	[6]	ν Cep	7,6	Fe I, II	[15]
κ Cas	21,9	Si III, IV	[7]	89 Her	5,8	ср	[14]
55 Cyg	16,3	Si II, III	[9]	ϕ Cas	6,3	ср	[14]
α Cyg	10,0	ср	[11]	ν Her	6,3	ср	[12]
α Cyg	9,0	ср	[12]				

2. Температуры ионизации 25 звезд приведены в табл. 3 (по [1—3]) и табл. 4 (по [6, 7, 9, 11, 12, 14, 15]). Для трех из них (6 Cas A, 89 Her и ν Cep) T_{II} получены для двух различных дат. В третьем столбце табл. 3 для каждого определения T_{II} указано сначала число линий r , а затем $r+1$ раз ионизованного элемента, использованных для данного определения T_{II} .

Процедура определения температуры ионизации заключалась в следующем. Для данного атома или иона находилось простое среднее всех значений $\lg \frac{N_i H}{g_i}$, определенных по кривой роста (обозначим его $\lg \frac{\bar{N}_i H}{g_i}$) и соответствующих ε_i (обозначим $\bar{\varepsilon}_i$). Эти величины, найденные для двух соседних стадий ионизации одного и того же элемента, подставлялись в комбинацию формул Саха и Больцмана, записанную в виде

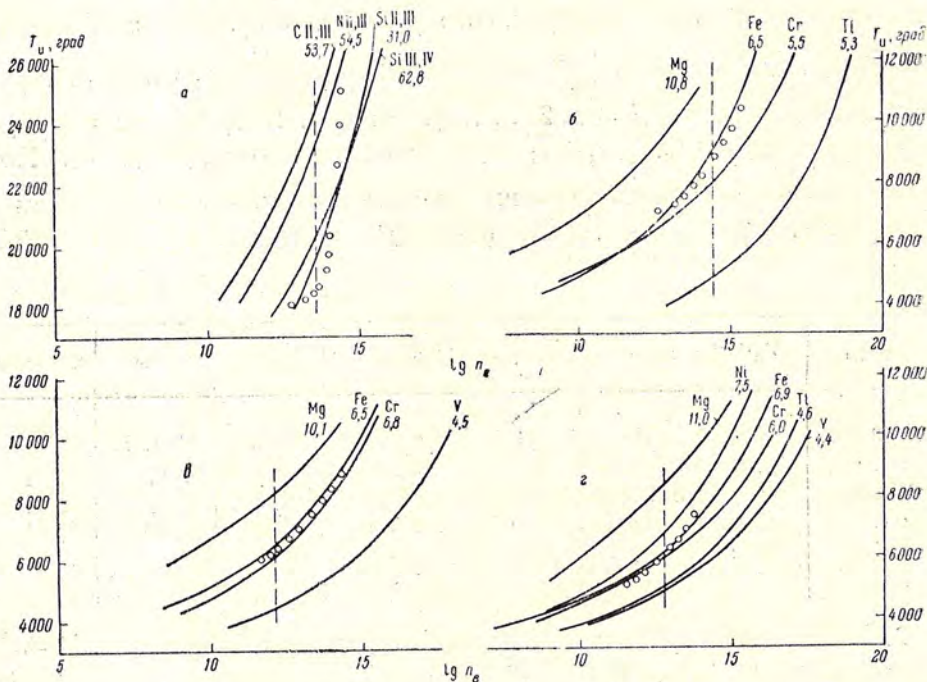
$$T_{II} = \frac{3360 (\chi_r + \bar{\varepsilon}_k^{r+1} - \bar{\varepsilon}_i^r)}{\frac{2}{3} \left[\lg \frac{N_i^r H}{g_i} - \lg \frac{N_k^{r+1} H}{g_k} - \lg n_e \right] + 10,43 + \lg T_{II}}, \quad (2)$$

где χ_r — потенциал ионизации; n_e — электронная плотность. Температуры ионизации вычислялись в два приближения. Сначала в знаменатель

подставлялось значение $T_{II} = T_{эф}$ (эффективная температура по шкале [18], которая должна быть сравнительно близка к T_{II} по существу методики ее определения).

Затем найденные T_{II} снова подставлялись в знаменатель. Получающиеся при этом значения температур ионизации приведены в табл. 3 и нанесены на фиг. 1, б.

Об электронных плотностях, входящих в формулу (2) будет сказано в следующем параграфе.



Фиг. 3. Зависимости $(T_{II}, \lg n_e)$ по уравнению (2) (сплошные кривые) и эти же зависимости по моделям из [25] (кружки)

Вертикальная штриховая линия отмечает $\lg n_e$, принятые в [1—3] для этих звезд: а — z Per B1 Ib (модель с $g = 10^3$, $T_0 = 18\,000^\circ$); б — η Leo A0 Ib ($g = 10^3$, $T_0 = 7000^\circ$); в — α Cyg A2 Ia ($g = 10$, $T_0 = 6000^\circ$); г — v Her F2 II ($g = 10^3$, $T_0 = 5000^\circ$). T_0 — поверхностная температура. g — эффективное ускорение силы тяжести

Из рассмотрения фиг. 1, б можно сделать следующие выводы:

а) температуры ионизации в среднем несколько ниже эффективных температур;

б) температуры ионизации, определенные для одной и той же звезды по линиям различных элементов, могут значительно различаться.

В принципе для каждой пары линий (или группы линий), принадлежащих какому-либо атому в двух соседних стадиях ионизации, уравнение (2) представляет собой некоторую кривую в плоскости $(T_{II}, \lg n_e)$. В случае однородной атмосферы (для которого, собственно говоря, и строится чаще всего кривая роста) все кривые типа (2) должны пересечься в одной точке с координатами T_{II} ($T_{II} = T_v = T_{эф}$) и $\lg n_e$, справедливыми для всей атмосферы в целом. Насколько далеки реальные условия в атмосфе-

рах сверхгигантов от такого идеального случая, можно судить по фиг. 3. Здесь приведены примеры зависимостей типа (2) по различным элементам для четырех звезд различных спектральных классов. Как уже было указано Л. Аллером [8], кривые такого рода либо вовсе не пересекаются, либо пересекаются попарно при нереальных значениях $T_{\text{и}}$ и $\lg n_e$.

Предположим, что такой разброс кривых типа (2) есть следствие различий в средних глубинах образования набора линий того или иного элемента. Тогда, если нанести на фиг. 3 зависимость $(T, \lg n_e)$, определенную по некоторой модели атмосферы, то можно будет оценить (по местам пересечения этой теоретической кривой с кривыми для различных элементов) физические условия (T и $\lg n_e$) и глубины залегания ($\bar{\tau}$) тех слоев, где в среднем образуются наборы линий соответствующих элементов. На фиг. 3 такие теоретические зависимости обозначены кружками. Модели были вычислены С. де Ягером и Л. Невеном [25]. Выбор иных моделей не меняет существенно ход пунктирных кривых (для $\bar{\tau} = 0,01 \div 2,5$).

Как видно из фиг. 3, точечные («модельные») кривые $(T, \lg n_e)$ идут почти параллельно наблюдаемым. Это может быть объяснено, с одной стороны, несовершенством методики интерпретации наблюдений, с другой, — неточностью моделей.

Значения $\lg n_e$, использованные в работах [4—3] для этих звезд, отмечены на фиг. 3 вертикальной штриховой линией. Легко видеть, что если задавать для каждой звезды какое-либо одно значение $\lg n_e$ в атмосфере, то $T_{\text{и}}$, определенные по различным элементам, могут сильно (в $1,5 \div 2$ раза) различаться.

Предположим, как и раньше, что набор линий r раз ионизованного элемента возникает в среднем на глубине $\bar{\tau}_r \sim \sum_r \chi_j + \bar{\epsilon}_i^r$, а для $r + 1$ раз ионизованного элемента будем иметь $\bar{\tau}_{r+1} \sim \sum_r \chi_j + \chi_{r+1} + \bar{\epsilon}_i^{r+1}$. Оптическая глубина $\bar{\tau}$, к которой относится определенная нами температура ионизации, лежит где-то между τ_r и τ_{r+1} . Допустим, что

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\tau}_r + \bar{\tau}_{r+1}}{2}. \quad (3)$$

Тогда

$$\bar{\tau} \approx \sum_r \chi_i + \frac{\chi_{r+1} + \bar{\epsilon}_i^r + \bar{\epsilon}_k^{r+1}}{2} = \bar{\epsilon}. \quad (4)$$

Величины $\bar{\epsilon}$ даны на фиг. 3 под значками элементов. Видно, что кривые с большими $\bar{\epsilon}$ почти всегда смещены систематически влево вверх. Это означает, что при фиксированном $\lg n_e$ существует зависимость между $T_{\text{и}}$ и $\bar{\epsilon}$, аналогичная зависимости $T_{\text{в}}$ от $\sum_r \chi_j + \epsilon_i$. Примеры соотношений вида $(T_{\text{и}}, \bar{\epsilon})$ изображены на фиг. 2 точками. Размеры значков соответствуют весам (см. фиг. 1, б).

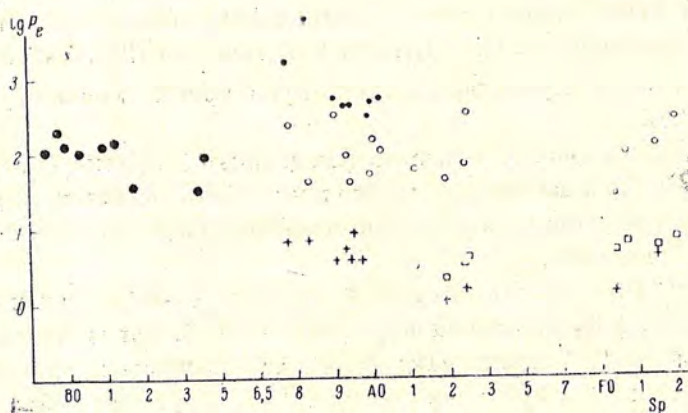
§ 2. Об электронных плотностях

При вычислении $T_{\text{и}}$ электронные плотности в [1—3] брались одни и те же для всей атмосферы в целом, но определялись различным образом.

1. Для звезд O9,5 — B5 [1] $\lg n_e$ определялись по Штарк-эффекту водородных линий при помощи соотношения

$$W^{5/2} = k N_{0,2} H n_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2}. \quad (5)$$

Число атомов водорода $N_{0,2} H$ вычислялось дважды (см. [1]). При этом вклад ионов в расширение линий не исключался, поскольку он составляет 0,16—0,19 в величине $\lg n_e$, что меньше ошибок определения $N_{0,2} H$.



Фиг. 4. Электронные давления в атмосферах сверхгигантов O9,5—F2

В настоящей работе величины $T_{\text{и}}$ для сверхгигантов O9,5 — B5 были перевычислены указанным ранее способом, но в (2) подставлялись уже величины $\lg n_e$ (табл. 5 из [1]), включающие и определения $\ln n_e$ по формуле Инглиса — Теллера (см. [26]). Это может изменить ранее вычисленное $T_{\text{и}}$ всего лишь на 100—300°. Поскольку роль ионов опять не исключалась, $T_{\text{и}}$ могут быть систематически завышены на 200—700° в зависимости от спектрального класса звезды.

На фиг. 4 слева нанесены для звезд O9,5 — B5 величины $\lg P_e$ (большие точки).

2. В [2] при помощи фиг. 7 предварительно задавались $T_{\text{и}} = T_{\text{в}}$ ($\epsilon_i = \chi_{\text{Fe}}^1$), а затем по формуле Саха для Fe определялась электронная плотность в атмосфере. Таким образом, температуры ионизации, определяемые в [2], оказываются не независимыми от температур возбуждения.

Величины $\lg P_e$, принятые в [2], нанесены на фиг. 4 малыми точками.

3. В [3] при определении $\lg n_e$ использовалось ионизационное равновесие железа и зависимость коэффициента поглощения k_{λ} от $T_{\text{и}}$ и $\lg n_e$. Эти данные также приведены на фиг. 4 (квадраты).

Кроме того, на фиг. 4 нанесены $\lg P_e$, полученные для соответствующих звезд по Штарк-эффекту водородных линий (кружки) и по формуле

Инглиса — Теллера (крестики). Эти данные взяты из [1—3] и [26]. В формулу (2) для сверхгигантов В8 — F2 подставлялись $\lg P_e$, определенные по линиям металлов в [2, 3].

Замечен большой разрыв (более двух единиц) в величинах $\lg P_e$, принимаемых в [2] и [3], являющийся следствием различной методики определения электронной плотности. Однако мы не знаем, какой из методов определения $\lg P_e$ ведет к наиболее вероятным для всей атмосферы значениям $\lg P_e$.

Итак, в связи с различной методикой определения $\lg P_e$ в [1—3] температуры ионизации могут иметь следующие систематические ошибки:

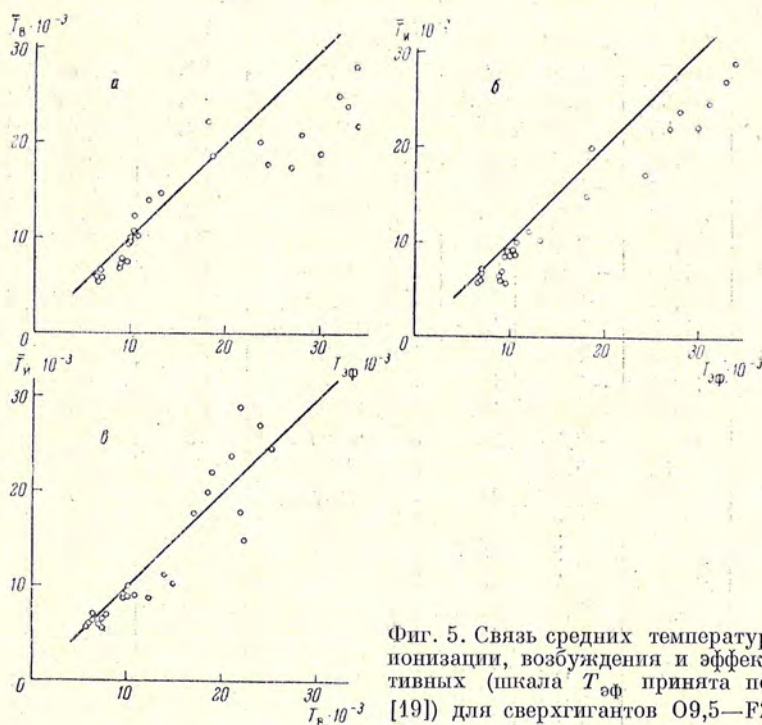
а) в [1], несмотря на хорошее согласие различных определений, возможно систематическое занижение $\lg P_e$, и, следовательно, T_{ii} , поскольку все определения $\lg P_e$ основаны на поведении водородных линий, а T_{ii} вычислялись по ионизационному равновесию N, C и Si;

б) для звезд В8 — A0 [2] возможно систематическое завышение T_{ii} в связи с принятием наибольших значений $\lg P_e$. Завышение $\lg P_e$ на единицу дает завышение T_{ii} на 10—15%;

в) в [3] возможно некоторое занижение значений T_{ii} .

§ 3. Сравнение T_v , T_{ii} и $T_{эф}$

При определении для каждой звезды средней температуры возбуждения T_v и средней температуры ионизации T_{ii} каждому определению температуры придавался вес (см. фиг. 1), пропорциональный числу использованных линий.



Фиг. 5. Связь средних температур ионизации, возбуждения и эффективных (шкала $T_{эф}$ принята по [19]) для сверхгигантов O9,5—F2

На фиг. 5 приведено сравнение T_v , T_n и $T_{эф}$. Последнее взято из [19]. Из рассмотрения фиг. 5 с учетом замечаний, изложенных в предыдущем параграфе, можно сделать следующее заключение:

- 1) температура возбуждения, так же как и температура ионизации, в среднем по всем звездам ниже эффективной (фиг. 5, а, б);
- 2) средние температуры возбуждения близки к средним температурам ионизации (фиг. 5, в), хотя, возможно, T_v несколько ниже.

§ 4. Микротурбулентные скорости

В [1—3] мы определили турбулентные скорости в атмосферах сравнительно большого числа сверхгигантов в широком интервале спектральных классов с использованием одного и того же метода кривой роста. Это дает нам возможность провести общий анализ микротурбулентных скоростей для всей последовательности сверхгигантов в интервале O — F.

Задача заключалась в установлении характера изменения турбулентной скорости вдоль спектральной последовательности, т. е. с температурой атмосферы. За основу при этом были взяты определения v_t из [1—3]. В случае необходимости использовались результаты определения v_t для сверхгигантов из работ других авторов. Большая часть дополнительных данных была взята из [10, 14, 27, 29].

Таблица 5

Звезда	Спектр	M_v	v_t , км/сек	n	Звезда	Спектр	M_v	v_t , км/сек	n
α Cam	O9,45	m —6,75	10,5	2	η Leo	A0,2	m —5,82	12	2
ζ Ori	O9,70	—5,58	6,5	1	9 Per	A1,1	—7,68	14	1
ε Ori	O9,90	—6,00	9,5	2	α Cyg	A1,9	—7,67	12	4
κ Cas	B0,35	—6,85	31	3	ν Cep	A2,4	—7,02	16,7	2
κ Ori	B0,40	—6,03	20	1	6 Cas A	A3	—8,70	17	4
ρ Leo	B0,95	—5,92	20	2	ε Aur	F0,4	—7,1:	18,5	2
HD 169454	B1,10	—7,35	25	1	89 Her	F0,7	—7,1:	12	3
HD 190603	B1,15	—7,65	20	1	ϕ Cas	F0,8	—7,6	13,5	2
HD 13854	B1,20	—6,75	22	1	ι Sco	F2	Ia	7,2	1
ζ Per	B1,20	—5,88	19	3	ν Her	F2	II	11	1
χ^2 Ori	B1,75	—7,36	15,5	2	HD 161796	F3	Ia	5,7	1
HD 194279	B1,75	—7,3	35	1	α Per	F5	Ib	7,2	4
HD 14134	B2,20	—6,83	19	1	41 Cyg	F5	II	7	2
9 Cep	B2,50	—6,23	16,1	1	35 Cyg	F5	Ib	11,5	1
55 Cyg	B3,40	—7,38	22	3	ν Per	F5	II	8,5	1
67 Oph	B3,55	—5,62	4	2	FF Aql	F7	I	4,2	1
χ Aur	B3,65	—6,78	11	1	γ Cyg	F8	Ib	9	2
HD 215455	B5,10	—6,21	14	1	β Aqr	G0	Ib	6,2	1
53 Cas	B7,6	—6,25	5,7	1	9 Peg	G5	Ib	6,2	1
β Ori	B8,3	—7,75	5	2					
4 Lac	B9,0	—5,92	16,5	1					
σ Cyg	B9,3	—6,46	19	1					
3H Cam	B9,5	—7,00	14,5	2					
1H Cam	B9,9	—7,00	24,5	1					
13 Mon	A0,0	—5,51	10	2					

Результаты определений v_t на основе анализа кривых роста представлены в табл. 5. Количественные определения спектральных классов и абсолютных величин взяты из [16—17]. В предпоследнем столбце табл. 5 приведено число определений v_t различными авторами.

В интервале спектральных классов O9 — B6 определения v_t производятся обычно по линиям легких элементов, преимущественно O II, N II, Si III, Si IV, C II. Наиболее надежные определения v_t получаются по линиям O II из-за их многочисленности и относительно высокой интенсивности. Определение v_t по кривой роста для линий He I будет рассматриваться ниже (см. § 5). В интервале спектральных классов B7 — G0 турбулентные скорости определяются обычно по линиям нейтральных и ионизованных металлов. Это преимущественно Fe, Ti, Cr, V, Sr, Ca, Mn.

Если для какой-либо звезды v_t определялось нами по нескольким кривым роста, то бралось среднее v_t . Если для данной звезды v_t определялось несколькими авторами, то тоже бралось среднее значение. Тепловые скорости всюду учтены.

Точность определения v_t несколько различна для различных звезд. Однако сопоставление v_t , найденных для той или иной звезды различными авторами, позволяет сделать вывод, что формальная ошибка одного определения составляет в среднем 15—20%. На фиг. 6, а нанесены v_t для спектральной последовательности сверхгигантов классов светимости Ia — Ib. В интервале F2 — F5 включены также три сверхгиганта класса светимости II.

Из рассмотрения фиг. 6, а можно сделать следующие выводы:

1. Для звезд данного спектрального класса величина турбулентной скорости практически не зависит от светимости. У звезд B0 — B5 v_t для сверхгигантов Ia в среднем лишь на 3—5 км/сек больше, чем для сверхгигантов Ib.

2. В зависимости величины v_t от спектрального класса можно отметить два максимума. Один из них, более резкий, приходится на спектральный класс B4, 2. По обе стороны от этого максимума величина v_t , находящаяся из кривой роста, построенной по линиям O II, N II, Si III и т. д., довольно быстро уменьшается и сравнивается с тепловой скоростью при O9,5 и B6,5.

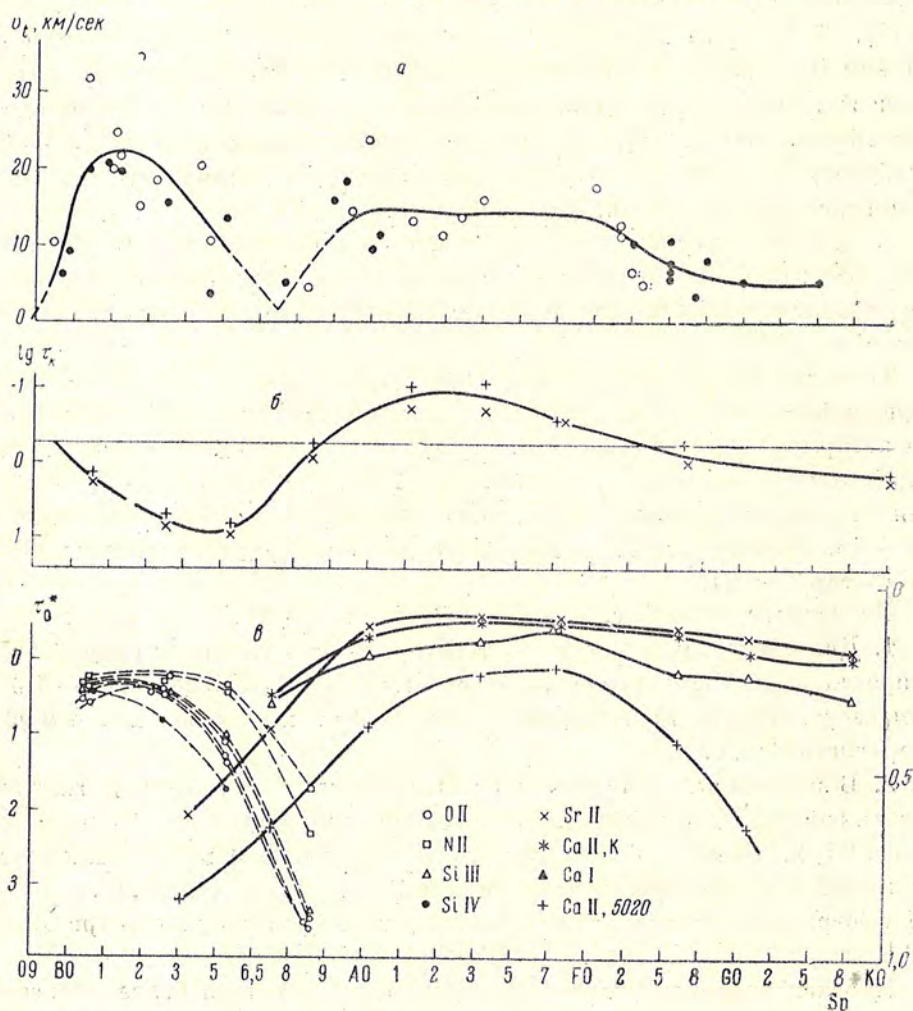
Плоская вершина второго максимума, значительно более пологого, чем первый (хотя в шкале $\lg T$, более равномерной, чем шкала Sp, оба максимума имеют примерно одинаковый вид и «полуширину»), соответствует спектральному интервалу A0 — F0.

Скорости v_t , находимые по линиям металлов, становятся сравнимыми с тепловыми около спектрального подкласса B6,5. Со стороны поздних спектральных классов v_t уменьшаются от 15 км/сек для звезд F0 до 3—5 км/сек для сверхгигантов G.

Минимум вблизи спектрального подкласса B6,5 является, по всем признакам, реальным.

При интерпретации столь странного, на первый взгляд, хода величины турбулентной скорости вдоль спектральной последовательности сверхгигантов мы встретились со значительными трудностями.

Действительно, естественней ожидать монотонного изменения v_t вдоль спектральной последовательности, поскольку все основные характеристики атмосфер сверхгигантов, такие как температура, ускорение силы тяжести, электронная плотность, механизм непрерывного поглощения и т. д., изменяются со спектральным классом достаточно монотонно.



Фиг. 6. Зависимости от спектрального класса микротурбулентной скорости v_t , найденной по кривой роста (а) (светлые кружки — звезды Ia, темные — Ib), оптической глубины залегания верхней границы конвективной зоны (б), эффективной оптической глубины образования линий поглощения (в)

Мы рассмотрим здесь две наиболее вероятные, на наш взгляд, причины, которые могут привести к такому изменению v_t вдоль спектральной (температурной) последовательности сверхгигантов.

1. Глубина залегания конвективной зоны, которая может быть источником турбулентных движений, заметно меняется в зависимости от основных характеристик звезды. Так, согласно расчетам С. де Ягера и Л. Невена [25], глубина залегания верхней границы конвективной зоны у разных звезд весьма сильно различается.

На фиг. 6, б представлена вычисленная на основе таблицы VII 4. из [25] зависимость оптической глубины верхней границы конвективной зоны ($\lg \tau_k$) от спектрального класса для последовательности сверхгигантов Ia — Ib. При этом величины $\lg g$ для сверхгигантов различных спектральных классов взяты из [26], а спектральные классы моделей заново определены на основе $T_{\text{эф}}$ для этих моделей по шкале эффективных температур из [19].

Легко видеть, что у сверхгигантов в спектральном интервале B8 — F8 верхняя граница конвективной зоны выходит в атмосферу ($\tau_k < 0,6$), а по обе стороны от этого интервала конвективная зона опускается в более глубокие слои (фотосферу). При этом опускание конвективной зоны в глубь фотосферы у звезд поздних спектральных классов (F — G) происходит довольно медленно, так что у сверхгигантов K0 конвективная зона уходит всего лишь на глубину $\tau_k \approx 1,6$. У более горячих сверхгигантов конвективная зона быстро уходит в глубокие слои фотосферы, достигая $\tau_k \approx 10$ уже у звезд B5 — B6, а затем также сравнительно быстро выходит снова к поверхности (в атмосферу) уже у звезд спектральных классов O9 — B0.

Таким образом, из фиг. 6, б легко видеть, что изменение глубины залегания конвективной зоны вдоль спектральной последовательности сравнительно хорошо соответствует изменению величины турбулентной скорости в атмосфере: выход верхней границы конвективной зоны в обрабатываемый слой соответствует увеличению турбулентных скоростей, находящихся по спектральным линиям, образующимся в этом слое. Это соответствие, учитывая относительную приближенность использованных теоретических моделей, можно считать достаточно хорошим. Некоторый сдвиг кривой на фиг. 6, б относительно кривой на фиг. 6, а имеется лишь у самых горячих звезд.

Некоторые особенности изменения v_t со спектральным классом можно, по крайней мере качественно, объяснить на основе существующих в настоящее время общих представлений о свойствах турбулентных движений в атмосферах звезд.

Полагают обычно, что турбулентность в звездных атмосферах обладает некоторым спектром, параметры которого из-за ограниченности наших методов наблюдений мы не можем пока определить. Считается, что методом кривой роста мы определяем скорости движения лишь тех турбулентных элементов (вихрей), линейные размеры которых меньше толщины обрабатываемого слоя. Полагаем, что линейные размеры атмосфер сверхгигантов монотонно изменяются вдоль спектральной последовательности ($\lg g$ у сверхгигантов монотонно изменяется от значений ~ 1 у класса G до 3,8—4 у звезд O). Изменение v_t в таком случае можно было бы объяснить изменением характера турбулентности, связанным с изменением глубины залегания конвективной зоны. Трудно сказать в настоящее время что-либо более определенное о характере связи между глубиной залегания и мощностью конвективной зоны, с одной стороны, и спектром турбулентности в атмосфере звезды, с другой, поскольку эта проблема еще по существу не изучалась.

2. Вторая возможность объяснения наблюдаемой картины изменения v_t со спектральным классом заключается в следующем.

Известно, что в атмосферах сверхгигантов величина турбулентной скорости довольно быстро уменьшается с глубиной (см., например, [1, 3, 29]). Очевидно, что по линиям, эффективная глубина образования которых достаточно велика (слабые линии), мы должны получить заметно меньшие турбулентные скорости, чем по линиям, которые образуются в верхних частях обращающего слоя (более сильные линии). Один и тот же набор спектральных линий в атмосферах звезд разных спектральных классов будет образовываться на разной оптической глубине в зависимости от хорошо известных причин [степень ионизации и возбуждения, коэффициент поглощения, доплеровское расширение (тепловое и турбулентное) и т. д.]. В результате турбулентные скорости, определенные при помощи кривой роста даже по линиям одного и того же химического элемента или набора элементов, будут для звезд разных температур относиться к разным оптическим глубинам в атмосфере и могут заметно различаться даже в случае равенства средних турбулентных скоростей в атмосферах этих звезд.

Для проверки предполагаемого объяснения мы определили по материалам [25] эффективные оптические глубины образования в атмосферах сверхгигантов тех линий, которые обычно используются в методе кривых роста для определения турбулентных скоростей. Для звезд O и B это чаще всего линии O II, N II, He I, а также линии Si IV, Si III, Si II и некоторых других легких ионов; для звезд более поздних, чем B8, это линии нейтральных и ионизованных металлов.

На фиг. 6, *в* нанесены зависимости эффективных оптических глубин образования избранных линий поглощения в атмосферах сверхгигантов (τ_0^*) от спектрального класса. Оптические глубины τ_0^* отнесены к длине волны 5012 Å. Слева нанесены зависимости для линий O II (три линии), N II (две линии), Si IV (одна линия) и Si III (одна линия); справа — зависимости для линий Sr II, Ca I и Ca II. Масштаб по оси ординат в левой и правой частях фиг. 6, *в* различается в 5 раз.

Из сопоставления кривых на фиг. 6, *в* и 6, *а* можно легко установить их полное подобие и сделать следующий вывод. По линиям, образующимся в более высоких слоях атмосферы звезды, мы получаем большие турбулентные скорости, чем по линиям, образующимся в более глубоких слоях атмосферы. Чем глубже в атмосфере звезды возникает тот или иной набор линий, тем меньшую турбулентную скорость дает нам кривая роста, построенная по этим линиям. Хорошим примером здесь может служить положение дел для спектрального интервала B6 — B8.

В этом интервале турбулентные скорости не превосходят 5—6 км/сек, в то время как в соседних спектральных классах они достигают 15 км/сек и более. В этом же спектральном интервале эффективные глубины образования наблюдаемых линий поглощения существенно больше, чем в соседних интервалах.

Таким образом, своеобразное изменение v_t вдоль спектральной последовательности для сверхгигантов находит себе довольно естественное объяснение.

Сейчас трудно сделать окончательный выбор между двумя предложенными объяснениями наблюдаемого изменения v_i со спектральным классом у сверхгигантов, тем более, что нельзя исключить возможность совместного действия указанных выше причин.

§ 5. Линии He I в спектрах сверхгигантов O9—A0

В [1] были получены относительные населенности уровней 2^3P и 2^1P He I в атмосферах девяти сверхгигантов в спектральном интервале O9 — B5 и был сделан вывод, что с переходом от звезд O9 к звездам B5 уровень 2^1P становится относительно более перенаселенным по сравнению с тем, что должно было бы быть в случае термодинамического равновесия. С целью проверки этого результата на более обширном материале мы воспользовались полученными в [16] эквивалентными ширинами линий гелия у 59 сверхгигантов Ia — Ib в спектральном интервале O6 — A0 и методом кривой роста с учетом постоянной затухания для каждой линии, как это описано в [1], получили числа атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P . Попутно были получены турбулентные скорости (v_i) по линиям, возникающим с триплетных и синглетных уровней.

Здесь следует отметить, что в том случае, когда имелись эквивалентные ширины линий у звезд близких спектральных подклассов, они усреднялись и строилась общая кривая роста для среднего подкласса. Поскольку оказалось, что величины, полученные по кривым роста для классов светимости Ia и Ib, внутри одного и того же спектрального подкласса не показывали систематических различий, то было сделано усреднение по классу светимости. Окончательные результаты сведены в табл. 6, где во втором

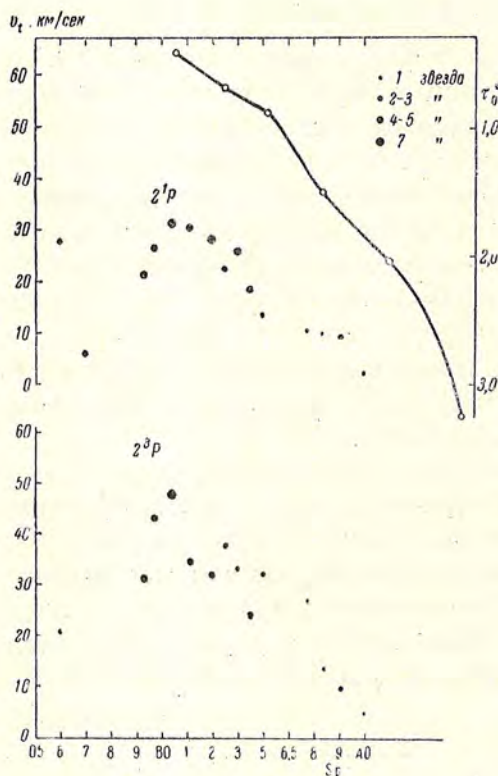
Таблица 6

Спектральный класс	n	$v_{\text{трипл.}}$ км/сек	$v_{\text{сингл.}}$ км/сек	$\lg \frac{N_{2^3P}}{N_{2^1P}}$	Спектральный класс	n	$v_{\text{трипл.}}$ км/сек	$v_{\text{сингл.}}$ км/сек	$\lg \frac{N_{2^3P}}{N_{2^1P}}$
O6,0	3	21	28	0,81	B2,5	2	38	22,8	0,11
O7,0	2	46,2	6,0	0,02	B3,0	2; 5	33,6	26,0	0,07
O7,8	1	55:	21:	0,59:	B3,5	4	24,4	18,6	0,05
O8,4	1	48,7	12:	-0,18:	B5,0	2	32,4	13,6	-0,28
O9,3	4	31,6	21,3	0,46	B7,6	1	27,2	10,6	-0,12
O9,7	5	43,6	26,8	0,27	B8,4	1	13,8	10	0,13
B0,4	7	48,1	31,4	0,18	B9,1	3	10	9; 3	0,24:
B0,6	3	42,6:	12,7	-0,60:	A0,0	1; 3	5	2	-0,17
B1,1	5	34,8	30,6	0,35					
B2,0	5; 7	32,4	28,4	0,02					

столбце дано число звезд n , по которым производилось усреднение указанным образом, причем в случае двух чисел на одной строке первая относится к триплетам; в третьем и четвертом столбцах приведены турбулентные скорости по триплетам и синглетам соответственно; в пятом столбце даны логарифмы отношения числа атомов на триплетном уровне (N_{2^3P}) к числу

атомов на синглетном уровне (N_{2^1P}). Двоеточие около некоторых чисел в таблице означает неуверенность в соответствующих данных.

На основании данных табл. 6 были построены зависимости турбулентной скорости от спектрального класса (фиг. 7) *. Эта зависимость в случае триплетов и синглетов подобна полученной выше (см. § 4) по другим атомам в том же спектральном интервале.



Фиг. 7. Зависимость турбулентной скорости, полученной по синглетам и триплетам гелия, от спектрального класса

Сплошная кривая — зависимость эффективной оптической глубины образования линий гелия $\lambda 3965$ и $\lambda 5015$ Å от спектрального класса

Как и у девяти сверхгигантов, рассмотренных в [1], турбулентные скорости, полученные по триплетам, оказались больше v_t , полученных по синглетам, в данном случае в среднем на 30%. Возможно, это объясняется тем, что из-за большего статистического веса триплетных термов эффективная оптическая глубина образования этих линий должна быть меньше.

Справа сверху на фиг. 7 изображена усредненная кривая зависимости эффективной оптической глубины ($\lg \tau_0^*$) образования линий поглощения гелия $\lambda 3965$ Å и $\lambda 5015$ Å от спектрального класса, вычисленная по [25]. Ход этой кривой качественно повторяет ход изменения турбулентной скорости со спектральным классом. Следовательно, и в случае гелия остаются в силе изложенные выше два возможных объяснения наблюдаемой картины изменения v_t со спектральным классом.

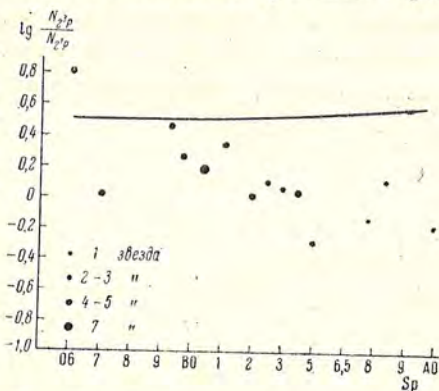
Что касается относительной населенности уровней 2^3P и 2^1P гелия, то, как это видно из фиг. 8, она показывает явную тенденцию к убыванию в сторону более поздних спектральных классов, все более отклоняясь от случая термодинамического равновесия (сплошная линия), вычисленного по формуле Больцмана. Около подкласса O9 имеет место приблизительно равновесная относительная населенность; у более ранних звезд об относительной населенности уровней определенного вывода сделать нельзя.

Итак, вновь полученный результат подтверждает ранее сделанный вывод [1] о возрастании относительной перенаселенности синглетного уровня гелия в сторону более поздних спектральных классов.

* При построении графиков числа с двоеточием не принимались во внимание

С другой стороны О. Струве и К. Вурмом [30] было показано при некоторых упрощающих предположениях, что в атмосферах сверхгигантов с электронной плотностью порядка $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, где столкновения почти не влияют на населенность уровней, отклонение от условий термодинамического равновесия должно привести к относительной перенаселенности не синглетного уровня, а триплетного, и в тем большей мере, чем протяженней атмосфера. Таким образом, следовало ожидать при переходе от звезд Об к звездам А0 как раз противоположного хода изменения относительной населенности триплетного и синглетного уровней.

Объяснение полученного нами результата требует подробного рассмотрения условий детального равновесия на уровнях 2^3P и 2^1P при различных температурах, электронных плотностях и факторах дилуции эффективных слоев образования триплетных и синглетных линий в атмосферах сверхгигантов. Значения же этих факторов могут быть известны только при наличии хорошей модели атмосферы сверхгиганта, которая пока еще никем не вычислена.



Фиг. 8. Зависимость относительной населенности триплетного и синглетного уровней гелия от спектрального класса. Сплошная линия — та же зависимость, вычисленная по формуле Больцмана

§ 6. О переменности сверхгигантов

Как показывают наблюдения, ранние сверхгиганты классов светимости Ia — Ib обнаруживают переменность блеска, переменность лучевой скорости, дифференциальные систематические смещения линий различных атомов и ионов в их спектрах [32] и переменность интенсивности и вида контуров спектральных линий (см. [31—36]).

Наблюдения свидетельствуют о том, что физические условия в атмосферах ранних сверхгигантов не являются стационарными. Имеющиеся в настоящее время данные не позволяют точно указать причину переменности ранних сверхгигантов. Обусловлена ли она пульсацией или различными атмосферными неоднородностями, подобными турбулентности, выбросами или другими формами движения газовых масс, пока не ясно. Имеющиеся данные позволяют заключить, что переменность ранних сверхгигантов в некоторых отношениях подобна переменности полуправильных звезд класса М. Флуктуации блеска полупериодические, циклы их согласуются с циклами, определенными спектроскопически. Амплитуда изменения блеска $0^m 05 - 0^m 10$, соответствующий диапазон изменения $V_r = 8 - 15 \text{ км/сек}$. Это отношение Δm_v к ΔV_r , а именно $\sim 150 \text{ км/сек}$ на 1 звездную величину является промежуточным между соответствующим отношением 600 для звезд типа β СМа [37] (звезд более раннего типа, В1 — В2) и 35 — для цефеид (звезд более поздних, F — K) [38]. Циклы

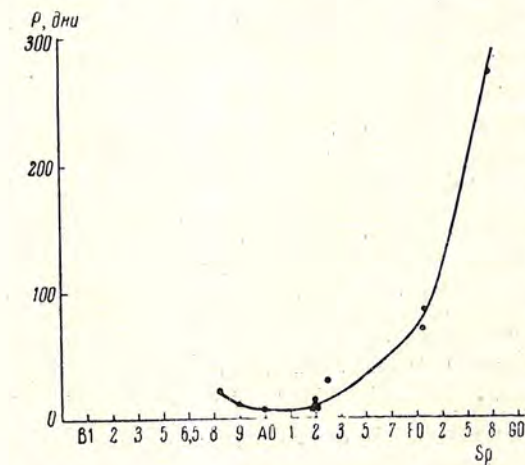
этих звезд всецело определяются светимостью и спектральным классом. На фиг. 9 показана зависимость продолжительности цикла от спектрального класса для ранних сверхгигантов класса светимости Ia.

Такие факты, как постоянство пульсационной константы Q для правильных переменных и раннего и позднего типа (величина ее в 2—3 раза превосходит значение пульсационной константы для классических цефеид), связь в фазе кривых блеска и скоростей, показывают,

что переменность ранних сверхгигантов Ia — Ib может быть обусловлена пульсацией.

Удовлетворяются ли эти условия в звездах, в которых господствующей причиной переменности является турбулентность или атмосферные движения масс, нельзя сказать без построения и анализа точных моделей, учитывающих динамические свойства атмосферы.

При наличии больших турбулентных движений и потоков газовых масс должно наблюдаться асимметричное расширение и смещение спектральных линий, и следовательно, пере-



Фиг. 9. Зависимость цикла переменности от спектрального класса для сверхгигантов Ia

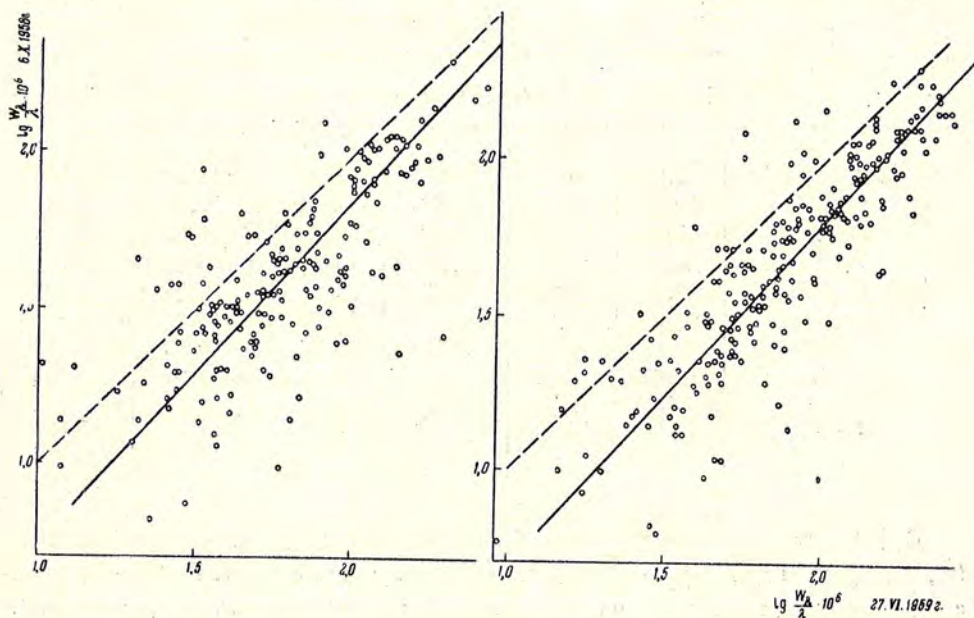
менная лучевая скорость. При этом ширины линий будут переменными, тогда как в случае пульсации они должны оставаться постоянными. У. Адамс [39] для сверхгиганта класса $M \alpha$ Ori и Г. Абт [36] для α Cyg получили сходный результат, свидетельствующий в пользу пульсационной теории.

Проведенное сравнение контуров водородных линий (см. фиг. 11) и результаты [33—35] показывают, что у некоторых ранних сверхгигантов наблюдается асимметрия контуров, увеличение ширины и раздвоение спектральных линий. Таким образом, вопрос о причинах переменности ранних сверхгигантов остается открытым. Возможно, как заключает Г. Абт [36], переменность ранних сверхгигантов обусловлена пульсацией комплексного характера.

Из 25 сверхгигантов, для которых здесь проводится анализ температур и турбулентных скоростей, три звезды (89 Her, ν Ser, 6 Cas A) наблюдались в две разные даты с целью выявления переменности спектроскопически. Эти звезды в числе других исследовались Абтом [36] как переменные. Исследованию изменений в спектре 89 Her посвящена работа Э. Бём-Витензе [33]. На основании спектральных [33] и независимо фотоэлектрических [34] наблюдений установлено, что пикл переменности 89 Her может быть порядка 70—72 дней. Амплитуда изменения блеска около $0^m 1$.

Наши наблюдения, как отмечалось в [3], показали, что интенсивности линий поглощения меняются со временем. Сравнения эквивалентных

ширин линий в спектрах этих звезд проводились в [3]. В настоящей работе на фиг. 10 показано лишь сравнение эквивалентных ширин линий для 6.X 1958 г. и 27.VI 1959 г. у 89 Нер, обнаружившей наибольшие изменения интенсивностей линий поглощения в сравнении с двумя другими звездами. Из рассмотрения фиг. 10 видно: 1) эквивалентные ширины линий поглощения как нейтральных элементов, так и ионов увеличились при переходе от 6.X 1958, к 27.VI 1959 гг.; 2) слабые линии нейтральных элементов



Фиг. 10. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения в спектре 89 Нер
Слева — линии нейтральных элементов; справа — ионы; штриховая линия — линия равенства W_λ ;
сплошная — среднее отклонение от линии равенства

и ионов усилились больше, чем сильные; 3) линии ионов показали большее увеличение интенсивности, чем у нейтральных элементов. В среднем интенсивность линий нейтральных элементов увеличилась от 0,20 до 0,12, а ионов — от 0,25 до 0,15 в $\lg W_\lambda$ для слабых и сильных линий соответственно.

В спектре γ Сер при переходе от 2.IX 1958 г. к 7.IX 1958 г. заметно ослаблены линии нейтральных элементов, линии ионов показали очень небольшие изменения. В спектре 6 Cas A 19.IX 1958 г. слегка усилены линии многих элементов.

В спектре 89 Нер оказались значительно расширены контуры и увеличены глубины водородных линий H_β и H_γ (фиг. 11) 27.VI 1959 г., когда интенсивность всех спектральных линий была увеличена. В спектрах двух других звезд сравниваемые контуры практически одинаковы. Как будто есть слабый намек на асимметрию линий, но величина ее лежит в пределах ошибок измерений.

Уширение контуров водородных линий у 89 Нер мы считаем реальным фактом. Вероятно, оно обусловлено совместным действием дифференциаль-

ных движений газа во внешних слоях атмосферы звезды и увеличением давления. (Как показывает табл. 7, электронное давление, определенное по линиям железа, увеличилось в указанную дату на 0,3 в $\lg P_e$.)

Чем может быть вызвано наблюдаемое изменение интенсивности спектральных линий, которое так четко видно в спектре 89 Her и в меньшей степени у ν Cep и 6 Cas A?

Таблица 7

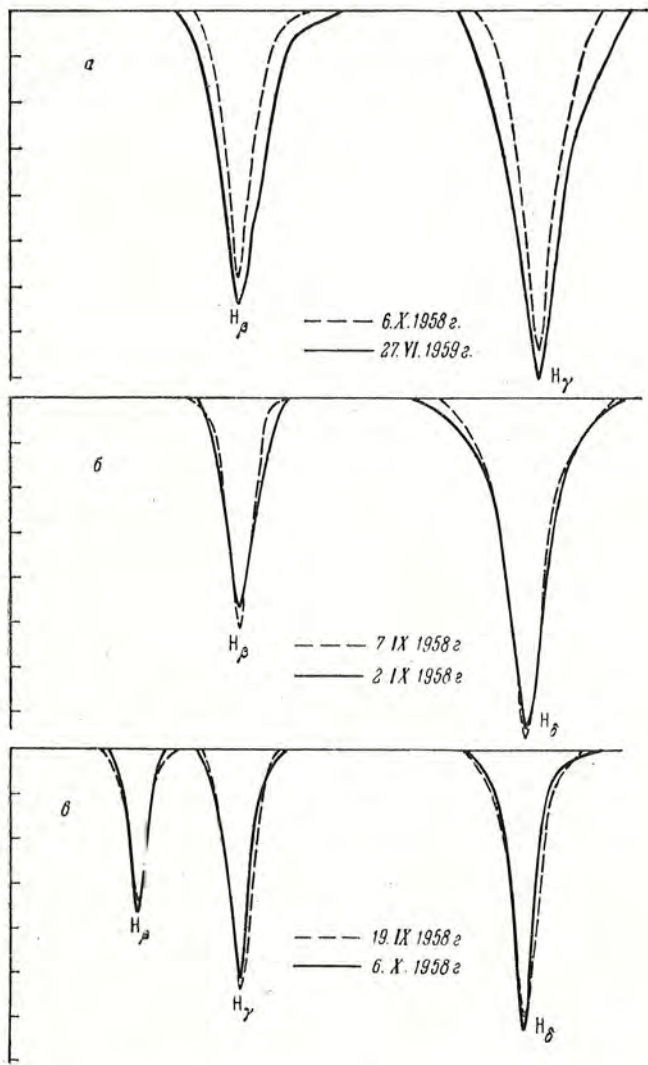
	ν Cep		6 Cas A		89 Her	
	2.IX 1958 г.	7.IX 1958 г.	19.IX 1958 г.	6.X 1958 г.	6.X 1958 г.	27.VI 1959 г.
$\lg N_{0,2}H$	16,2	16,2	15,8:	15,80:	16,2	16,2
$\lg n_e$	13,78	13,89	14,58:	14,48	13,99	14,24
$\lg P_e$	1,76	1,87	2,55:	2,45:	1,95	2,2
R_c	0,8	0,76	0,63	0,69	0,76	0,8
$\lg W_\lambda(H_\gamma, H_\delta)$	0,49	0,49	0,24	0,2	0,57	0,67
v_t , км/сек	15,3	13,0	19,9	15,7	14,3	18,3
θ_B	0,71	0,73	0,73	0,74	0,83	0,74
$\lg P_e(Fe)$	2,78	2,62	2,8	2,81	3,07	3,38
$\lg NH$	Без изм.		Без изм.		Меньше на 0,03	

В [3] методом кривой роста были получены физические параметры (v_t , T_B , $\lg P_e$ и $\lg NH$) атмосфер этих звезд. Здесь в табл. 7 мы приводим средние (осредненные по разным элементам) значения этих параметров. Сопоставление данных этой таблицы с интенсивностью линий показывает, что увеличение эквивалентных ширин линий как нейтральных, так и ионизованных элементов есть следствие увеличения числа поглощающих атомов всех элементов, турбулентной скорости, предельной глубины линий, температуры и электронного давления, найденного как по водороду, так и по металлам. Сходные результаты получены А. А. Боярчуком [7] при анализе атмосферы более раннего сверхгиганта κ Cas (B1 Ia).

Мы произвели оценку влияния изменения температуры, числа поглощающих атомов и турбулентной скорости на изменение интенсивности линий в спектре 89 Her. Последнее, по-видимому, можно объяснить совместным действием изменения турбулентности и температуры. В самом деле, турбулентная скорость изменилась в среднем на 0,1 в $\lg v_t$. Это изменение в $\lg v_t$ изменит на столько же $\lg W_\lambda$. Изменение температуры возбуждения (в среднем на 500°), найденное в [3] по линиям различных элементов, находится в согласии с полученным выше (см. табл. 3), совершенно независимым методом, изменением температуры ионизации (в среднем на 300°). Такие изменения температуры должны привести к изменению числа поглощающих атомов (величина $\lg NH$ изменится в среднем на 0,25). Это последнее должно вызвать изменение интенсивности линий на 0,08—0,10 в $\lg W_\lambda$. Тот факт, что интенсивность слабых линий изменилась больше, чем сильных, говорит о том, что действительно произошло изме-

нение в числе поглощающих атомов. В сумме наблюдаемые изменения v_t и T должны привести к изменениям интенсивности линий в спектре 89 Her в среднем на 0,2 в $\lg W_\lambda$, что мы и наблюдаем.

В атмосферах двух других звезд заметно изменилась лишь турбулентная скорость, остальные параметры, как видно из табл. 7, практически



Фиг. 11. Сравнение контуров водородных линий в спектрах
а — 89 Her; б — ν Cep; в — 6 Cas

не изменились. Наблюдаемые небольшие изменения интенсивности линий мы объясняем изменением турбулентной скорости.

Далее нами была сделана попытка объяснить изменениями температуры колебания блеска 89 Her с амплитудой 0^m.1 [34]. Из соотношения $L_{bol} \approx \sigma T_{эф}^4$, принимая $T_{эф} \approx 7000^\circ$ и учитывая, что $L_{bol} \approx L_{vis}$ (для данного спектрального подкласса), легко получить, что найденное нами

изменение температуры на 400° приведет к изменению блеска на $0^m,10$. Однако это должно повлечь за собой и изменение показателя цвета на $0^m,04-0^m,06$.

При сопоставлении наших результатов об изменении турбулентных скоростей и результатов Абта о переменности лучевых скоростей для тех же самых звезд обращает на себя внимание то обстоятельство, что большей амплитуде изменения лучевой скорости соответствует и больший диапазон в изменении турбулентной скорости. Это легко видеть из табл. 8.

Т а б л и ц а 8

	v Cep	89 Her *	6 Cas A
Амплитуда V_r , км/сек (по Fe II)	5	8—20	18
Δv_t для двух дат, км/сек (по Fe II)	2	4	6

* Согласно исследованиям Э. Бём-Витензе [33] 89 Her показывает большие колебания в амплитуде V_r от цикла к циклу.

Наблюдающееся соответствие между V_r и v_t говорит о том, что турбулентные движения в атмосферах сверхгигантов имеют направленный характер. Это подтверждает вывод, сделанный Э. Андерхилл [40].

Заключение

1. Необходимо отметить принципиальную неоднозначность определений T_v и T_n по различным наборам линий, связанную со стратификацией атмосфер сверхгигантов и эффектом селекции линий при каждом определении T_v и T_n .

Если все же мы хотим определить температурные условия в слоях звезды, ответственных за образование большинства линий, следует взять взвешенное (по числу используемых линий) среднее всех определений T_n и T_v для данной звезды.

2. Поведение микротурбулентной скорости с изменением спектрального класса может быть истолковано как следствие либо различий в глубинах залегания конвективной зоны, либо различий в глубинах образований линий, по которым определяются v_t , либо совместным действием обеих этих причин.

Увеличение скорости микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов изнутри наружу можно считать достаточно надежно установленным фактом, и полученные нами результаты [1—3] полностью подтверждают этот вывод.

3. Перенаселенность синглетного уровня гелия относительно триплетного уровня (по сравнению со случаем термодинамического равновесия) в атмосферах сверхгигантов возрастает в сторону более поздних спектральных классов. Этот факт противоречит, в частности, теории, развитой

О. Струве и К. Вурмом [30]. Для надежной интерпретации этого факта требуются дополнительные исследования.

4. Найденные нами изменения физических параметров атмосферы (T_n , T_v , v_l и $\lg \frac{N_i H}{g_i}$) достаточны для объяснения известных колебаний блеска сверхгигантов с амплитудой до $0^m.1$ и изменений интенсивностей спектральных линий.

Как показали работы многих авторов [7, 31, 33—41], физические условия в атмосферах сверхгигантов изменяются полуправильным и неправильным образом. Причины этих изменений (пульсации, выброс материи или какие-то иные явления) пока еще не ясны. Для более полного изучения характера переменности сверхгигантов весьма желательна постановка комплексных (фотометрических и спектральных) наблюдений избранных сверхгигантов.

5. Для дальнейшего детального изучения физических условий в атмосферах сверхгигантов необходимо построение их моделей с учетом гидродинамических особенностей верхних слоев этих звезд.

Л и т е р а т у р а

1. О. П. Голландский, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 3, 1962.
2. Э. А. Витриченко, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 241, 1962.
3. Т. С. Галкина, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 35, 1962.
4. M. Hack. Mem. Soc. astron. Ital., 30, 89, 1959.
5. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960, стр. 353.
6. M. Hack. Mem. Soc. astron. Ital., 27, 547, 1956.
7. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 54, 1959.
8. L. H. Aller. Astrophys. J., 123, 117, 1956.
9. H.-H. Voigt. Z. Astrophys., 31, 48, 1952.
10. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 36, 766, 1959.
11. W. Buscombe. Astrophys. J., 114, 73, 1951.
12. Э. Р. Мустель, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 3, 1959.
13. C. Chadeau. Ann. Astrophys., 18, 100, 1955.
14. H. A. Abt. Astrophys. J., 131, 99, 1960.
15. M. Hack. Mem. Soc. astron. Ital., 27, 81, 1956.
16. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
17. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 148, 1960.
18. Astrophysics. Ed. Hynek, McGraw-Hill, 1951, p. 12.
19. И. М. Копылов. Наст. том, стр. 69.
20. K. O. Wright. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 41, 49, 1947.
21. A. Unsöld, O. Struve. Astrophys. J., 144, 287, 1951.
22. S. S. Huang. Astrophys. J., 115, 529, 1952.
23. R. Kayrel. Suppl. Ann. Astrophys., № 6, 1958.
24. L. H. Aller. Astrophys. J., 123, 133, 1956.
25. C. de Jager, L. Neven. Rech. astron. Obs. Utrecht, 13, № 4, 1957.
26. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 232, 1961.
27. M. Hack. Mem. Soc. astron. Ital., 27, 496, 1956.
28. L. Goldberg. Astrophys. J., 89, 623, 1939.

29. М. Е. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 94, 1962.
30. О. S t r u v e, К. W u r m. Astrophys. J., 88, 84, 1938.
31. Э. С. Б р о д с к а я. Изв. Крымской астрофиз. обс., 6, 84, 1951.
32. Г. А. Ш а й н, П. Ф. Ш а й н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 49, 1949.
33. E. B ö h m-V i t e n s e. Publ. Astron. Soc. Pacific, 68, № 400, 57, 1956.
34. C. E. W o r l e y. Publ. Astron. Soc. Pacific, 68, № 400, 62, 1956.
35. A. U n d e r h i l l. Astrophys. J., 107, 349, 1948.
36. H. A. A b t. Astrophys. J., 126, № 1, 1957.
37. O. S t r u v e. Publ. Astron. Soc. Pacific, 67, 135, 1955.
38. O. J. E g g e n. Astrophys. J., 113, 367, 1951.
39. W. S. A d a m s. Astrophys. J., 123, 189, 1956.
40. A. U n d e r h i l l. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 13, № 18, 353, 1961.
41. T. S c h m i d t. Sterne, 35, 39, 1959.

О ШКАЛЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР ЗВЕЗД

И. М. Копылов

§ 1. Наиболее употребительная в настоящее время шкала эффективных температур и болометрических поправок, полученная Койпером в 1938 г. [1], включает в себя заметные систематические ошибки [3] и нуждается в уточнении.

§ 2. Путем привязки значительного числа опубликованных моделей звездных атмосфер к однородной спектральной последовательности реальных звезд (посредством анализа спектроскопических характеристик моделей) была заново установлена шкала эффективных температур — зависимость T_{eff} от спектрального класса для звезд в интервале O5—G5.

§ 3. В результате отождествления 26 однородных моделей внутреннего строения звезд с реальными звездами, располагающимися на нижней границе главной последовательности («линии нулевого возраста»), шкала эффективных температур звезд была установлена независимо в том же интервале спектральных классов.

§ 4. Обе шкалы находятся в хорошем соответствии одна с другой (за исключением звезд O5—O7). В интервалах спектральных классов O5—O7, O9—B5 и B9—A3 обе эти шкалы заметно отличаются от шкалы Койпера. В интервале A — F они хорошо согласуются со шкалой Поппера [3].

За окончательную шкалу эффективных температур мы приняли взвешенное среднее T_{eff} по обеим шкалам.

Построена также новая шкала болометрических поправок Δm_{bol} , которая заметно отличается от шкалы, предложенной Койпером.

§ 5. Сделана попытка построить шкалу ионизационных температур и температур возбуждения для звезд главной последовательности в интервале спектральных классов O8 — K0. T_{ion} и T_{ex} определялись на основе количественного анализа звездных спектров. Для широкого интервала спектральных классов имеют место неравенства $T_{\text{eff}} > T_{\text{ion}} > T_{\text{ex}}$. Однако отношения $T_{\text{ex}} : T_{\text{ion}} : T_{\text{eff}}$ изменяются в довольно широких пределах в зависимости от спектрального класса (температуры) звезды.

ON THE EFFECTIVE TEMPERATURE SCALE OF STARS, by I. M. Kopylov.— The most widely used at present scale of effective temperatures and bolometric corrections, obtained by Kuiper in 1938 [1], has appreciable systematic errors [3] and needs to be improved.

The scale of effective temperatures (the dependence of T_{eff} on spectral class for O5—G5 stars) has been derived anew by reference of a considerable number of published stellar atmosphere models to a homogeneous spectral sequence of real stars (by an analysis of the spectroscopic characteristics of the models).

The effective temperature scale of stars was found independently for the above interval of spectral classes as a result of the identification of 26 homogeneous models of the internal structure of stars with real stars on the zero-age main sequence.

Both of the scales are in good agreement (with the exception of O5—O7 stars). In the spectral class intervals O5—O7, O9—B5 and B9—A3, both of these scales differ

considerably from that obtained by Kuiper. In the A — F interval they are in good agreement with Popper's scale [3].

The weighted mean T_{eff} of both scales is adopted as the final effective temperature scale. A new scale of bolometric corrections Δm_{bol} , which differs appreciably from that proposed by Kuiper, is also found.

An attempt was made to obtain a scale of ionization and excitation temperatures for O8 — K0 main sequence stars. T_{ion} and T_{ex} are determined on the basis of a quantitative analysis of stellar spectra. For a wide interval of spectral types: $T_{\text{eff}} > T_{\text{ion}} > T_{\text{ex}}$. However the ratios $T_{\text{ex}}:T_{\text{ion}}:T_{\text{eff}}$ vary within rather wide limits depending on the spectral type (temperature) of the star.

§ 1. Постановка задачи

Задача установления шкалы эффективных температур, т. е. нахождения зависимости T_{eff} от спектрального класса или показателя цвета звезды, и соответственно задача установления шкалы болометрических поправок имеют по крайней мере 30-летнюю историю.

Однако после фундаментальной работы Дж. Койпера [1], установившего шкалу T_{eff} и Δm_{bol} для звезд в широком спектральном интервале, в этом направлении сделано очень мало. В большинстве астрономических исследований, где необходимо знание T_{eff} и Δm_{bol} , пользуются обычно шкалой Койпера или шкалой У. Моргана и П. Кинана [2], которая не является независимой от шкалы Койпера и лишь незначительно отличается от последней.

Шкала Койпера до сих пор широко используется в многочисленных работах, хотя существует целый ряд независимых указаний на наличие в этой шкале T_{eff} и Δm_{bol} значительных систематических ошибок для некоторых интервалов спектральных классов. Многие из этих свидетельств были недавно рассмотрены Д. Поппером [3].

В частности, в [3] убедительно показано, что койперовская шкала T_{eff} для звезд A и более холодных нуждается в значительных изменениях. Поппер приводит некоторые свидетельства в пользу того, что, к примеру, у звезд A0 — A2 T_{eff} должны быть примерно на 1000° ниже, чем это дается шкалой Койпера.

Отсюда следует, что ревизия или по крайней мере уточнение шкалы Койпера на основе существующих в настоящее время достаточно обширных и однородных данных о различных характеристиках звезд для значительных интервалов спектральных классов являются крайне необходимыми.

Кроме того, весьма часто без достаточных к тому оснований во многих расчетах вместо T_{eff} используются другие виды температуры, обычно T_{ion} или T_{ex} (см. в этой связи обзор [4]).

Учитывая настоятельную потребность в уточнении шкалы T_{eff} и Δm_{bol} , а также шкал T_{ion} и T_{ex} , мы предприняли попытку заново установить для звезд в широком интервале спектральных классов шкалу T_{eff} двумя независимыми методами, а также установить шкалу Δm_{bol} , ионизационных температур и температур возбуждения.

§ 2. Построение шкалы эффективных температур на основе анализа моделей звездных атмосфер

1. Одной из областей приложения теории переноса излучения является построение моделей звездных атмосфер.

Модель обычно строится следующим образом. Задается $\lg g$, поверхностная температура или эффективная температура, исходная зависимость $T(\tau)$, химический состав атмосферы и коэффициент поглощения. Далее определяются зависимости $\lg P_e$, $\lg P_g$ от оптической глубины τ . На каждой оптической глубине определяется интегральный поток излучения, идущего наружу. Затем методом последовательных приближений добиваются постоянства этого потока на различных оптических глубинах. Обычно равенство потока выдерживается с точностью до нескольких процентов (от 0,5—1, до 7—10% в различных моделях).

По выходящему интегральному потоку из соотношения $\pi F = \sigma T_{\text{eff}}^4$ определяется эффективная температура вычисленной модели. Таким образом, некоторая последовательность моделей может дать набор эффективных температур.

Однако для построения шкалы эффективных температур необходимо такую модель или семейство моделей отождествить с реальными звездами и тем самым приписать каждой данной модели определенный спектральный класс (или показатель цвета).

Здесь и всюду в дальнейшем, говоря о шкале эффективных температур, мы будем иметь в виду зависимость T_{eff} от спектрального класса, поскольку речь будет идти преимущественно о наиболее горячих звездах O — F, для которых установление истинных цветовых характеристик может быть в значительной степени усложнено вследствие трудностей при учете межзвездного поглощения, в то время как спектральный класс — это параметр звезды, не зависящий от влияния межзвездной среды.

Для такого отождествления можно воспользоваться некоторыми обычно вычисляемыми спектральными характеристиками модели, которые можно сравнить с наблюдаемыми у реальных звезд. К таким характеристикам относятся: а) распределение энергии в непрерывном спектре модели или теоретически рассчитанные показатели цвета модели; б) величина балмеровского скачка D ; в) эквивалентные ширины некоторых линий поглощения, чаще всего линий одного какого-либо элемента в двух соседних стадиях ионизации и др. Однако довольно простая на первый взгляд задача привязки теоретических моделей значительно усложняется следующими обстоятельствами.

Поскольку построение модели атмосферы является весьма трудоемкой задачей, то обычно тот или иной автор вычисляет одну-две, редко большее число моделей по одной и той же методике. Таким образом, нет достаточно больших и однородных рядов моделей звездных атмосфер для широкого интервала температур и $\lg g$. Далее, методика построения моделей у различных авторов подчас очень сильно различается, в частности, в отношении принимаемого относительного химического состава, выбора зависимости коэффициента поглощения в непрерывном спектре от длины волны,

способа определения среднего коэффициента поглощения, закона изменения температуры с оптической глубиной, точности уравнивания потоков на различных глубинах и т. д.

Поэтому разные авторы, используя совершенно одинаковые исходные параметры T_0 и $\lg g$ для построения модели, нередко получают модели с весьма заметно различающейся структурой и, следовательно, с различными значениями T_{eff} и других спектральных характеристик.

Разные авторы вычисляют различные спектральные характеристики модели. Так, для моделей атмосфер ранних спектральных классов иногда для привязки к реальным звездам вычисляются лишь величины D , а в некоторых случаях W_λ избранных линий поглощения, чаще всего линий Si II, Si III или Si IV. Для моделей атмосфер с более низкими температурами, соответствующих звездам А, F и G, имеет смысл (и часто так и делается), помимо величин D и W_λ , вычислять еще и распределение энергии в непрерывном спектре модели в интервале длин волн от λ 3646 до λ 7000 Å.

Для наиболее надежной привязки моделей к реальной температурной (спектральной) последовательности звезд совершенно необходимы по возможности однородные ряды определений указанных спектральных характеристик для звезд в достаточно широких интервалах спектральных классов. Немалую роль здесь играет также и наличие достаточно точной и однородной системы спектральной классификации звезд.

В настоящее время, благодаря значительным успехам в исследовании теоретических моделей звездных атмосфер и получении однородных рядов спектральных характеристик звезд и систем спектральной классификации, представилась реальная возможность путем привязки моделей звездных атмосфер к реальным температурным последовательностям звезд построить шкалу эффективных температур на иных принципах, чем те, которые были положены в основу Койпером [1]. Это позволит приблизиться к удовлетворительному решению одной из наиболее важных и трудных проблем в теории звездных атмосфер — сопоставлению теоретических моделей с результатами наблюдений реальных атмосфер звезд и определению фундаментальной характеристики звезды — эффективной температуры.

2. Ниже приводятся с некоторыми необходимыми краткими комментариями те основные теоретические данные и данные наблюдений, которые были использованы для построения шкалы эффективных температур указанным выше способом.

В табл. 1 дается сводка теоретических моделей звездных атмосфер, которые были нами использованы. В столбцах 1—9 таблицы последовательно даются: 1 — автор модели и ссылка на литературный источник; 2 — звезда, для которой строилась модель или условное обозначение модели ее автором; 3 — предварительный спектральный класс модели по оценке ее автора; 4 — метод нахождения среднего коэффициента поглощения $\bar{k}_\lambda$ (Ч — метод Чандрасекара, Р — метод Росселанда, П — Планковское среднее); 5 — логарифм ускорения силы тяжести; 6 — поверхностная температура модели; 7 — эффективная температура модели;

Таблица 1

Таблица 1

Автор модели	Звезда	Sp	$\bar{k}_\lambda$	lg g	T_0	T_{eff}	T_0/T_{eff}	Δm_{bol}	Спектральный класс модели					
									D	n	W_λ	Отношение W_λ/n	U, B, V	$\overline{S_p}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9						
Андерхилл [5] Травинг [6] Андерхилл [7] Рудкебюнг [8] Травинг [9] Алдер, Миллиген [10] Пекар [11] Андерхилл [12] Мак Дональд [13] Кэреель [14] Колесов [15] Сапто [16] Мустель [17] Хунгер [18] Осава [19] Эдмондс [20] Сунхарт [21]	10 Lac	O5	Ч	4,2 4,45 4,2 4,83 4,54 4,26 4,45	35 000° 27 700 25 200 25 200 25 200 25 200 21 200	44 600° 37 450 36 800 35 500 35 000 34 500 32 800	0,785 0,739 0,684 0,71 0,72 0,73 0,647	—3 ^{m,4}	05,8 08,8 09,6 09,0 09,0 08,8 В0,4	1 1 1 1 1 1 1	08,95	08,25 8 08,95 1		05,8 08,3 09,0 09,0 09,0 08,8 В0,2
	τ Sco							—3,2	В0,4	1		В0,65 1		В0,5 В9,1 В0,6 В2,2 В2,5 В1,5 В1,7 В1,8 В1,2 В2,0 В7,7 В2,3 В6,5 В8,8 В2,4 В7,5 В9,0 А5,0 А3,4 В9,7 В9,5 А2,81 А7,61 F2,8 F8,7 F5,8
	E_1 E_2 I II III IV	B1 V B4,5 V B2 V B0,5 V B0,5 V B2	Р Р П П П П Ч	4,2 4,48 4,48 3,8 4,2 3,8 4,2 3,6	18 000 17 700 17 300 16 800 16 800 18 800 18 800 15 800 17 070	28 600 27 300 26 360 27 000 27 870 28 470 29 500 22 700 27 200 24 220	0,629 0,648 0,657 0,622 0,603 0,66 0,637 0,74 —2,63 —2,93	—3,00 —2,83 —2,85 —2,94 —2,91 —3,04 —2,63 —2,93	В0,3 В0,1 В0,6 В1,8 В2,1 В1,3 В1,5 В1,1 В1,0 В2,0 В7,7 В2,3 В6,5 В9,2 В2,4 В7,5 В9,0 А5,0 А3,4 В9,7 В9,5 А3,0 А7,6 F8,7 F5,8	1 1				

8 — отношение поверхностной и эффективной температур; 9 — теоретическая болометрическая поправка, вычисленная на основании модели.

В столбцах 10—14 даются спектральные классы моделей, определенные из сопоставления вычисленных спектроскопических характеристик моделей с наблюдаемыми для реальных звезд: 10 — спектральный класс моделей по бальмеровскому скачку; 11 — то же по W_λ спектральных линий; 12 — то же по отношению W_λ нескольких пар спектральных линий; 13 — то же по вычисленным показателям цвета $B - V$; 14 — средневзвешенный спектральный класс из столбцов 10—13.

Для трех звезд (табл. 2), для которых привязкой к тем или иным теоретическим атмосферным моделям авторами были определены T_{eff} [22—24], имеются количественные определения спектральных классов.

Т а б л и ц а 2

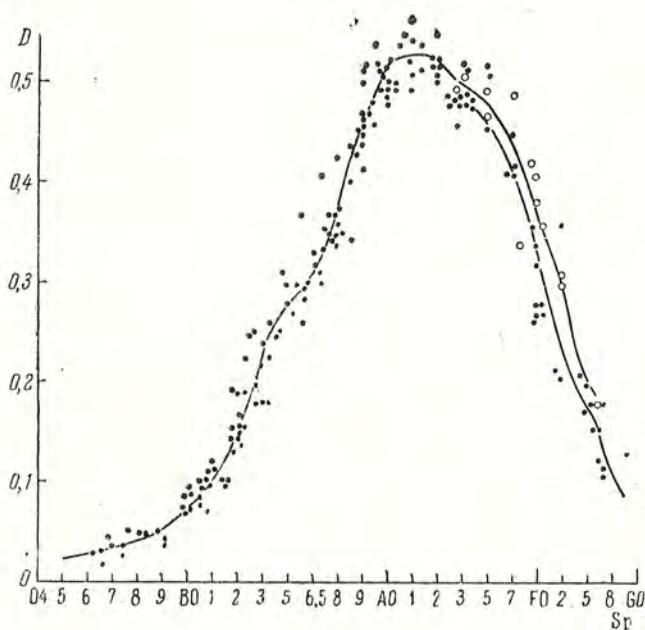
Автор модели	Звезда	T_{eff}	Sp [26, 27]
Аллер, Дзугаку [22]	γ Peg	24 000°	B2,35
Аллер [23]	ε CMa	23 000	B2,0
Чемберлен, Аллер [24]	95 Leo	8 900	A3,1

3. Так как привязка теоретических моделей к последовательности реальных звезд является в данном случае основным этапом в установлении шкалы эффективных температур, то мы сочли необходимым изложить здесь эту процедуру достаточно подробно. Для всех моделей их авторами был вычислен бальмеровский скачок D , однако в некоторых случаях при этом не было учтено влияние водородных линий, что вводило некоторые систематические ошибки в определяемые Sp при сравнении теоретических величин D с наблюдаемыми. По опубликованным данным (в основном [25] и другие работы с такой же методикой определения D) нами была составлена по возможности полная сводка спектрофотометрических определений величины D в единой системе [25] примерно для 250 звезд в спектральном интервале O5 — G0. Для всех этих звезд мы имеем определения спектральных классов количественными спектральными методами в однородной системе [26—28] или в крайнем случае в системе МК, что давало нам возможность достаточно надежно определить спектральные классы моделей атмосфер из табл. 1.

Зависимость бальмеровского скачка D [25] от спектрального класса в системе [26—28] представлена на фиг. 1. Звезды A3 — G0 классов светимости II — III и IV — V имеют разные зависимости D от спектрального класса: у звезд II — III (кружки) при том же самом спектральном классе D несколько больше.

Для трех серий моделей [15—17] найденные авторами теоретические значения скачков перед сравнением с наблюдаемыми были исправлены следующим образом.

Для этих моделей скачок D был вычислен сразу после построения модели в первом приближении. В результате второго приближения поверхностные температуры моделей получились существенно меньшими, чем в результате первого. Это, как легко видеть, должно привести к заметному увеличению окончательного значения бальмеровского скачка, поскольку излучение за бальмеровским скачком возникает в самых поверхностных слоях атмосферы звезды, где $T \approx T_0$, а для температур, соответствующих этим сериям моделей, скачок D очень быстро растет с уменьшением T .



Фиг. 1. Зависимость величины бальмеровского скачка D от спектрального класса в системе [26—28]

В соответствии с этим обстоятельством величины бальмеровских скачков из [15—17] были перевычислены с окончательными значениями T_0 , приведенными в табл. 1 (столбец 6), и уже по этим D определялись спектральные классы моделей.

Моделям, уже согласованным самими авторами с атмосферами конкретных звезд (мы имеем здесь в виду 10 Lac, τ Sco, ζ Per и α CMi), приписывался спектральный класс, определенный для этих звезд методами количественной спектральной классификации [26, 28].

Те модели, для которых авторами были вычислены W_λ нескольких линий, чаще всего принадлежащим одному-двум элементам в двух соседних стадиях ионизации, были привязаны к количественной последовательности спектральных классов [26] при помощи имеющихся в нашем распоряжении зависимостей W_λ и отношений W_λ^* от спектральных классов в системе [26]. Упомянутый ряд W_λ линий поглощения охватывает широкий интервал спектральных классов и является весьма однородным (см. об этом [26, 27]).

Привязка небольшого числа моделей с теоретически вычисленными показателями цвета $B - V$ осуществлена при помощи построенной нами по опубликованным данным сводной зависимости $(B - V)_0$ от спектрального класса в системе [26, 27].

4. Довольно надежные сведения о шкале эффективных температур может дать сопоставление теоретически вычисленного распределения энергии в спектре моделей с распределением энергии, полученным высокоточными фотоэлектрическими методами для ближайших звезд, свободных от межзвездного поглощения. У. Мельбури [29] при помощи фотоэлектрического сканирующего спектрофотометра изучил распределение энергии в непрерывном спектре семи звезд главной последовательности в интервале A0 — G4. Интервал длин волн $\lambda\lambda$ 3400—10 000 Å.

Далее он вычислил серию из пяти моделей атмосфер звезд главной последовательности с исходными T_{eff} от 5500 до 7000°, приняв закон распределения температуры с глубиной для серой атмосферы, построил распределение энергии в непрерывном спектре этих моделей и определил T_{eff} уже по полному потоку излучения.

Для более горячих звезд были использованы близкие по методике построения модели К. Осава [19] и модель С. Саито [16] с $T_{\text{eff}} = 10\,630^\circ$.

Путем сопоставления вычисленного и измеренного распределений энергии для $4000 < \lambda < 8000$ Å с учетом «покровного эффекта» для этих семи звезд были определены эффективные температуры.

Для шести звезд имеются количественные определения спектральных классов в системе [27, 28]. Кроме того, для всех семи звезд были определены спектральные классы по наблюдаемым величинам $B - V$.

Таблица 3

Звезда	Sp (MK)	$B - V$	Sp [26, 28]	Sp ($B - V$)	$\overline{\text{Sp}}$	T_{eff}
α Lyr	A0 V	0,00	B9,7	A0,1	B9,9	10 900°:
β Ari	A5 V	+0,14	A3,4	A5,0	A3,6	9 350:
σ Boo	F2 V	+0,37	F0,5	F0,4	F0,5	6 700
π^2 Ori	F6 V	+0,46	F5,5	F5,0	F5,4	6 650
110 Her	F6 V	+0,46		F5,0	F5,2	6 400
β Com	G0 V	+0,56	G0,8	F8,6	G0,3	5 950
51 Peg	G4 V	+0,68	G2,1	G2,7	G2,4	5 600

В табл. 3 приведены некоторые данные об этих звездах. При определении среднего спектрального класса количественным определениям придавался в 2 раза больший вес, чем Sp (MK) и Sp ($B - V$). Данные последних двух столбцов дают нам искомую связь между T_{eff} и спектральным классом.

Вычисленные для упомянутых пяти моделей величины D и $B - V$ дали нам возможность осуществить при помощи фиг. 1 и зависимости $[(B - V)_0, \text{Sp}]$ привязку этих моделей к спектральной последовательности. Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 4

T_{eff}	$\lg g$	D	$B - V$	$Sp(D)$	$Sp(B - V)$	$\overline{Sp}$
5500°	4,44	0,057	$^{+0,63}_m$	G0,2	G0,7	G0,5
5800	4,44	0,083	+0,55	F8,6	F8,4	F8,5
6100	4,43	0,107	+0,50	F8,1	F5,7	F5,9
6400	4,42	0,143	+0,45	F5,6	F5,1	F5,4
7000	4,39	0,233	+0,35	F2,0	F0,6	F0,8

5. Аналогичная работа была выполнена Р. Блессом [30]. При помощи фотоэлектрического сканирующего спектрофотометра было получено распределение энергии в спектрах 18 звезд А, входящих в шесть галактических скоплений, для которых известно расстояние и межзвездное поглощение. Это давало возможность исправить наблюдаемое распределение энергии в спектрах звезд за искажающее влияние межзвездного покраснения. Была также определена величина балмеровского скачка.

Было проведено сопоставление наблюдаемых характеристик непрерывного спектра этих звезд с вычисленными на основе моделей К. Осава [49] и К. Хунгера [48], и в результате каждой звезде по трем различным критериям было приписано три значения T_{eff} , из которых потом бралось среднее.

То же самое было проделано и для α Лyr.

Из общего списка звезд, приведенного Блессом, мы опустили семь звезд, имеющих те или иные спектральные или цветовые особенности: металлические, класса Ар, с ненадежными определениями $B - V$ и $Sp(MK)$ и т. д.

Необходимые сведения для оставшихся 12 звезд даются в табл. 5.

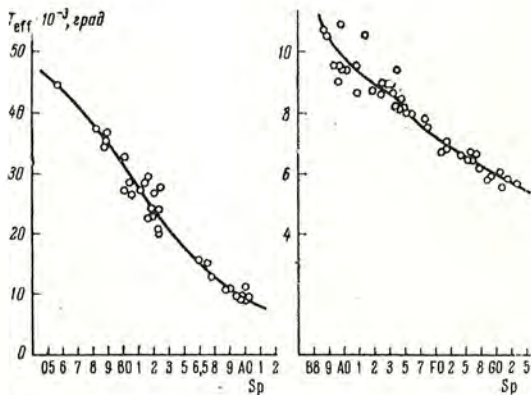
Таблица 5

Скопление	Звезда	D	$Sp(D)$	$Sp(MK)$	$\overline{Sp}$	T_{eff}
Персей I	HD 21375	0,495		A1 V	A1 V	9500°
	HD 21479	0,422		A2 V	A2 V	8700
Плеяды	№ 43	0,47	A3,8	A5 V	A3,9	8450
	№ 341	0,49	A3,0:	A2 V	A2,5	8600
	№ 513	0,43	A5,8	A4 V	A5,2	8000
	№ 742	0,49		A1 V	A1 V	8560
Волосы Вероники	№ 10	0,48	A3,5	A4 V	A3,5	8200
Гиады	№ 47	0,43	A5,9	A5 V	A5,5	7900
	№ 56	0,48	A3,4	A2 V	A2,7	8900
	№ 72	0,43	A5,7	F0 V	A7,4	7700
	№ 104	0,46	A5,2	A3 V	A3,6	8150
	α Лyr	0,515	A0,0:	A0 V	A0,0	9400

6. Приведем далее краткую сводку тех определений T_{eff} ряда звезд различными методами, которые тщательно обсуждены Пошпером [3].

Эффективная температура Сириуса определена на основе интерферометрического измерения углового диаметра этой звезды Р. Брауном и Р. Туиссом [31].

Для β Aug, затменно- и спектрально-двойной звезды, T_{eff} была определена по элементам этой системы [3].



Фиг. 2. Зависимость T_{eff} , найденных по теоретическим моделям звездных атмосфер, от спектрального класса

Кружки — отдельные определения T_{eff} , сплошная линия — средняя зависимость между T_{eff}^a и спектральным классом

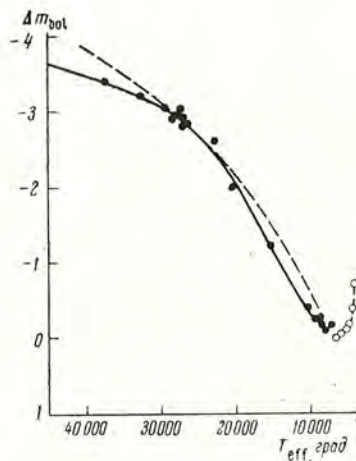
Для α Lyr T_{eff} определена К. Хунгером [18] путем привязки наблюдаемых спектральных характеристик этой звезды к серии теоретических моделей атмосфер.

Для σ Boo T_{eff} определена А. Кодом [32] на основе сопоставления наблюдаемого распределения энергии в спектре этой звезды с теоретическим для двух моделей.

Для Солнца принято $T_{\text{eff}} = 5760^\circ$.

Все эти данные представлены в табл. 6. Средние спектральные классы для этих звезд определены нами обычным путем.

Сведения, содержащиеся в табл. 1—6, дают возможность построить шкалу эффективных температур звезд в широком спектральном интервале от О до G. Поскольку подавляющее большинство определений T_{eff} для различных спектральных классов в табл. 1—6 основано на согласовании теоретических спектральных характеристик атмосфер с наблюдаемыми, то эта шкала может считаться шкалой T_{eff} , основанной на моделях звездных атмосфер — T_{eff}^a .



Фиг. 3. Зависимость болометрических поправок Δm_{bol} от эффективной температуры

Точки — теоретические определения Δm_{bol} по моделям звездных атмосфер; кружки — Δm_{bol} , вычисленные Пошпером для звезд с более низкими эффективными температурами; сплошная кривая — принятая нами средняя зависимость Δm_{bol} от T_{eff}^a ; штриховая кривая — зависимость Δm_{bol} от T_{eff} по Койперу [4]

Таблица 6

Звезда	$B - V$	Sp ($B - V$)	Sp (MK)	Sp [27, 28]	$\overline{Sp}$	T_{eff}	σ
α CMa	$+0,01$	A0,3	A1 V	A0,3	A0,3	9 350°	$\pm 400^\circ$
β Aur	$+0,04$	A1,6	A2 V	A1,4	A1,5	10 500	—
α Lyr	0,00	A0,1	A0 V	B9,7	B9,9	9 500	± 300
σ Boo	$+0,37$	F0,4	F2 V	F0,5	F0,5	6 760	—
Солнце	$+0,63$	G0,8	G2 V	—	G0,8	5 760	—

Шкала T_{eff}^a представлена на фиг. 2; слева — для звезд O5 — A0, справа — для звезд B9 — G5.

На фиг. 3 показана сводная зависимость болометрических поправок Δm_{bol} от T_{eff}^a в основном по табл. 1.

§ 3. Построение шкалы эффективных температур на основе анализа моделей внутреннего строения звезд

Мы попытались установить зависимость между эффективными температурами и спектральными классами звезд главной последовательности еще одним совершенно независимым методом, основанным на сопоставлении основных характеристик однородных моделей внутреннего строения звезд с характеристиками реальных звезд главной последовательности.

При использовании этого метода мы исходили из следующих основных предпосылок.

При построении модели внутреннего строения звезды обычно задаются масса звезды, ее структура, источники образования энергии, химический состав, механизм непрозрачности и др.

В результате вычисления обычно получаются некоторые основные характеристики модели, которые определяют положение данной модели на диаграмме Рессела и допускают сравнение с наблюдениями. К таким характеристикам относится, в частности, и эффективная температура модели.

Таким образом, каждая модель внутреннего строения звезды характеризуется тремя основными параметрами, допускающими сравнение с наблюдениями: масса, радиус и эффективная температура. Следовательно, в случае привязки модели внутреннего строения звезды к спектральной последовательности реальных звезд мы имели бы еще одну возможность установить шкалу эффективных температур.

Однако такое отождествление оказывается чрезвычайно трудным делом. Действительно, из трех упомянутых внешних характеристик модели M , R и T_{eff} последняя является искомой, и отождествление модели с реальной звездой (или звездами) мы можем проводить только при помощи M и R . В то же время указанные характеристики звезд находятся из наблюдений со сравнительно большими ошибками, а зависимости между M , R и L для различных последовательностей или групп звезд носят статистический характер (см., например, [33]), препятствующий однознач-

ному отождествлению какой-либо модели с реальными звездами. На диаграмме Рессела все последовательности, в том числе и главная последовательность, структура которой наиболее хорошо изучена, имеют значительную ширину. Это означает, что некоторой заданной массе соответствует довольно богатый набор звезд с различными радиусами и температурами.

Однако можно довольно просто обойти указанные трудности, если принять во внимание современные представления о путях формирования и эволюции звезд.

В самом деле, после окончания гравитационного сжатия и перед переходом к эволюции за счет ядерных превращений недра каждой звезды будут иметь однородный химический состав, а (при заданном химическом составе) температура и радиус (светимость) звезды должны быть однозначными функциями ее массы. Другими словами, в этот момент положение звезды на диаграмме Рессела будет определяться только ее массой, а звезды с различной массой должны располагаться вдоль весьма узкой определенной последовательности («линии нулевого возраста»). (Мы будем рассматривать звезды плоской составляющей и полагать в связи с этим, что химический состав звезд одинаков.)

В соответствии с существующими концепциями о путях эволюции звезд в процессе гравитационного сжатия и в первые стадии действия ядерных процессов мы должны принять, что «линия нулевого возраста» представляет собой нижнюю границу распределения звезд внутри главной последовательности, построенной по звездам окрестностей Солнца, и может быть отождествлена также с линией, огибающей снизу истинные главные последовательности галактических скоплений (см. в связи с этим, например, [34]).

Все свойства звезды, лежащей на «линии нулевого возраста», могут быть достаточно хорошо описаны при помощи однородной модели внутреннего строения звезд, впервые предложенной Т. Каулингом [35]. В таком случае, отождествив ту или иную однородную модель (M, R, T_{eff}) посредством R или M со спектральной последовательностью реальных звезд, располагающихся вдоль нижней границы главной последовательности, мы будем иметь возможность установить однозначную связь между T_{eff} и спектральным классом. В настоящее время рядом авторов вычислены многочисленные эволюционные модели внутреннего строения звезд. Мы составили сводку параметров однородных моделей внутреннего строения звезд по определениям различных авторов (табл. 7).

При построении этих моделей задавалась масса и вычислялись такие характеристики, как T_{eff} , R и, следовательно, светимость L .

Далее по двум сводкам масс и радиусов затменно- и спектрально-двойных и визуально-двойных звезд [33, 44] была построена диаграмма «логарифм массы — спектральный класс». Для значительной доли этих звезд имелись определения спектральных классов в системе [26—28] или в системе МК.

Диаграмма представлена на фиг. 4. Мы видим, что большинство звезд располагается вдоль главной последовательности, однако довольно

Таблица 7

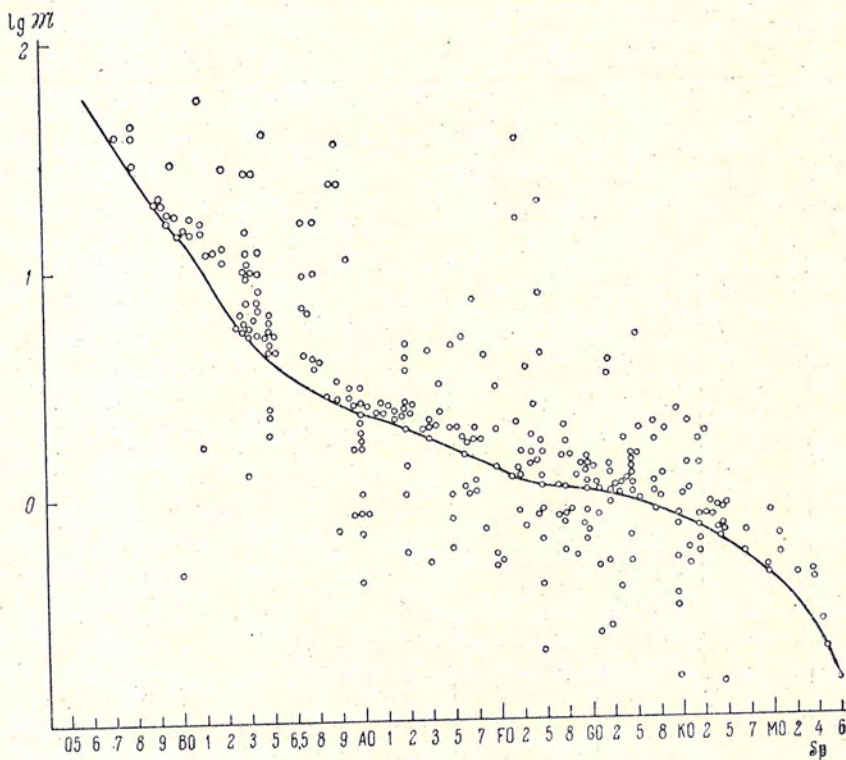
$\lg M$	M	$\lg T_{\text{eff}}$	T_{eff}	M_{bol}	$\text{Sp } M$	Источник
1,479	30,1	4,644	44 100°	^m —8,1	O7,7	Хойл [36]
0,952	8,94	4,448	27 900	—4,6	B1,5	
0,59	3,89	4,264	18 350	—4,6	B5,5	
0,182	1,52	3,936	8 650	+2,6	A5,5	
0,04	1,09	3,794	6 230	+4,5	F5,2	
0,844	7	4,325	21 000	—4,07	B2,0	Тейлер [37]
1	10	3,399	25 000	—4,4	B1,2	Учида [38]
1	10	4,441	27 600	—4,53	B1,2	Кушваха [39]
1	10	4,35	22 400	—4,00	B1,2	
0,699	5	4,188	15 400	—1,47	B3,2	
0,388	2,5	3,992	9 800	+1,37	B9,3	
1,798	62,7	4,707	51 000	—9,71	O5,7	
1,45	28,2	3,63	42 600	—7,9	O7,9	Шварцшильд, Хёрм [40]
1,478	30	3,604	40 200	—8,1	O7,7	
1,301	20	4,545	35 100	—6,98	O9,0	
1,04	11	4,438	27 400	—5,17	B1,0	
0,78	6	4,305	20 200	—3,06	B2,4	
0,544	3,5	4,169	14 760	—0,99	B5,8	Хенней, Ле Левье, Леве [41]
0,301	2	3,982	9 580	+1,47	A1,8	
0,176	1,5	3,918	8 290	+2,63	A5,7	
0,36	2,29	4,018	10 400	+1,1	A0,1	
0,19	1,55	3,9	7 950	+2,85	A5,4	
0,097	1,25	3,828	6 700	+3,85	F0,5	Хенней, Ле Левье, Леве [42]
0	1	3,737	5 450	+4,9	G0,5	
1,813	0,65	3,514	3 270	+7,4	K2,4	
0,716	5,2	4,253	17 900	—1,74	B3,1	
						Рубен [43]

богато представлены звезды как выше главной последовательности (субгиганты, гиганты и сверхгиганты), так и ниже нее (субкарлики). Кривую на этой диаграмме, представляющую собой нижнюю границу главной последовательности, мы должны рассматривать в соответствии с изложенными выше соображениями в качестве «линии нулевого возраста», поскольку звезды, не начавшие свою ядерную эволюцию, должны при данном спектральном классе иметь минимальную массу.

Входя в эту кривую с M некоторой однородной модели, мы определяем соответствующий спектральный класс, который и должны приписать данной модели.

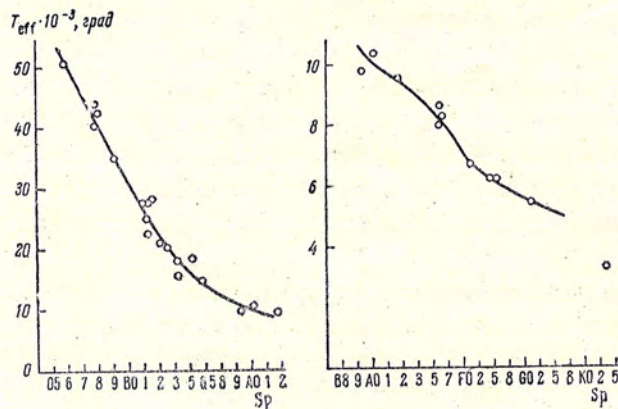
Параметры тех однородных моделей, которые мы использовали для этой процедуры, приведены в табл. 7. Там же, в предпоследнем столбце, приведен спектральный класс модели, найденный по кривой фиг. 4. В последнем столбце указываются авторы моделей и ссылка на литературный источник.

Шкала эффективных температур, найденная при помощи указанной процедуры, представлена на фиг. 5.



Фиг. 4. Диаграмма $\lg M$ Sp

Сплошная линия — нижняя граница главной последовательности звезд населения типа I. Звезды ниже этой линии — преимущественно субкарлики



Фиг. 5. Зависимость T_{eff} , найденных по теоретическим однородным моделям внутреннего строения звезд, от спектрального класса
Точки соответствуют отдельным [моделям] из табл. 7 (столбцы 4 и 6); сплошная линия — средняя зависимость T_{eff} от спектрального класса

§ 4. Сопоставление различных шкал эффективных температур

В табл. 8 приводится сводка различных шкал эффективных температур и болометрических поправок.

В столбцах 2 и 3 приводятся шкалы T_{eff} и Δm_{bol} по Койперу [1], в столбцах 4 и 5 — шкалы T_{eff} и Δm_{bol} по моделям звездных атмосфер (см. § 2), в столбце 6 — T_{eff} по моделям внутреннего строения звезд. В столбце 7 приводятся средние значения T_{eff} из столбцов 4 и 6, при этом усреднении определениям T_{eff} придавался удвоенный вес. В столбце 8 дается шкала Δm_{bol} для соответствующих значений $\bar{T}_{\text{eff}}$ из столбца 7.

В последнем столбце дается шкала $T_{\text{eff}}^{\text{P}}$ для звезд A0 — F8 по определениям Поппера [3].

На фиг. 6 графически представлены различные шкалы T_{eff} .

Из сравнения различных шкал T_{eff} по табл. 8 и фиг. 6 можно сделать следующие выводы:

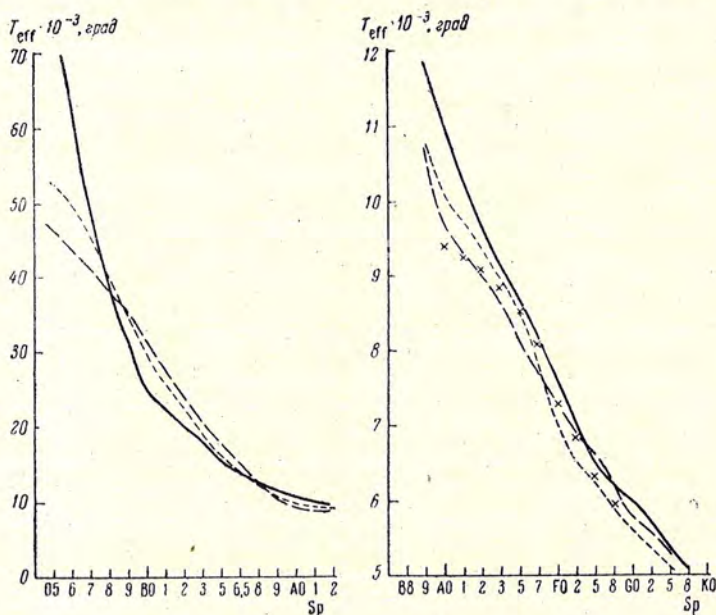
а) для звезд O5 — O7 T_{eff} по шкале Койпера и соответственно абсолютные значения Δm_{bol} очень сильно завышены;

Таблица 8

Спектральный класс	$T_{\text{eff}}^{\text{K}}$	$\Delta m_{\text{bol}}^{\text{K}}$	$T_{\text{eff}}^{\text{a}}$	$\Delta m_{\text{bol}}^{\text{a}}$	$T_{\text{eff}}^{\text{s}}$	$\bar{T}_{\text{eff}}$	$\overline{\Delta m_{\text{bol}}}$	$T_{\text{eff}}^{\text{P}}$
		<i>m</i>		<i>m</i>			<i>m</i>	
O5	(79 500)°	—5,6	46 500°	—3,75	53 000°	48 700°	—3,80:	
O6	(63 000)	—4,9	44 000	—3,65	50 000:	46 000	—3,7:	
O7	50 000	—4,3	41 500	—3,53	45 500	42 800	—3,58	
O8	39 800	—3,8	38 500	—3,43	40 500	39 200	—3,47	
O9	31 600	—3,24	35 500	—3,32	35 000	35 300	—3,3:	
B0	25 000	—2,7	32 000	—3,15	32 000	31 400	—3,12	
B1	22 500	—2,45	28 000	—2,97	26 000	27 300	—2,92	
B2	20 300	—2,2	24 300	—2,63	22 500	23 700	—2,57	
B3	18 000	—1,92	20 800	—2,2	19 000	20 200	—2,1	
B5	15 600	—1,58	18 000	—1,7	16 300	17 400	—1,6	
B6,5	14 000	—1,35	15 500	—1,22	14 200	15 000	—1,13	
B8	12 800	—1,12	13 000	—0,78	12 500	12 800	—0,75	
B9	11 800	—0,95	10 700	—0,43	10 800	10 750	—0,42	
A0	11 000	—0,8	9 700	—0,3	10 100	9 850	—0,3	9400°
A1	10 300	—0,65	9 300	—0,25	9 700	9 450	—0,27	9250
A2	9 700	—0,52	9 000	—0,2	9 350	9 100	—0,21	9050
A3	9 100	—0,42	8 600	—0,15	8 950	8 700	—0,17	8850
A5	8 700	—0,34	8 100	—0,12	8 500	8 200	—0,12	8500
A7	8 100	—0,22	7 700	—0,10	7 800	7 750	—0,1	8100
F0	7 600	—0,15	7 250	—0,05	7 000	7 150	—0,05	7250
F2	7 000	—0,09	6 900	—0,02	6 500	6 750	—0,01	6850
F5	6 470	—0,04	6 600	—0	6 200	6 450	—0,01	6300
F8	6 200	—0,03	6 200	—0,03	5 900	6 100	—0,03	6000
G0	6 000	—0,05	5 800	—0,06	5 600	5 750	—0,06	
G2	5 700	—0,07	5 600	—0,08	5 350	5 500	—0,09	
G5	5 350	—0,1	5 300	—0,1	5 100	5 250	—0,1	
G8	5 100	—0,1						
K0	4 900	—0,11						

б) в интервале O8 — B8 T_{eff} по шкале Койпера существенно занижены, причем эта разница достигает наибольшего значения (порядка 6000°) для звезд спектрального класса B0, а к границам интервала сходит на нет;

в) для звезд B9 и более поздних T_{eff} по шкале Койпера систематически выше, чем T_{eff}^a и T_{eff}^s , причем наибольшего значения $\Delta T = T_{\text{eff}}^K - \overline{T_{\text{eff}}}$ достигает у звезд B9 — A0, составляя около $+1100^\circ$, а затем, постепенно уменьшаясь, для звезд F составляет в среднем около $+150^\circ$;



Фиг. 6. Сопоставление четырех шкал эффективных температур звезд

Сплошная линия — шкала Койпера [1]; штриховая — T_{eff}^a из § 2; пунктирная — T_{eff}^s из § 3; крестики — шкала Поппера [3]

г) шкала T_{eff} , предложенная Поппером [3] и учитывающая ряд работ последних лет по определению T_{eff} для отдельных звезд, также подтверждает тот факт, что шкала Койпера [1] дает значительное завышение T_{eff} для звезд A и F, доходящее для звезд B9 — A0 до 1000° ;

д) нульпункт шкалы T_{eff} , построенной для звезд A — F в работе Поппера [3], и шкалы $\overline{T_{\text{eff}}^P}$ полностью совпадают, так что $\overline{T_{\text{eff}}^P} - \overline{T_{\text{eff}}} \approx 0$, хотя разница $T_{\text{eff}}^P - \overline{T_{\text{eff}}}$, взятая безотносительно к знаку, составляет в среднем около 200° ;

е) шкалы T_{eff}^a и T_{eff}^s оказываются очень близкими, несмотря на то, что они установлены совершенно независимыми методами. Лишь для самых горячих звезд, а именно для звезд спектральных классов O5 — O7 расхождение T_{eff} , даваемых этими двумя шкалами, становится сравнительно большим, достигая 10—13% от самой величины T_{eff} .

Значения $\overline{T_{\text{eff}}}$, приведенные в столбце 7, и значения Δm_{bol} , приведенные в столбце 8 табл. 8, мы приняли в качестве окончательных. Мы

полагаем, что установленная нами шкала $\overline{T_{\text{eff}}}$ и $\overline{\Delta m_{\text{bol}}}$ является более надежной, чем шкала Койпера, по следующим соображениям. Шкала $\overline{T_{\text{eff}}}$ установлена двумя независимыми методами, применявшимися для всего рассмотренного нами интервала спектральных классов, и является вследствие этого однородной, чего нельзя сказать о шкале Койпера. Следует также отметить, что во всех случаях, будь то случай модели атмосферы или модели внутреннего строения звезды, мы сопоставляем со спектральным классом именно эффективную температуру. Мы полагаем также, что заниженные значения T_{eff} в шкале Койпера для спектрального интервала O9 — B5 по сравнению со шкалой $\overline{T_{\text{eff}}}$ обусловлены преимущественно тем, что в этом интервале шкала Койпера основана на «методе максимумов», который по самой своей сущности определяет ионизационную температуру, отождествляемую затем с эффективной.

Поскольку ионизационная температура определяется по линейчатому спектру, а эффективная — по непрерывному спектру, возникающему, вообще говоря, в более глубоких слоях атмосферы звезды, чем линейчатый, то мы должны ожидать, что эти два вида температур будут связаны неравенством $T_{\text{ion}} < T_{\text{eff}}$. Как мы увидим ниже (см. § 5), это неравенство действительно имеет место.

В интервале A0 — F8 шкала $\overline{T_{\text{eff}}}$ хорошо согласуется с независимо построенной шкалой Поппера [3], и обе они дают меньшие температуры, чем шкала Койпера.

Предлагаемая нами шкала эффективных температур, несомненно, будет уточняться, особенно для горячих звезд. Можно ожидать, что в наши представления о распределении энергии в непрерывных спектрах горячих звезд будут внесены в недалеком будущем существенные коррективы. В самом деле, большая доля излучения горячих звезд сосредоточена в ненаблюдаемом нами сейчас коротковолновом участке спектра с $\lambda < 3000 \text{ \AA}$. Начатые в самое последнее время исследования далекого ультрафиолетового излучения горячих звезд при помощи светоприемников, устанавливаемых на ракетах и спутниках (см., например, [45]), дадут в руки астрономов важный метод оценки надежности построения теоретических моделей звездных атмосфер, на которых основаны в конечном итоге наши сведения об излучательной способности и эффективных температурах звезд ранних спектральных классов.

§ 5. О шкале ионизационных температур и температур возбуждения

1. Количественные методы анализа абсорбционных или эмиссионных звездных спектров позволяют нам обычно определять еще два-три вида температур.

В частности, наиболее употребительный в настоящее время метод кривых роста дает нам возможность найти температуру возбуждения — параметр, характеризующий распределение атомов по возбужденным состояниям, — и ионизационную температуру, определяющую относительную

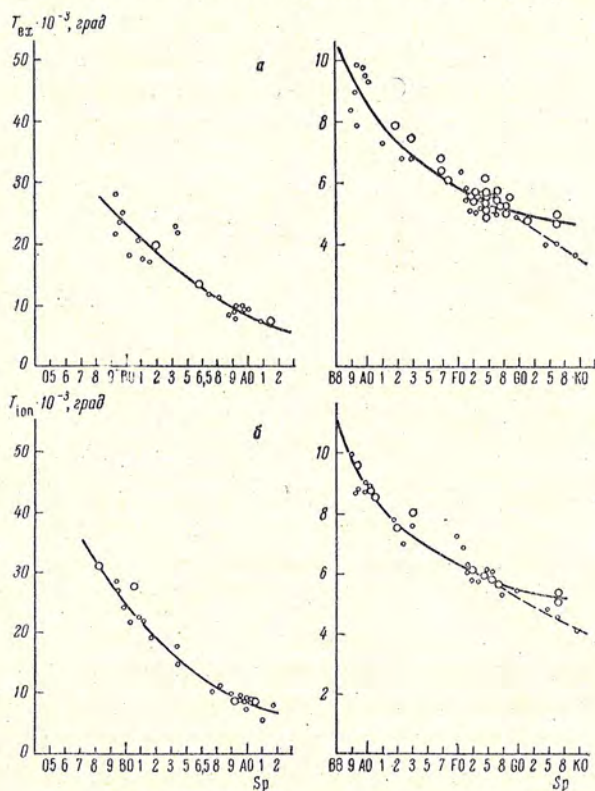
численность атомов в различных стадиях ионизации. Поскольку методика определения этих двух видов температур заметно различается и, кроме того, характеризуется рядом неопределенностей и значительных усреднений, то зачастую очень трудно из факта совпадения или различия полученных значений температур сделать какие-либо обоснованные выводы о свойствах поля излучения и о структуре изучавшейся звездной атмосферы. В частности, до сих пор остается неясным вопрос о том, в каком соотношении находятся определенные современными методами различные виды температур и какую ошибку мы вводим в расчеты при использовании в них какого-либо одного вида температуры. Так как для каждой звезды температуры различного рода определяются с некоторыми, иногда значительными, ошибками, что затрудняет сопоставление этих температур, то естественно искать выход в статистическом сопоставлении различного рода температур для возможно большего количества звезд данного спектрального класса и светимости. Основное условие, выполнение которого при этом весьма желательно, заключается в том, чтобы определенного рода температура находилась одним и тем же мето-

Таблица 9

Спектральный класс	$\bar{T}_{\text{eff}}$	T_{ion}	T_{ex}	$T_{\text{ex}}:T_{\text{ion}}$	$T_{\text{ex}}:T_{\text{eff}}$	$T_{\text{ion}}:T_{\text{eff}}$
O5	48 700°					
O6	46 000					
O7	42 800					
O8	39 200	33 000°	29 500°	0,89	0,75	0,84
O9	35 300	29 500	26 700	0,91	0,76	0,84
B0	31 400	25 700	24 200	0,94	0,77	0,82
B1	27 300	22 500	21 600	0,96	0,79	0,82
B2	23 700	20 000	19 500	0,98	0,82	0,84
B3	20 200	17 200	17 200	1	0,85	0,85
B5	17 400	15 000	15 000	1	0,86	0,86
B6,5	15 000	13 000	13 500	1,04	0,90	0,87
B8	12 800	11 200	11 700	1,04	0,91	0,88
B9	10 750	9 800	9 800	1	0,92	0,91
A0	9 850	8 850	8 950	1,01	0,91	0,90
A1	9 450	8 200	8 100	0,99	0,86	0,87
A2	9 100	7 800	7 650	0,98	0,84	0,86
A3	8 700	7 400	7 100	0,96	0,82	0,85
A5	8 200	7 150	6 750	0,94	0,82	0,87
A7	7 750	6 850	6 400	0,93	0,82	0,88
F0	7 150	6 600	6 000	0,91	0,84	0,92
F2	6 750	6 200	5 650	0,91	0,84	0,92
F5	6 450	5 900	5 400	0,92	0,84	0,92
F8	6 100	5 650	5 200	0,92	0,85	0,93
G0	5 750	5 500	5 100	0,93	0,89	0,96
G2	5 500	5 350	4 950	0,93	0,89	0,96
G5	5 250	5 200	4 850	0,93	0,92	0,99
G8		5 100	4 800	0,94		
K0		5 000	4 700	0,94		

дом по возможности для всех привлекаемых для такого сопоставления звезд.

Мы составили по возможности полную сводку определений температур ионизации и возбуждения для звезд населения типа I в спектральном интервале O5 — K0. Во всех случаях метод определения T_{ion} и T_{ex}



Фиг. 7. Зависимость T_{ex} (а) и T_{ion} (б) от спектрального класса

Большие точки — звезды главной последовательности; малые точки — звезды классов светимости Ia — Ib, а в области F8—K0 и звезды класса светимости III; сплошные линии — средние зависимости T_{ion} и T_{ex} от спектрального класса

основан на использовании кривой роста. Для 45 звезд имеются определения T_{ion} , для 75 — определения T_{ex} . Ссылки на использованную при этом основную литературу можно найти в [46, 47].

Зависимости T_{ion} и T_{ex} от спектрального класса представлены на фиг. 7.

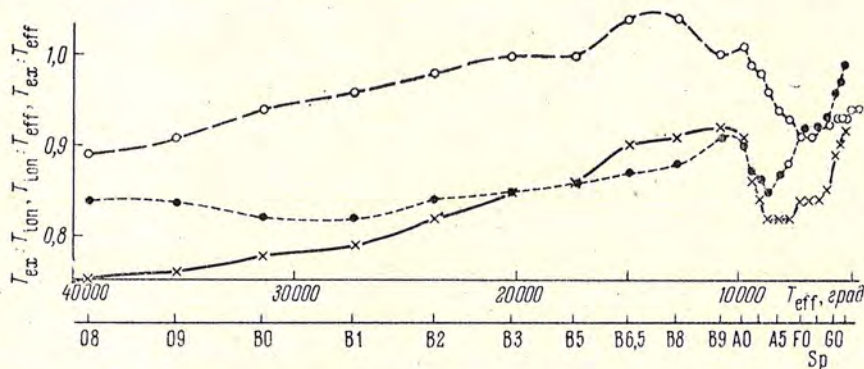
Снятые с этих средних зависимостей значения T_{ion} и T_{ex} для звезд в спектральном интервале O8 — K0 даются в столбцах 3 и 4 табл. 9. В этой же таблице приводится для сравнения шкала $\bar{T}_{\text{eff}}$ (столбец 2), а также три отношения — $T_{\text{ex}}: T_{\text{ion}}$, $T_{\text{ex}}: T_{\text{eff}}$ и $T_{\text{ion}}: T_{\text{eff}}$ (столбцы 5—7). Эти отношения представлены графически на фиг. 8.

Из детального рассмотрения фиг. 7 и 8 и табл. 9 можно сделать следующие выводы.

1. Звезды ранних спектральных классов вплоть до F8 не обнаруживают в зависимости (T , Sp) эффекта светимости: для звезд всех светимо-

стей существует единая шкала температур ионизации и возбуждения. Лишь в случае звезд более поздних, чем G0, для класса светимости III (гигантов) температуры ионизации и возбуждения ниже, чем у звезд главной последовательности соответствующих спектральных классов.

2. Для звезд главной последовательности в пределах всего рассматриваемого интервала спектральных классов выполняются неравенства $T_{ex} < T_{eff}$ и $T_{ion} < T_{eff}$. Наличие этих неравенств находится в полном соответствии с тем очевидным фактом, что линии поглощения, по которым определяются как T_{ion} , так и T_{ex} , формируются в более верхних и



Фиг. 8. Зависимость отношений различного вида температур от эффективной температуры

более холодных слоях атмосфер, чем непрерывное излучение, характеризуемое эффективной температурой. Отметим, кстати, что в интервале спектральных классов O9 — B5, где шкала Койпера является фактически шкалой ионизационных температур, шкала T_{eff}^K полностью совпадает со шкалой T_{ion} и имеет место равенство $T_{ion} \approx T_{eff}^K$ (ср. столбец 2 табл. 8 и столбец 3 табл. 9 в интервале O9 — B5).

3. Величина отношения различного рода температур изменяется вдоль спектральной последовательности в довольно широких пределах. Изменение этих отношений связано с изменением в относительных глубинах образования тех характеристик звезд, по которым определялись различные виды температур.

Мы должны учитывать это обстоятельство при решении всех астрофизических задач, связанных с использованием того или иного вида температуры. Во всяком случае, нельзя при всех расчетах пользоваться каким-либо одним найденным значением температуры. По графикам, приведенным на фиг. 8, следует определять необходимую температуру по соответствующим отношениям. В частности, при определении химического состава звездных атмосфер результаты могут быть, по-видимому, обременены значительными ошибками, если, например, уравнения ионизационного равновесия будут решаться с использованием температуры возбуждения, найденной по формуле Больцмана.

Л и т е р а т у р а

1. G. Kuiper. *Astrophys. J.*, 88, 429, 1938.
2. P. C. Keenan, W. W. Morgan. *Astrophysics* (ed. J. A. Hynek). N. Y., 1951, p. 20.
3. D. M. Popper. *Astrophys. J.*, 129, 647, 1959.
4. Э. Р. Мустель. *Успехи астрон. наук*, 3, 155, 1947.
5. A. B. Underhill. *Publs Dominion Astrophys. Obs.*, 8, 357, 1951.
6. G. Traving. *Z. Astrophys.*, 41, 215, 1957.
7. A. B. Underhill. *Publ. mind. med. Kobenhavns obs.*, № 151, 1950.
8. M. Rudkjöbing. *Publ. mind. med. Kobenhavns obs.*, № 145, 1947.
9. G. Traving. *Z. Astrophys.*, 36, 1, 1955.
10. J. E. Milligan, L. H. Aller. *Proc. Conf. Stellar Atmos. Indiana Univ.* (ed. M. Wrubel), 1954, p. 93.
11. J.-C. Pecker. *Ann. Astrophys.*, 13, 433, 1950.
12. A. B. Underhill. *Publs Dominion Astrophys. Obs.*, 10, 357, 1956.
13. J. K. McDonald. *Publs Dominion Astrophys. Obs.*, 9, 269, 1953.
14. R. Cayrel. *Ann. Astrophys. Suppl. Ser.*, № 6, 1958.
15. А. Р. Колесов. *Астрон. ж.*, 39, 35, 1962.
16. S. Saito. *Contribs Inst. Astrophys. Univ. Kyoto*, № 48, 1954; № 69, 1956.
17. Э. Р. Мустель. *Астрон. ж.*, 18, 297, 1941; 21, 133, 1944.
18. K. Hunger. *Z. Astrophys.*, 36, 42, 1955.
19. K. Osawa. *Astrophys. J.*, 123, 513, 1956.
20. F. Edmonds. *Stellar Atmospheres* (ed. J. L. Greenstein). Chicago, 1960, p. 44.
21. T. L. Swihart. *Astrophys. J.*, 123, 139, 1956; 123, 143, 1956.
22. L. H. Aller, J. Jugaku. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 109, 1959.
23. L. H. Aller. *Astrophys. J.*, 123, 117, 1956.
24. J. W. Chamberlain, L. H. Aller. *Astrophys. J.*, 114, 52, 1951.
25. D. Chalonge, L. Divan. *Ann. Astrophys.*, 15, 201, 1952.
26. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 20, 156, 1958.
27. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 23, 148, 1960.
28. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская, М. Е. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 18, 3, 1958.
29. W. G. Melbourne. *Astrophys. J.*, 132, 401, 1960.
30. R. C. Bless. *Astrophys. J.*, 132, 532, 1960.
31. R. H. Brown, R. Q. Twiss. *Nature*, 178, 1046, 1956.
32. A. D. Code. *Proc. Conf. Stellar Atmos. Indiana Univ.* (ed. M. Wrubel), 1954, p. 14.
33. П. П. Паренато, А. Г. Масевич. *Труды ГАИШ*, 20, 81, 1951.
34. И. М. Копылов. *Вопросы космогонии*, 7, 256, 1960.
35. T. G. Cowling. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 96, 42, 1936.
36. F. Hoyle. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 22, 1960.
37. R. J. Tayler. *Astrophys. J.*, 120, 332, 1954; 116, 25, 1956.
38. J. Uchida. *Sci. Rept. Tohoku Univ., Ser. I*, 43, № 3, 1959.
39. R. S. Kushwaha. *Astrophys. J.*, 125, 242, 1957.
40. M. Schwarzschild, R. Härm. *Astrophys. J.*, 128, 348, 1958.
41. L. G. Henyey, R. Le Levier, R. D. Levee. *Astrophys. J.*, 129, 2, 1959.
42. L. G. Henyey, R. Le Levier, R. D. Levee. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 67, 154, 1955.
43. Г. Рубен. Автореферат диссертации. ГАИШ, 1962.
44. S. Garoshkin. *Handbuch der Physik*, 50, 225, 1958.
45. Th. P. Stecher, J. E. Milligan. *Astrophys. J.*, 136, 1, 1962.
46. M. Hack. *Mem. Soc. astron. Ital.*, 30, № 1—2, 1959.
47. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский. *Наст. том*, стр. 42.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННОЙ ТУМАННОСТИ NGC 6618. ВСПЫШКИ СВЕРХНОВЫХ И ДИФFUЗНЫЕ ТУМАННОСТИ

Р. Е. Гершберг

В § 1 показано, что имеющиеся данные наблюдений свидетельствуют о тепловой природе свечения туманности NGC 6618 и позволяют оценить расстояние до этой туманности в 3 кпс.

В § 2 предлагается гипотеза о сравнительно недавней вспышке Сверхновой II типа в NGC 6618. Эта гипотеза объясняет «разлет» звезд ранних спектральных классов из туманности и существование и свечение большой эллиптической оболочки туманности. Получены количественные оценки интервала времени, прошедшего с момента вспышки Сверхновой, скорости движения оболочки и плотности ионизованного вещества в ней. Каждая из этих величин определена двумя независимыми способами, и получены согласующиеся результаты. Обнаружено физическое сходство петли Барнарда в комплексе Ориона с эллиптической оболочкой NGC 6618, что дополняет известное ранее сходство туманности NGC 1976 с центральной областью NGC 6618 и позволяет рассматривать весь комплекс в Орионе и NGC 6618 как разные стадии развития объектов одного типа.

В § 3 обсуждается влияние вспышек Сверхновых на морфологию и динамику диффузных туманностей. По-видимому, в результате таких вспышек образуются периферийные структуры в диффузных туманностях, возникают протяженные слабо-светящиеся эмиссионные поля, у которых не удастся найти возбуждающих звезд, и, возможно, в центральных частях больших эмиссионных комплексов образуется темное, поглощающее межзвездное вещество. Такие вспышки Сверхновых могут поддерживать внутренние хаотические движения вещества в диффузных туманностях.

AN INVESTIGATION OF THE EMISSION NEBULA NGC 6618. SUPERNOVA OUTBURSTS AND DIFFUSE NEBULAE, by *R. E. Gershberg*.— It is shown that available observational data are evidence of the thermal nature of the emission of the nebula NGC 6618 and permit to estimate the distance of this nebula as 3 kpc.

A hypothesis on the comparatively recent outburst of a type II supernova in NGC 6618 is proposed. This hypothesis explains the «running-away» of early type stars from the nebula and the existence and emission of the large elliptical envelope of the nebula. Quantitative estimates are made for the time since the supernova outburst, the velocity of motion of the envelope and the density of ionized matter in the envelope. Each estimate is made by two independent methods and the results are in agreement. A physical resemblance has been found between Barnard's loop in the Orion complex and the elliptical envelope of NGC 6618. This complements the previously known resemblance between the nebula NGC 1976 and the central region of NGC 6618 and allows to consider the whole complex in Orion and NGC 6618 as different stages of evolution of objects of one type.

The effects of supernova outbursts on the morphology and dynamics of diffuse nebulae are discussed. Apparently such outbursts result in the formation of peripheral structures of diffuse nebulae, the appearance of extended faint emission fields (for which no ex-

citing stars are detected) and possibly the formation of dark interstellar absorbing matter in the central parts of large emission complexes. Such supernova outbursts can maintain the internal chaotic motions of matter in diffuse nebulae.

В последнее время Шкловский [1], Блау [2] и Франк-Каменецкий [3], исходя из совершенно различных соображений, пришли к выводу, что вспышки Сверхновых II типа связаны с быстрой эволюцией наиболее массивных звезд плоской составляющей Галактики. В дальнейшем Шкловский [4] рассмотрел влияние вспышек Сверхновых II типа на физическое состояние межзвездной среды. Общая идея этих работ — представления о взрывах ОВ-звезд — стимулирует исследование морфологии диффузных туманностей, поскольку естественно ожидать, что вспышки звезд, сопровождающиеся выделением колоссального количества энергии, должны каким-то образом сказаться на структуре эмиссионных туманностей, с которыми связано большинство таких горячих звезд. В связи с этим особого внимания заслуживает эмиссионная туманность NGC 6618.

§ 1. Возбуждающий центр NGC 6618 и расстояние до этой туманности

Наблюдения [5, 6] обнаруживают чисто тепловой спектр свечения NGC 6618 в радиодиапазоне. Данные спектроскопических наблюдений [7, 8] свидетельствуют о том, что отношения интенсивностей запрещенных и рекомбинационных линий и небулярного континуума в NGC 6618 мало отличаются от соответствующих отношений в типичных газовых туманностях. Совокупность этих данных наблюдений позволяет утверждать, что свечение туманности NGC 6618 возбуждается ультрафиолетовым излучением горячих звезд, как это имеет место в обычных диффузных и планетарных туманностях. Согласно оценке в [8], для возбуждения NGC 6618 необходимо несколько звезд типа Трапеции Ориона. Однако до сих пор возбуждающие звезды этой туманности не обнаружены.

Наиболее полное исследование звездного поля и межзвездного поглощения в направлении на туманность NGC 6618 выполнила Проник [9] (ее работы существенно перекрывают более поздние результаты [10] по точности спектральной классификации и по количеству изученных звезд). Согласно [9], лишь пять ОВ-звезд (ярче 12^m) проектируются достаточно близко к центру туманности, чтоб их можно было считать возбуждающими звездами (см. фиг. 1 и таблицу). Одна из этих звезд, спектральный класс которой O5 определен в системе МК, удалена на расстояние 3200 пс. Три из остающихся ОВ-звезд имеют спектральный класс В0 и группируются на расстоянии 1600—1900 пс [9]. Однако спектральные классы этих звезд в системе МК должны быть несколько более ранними, поскольку в области О — В0 имеются систематические расхождения между спектральными классификациями МК и [9]. Поэтому расстояние до указанных горячих звезд следует увеличить до 2500—3000 пс. Но даже если все эти горячие звезды

действительно близки одна к другой в пространстве и связаны с туманностью NGC 6618, то и тогда их суммарное ультрафиолетовое излучение не может обеспечить ионизацию такого мощного газового комплекса [8].

В такой ситуации естественно приписать возбуждение NGC 6618 горячим звездам, закрытым от нас темным веществом. В [8] показано, что предположение об экранировании ионизирующего центра этой туманности не противоречит известным данным о расстоянии и оптической толще поглощающего вещества до этой туманности. Два новых соображения делают эту гипотезу еще более правдоподобной.

А. Пересмотр расстояния до NGC 6618

Наблюдения линии 21 см в поглощении на фоне NGC 6618 [11] заставляют увеличить принимаемое расстояние до этой туманности по крайней мере до 2600 пс. (Аналогичные наблюдения [12] дают лишь 2160 пс; но в этих наблюдениях удалось, по-видимому, обнаружить лишь центр тяжести абсорбционного контура, тогда как американские радиоастрономы [11] смогли разрешить этот контур на отдельные компоненты и определить расстояние до самого далекого абсорбционного компонента.) Наблюдения [11] (как и [12]) интерпретировались на основе модели чисто круговых движений нейтрального водорода в Галактике. Если же учесть и радиальные движения газовой составляющей, то в направлении на NGC 6618 шкала расстояний увеличивается на 15—30% [13, 14], в результате чего расстояние до этой туманности следует считать равным 3000—3400 пс. Правда, интерпретация радиоастрономических наблюдений не вполне однозначна, поскольку вблизи гигантской эмиссионной туманности могут существовать значительные местные движения нейтрального водорода, а «кинематические» расстояния определяются по сглаженной картине движения газа в Галактике. Но в данном случае эти опасения едва ли серьезны: лучевая скорость туманности NGC 6618 составляет + 7,2 км/сек [15], а лучевая скорость самого далекого абсорбционного компонента + 26,2 км/сек [11], так что нейтральный газ приближается к туманности со скоростью 19 км/сек; такое движение нельзя объяснить возмущающим действием эмиссионной туманности на область H I.

Таким образом, полученное выше расстояние до туманности NGC 6618 совпадает с расстоянием до звезды O5 и в 1,5—3 раза превышает все другие ранее приводившиеся оценки этой величины [16—20]. Но прежние оценки опирались на спектроскопические параллаксы сравнительно ярких звезд, которые принимались за возбуждающие [16—18, 21], либо использовалось предположение о равномерности межзвездного поглощения от Солнца до NGC 6618 [19]; оба эти допущения противоречат наблюдениям [9]. Предположение о том, что расстояние до этой туманности составляет лишь 1000 пс [20], не согласуется с радиоданными [11, 12]. Поэтому можно надеяться, что 3000 пс ближе к истинной величине расстояния, чем прежние оценки, и что OВ-звезды таблицы действительно имеют отношение к этой эмиссионной туманности. При дальнейших оценках будем считать, что расстояние до всего комплекса равно 3000α пс, где множитель α — величина, близкая к единице.

Межзвездное поглощение до туманности составляет $A_v \approx 3^m$. Эта величина получается как по избыткам цвета звезд [9], так и по отношению интенсивностей излучения туманности в линии H_α и в радиодиапазоне [22]. Отношение $I_{H_\alpha}/I_{\text{рад}}$ определено для участков туманности, довольно далеких от яркого центра туманности; в этих направлениях указанное отношение практически постоянно и, следовательно, можно полагать, определяется общим межзвездным поглощением, а не темным облаком, связанным с самым центром туманности.

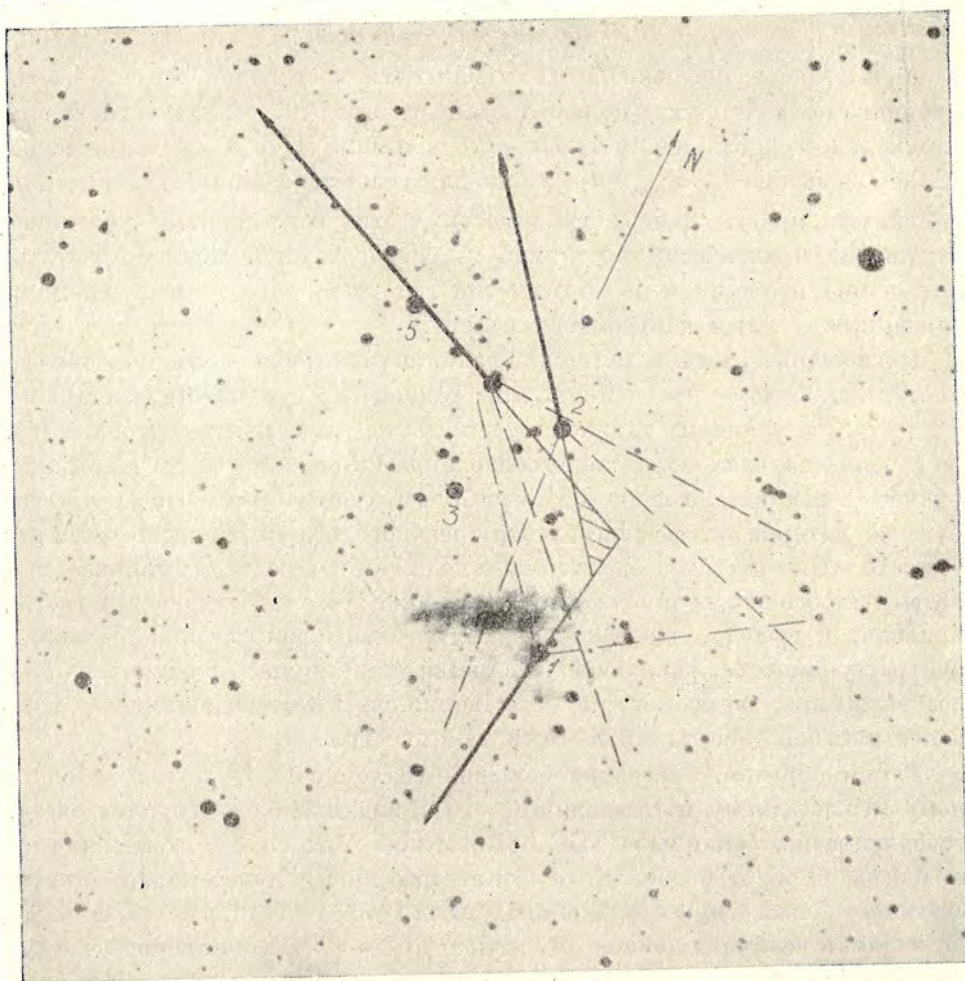
Поглощение света в темном облаке, центральная часть которого — плотная глобула — проектируется на радиоцентр туманности, составляет $7^m - 8^m$. Эта величина также получена двумя различными способами [8], но в обоих случаях определено ослабление интенсивности свечения диффузного вещества. Согласно [23], при больших оптических толщах экранирующей материи ослабление блеска точечного и протяженного объектов происходит по-разному: блеск звезды должен быть ослаблен сильнее, чем интенсивность эмиссионной туманности. Учет этого «абажурного эффекта» приводит к выводу, что величина межзвездного поглощения до радиоцентра туманности, равная 11^m , является лишь нижней границей A_v для возбуждающих звезд, которые естественно считать находящимися в наиболее плотной, центральной части туманности.

Таким образом, благодаря большой удаленности (~ 3 кпс) и сильному межзвездному поглощению ($> 10^m$), видимый блеск горячих звезд, возбуждающих туманность NGC 6618, может быть слабее их абсолютно-го блеска на 23^m и более. Если эти звезды имеют даже максимальную светимость, известную среди ранних звезд ($-6^m - 7^m$) [24]), то и тогда их видимая величина должна быть лишь $16^m - 17^m$. Естественно, что существующие обзоры, полные до $12^m.5$, не обнаруживают этих звезд.

§ 2. О вспышке Сверхновой в NGC 6618

Приведем теперь соображения, наводящие на мысль, что в диффузной туманности NGC 6618, которая в настоящее время является обычной эмиссионной туманностью, возбуждаемой ультрафиолетовым излучением горячих звезд, сравнительно недавно происходили вспышки Сверхновых.

1. На фиг. 1 дана схема собственных движений трех горячих звезд, которые, можно полагать, пространственно связаны с туманностью NGC 6618. Сведения об этих движениях взяты из [25] и приведены в таблице; для других горячих звезд таких данных разыскать не удалось. Стрелки на фиг. 1 указывают наиболее вероятные направления и относительные величины собственных движений звезд. Рисунок наталкивает на мысль, что движения этих трех звезд исходят из одной точки, расположенной где-то внутри заштрихованного треугольника. Поскольку точность имеющихся собственных движений довольно низка, то на рисунке пунктиром указана область, откуда может двигаться каждая звезда с учетом вероятной ошибки соответствующих μ_α и μ_δ . В результате, вместо небольшого треу-



Фиг. 1. Схема разлета звезд ранних спектральных классов из NGC 6618. Нумерация звезд соответствует таблице

гольника область «исхода» ограничивается значительно большим многоугольником. Но существо дела от этого не меняется. Согласно [2], такой «разлет» звезд ранних спектральных классов означает, что в туманности NGC 6618 происходили вспышки Сверхновых.

По расстоянию от центра области «исхода» и собственным движениям звезд нетрудно подсчитать время, прошедшее с начала такого движения. Полученный «кинематический» (по терминологии Бלאу) возраст звезд приведен в таблице. То обстоятельство, что кинематический возраст по порядку величины одинаков — около 18 000 лет, — можно считать независимым аргументом физической общности этих горячих звезд. Отметим, что кинематический возраст не зависит от принятого расстояния до туманности.

В последнем столбце таблицы приведены тангенциальные компоненты пространственных скоростей трех ОВ-звезд, вычисленные по собственным движениям этих звезд, отнесенных на расстояние 3α клс от Солнца.

№ п/п	№ по [9]	BD	m	Спектр	μ_{α}
1	2420	$-16^{\circ}4818$	$10^m,45$	B0	$+0'',003 \pm 0'',014$
2	2453	$-16\ 4822$	$10,13$	B0	$+0,012 \pm 0,014$
3	2504		$11,14$	B0	
4	2510	$-16\ 4826$	$10,54$	O5	$+0,025 \pm 0,012$
5	2571	$-16\ 4831$	$11,21$	cB0	

Продолжение

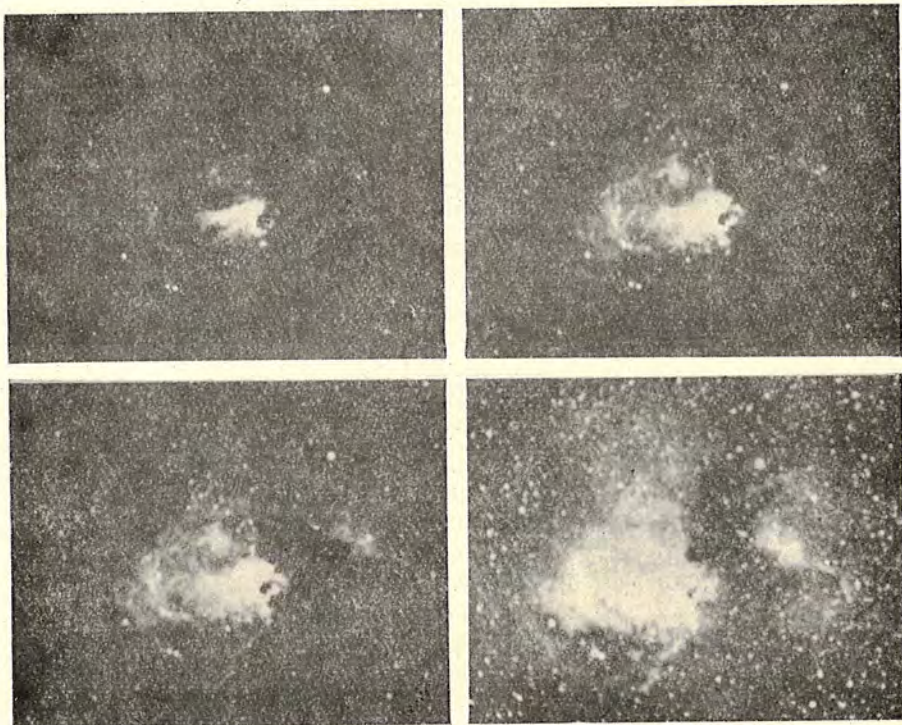
№ п/п	μ_{δ}	$\mu = \sqrt{\mu_{\alpha}^2 \cos^2 \delta + \mu_{\delta}^2}$	$t_{\text{кинемат. год}}$	$V_{\tau} = 3\alpha(\text{кpc}) \times \mu,$ км/сек
1	$-0'',015 \pm 0'',010$	$0'',015 \pm 0'',013$	$2,2 \cdot 10^4$	$(220 \pm 190) \alpha$
2	$+0,017 \pm 0,010$	$0,021 \pm 0,011$	$1,4 \cdot 10^4$	$(310 \pm 160) \alpha$
3				
4	$+0,012 \pm 0,009$	$0,027 \pm 0,011$	$1,7 \cdot 10^4$	$(390 \pm 160) \alpha$
5				

Полученные скорости V_{τ} — от 200% до 400% км/сек — очень велики, они в 2—3 раза больше скоростей, найденных Бלאу [2] у других «летающих» звезд. Но вероятная ошибка V_{τ} столь велика, что истинные скорости этих звезд, возможно, и близки к величинам, найденным Бלאу [2].

2. Известно, что центральная яркая часть туманности NGC 6618 охвачена с востока полуэллипсом светящегося диффузного вещества (см. фиг. 2, взятый из [26]). Снимки, полученные с большой экспозицией в лучах H_{α} , показывают, что эмиссионные туманности IC 4706, IC 4707 и S 193 являются продолжением этого полуэллипса с запада (фиг. 2). Как видно на фиг. 3, практически из центра построенного таким образом эллипса «летят» три ОВ-звезды. Следовательно, диффузная туманность NGC 6618 обладает многими особенностями, присущими и большому комплексу диффузного вещества в Орионе. В обоих объектах есть яркое эмиссионное ядро, причем оптический и радиоспектр, а также электронная плотность NGC 1976 и центральной части NGC 6618 весьма близки друг другу. Из центра каждой системы с аномально большими скоростями «улетают» звезды ранних спектральных классов. В обоих объектах есть большие оболочки и даже сжатие этих оболочек практически одинаково — 0,6. Очевидно, общность многих характеристик этих систем заставляет подозревать, что в обоих случаях действуют одинаковые силы и что в принципе пути развития этих объектов одинаковы.

Можно привести еще одно важное свидетельство родственности петли Барнарда в Орионе и оболочки NGC 6618. Петля Барнарда, как известно [27], не является границей зоны Стремгrena *. Допустим, что это же спра-

* Трудно допустить, что она могла быть таковой в прошлом. Такая ситуация была бы возможна, если бы плотность вещества в петле Барнарда была бы существен-



Фиг. 2. Область эмиссионной туманности NGC 6618, снятая в лучах H_{α} с различными экспозициями

ведливо и для оболочки NGC 6618. Тогда образование этих эмиссионных объектов нельзя объяснить механизмом [28] или другими процессами, связанными с движением вещества в зонах Стремгrena. В таком случае естественно считать, что эти периферийные образования возникли в результате какого-то катастрофического явления, быть может сходного или даже тождественного со вспышкой Сверхновой II типа, которые приводят к возникновению периферийных туманностей типа NGC 6960—92—5, IC 443 и др. Мысль о возникновении петли Барнарда в результате вспышки Сверхновой впервые высказал Эпик [2]. Согласно [4], при быстром движении оболочки Сверхновой в межзвездной среде происходит незначительная диссипация кинетической энергии оболочки, и такое движение в целом можно рассматривать как сильный взрыв в адиабатической среде. В таком случае между энергией взрыва E , средней плотностью невозмущенной среды ρ , размером пространства r , охваченного движением, и интервалом времени t , прошедшего с начала движения, существует зависимость

$$t \propto \left(\frac{E}{\rho} \right)^{-1/2} r^{5/2}, \quad (1)$$

но меньше плотности охватываемого ею облака H I. Но поскольку облако расширяется со сверхзвуковой скоростью, то на его внешней границе плотность не может быть меньше, чем внутри, и петля Барнарда не может светиться в результате остаточной понижения.



Фиг. 3. Комплекс эмиссионных туманностей NGC 6618, IC 4706, IC 4707 и S 193. Кругом отмечена «область исхода» быстролетающих звезд ранних спектральных классов; прямо. угольником — положение щели спектрографа при получении спектрограммы оболочки NGC 6618

а характерная скорость V возмущенного газа зависит от E/ρ и r следующим образом:

$$V \propto \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2} r^{-3/2}. \quad (2)$$

Допустим, что образование петли Барнарда и оболочки NGC 6618 — не только качественно одинаковые процессы, но и параметр E/ρ по порядку величины в обоих случаях одинаков. Тогда из (1) следует:

$$t_{\text{NGC 6618}} \approx \left(\frac{r_{\text{NGC 6618}}}{r_{\text{Барнард}}}\right)^{5/2} t_{\text{Барнард}}. \quad (3)$$

Так как диаметр петли Барнарда равен 134 пс [27], а угловой диаметр оболочки NGC 6618, удаленной на $3000 \alpha \text{ пс}$, составляет $38'$, то $r_{\text{NGC 6618}}/r_{\text{Барнард}} = 0,25 \alpha$. Далее, $t_{\text{Барнард}} = 2,2 \div 4,9 \text{ млн. лет}$ [2].

Следовательно, $t_{\text{NGC 6618}} \sim 100\,000 \alpha^{5/2}$ лет. Учитывая низкую точность определения кинематического возраста ОВ-звезд, можно считать, что найденный возраст оболочки NGC 6618 по порядку величины совпадает с кинематическим возрастом быстролетающих звезд; при $\alpha < 1$ согласие этих величин было бы еще лучшим. Этот результат оправдывает, в частности, сделанное выше допущение о том, что оболочка NGC 6618, как и петля Барнарда, не является границей зоны Стремгrena и служит дополнительным аргументом в пользу родственности NGC 6618 и комплекса в Орионе, где, как известно [27], кинематический возраст «летающих» горячих звезд совпадает с возрастом петли Барнарда.

3. Рассмотрим вопрос о физических условиях в эллиптической оболочке NGC 6618. Поскольку эта оболочка, как и петля Барнарда, не возбуждается ультрафиолетовой радиацией горячих звезд, то естественно предполагать в ней ударное возбуждение. Это предположение подтверждается следующими соображениями.

Согласно расчетам [29], при ударном возбуждении межзвездного вещества отношение $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ очень мало, если $V \approx 100$ км/сек, и $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta} = 5$, если $V = 144$ км/сек. Летом 1962 г. В. Ф. Есипов на дифракционном спектрографе с фотоконтактной трубкой [30, 31], установленном на 13" рефлекторе ГАИШ в Симеизе, получил спектрограмму оболочки NGC 6618. Положение щели спектрографа относительно туманности отмечено на фиг. 3. Рассмотрение спектрограммы приводит к выводу, что суммарная интенсивность небулярных линий в оболочке в несколько раз меньше интенсивности линии $H\beta$: $I_{N_1+N_2} \approx \left(\frac{1}{2} \div \frac{1}{4}\right) I_{H\beta}$. Следовательно, если оболочка NGC 6618 возбуждается ударом, то скорость ее движения должна составлять ~ 120 км/сек. С другой стороны из (2) следует:

$$V_{\text{NGC 6618}} = \frac{\left(\frac{E}{\rho}\right)_{\text{NGC 6618}}^{1/2}}{\left(\frac{E}{\rho}\right)_{\text{Барнард}}^{1/2}} \left(\frac{r_{\text{Барнард}}}{r_{\text{NGC 6618}}}\right)^{3/2} V_{\text{Барнард}}. \quad (4)$$

Так как $V_{\text{Барнард}} \approx 10$ км/сек [27], то расширение оболочки NGC 6618 должно происходить со скоростью $80 \alpha^{-3/2}$ км/сек. Таким образом, две независимые оценки скорости расширения оболочки NGC 6618 дают достаточно близкие величины. Заметим, что, как и в предыдущем случае, при $\alpha < 1$ согласие двух независимых оценок улучшается.

Использованная выше модель адиабатического расширения применима к объектам, у которых диссипация кинетической энергии движущейся оболочки пренебрежимо мала. Нетрудно убедиться, что в оболочке NGC 6618 это условие выполняется. Действительно, поверхностная яркость оболочки NGC 6618 в лучах $H\alpha$ составляет в среднем $2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² · сек · стерад [32], что соответствует общему потоку $F_{H\alpha} \approx 3 \cdot 10^{36} \alpha^2$ эрг/сек. Если учесть, что истинная поверхностная яркость ослаблена межзвездным поглощением на $A_v = 3^m$, и принять во внимание излучение в других линиях, а также в рекомбинационных и свободно-свободном континуумах, то общий «радиационный» сток составит

$F_{\text{рад}} \sim 10^{38} \alpha^2 \text{ эрг/сек}$. «Сток» на вязкость в минимальных турбулентных вихрях еще меньше: при $\varepsilon = 1 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}$ и $M \approx 3 \cdot 10^3 M_{\odot}$ $F_{\text{турб}} \sim 6 \cdot 10^{36} \text{ эрг/сек}$. Такие потери позволяют рассматривать движение оболочки NGC 6618 как адиабатическое в течение $(10^{51} \div 10^{52}) : 10^{38} \alpha^2 = (3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6) \alpha^{-2}$ лет, т. е. в течение времени, определенно превышающего современный возраст этого объекта. То обстоятельство, что радиационные потери в петле Барнарда существенно меньше, чем в оболочке NGC 6618, позволяет применять адиабатическую модель и к более старой петле Барнарда.

Оценим плотность светящегося вещества в оболочке NGC 6618. В [32] приведены абсолютные поверхностные яркости NGC 6618 в области H_{β} . Описанная выше спектрограмма показывает, что по крайней мере $3/4$ этой яркости обязано излучению в линии H_{β} . Тогда $I_{H_{\beta}} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{сек} \cdot \text{стерад}$. При скорости оболочки $\sim 120 \text{ км/сек}$ такая яркость соответствует, согласно [29], электронной плотности светящегося вещества $n_e \approx 2000 \text{ см}^{-3}$ *. С учетом влияния на $I_{H_{\beta}}$ ударного возбуждения четвертого уровня и диффузии L_c -квантов оценку n_e следует уменьшить вчетверо [29], до 500 см^{-3} . Далее, за фронтом ударной волны, движущейся со скоростью свыше 100 км/сек , происходит практически полная ионизация водорода. Поэтому толщина светящегося слоя определяется скоростью движения фронта волны относительно сжатого газа $(1/3V)$ и временем рекомбинации $\frac{1}{n_e C(T_e)}$. Согласно [29], за фронтом сильной ударной волны электронная температура межзвездной среды довольно быстро падает и в области, где ионизация еще высока, составляет в среднем $20\,000\text{--}40\,000^\circ \text{ К}$. Поскольку $C(T_e)$ довольно слабо зависит от T_e , то можно пренебречь этой зависимостью и положить $C(T_e) = \sum_{i=2}^{\infty} C_i(30\,000^\circ \text{ К}) = 0,9 \cdot 10^{-13}$ во всем светящемся слое. Тогда толщина светящегося фронта должна составить

$$d = \frac{1}{3} V \frac{1}{n_e C(T_e)} = \frac{16}{n_e} \text{ нс}. \quad (5)$$

С другой стороны, наиболее тонкие детали на восточном краю оболочки, которые можно принять за участки светящегося фронта, видимые сбоку, имеют толщину около $0,2$, т. е. $d \leq 0,2 \alpha \text{ нс}$. Сравнивая эту величину с (5), получаем $n_e \gtrsim 80 \alpha^{-1} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, две независимые оценки электронной плотности в оболочке NGC 6618 тоже дают близкие по порядку величины результаты. Заметим, что при плотности $n \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ общая масса ионизованного вещества оболочки должна составить несколько сот солнечных масс.

4. Как известно, расширяющиеся оболочки, выброшенные при вспышках сверхновых II типа, являются источниками нетеплового радиоизлучения [1]. Поскольку приведенные выше соображения делают весьма прав-

* При этой оценке учтено ослабление поверхностной яркости межзвездным поглощением света на $A_{\nu} = 3^m$.

доподобной гипотезу о возникновении оболочки NGC 6618 в результате такой вспышки, необходимо оценить ожидаемый поток радиоизлучения от этой оболочки.

Будем считать, что вспышка Сверхновой в NGC 6618 была аналогична вспышке в Cas A. Согласно [33], с увеличением размера оболочки спектральная плотность нетеплового радиоизлучения F_ν такого источника должна падать как $r^{-2\gamma}$, где γ — показатель дифференциального энергетического спектра релятивистских электронов в источнике. В Cas A $\gamma = 2,6$. Когда размер Cas A достигнет современного размера оболочки NGC 6618 (эллипсоид с полуосями 17α и 10α пс), то E_ν упадет примерно на четыре порядка и составит в дециметровом диапазоне $\sim 3 \cdot 10^{-27}$ вт/м² · гц. Если взять минимальное γ , известное у остатков сверхновых II типа — $\gamma(\text{IC 443 и 2C1.725}) = 2$, — то F_ν упадет на три порядка и составит $\sim 3 \cdot 10^{-26}$ вт/м² · гц. Поток теплового радиоизлучения, приходящий в настоящее время от NGC 6618, составляет в том же диапазоне $\sim 5 \cdot 10^{-24}$ вт/м² · гц [5]. Естественно, что на фоне такого мощного теплового излучения не обнаруживается в 100—1000 раз более слабая нетепловая компонента. На метровых волнах нетепловое радиоизлучение должно быть заметнее, но на этих частотах может сказываться уже поглощение в ионизованном водороде [34].

§ 3. Вспышки сверхновых и диффузные туманности

Итак, предлагаемая гипотеза о сравнительно недавней вспышке сверхновой II типа в диффузной туманности NGC 6618 естественным образом объясняет сам факт существования быстролетающих звезд ранних спектральных классов и существование и свечение эллиптической оболочки вокруг туманности. Грубые количественные оценки позволяют определить интервал времени, прошедший с момента вспышки сверхновой, скорость движения оболочки и плотность ионизованного вещества в ней. Каждая из этих величин определена двумя независимыми способами, частично с использованием этой гипотезы, а частично и без нее, и получены достаточно хорошо согласующиеся результаты. При этом обнаружено физическое сходство петли Барнарда в комплексе Ориона с эллиптической оболочкой NGC 6618, что дополняет известное ранее сходство туманности NGC 1976 с центральной областью NGC 6618 и позволяет рассматривать весь комплекс в Орионе и NGC 6618 как разные стадии развития объектов одного типа. Для уточнения предлагаемой модели NGC 6618 желательно провести изучение этой области в линии 21 см с максимальным угловым разрешением, чтобы построить картину распределения плотности и движений, как в [27]; на более длинных волнах, но тоже с узкой диаграммой направленности следует попытаться обнаружить нетепловое излучение от эллиптической оболочки NGC 6618; при помощи эталона Фабри-Перо желательно определить скорости движения в различных точках оболочки и при помощи фотоконтактной техники провести более детальное изучение спектра оболочки. Все эти исследования целесообразно вести параллельно с аналогичным изучением петли Барнарда.

В соответствии с полученным выводом о том, что в двух наиболее изученных комплексах диффузного вещества сравнительно недавно происходили вспышки сверхновых, следует ожидать, что такие явления довольно часто происходят в диффузных туманностях. В таком случае в дополнение к эффектам, рассмотренным в [4], вспышки сверхновых должны сказываться на морфологии и динамике отдельных диффузных туманностей.

Во-первых, такие вспышки могут приводить к образованию периферийных структур. Эта идея не нова, 10 лет назад ее высказали Шайн и Газе [35]. Но теперь можно сказать, как отличить периферийные структуры, возникшие в результате взрыва сверхновой, от сходных образований, возникающих в других условиях [28]: в первом случае должны существовать быстролетающие ОВ-звезды и нетепловое радиоизлучение, соответствующее размеру оболочки, а спектральные характеристики оболочки должны соответствовать скорости оболочки, причем скорость, в свою очередь, также определяется размером оболочки.

Во-вторых, при вспышке сверхновой выделяется примерно $3 \cdot 10^{48}$ эрг энергии в виде излучения [4]. Положим, что около 10% этого излучения сосредоточено в лаймановском континууме. (Если бы сверхновая излучала по Планку, то это излучение соответствовало бы температуре 22 000° К.) Тогда вспышка сверхновой, помимо гидродинамического возмущения межзвездной среды, должна однократно ионизовать около $15 M_{\odot}$ межзвездного водорода. В результате получится облако ионизованного водорода диаметром $10 \tilde{n}_e^{-1/3}$ пс и с мерой эмиссии $ME = 10 n_e^{5/3}$, которое после угасания сверхновой будет светиться без всяких видимых причин в течение $2 \cdot 10^5 n_e^{-1}$ лет. Если такая вспышка сверхновой ионизует межзвездный газ плотностью в $2-5 \text{ см}^{-3}$ (вспышка произошла в области с малой плотностью, либо более плотные и близкие к звезде области были ионизованы «родительской» звездой до вспышки), то образуется протяженное и слабосветящееся эмиссионное поле, у которого не удастся найти возбуждающих звезд. В каталоге [36] есть объекты, которые, по-видимому, можно отнести именно к такому типу эмиссионных образований. Поскольку в смысле ионизационной способности сверхновые I и II типов практически одинаковы [4], но со сверхновыми II типа связаны также значительные гидродинамические возмущения межзвездной среды, которые могут маскировать чисто лучистое взаимодействие, то вблизи сверхновых I типа такие слабые эмиссионные поля должны возникать чаще, тем более что вспышки сверхновых I типа обычно происходят вне плотных областей галактических рукавов.

Эти два обстоятельства заставляют критически подходить к результатам [37], где плотности и массы большого числа эмиссионных объектов получены в предположении, что свечение всех этих объектов возбуждается ультрафиолетовым излучением горячих звезд. Часть этих эмиссионных образований может светиться под действием ударного возбуждения, а часть — в результате «реликтовой» ионизации.

В-третьих, после угасания Сверхновой в области H II ионизационное равновесие нарушается, так как резко уменьшается поток L_c -квантов. Благодаря обогащению среды тяжелыми элементами и сравнительно низ-

кой ионизации вещества в такой области может происходить быстрое образование темного, поглощающего межзвездного вещества. Возможно, что этот процесс объясняет большое количество темного вещества в центральных частях NGC 1976, NGC 6618, NGC 7822, между NGC 7000 и IC 5070 и в других диффузных туманностях. Интересно было бы во всех этих объектах поискать быстролетающие звезды ранних спектральных классов.

В-четвертых, вспышки сверхновых могут вызывать хаотические внутренние движения вещества в диффузных туманностях [2]. Раньше предполагалось, что ответственным за эти движения является L_c -излучение горячих звезд. Однако L_c -радиация может вызывать заметные движения вещества лишь на границе H II — H I, так как зоны H II прозрачны для ионизирующего излучения и едва ли эти движения могут иметь сверхзвуковые скорости [28]. С другой стороны, вспышка Сверхновой может эффективно возбуждать хаотические движения и в центральных областях зон H II, и скорости таких движений могут быть сверхзвуковыми. Именно такой характер внутренних движений обнаруживают наблюдения [38].

В заключение отметим следующее интересное обстоятельство. Согласно [2] и изложенным выше результатам, при вспышке Сверхновой в Орионе одновременно «вылетели» по крайней мере две быстрые горячие звезды, а при вспышке Сверхновой в NGC 6618 — по крайней мере три ОВ-звезды. Вряд ли это случайный факт. Скорее это обстоятельство является непосредственным подтверждением связи вспышек сверхновой II типа с кратными звездами, и, с другой стороны, оно заставляет обобщить схему распада двойной системы [2] на случай кратной системы.

Выражаю глубокую благодарность В. Ф. Есипову за получение спектрограммы оболочки NGC 6618; Н. М. Артюхиной, Ю. Н. Парийскому, И. И. Проник, С. Б. Пикельнеру, И. С. Шкловскому и П. В. Щеглову за полезные советы и стимулирующие дискуссии; А. Е. Балковому и Е. И. Иосько за изготовление иллюстраций.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 37, 369, 1960.
2. A. Blaauw. Bull. Astron. Netherl., 15, 265, 1961.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Плазменные явления и вспышки сверхновых. Москва, 1961.
4. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 39, 209, 1962.
5. А. Д. Кузьмин. Астрон. ж., 39, 22, 1962.
6. Цинь Жун-хао. Астрон. ж., 38, 1069, 1961.
7. L. H. Aller. Gaseous nebulae. London, 1956. Fig. III, p. 15.
8. Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есипов, В. И. Проник, П. В. Щеглов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 313, 1961.
9. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 208, 1958; 22, 152, 1960; 23, 46, 1960.; наст. том, стр. 118.
10. C. B. Stephenson, R. W. Hobbs. Astron. J., 66, 186, 1961.
11. B. G. Clark, V. Radhakrishnan, R. W. Wilson. Astrophys. J., 135, 151, 1962.
12. Цинь Жун-хао. Автореферат диссертации. М., 1961.

13. И. Л. Генкин. Астрон. ж., 39, 15, 1962.
14. F. J. Kerr. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 123, 327, 1962.
15. W. W. Campbell, J. H. Moore. Lick Publ., 13, 77, 1918.
16. S. Cederblad. Medd. Lund astron. Obs., Ser. II, № 119, 1946.
17. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. obs., 8, 80, 1952.
18. R. W. Hobbs. Astron. J., 66, 517, 1961.
19. Ю. Н. Парийский. Изв. ГАО, 21, № 164, 54, 1960.
20. Р. Н. Иксанов. Астрон. ж., 37, 642, 1960.
21. S. Sharpless. Astrophys. J. Suppl., 4, № 41, 257, 1959.
22. Ю. Н. Парийский. Астрон. ж., 38, 483, 1961.
23. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
24. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.
25. F. Schlesinger, I. Vagneu. Trans. Yale Obs., 12, 1940.
26. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. Изд-во АН СССР, 1952.
27. Т. К. Менон. Astrophys. J., 127, 28, 1958.
28. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 76, 1961.
29. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 93, 1954.
30. И. В. Волков, В. Ф. Есипов, П. В. Щеглов. Астрон. ж., 39, 323, 1962.
31. В. Ф. Есипов. Сб. Новая техника в астрономии. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 165.
32. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 303, 1961.
33. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 37, 256, 1960.
34. C. A. Shain, M. M. Komesaroff, C. S. Higgins. Austral. J. Phys., 14, 508, 1961.
35. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Астрон. ж., 30, 135, 1953.
36. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 11, 1955.
37. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 148, 1960.
38. O. C. Wilson, G. Münch, E. M. Flather, M. F. Coffeen. Astrophys. J. Suppl., № 40, 1959.

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ ВОЛОКОН В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

В. И. Проник

Показано, что возбуждение свечения волокон в Крабовидной туманности не может быть обусловлено ни излучением центральной звезды, ни синхротронным излучением туманности. Ударное возбуждение быстрыми частицами, принадлежащими аморфной массе, существенно только в том случае, когда нижний предел энергетического спектра релятивистских электронов $E_1 \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$ эрг. Возбуждение за счет кинетической энергии расширения туманности (взаимодействие с межзвездной средой) может играть заметную роль только для волокон, находящихся на границе туманности и межзвездной среды.

THE EXCITATION MECHANISM OF FILAMENTARY EMISSION IN THE CRAB NEBULA, by V. I. Pronik.— It is shown that the excitation of emission of filaments in the Crab nebula can not be due to emission of the central star or to synchrotron radiation of the nebula. Collisional excitation by fast particles of the amorphous mass is essential only in the case when the lower limit of the energy spectrum of relativistic electrons $E_1 \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$ ergs. Excitation due to the kinetic energy of expansion of the nebula (interaction with the interstellar medium) can play an appreciable role only for the filaments which are at the boundary between the nebula and the interstellar medium.

Как известно, спектр волокон Крабовидной туманности состоит из линий излучения водорода и гелия, запрещенных линий однажды и дважды ионизованного кислорода, серы, азота и т. п. Этот факт бесспорно говорит о чисто газовой природе волокон, однако вопрос о механизме возбуждения свечения этого газа до сих пор остается неясным. Первоначально предполагали, что волокна Крабовидной туманности возбуждаются центральной звездой, которая наблюдается на месте вспыхнувшей Сверхновой [1, 2]. Когда выяснилась природа непрерывного излучения туманности [3], стали предполагать, что волокна возбуждаются и светятся за счет ультрафиолетовой части ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) синхротронного излучения аморфной массы [4]. Таким образом, и в том и в другом случае предполагается, что волокна возбуждаются полем L_c -излучения. Между тем характерной особенностью спектра волокон Крабовидной туманности является очень большая относительная интенсивность запрещенных линий (интенсивности линий $\lambda 3727$ [O II], $\lambda 4075$ [S II], $\lambda\lambda 6548-84$ [N II] и $\lambda\lambda 7611-28$ [S II], выраженные в единицах интенсивности

линии $H\beta$, на порядок больше, чем в обычных газовых туманностях). В этом отношении спектр волокон Крабовидной туманности напоминает спектр известных волокнистых туманностей — тоже остатков Сверхновой — NGC 6990—92, возбуждение которых, согласно [5], чисто ударное.

Высокая электронная температура (на что указывают большие интенсивности запрещенных линий) и сравнительно низкая степень ионизации вещества в волокнах говорят о том, что возбуждение волокон Крабовидной туманности должно быть ударным.

В принципе представляются возможными следующие источники возбуждения волокон:

- а) излучение центральной звезды;
- б) синхротронное излучение аморфной массы туманности;
- в) ударное возбуждение в результате столкновения с атомами межзвездной среды (за счет кинетической энергии расширения туманности);
- г) возбуждение частицами высоких энергий, принадлежащими самой туманности (ионизационные потери).

Ниже рассматривается роль каждого из этих источников возбуждения.

§ 1. Данные наблюдений

Прежде чем перейти к анализу механизмов возбуждения, приведем данные наблюдений, касающиеся физических условий внутри волокон, которые нам понадобятся в дальнейшем. Большинство из них взяты из [4]:

Электронная плотность в волокнах, найденная по абсолютной интенсивности их в линии $H\beta$, а также по отношению линий λ 3726 : λ :3729 [OII] $n_e \approx 0,5 \div 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$

Электронная температура в волокнах, найденная по линиям λ 4363 и $N_1 + N_2$ иона [O III] $T_e \approx 17000^\circ$

Средняя толщина волокон $d \approx 2'' \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}$

Суммарная масса волокон $M_B \approx 0,1 M_\odot$

Суммарная интенсивность запрещенных линий в спектре волокон, выраженная в единицах интенсивности линии $H\beta$ $\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}} \approx 50$

Общий объем, занимаемый волокнами $V_B \approx 10^{53} \text{ см}^3$

Объем всей туманности (аморфной массы) $V_T \approx 5 \cdot 10^{55} \text{ см}^3$

§ 2. Роль центральной звезды в возбуждении волокон

Если ионизация и нагрев волокон происходят в результате поглощения ультрафиолетовой радиации, то, зная размеры волокон и физические условия внутри них, можно получить среднюю энергию ионизирующего кванта и общее количество таких квантов, т. е. температуру и мощность источника излучения.

Среднюю энергию ионизирующего кванта $\bar{h\nu}$ или энергию, получаемую электроном при ионизации водорода $\bar{\epsilon}_0 = \bar{h\nu} - \chi_0$, легко получить из энергетического баланса свободных электронов [6]. Для этого достаточно знать электронную температуру в волокнах и суммарную интенсивность запрещенных линий в их спектре. Поскольку охлаждение электронного

газа при температурах $T_e \gtrsim 15\,000^\circ$ сильно зависит от степени ионизации водорода, а последняя для волокон Крабовидной туманности, вообще говоря, неизвестна, то мы вычислим величину $\bar{\epsilon}_0$ в предположении нескольких значений $n(\text{H}_1)/n(\text{H}^+)$. Результаты приведены ниже:

$\frac{n(\text{H}_1)}{n(\text{H}^+)} \dots$	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
$\bar{\epsilon}_0, \text{ эрг} \dots$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$

Полученные значения $\bar{\epsilon}_0$ существенно больше значений начальной энергии свободного электрона в планетарных туманностях. Наблюдаемые значения $\bar{\epsilon}_0$ для планетарных туманностей, температура ядер которых $T_e \gtrsim 100\,000^\circ$, не превышают $9 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$. Заметим, что дальнейшее увеличение температуры возбуждающей звезды почти не сказывается на величине $\bar{\epsilon}_0$ в силу того, что атомы водорода, благодаря сильной зависимости коэффициента поглощения от частоты ($\alpha \sim \nu^{-3}$), ионизируются главным образом квантами с частотой, близкой к лаймановскому пределу.

Таким образом, если предполагать, что волокна Крабовидной туманности возбуждаются полем радиации центральной звезды, то температура последней должна быть намного больше $100\,000^\circ$. Это противоречит по крайней мере двум наблюдаемым фактам: во-первых, низкой степени ионизации газа в волокнах и, во-вторых, наблюдаемому показателю цвета центральной звезды, который соответствует спектральному классу A3 [1, 2] *.

§ 3. Роль синхротронного излучения туманности в возбуждении волокон

Зная плотность в волокнах и их общую массу, легко показать, что ионизация их полем L_c -излучения возможна только в том случае, когда ионизирующая способность источника радиации (общее количество L_c -квантов, излучаемое в единицу времени) не меньше ионизирующей способности звезды спектрального класса O8 V [7]. Чтобы при этом волокна получали необходимое количество энергии, т. е. происходил необходимый нагрев электронов, средняя энергия ионизирующего кванта, как показано выше, должна соответствовать температуре излучения $T_* > 100\,000^\circ$.

Проверим, удовлетворяет ли этим требованиям синхротронное излучение туманности. Для этого подсчитаем полное количество L_c -квантов, излучаемых аморфной массой туманности в единицу времени, и сравним его с числом ионизаций (числом рекомбинаций), происходящих в волокнах в ту же единицу времени.

Согласно [4], энергия, излучаемая аморфной массой туманности в непрерывном спектре около $\lambda \approx 4250 \text{ \AA}$ в телесном угле 4π , равна:

$$I(\nu_{4250\text{\AA}}) = 4,85 \cdot 10^{21} \text{ эрг/сек} \cdot \text{гц}. \quad (1)$$

* Этот факт, вообще говоря, можно объяснить предположением о сильном отклонении поля радиации звезды от планковского излучения, например наличием у звезды синхротронного механизма, однако такое предположение связано с другими трудностями.

Отсюда энергия, излучаемая в области $\lambda < 912 \text{ \AA}$, равна

$$I_{L_c} = 4,85 \cdot 10^{21} (4,66)^{-\alpha} \int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha} d\nu \left[\frac{\partial p_2}{\partial \epsilon \kappa} \right], \quad (2)$$

где ν_0 — частота, соответствующая пределу серии Лаймана, и α — спектральный индекс излучения.

Общее количество L_c -квантов, излучаемых синхротронным механизмом туманности в единицу времени, равно:

$$N_{L_c} = 4,85 \cdot 10^{21} \frac{(4,66)^{-\alpha}}{h} \int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha} \frac{d\nu}{\nu} = 7,3 \cdot 10^{47} \frac{(4,66)^{-\alpha}}{\alpha}. \quad (3)$$

Чтобы получить численное значение для N_{L_c} , необходимо сделать какое-то предположение относительно спектрального индекса. В области радиоволн $\alpha = 0,35$, в видимой области спектра $\alpha = 1,5^*$. Поскольку с увеличением частоты спектральный индекс, по-видимому, растет, то для области $\lambda < 912 \text{ \AA}$ мы примем значение $\alpha \approx 2^{**}$. Тогда

$$N_{L_c} = 1,7 \cdot 10^{46} \text{ квант/сек}. \quad (4)$$

С другой стороны, число рекомбинаций (равное числу ионизаций) в волокнах в единицу времени равно

$$N_{\text{рек}} = n_e^2 \sum_1^{\infty} C_n(T_e) V_v = 3 \cdot 10^{46}. \quad (5)$$

Таким образом, количество L_c -квантов, излучаемых туманностью в единицу времени, примерно такое же, как и число ионизаций, происходящих в волокнах. Между тем, исходя из относительных размеров аморфной массы и объема, занимаемого волокнами, последние могут поглощать не более нескольких процентов от всех квантов, излучаемых аморфной массой. Отсюда видно, что синхротронное излучение туманности играет весьма незначительную роль в ионизации волокон.

В отношении нагрева волокон роль синхротронного излучения еще меньше. Это видно хотя бы из того, что при $T_* > 100\,000^\circ$ максимум излучения находится далеко за лаймановским пределом (в сторону коротких волн), в то время как синхротронный механизм со спектральным индексом излучения $\alpha \gtrsim 0,35$ такого максимума дать не может.

Подсчитаем среднюю начальную энергию электрона, т. е. энергию, получаемую электроном при ионизации водорода синхротронным излучением. Средняя энергия ионизирующего кванта в этом случае равна

$$\overline{h\nu} = h\nu_0 \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-(\alpha+3)} d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-(\alpha+1)} d\nu}, \quad (6)$$

* В. И. Мороз. Астрон. ж. (в печати).

** Необходимость увеличения показателя спектра с увеличением частоты вытекает из того, что энергетический спектр релятивистских электронов обрывается при каком-то значении E_{max} .

откуда начальная энергия свободного электрона в волокне

$$\bar{\varepsilon}_0 = \hbar \nu - h\nu_0 = 21,8 \cdot 10^{-12} \left\{ \frac{\alpha + 3}{\alpha + 2} - 1 \right\} \text{ эрг.} \quad (7)$$

При $\alpha = 2$ $\bar{\varepsilon}_0 = 5,5 \cdot 10^{-12}$ эрг. Такое значение $\bar{\varepsilon}_0$ соответствует температуре ионизирующего излучения $\sim 50\,000^\circ$ и намного меньше наблюдаемого значения $\bar{\varepsilon}_0$ для волокон Крабовидной туманности (см. табличку на стр. 105).

Вообще говоря, до сих пор предполагалось, что оптическая толща волокон в лаймановском континууме меньше единицы. Положение, однако не изменится, если она составляет несколько единиц ($\tau \approx 3 \div 4$). Согласно расчетам, приведенным в [8], начальная энергия свободного электрона в туманности, при переходе от области с $\tau \approx 0$ к области с $\tau = 4$, увеличивается не более чем на 20—30%. Это объясняется тем, что с увеличением τ увеличивается роль рассеянного L_c -излучения. В то же время при толщине волокон $3 \cdot 10^{16}$ см и электронной плотности $n \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ равенство $\tau = 4$ означает, что степень ионизации водорода в волокне довольно низкая $\frac{n(H^+)}{n(H)} \approx 50$. При такой ионизации наблюдаемая начальная энергия свободного электрона равна $4 \cdot 10^{-11}$ эрг (см. табличку выше). Таким образом, если оптическая толща волокон порядка единицы или больше единицы, то расхождение между наблюдаемым значением начальной энергии электрона и значением $\bar{\varepsilon}_0$, вычисленным для случая возбуждения синхротронным излучением, еще больше увеличится.

Следует отметить, что фактически эта же самая трудность отмечена в работе [4], где ионизация волокон объясняется синхротронным излучением туманности. Выход из противоречия Л. Вольтер находит в предположении, что, кроме синхротронного излучения, существует еще какой-то механизм нагрева волокон. Таким механизмом, согласно [4], может быть либо взаимодействие с межзвездной средой, либо радиоактивные процессы в самих волокнах, либо, наконец, наличие у центральной звезды очень сильного ультрафиолетового избытка радиации. Последние два механизма нам представляются маловероятными, первый же будет рассмотрен в следующем параграфе.

Итак, свечение волокон Крабовидной туманности не может возбуждаться ни излучением центральной звезды, ни синхротронным излучением аморфной массы. Более того, можно даже полагать, что оно вообще полем L_c -излучения не возбуждается, независимо от природы источника этого излучения, ибо в противном случае высокой электронной температуре и чрезвычайно большому значению начальной энергии электрона неизбежно должна соответствовать и аномально высокая степень ионизации газа в волокнах.

§ 4. Роль ударного возбуждения

Ударное возбуждение волокон может производиться как частицами высоких энергий, принадлежащими самой туманности, так и в результате взаимодействия туманности с атомами межзвездной среды.

Найдем среднюю плотность релятивистских электронов в туманности и оценим для них ионизационные потери при прохождении сквозь волокна. Предположим, что энергетический спектр релятивистских электронов подчиняется закону

$$n(E) dE = kE^{-\gamma} dE; \quad E_1 < E < E_m, \quad (8)$$

где E_1 и E_m — соответственно нижняя и верхняя границы энергий. Тогда суммарное излучение релятивистскими электронами в данной частоте ν дается выражением [4]

$$I(\nu) = 1,17 \cdot 10^{-22} (1,608 \cdot 10^{13})^{\frac{1}{2}(\gamma-1)} k \nu^{-\frac{1}{2}(\gamma-1)} H_{\perp}^{\frac{1}{2}(\gamma+1)} \int_{\alpha_m}^{\alpha_1} \alpha^{\frac{1}{2}(\gamma-3)} F(\alpha) d\alpha, \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{\nu}{\nu_c} = \frac{\nu}{6,268 \cdot 10^{18} H_{\perp} E^2}.$$

Здесь $H_{\perp}$ выражено в гауссах, E — в эргах. Функция $F(\alpha)$ табулирована в [9]. Пределы интегрирования α_m и α_1 близки соответственно к 0 и ∞ . Поскольку для частот, находящихся в интервале $\nu_1 < \nu < \nu_m$, интеграл (9) меняется очень незначительно, то зависимость интенсивности излучения от частоты фактически выражается одним членом

$$I(\nu) \propto \nu^{-\frac{1}{2}(\gamma-1)}. \quad (10)$$

Наблюдаемый в диапазоне радиоволн спектральный индекс равен 0,35. Отсюда $\gamma = 1,7$. Постоянную величину k определим из уравнения (9), используя наблюдаемое значение $I(\nu)$ на какой-нибудь частоте. Например, на частоте $\nu = 10^9$ $I = 10^{24}$ эрг/сек · гц. Отсюда излучение для единицы объема туманности:

$$I(\nu = 10^9) = \frac{10^{24}}{5 \cdot 10^{55}} = 2 \cdot 10^{-32} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}. \quad (11)$$

Подставив эти значения ν и $I(\nu)$ в выражение (9), получим

$$k = 4,5 \cdot 10^{-12} H_{\perp}^{-1,35}. \quad (12)$$

Вычисленные по формуле (8) плотности релятивистских электронов при двух значениях напряженности магнитного поля приведены в табл. 1.

Таблица 1

Плотности релятивистских электронов различных энергий при двух значениях напряженности магнитного поля (в см⁻³)

$E, \text{ эрг}$	$H_{\perp} = 10^{-4} \text{ гс}$	$H_{\perp} = 10^{-3} \text{ гс}$	$E, \text{ эрг}$	$H_{\perp} = 10^{-4} \text{ гс}$	$H_{\perp} = 10^{-3} \text{ гс}$
$10^{-1} - 1$	$7,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$10^{-5} - 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-5}$
$10^{-2} - 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$7,8 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6} - 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$
$10^{-3} - 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$10^{-7} - 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
$10^{-4} - 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$10^{-8} - 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$

Оценим теперь ионизационные потери электронов при прохождении сквозь волокна. Будем учитывать только те столкновения, при которых передаваемая частицей энергия меньше определенной величины η . При этом выражение для потери энергии одной частицей имеет вид [10]

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2Z^2 n_a \pi r_e^2 m_e c^3}{\beta} \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2 \eta}{(1 - \beta^2) I^2(Z)} - \beta^2 \right], \quad (13)$$

где Z — заряд частицы; β — отношение скорости частицы к скорости света; n_a — плотность среды; $I(Z)$ — средний потенциал ионизации атомов ($I(Z) = 12,5 \cdot Z$ эв). Если водород ионизован полностью, то в выражении (13) n_a надо заменить на n_e — число электронов в единице объема, а вместо

$I^2(Z)$ написать $\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}$.

Формула (13) справедлива как для электронов, так и для тяжелых частиц, если η не слишком велико ($\sim 10^5$ эв для электронов). В данном случае нас интересует передача энергии $\eta \leq 10^4$ эв, так как только с такой энергией частицы застревают в волокне.

Подставив численные значения величин в выражение (13) и приводя его к единице объема, получим

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 1,2 \cdot 10^{-17} \int_{E_1}^{E_m} \beta^{-1} \ln \left[10^{28} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \right] n(E) dE, \quad (14)$$

где $n(E)$ — плотность релятивистских электронов. В табл. 2 приведены значения $d\mathcal{E}/dt$, вычисленные для электронов при разных значениях E_1 (нижняя граница энергетического спектра) и при двух значениях $H_{\perp}$ в предположении, что напряженность магнитного поля и плотность релятивистских электронов не меняются при переходе от аморфной массы к волокнам.

Таблица 2

Ионизационные потери, рассчитанные на единицу объема в единицу времени, для быстрых частиц при прохождении их через волокно (в эрг/см·сек)

E_1		Электроны		Протоны		Суммарные потери	
эрг	эв	$H_{\perp}=10^{-4}$, гс	$H_{\perp}=10^{-3}$, гс	$H_{\perp}=10^{-4}$, гс	$H_{\perp}=10^{-3}$, гс	$H_{\perp}=10^{-4}$, гс	$H_{\perp}=10^{-3}$, гс
10^{-8}	$6,3 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^{-19}$	$8,1 \cdot 10^{-21}$	$1,7 \cdot 10^{-19}$	$7,6 \cdot 10^{-21}$	$3,5 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^{-20}$
10^{-4}	$6,3 \cdot 10^7$	$9,0 \cdot 10^{-19}$	$4,0 \cdot 10^{-20}$	$1,2 \cdot 10^{-18}$	$5,4 \cdot 10^{-20}$	$2,1 \cdot 10^{-18}$	$9,4 \cdot 10^{-20}$
10^{-5}	$6,3 \cdot 10^6$	$4,5 \cdot 10^{-18}$	$2,0 \cdot 10^{-19}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$6,7 \cdot 10^{-19}$	$2,0 \cdot 10^{-17}$	$8,7 \cdot 10^{-19}$
10^{-6}	$6,3 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{-17}$	$1,0 \cdot 10^{-18}$	$2,2 \cdot 10^{-16}$	$9,3 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^{-16}$	$1,0 \cdot 10^{-17}$

Значения $d\mathcal{E}/dt$ подсчитаны также для протонов (см. табл. 2). При этом предполагалось, что $n_p(E) = n_e(E)$. Общая потеря энергии быстрыми частицами приведена в седьмом и восьмом столбцах табл. 2.

Энергия, необходимая для поддержания состояния ионизации и нагрева единицы объема вещества в волокне, равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = n_e^2 \sum_1^{\infty} C_n(T_e) (\chi_0 + \bar{\mathcal{E}}_0) \approx 8,5 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/сек.} \quad (15)$$

Сравнивая это значение с данными табл. 2, видим, что возбуждение волокон высокоэнергичными частицами возможно только в том случае, когда их энергетический спектр обрывается со стороны малых энергий не раньше, чем при $E_1 \approx 10^{-5} \div 10^{-6} \text{ эрг}$. Очень вероятно, что число протонов больше числа электронов с такой же энергией, примерно, в 10 раз. Это приведет к тому, что ионизационных потерь будет достаточно для того, чтобы объяснить свечение волокон уже при $E_1 \approx 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ эрг}$. Как показывают радионаблюдения, спектральный индекс 0,35 сохраняется вплоть до длин волн $\lambda \approx 30 \text{ м}$ ($\lambda \approx 10^7$). Такая длина волны соответствует критической частоте для электронов с энергией примерно $5 \cdot 10^{-4} \text{ эрг}$. Наблюдений на волне, большей чем 30 м, не проводилось. Однако вполне возможно, что спектральный индекс 0,35 сохраняется и в более длинноволновой области.

Что касается возбуждения волокон за счет кинетической энергии расширения туманности (взаимодействие с межзвездной средой), то, вообще говоря, этой энергии хватает для того, чтобы поддерживать наблюдаемую ионизацию и нагрев волокон в течение примерно $3 \cdot 10^4$ лет. Действительно, кинетическая энергия расширения волокон

$$\mathcal{E} = \frac{M_B v^2}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^{32} (10^8)^2}{2} \approx 10^{48} \text{ эрг.} \quad (16)$$

Энергия, высвечиваемая всеми волокнами в единицу времени, равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 8,5 \cdot 10^{-18} V_B \approx 10^{36} \text{ эрг/сек.} \quad (17)$$

Отсюда время свечения

$$t = \frac{10^{48}}{10^{36} \cdot 3 \cdot 10^7} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

Однако этот механизм нагрева представляется маловероятным по следующей причине. Так как после вспышки Сверхновой вокруг нее образуется обширная ($r \approx 10 \text{ пс}$) зона ионизованного межзвездного водорода, то туманность вместе с замороженным в нее магнитным полем расширяется в зоне H II. В результате атомы межзвездной среды будут сильно тормозиться магнитным полем и не смогут проникать внутрь туманности. Таким образом, ответ на вопрос, какой из ударных механизмов возбуждения является более существенным (возбуждение высокоэнергичными частицами, образующимися внутри туманностей, или возбуждение за счет взаимодействия с межзвездной средой), в значительной степени зависит от того, что представляет собой волокнистая структура туманности, т. е. образует она оболочку или нет. Ни фотографии, сделанные в лучах, в которых светятся волокна, ни схема распределения лучевых скоростей волокон еще не показывают явно выраженной оболочки. Однако если волокна и образуют

оболочку, то толщина ее не меньше $0,3 \text{ нс}$; более того, на фотографиях видно также, что слабые волокна, особенно те, которые находятся на периферии туманности, ориентированы преимущественно вдоль радиуса туманности. Ясно, что частицы межзвездной среды не могут проникнуть на такую глубину. Между тем сильнее всего светятся волокна, находящиеся именно во внутренней части оболочки, т. е. там, где наблюдается более сильное непрерывное свечение, а следовательно, и большая плотность релятивистских электронов. Все это говорит в пользу возбуждения быстрыми частицами (космическими лучами), принадлежащими туманности.

Нельзя, однако, совсем отрицать роль второго ударного механизма. Если стоять на той точке зрения, что магнитное поле туманности не дает возможности атомам межзвездной среды проникнуть внутрь туманности, то непонятно, куда делось межзвездное вещество, нагретое туманностью в процессе расширения. Может быть, слабые волокна, наблюдаемые на периферии туманности, и есть это сгребенное вещество? Механизм образования таких волокон вполне может быть идентичен механизму, описанному в [11]. Эти волокна могут светиться еще за счет сжатия магнитным полем. Следует отметить, что по своему виду и форме они сильно отличаются от основных ярких волокон, которые, вероятно, являются остатками оболочки Сверхновой [11].

Заключение

Анализ спектров волокон Крабовидной туманности и физических условий внутри них показывает, что свечение волокон не может возбуждаться полем L_c -излучения независимо от природы источника этого излучения (центральная звезда или синхротронное излучение туманности). Волокна, находящиеся непосредственно на границе туманности и межзвездной среды, могут возбуждаться за счет кинетической энергии расширения туманности (взаимодействие с межзвездной средой). Волокна, находящиеся внутри туманности, по-видимому, возбуждаются высокоэнергичными частицами, заключенными внутри туманности.

Я искренне благодарен доктору физ.-матем. наук проф. С. Б. Пикельнеру, а также С. И. Гопасюку за ценные замечания и дискуссию по ряду вопросов.

10 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Baade. *Astrophys. J.*, 96, 188, 1942.
2. R. Minkowski. *Astrophys. J.*, 96, 199, 1942.
3. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, 90, 983, 1953.
4. L. Wolter. *Bull. Astron. Netherl.*, 14, № 483, 1958.
5. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 93, 1954.
6. В. И. Проник. Вопросы космогонии, т. 8. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 191.
7. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Астрон. ж.*, 36, 902, 1959.
8. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 324, 1961.
9. J. H. Oort, Th. Walraven. *Bull. Astron. Netherl.*, 12, № 462, 1956.
10. Д. Мензел. Основные формулы физики. ИЛ, 1957, стр. 461.
11. С. Б. Пикельнер. *Астрон. ж.*, 38, 21, 1961.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ ДО ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ
ПО МЕЖЗВЕЗДНОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ*Л. П. Метик, В. И. Проник*

По межзвездному поглощению оценены расстояния 16 планетарных туманностей.

A DETERMINATION OF THE DISTANCES TO PLANETARY NEBULAE FROM INTERSTELLAR ABSORPTION, by *L. P. Metik, V. I. Pronik*.— The distances to 16 planetary nebulae have been estimated by means of interstellar absorption.

Расстояния до планетарных туманностей представляют чрезвычайно большой интерес для выяснения природы этих объектов и их ядер.

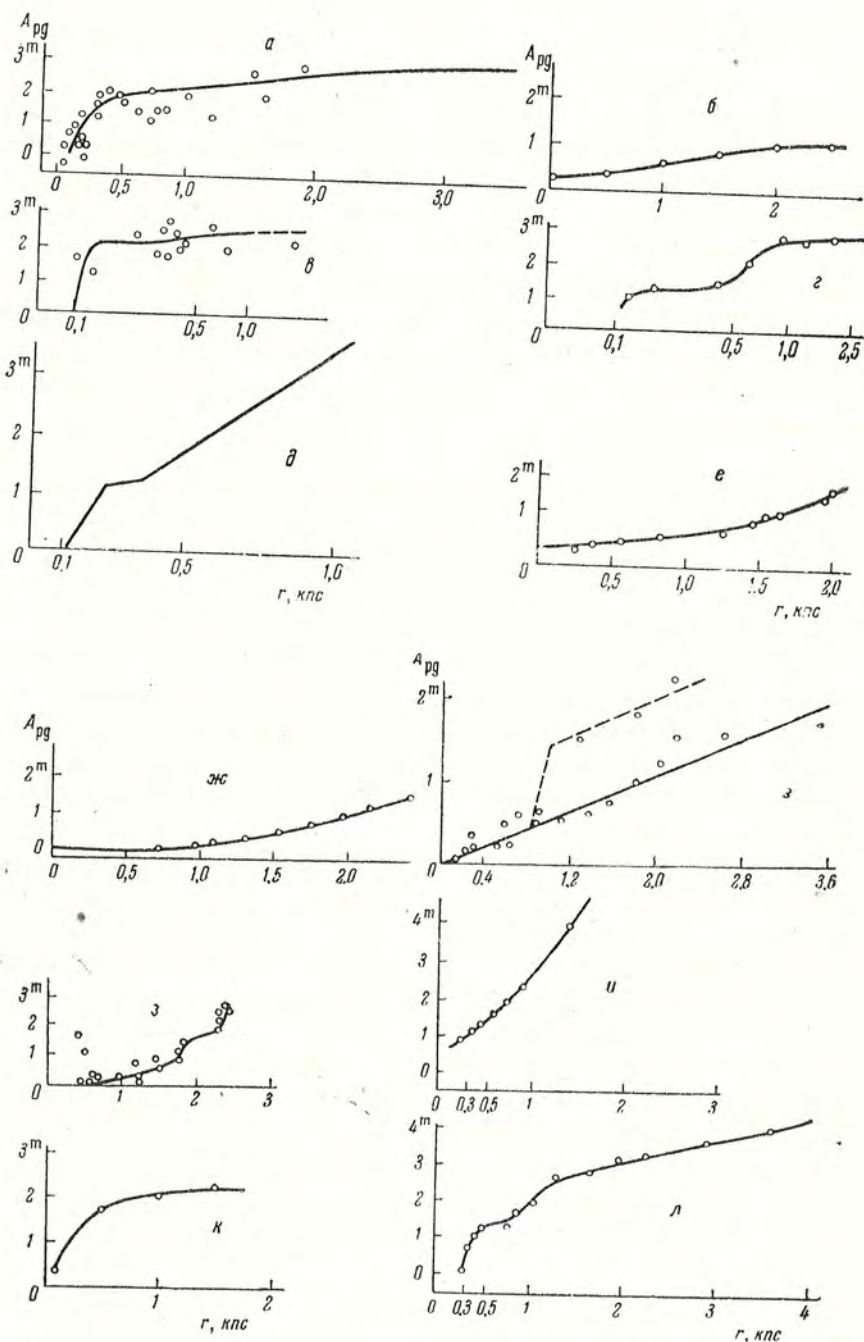
К настоящему времени существуют несколько шкал расстояний до планетарных туманностей, предложенных многими авторами [1—5]. Большинство этих шкал основано на тех или иных предположениях, касающихся самой природы туманностей. Поэтому нет ничего удивительного в том, что расстояния, определяемые разными авторами для многих туманностей, сильно расходятся.

В качестве альтернативного метода, по нашему мнению, заслуживает внимания совершенно независимый метод определения расстояния, основанный на величине межзвездного поглощения до туманности. Принцип его заключается в следующем. По слабым звездам, находящимся в окрестностях планетарной туманности, определяется межзвездное поглощение и строится график зависимости величины поглощения от расстояния. Имея такой график и зная поглощение до туманности, найденное по ее спектру (например, по линиям серии Бальмера, по отношению интенсивностей линий пашеновской и бальмеровской серий или по отношению потока излучения в H_α и в радиолучах), можно оценить расстояние до планетарной туманности. Такое определение расстояния по существу является усовершенствованием метода, предложенного Ю. Н. Парийским для диффузных туманностей [6].

Метод имеет существенные ограничения.

Во-первых, он дает хорошие результаты только для тех туманностей, в направлении которых имеется заметное межзвездное поглощение (причем поглощение увеличивается с расстоянием на протяжении всего луча зрения).

Туманность	α_{1900}	δ_{1900}	Размеры	$\bar{A}_{pg}$	Источник	Расстояние, пс					
						Автор	[5]	[4]	[3]	[1]	[2]
NGC 1501	$3^h 58^m,4$	$+60^\circ 39'$	$56'' \times 48''$	$2^{m,4}$	[7]	1200	1450	880	250	3390	1060
IC 3568	$12 \ 30,4$	$+83 \ 07$	18	$1,4 \pm 0,4$	[8, 9]	>2500	2560	1800	1380	2340	1820
NGC 6439	$17 \ 42,5$	$-16 \ 27$	5	$5,6 \pm 0,8$	[10]	>1600	4520	3800	1730	12500	7830
NGC 6537	$17 \ 59,3$	$-19 \ 51$	5	$4,6 \pm 0,3$	[10]	>1600	4330	<3800	1150	4670	5370
NGC 6567	$18 \ 07,8$	$-19 \ 06$	11×7	$1,2 \pm 0,2$	[10]	≤ 500	2860	1600	870	3990	2880
NGC 6578	$18 \ 08,9$	$-20 \ 19$	8,5	$4,1 \pm 0,7$	[10]	>1600	4490	3800	2190	5500	5350
NGC 6781	$19 \ 13,6$	$+6 \ 21$	106	$2,4 \pm 0,2$	[11]	700	1010	630	1900	328	610
NGC 6790	$19 \ 17,9$	$+1 \ 19$	2:	$2,7 \pm 0,5$	[12]	>2000	4500	<5200	1900	4650	6610
NGC 6803	$19 \ 26,6$	$+9 \ 52$	5,5	$1,2 \pm 0,3$	[12]	1700	3620	2700	1380	2640	4000
NGC 6804	$19 \ 26,8$	$+9 \ 01$	33×30	7,6	[12]	>2000	1850	1300	2290	3600	990
			63×50								
NGC 6807	$19 \ 29,6$	$+5 \ 29$	2	$0,7 \pm 0,4$	[12]	1400	6110	<8000	6000	12600	11690
BD +30° 3639	$19 \ 30,8$	$+30 \ 18$	5	$2,4 \pm 1,0$	[12]	>2500	4150	<2000	520	1050	2780
NGC 6881	$20 \ 07,2$	$+37 \ 07$	5	$2,3 \pm 0,8$	[13,14]	2400	4750	≤ 4000	2750	4570	7330
NGC 7027	$21 \ 03,3$	$+41 \ 50$	18×11	$4,3 \pm 0,4$	[15]	1800	1770	1100	1000	2130	1520
NGC 7139	$21 \ 42,1$	$+63 \ 10$	86×67	$2,4 \pm 0,1$	[8,9]	1500	1480	740	2290	10400	860
	$23 \ 21,9$	$+57 \ 38$	10	$3,2 \pm 0,3$	[16]	2100	3620	3500	—	—	—



Графики зависимости величины поглощения (A_{pg} среднее) от расстояния в окрестностях планетарных туманностей

а — NGC 1501 [7]; б — IC 3568 ([8], ПР 5); в — NGC 6439, 6537, 6578 ([10], участок № 43); г — NGC 6567 ([10], участок № 32); д — NGC 6781 ([11]); е — NGC 6790, 6803, 6804, 6807 ([12], область LF 1); ж — BD +30°3639 ([12], область LF 2); з — NGC 6581 ([13] и [14], область № 296); и — NGC 7027 ([15], 3-й участок); к — NGC 7139 ([8], ПР 18); л — ([16], темная область)

Во-вторых, поскольку зависимость межзвездного поглощения от расстояния можно проследить по слабым звездам до расстояний не больше 4 *кпс*, то этот метод применим только к сравнительно близким туманностям.

Наконец, если наблюдаемый диапазон длин волн для туманностей ограничен видимой и фотографической областями спектра и поглощение находится по бальмеровскому декременту, то надо иметь в виду, что в очень плотных туманностях (особенно молодых звездообразных) бальмеровский декремент может быть искажен самопоглощением.

Значительная клочковатость межзвездной поглощающей материи также вносит некоторую неопределенность в получаемое расстояние. Однако, несмотря на все эти недостатки, попытка определения расстояний до планетарных туманностей по межзвездному поглощению представляется очень интересной.

С этой целью нами были собраны сведения о межзвездном поглощении для целого ряда областей, исследованных многими авторами. Из всех планетарных туманностей, поглощение до которых удалось оценить по их спектру, только 16 приходится на эти области. Результаты сведены в таблицу.

В таблице приведены следующие данные: номер туманности по NGC или IC; координаты; размеры; среднее поглощение до туманности, найденное по бальмеровскому декременту; ссылка на литературу, откуда взяты сведения о межзвездном поглощении в окрестностях данной туманности (см. фигуру) и расстояния. Для некоторых туманностей указана только нижняя граница расстояния из-за того, что кривая поглощения «обрывается». В тех случаях, когда поглощение до туманности мало, дается верхняя граница. Поглощение до туманности определялось по отношениям: H_γ/H_β , H_δ/H_β и H_ϵ/H_β [17—20]. Линию H_ϵ использовать не удалось, так как она blendируется с линией λ 3989 [H III]. Теоретическое значение бальмеровского декремента взято по Беджесу [21].

Для сравнения в этой же таблице приведены расстояния по О'Деллу [5], Шкловскому [4], Воронцову-Вельяминову [3], Берману [1], Гаму [2].

Небольшое количество объектов, для которых удалось оценить расстояние, не дает возможности делать определенные выводы относительно правильности приведенных шкал.

Представляется весьма желательным исследование межзвездного поглощения специально в окрестностях планетарных туманностей и в первую очередь в окрестностях тех, спектры которых хорошо изучены.

Ноябрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. L. B e r m a n. Bull. Lick Obs., 18, 57, 1937.
2. G. G a m. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 99, 71, 1939.
3. Б. А. В о р о н ц о в - В е л ь я м и н о в. Астрон. ж., 27, 285, 1950.
4. И. С. Ш к л о в с к и й. Астрон. ж., 33, 222, 1956.
5. C. R. O' D e l l. Astrophys. J., 135, 371, 1962.

6. Ю. Н. Парийский. Изв. ГАО, 21, № 164, 5, 1960.
7. S. W. McCuskey. Astrophys. J., 115, 479, 1952.
8. Е. К. Харадзе. Бюлл. Абастуманской обс., 12, 344, 1952
9. T. Elvius. Stockholms obs. ann., В 19, № 3, 67, 1956.
10. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 152, 1960.
11. H. F. Weaver. Astrophys. J., 110, 190, 1949.
12. S. W. McCuskey, C. K. Seyfert. Astrophys. J., 106, 1, 1947.
13. J. J. Nassau, D. A. McRae. Astrophys. J., 110, 40, 1949.
14. А. Б. Нумерова. Диссертация, стр. 112. Л., 1962.
15. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 386, 1961.
17. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 162, 1955.
16. L. Aller. Astrophys. J., 93, 236, 1941.
18. R. Minkowski. Astrophys. J., 95, 243, 1942.
19. L. N. Aller. Astrophys. J., 113, 125, 1951.
20. R. Minkowski, L. N. Aller. Astrophys. J., 124, 93, 1956.
21. A. Burgess. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 118, 477, 1958.

К ВОПРОСУ
О СООТНОШЕНИИ ПЛОТНОСТИ ГАЗА И ПЫЛИ
В НАПРАВЛЕНИИ
ДИФФУЗНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 6618

И. И. Проник

Приведены шесть O — B0 звезд, которые можно рассматривать как часть возможного возбуждающего скопления туманности NGC 6618. Пять из них являются звездами Of. Отношение плотности газа к плотности пыли в этом направлении Галактики меняется от 70 до 150.

THE DUST TO GAS DENSITY RATIO IN THE DIRECTION OF THE DIFFUSE NEBULA NGC 6618, by I. I. Pronik.— Six O — B0 stars, which can be considered as part of a possible excitation cluster of stars of NGC 6618, are given. Five of these are Of type stars. The gas to dust density ratio in this direction of the Galaxy varies from 70 to 150.

Вопрос о соотношении газа и пыли в межзвездном веществе Галактики изучался в основном по статистическим наблюдениям. Была найдена корреляция между подсчетами галактик и яркостью радиолинии 21 см [1], между избытками цвета шаровых скоплений и горячих звезд в ассоциациях и средней плотностью нейтрального водорода [2—4]. При этом оказалось, что в облаках с большей плотностью пыли плотность газа также выше, а отношения плотностей $\rho_{\text{газ}}/\rho_{\text{пыль}}$ уменьшается. Во всех упомянутых выше работах плотность нейтрального водорода бралась из [5, 6], где она сильно усреднена в пространстве. В среднем отношение плотностей нейтрального водорода, излучающего линию 21 см, и пыли получается около 100, изменяясь в разных межзвездных облаках от 35 до 200.

Работ, посвященных сравнению $\rho_{\text{газ}}/\rho_{\text{пыль}}$ в отдельных облаках, пока еще очень мало. Среди них интересно отметить работы М. Кафтан-Касим [7] и Р. Дэвиса [8]. Результаты первой полностью подтверждают выводы, полученные по статистическим данным, в то время как, согласно выводам второй, вблизи пылевых облаков яркость радиолинии 21 см как будто понижается.

В последнее время стали появляться работы, в которых облака нейтрального водорода изучаются по линии 21 см в спектре ярких радиоисточников. Поскольку положение в пространстве большинства этих радио-

источников известно из оптических данных, то можно более конкретно говорить о соотношении газа и пыли в этих направлениях Галактики. Мы сделали попытку определить такие соотношения в направлении на диффузную туманность NGC 6618, радионаблюдения взяты из [9,10], а оптические — из [11].

Согласно [9], расстояние до радиотуманности NGC 6618 заключено в пределах от 2600 до 4000 *пс* от Солнца. Поскольку (как убедительно показано в [12]) радиоизлучение туманности тепловое, то «оптическое» расстояние туманности можно найти по возбуждающим звездам. Из [13] следует, что на туманность проектируется пять О — В0-звезд, одна из которых классифицирована в системе МК как О5. Среднее расстояние до группы звезд было оценено в 1900 *пс*. Приведенная оценка может быть сильно занижена, если среди этих звезд есть звезды О, которые нами классифицировались как О — В0 (см. предисловие к каталогу [14], данные которого использовались в [13]). Поскольку светимости звезд О превышают светимости звезд В0 на 1—2 величины, расстояние до группы звезд может существенно измениться. Поэтому имело смысл внимательно пересмотреть спектры звезд, расположенных в окрестности туманности. В нашем распоряжении было 16 пластинок со спектрами звезд этой области, полученных в 1951—1955 г. [14].

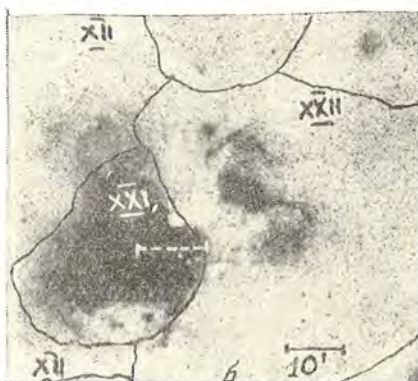
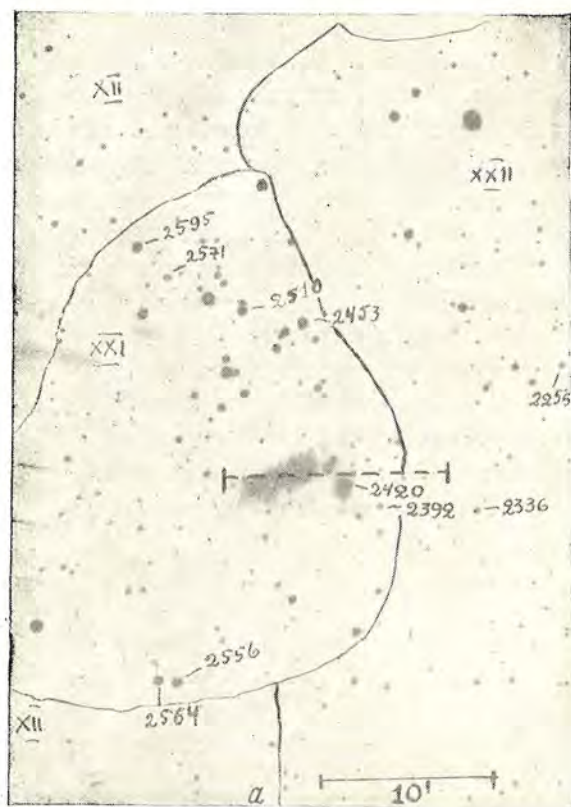
Таблица 1

№ звезды	BD	Sp	m_{pg}	C	A_{pg}	M_{pg}	$m_0 - M_{pg}$
Группа 1							
2420	—16°4818	Of	10 ^m ,45	+0 ^m ,77:	4 ^m ,7	—6 ^m ,7	12 ^m ,4
2453	—16 4822	Of	10,03	+0,46	3,9	—6,7	12,8
2504		Of	11,14	+0,78	4,8	—6,7	13,1
2510	—16 4826	Of5	10,54	+0,85	4,9	—7,3	12,9
2571	—16 2831	О — В0	11,21	+1,14	5,7	—6,0	11,5
2595	—16 4834	Of	10,24	+0,56	4,2	—6,7	12,8
Группа 2							
2255		A0	12,04	+0,53	2,5	+0,6	8,9
2336		B5:	11,75	+0,38	2,9	—1,6	10,4
2392	—16 4816	Of	11,30	+2,03	8,1	—6,6	9,8
2556	—16 4829	B9 Ia + p			7,0		10,5
2564	—16 4830	B8 Ia + ?			6,6		10,9

Наши результаты, а также данные, взятые из других источников, собраны в табл. 1. В первом столбце таблицы приведен номер по каталогу [14], во втором — номер BD, в третьем — спектральный класс, в четвертом и пятом — фотографические звездные величины (m_{pg}) и показатели цвета (C) из каталога [14], в шестом — поглощение света в фотографических лучах (A_{pg}), в седьмом — абсолютная фотографическая величина (M_{pg}) и в восьмом — модуль расстояния ($m_0 - M_{pg}$). В [11, 15] описано, как получены M_{pg} и A_{pg} . Данные, выделенные жирным шрифтом, взяты из [16, 17].

Звезды табл. 1 разделены на две группы. В первую группу включены шесть звезд, расположенных в восточной части комплекса туманностей NGC 6618, IC 4706, 4707 и S 193 (фиг. 1). В спектрах звезд этой группы (за исключением звезды № 2571)

на некоторых пластинках видны эмиссионные линии 3970 Å (H_ε, He II, Ca II), 4026 Å (He I, He II), 4101 Å (H_δ, He II), 4200 Å (He II, N III), 4340 Å (H_γ, He II), 4471 Å (He I),



Фиг. 1. Фотография туманности NGC 6618

a — в синих лучах, получена с 16" двойным астрографом на пластинках Agfa Astro-Platten; *b* — в лучах H_α, скопирована с карты Паломарского атласа. Тонкие линии — границы областей с одинаковым поглощением согласно [11]. Римские цифры — номера областей одинакового поглощения из той же работы. Пунктирная линия — размер и положение ядра туманности максимального радиоизлучения согласно [10]. Север сверху, восток слева

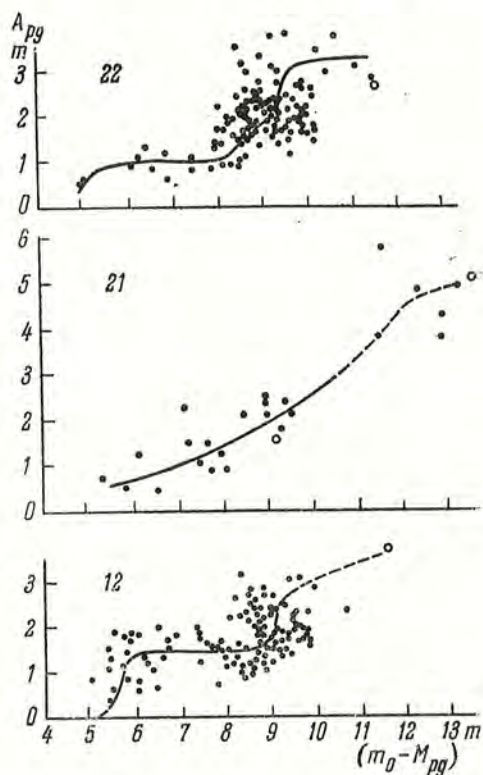
4541 Å (He II). Поэтому, согласно [18], спектры этих звезд, по-видимому, не могут быть более поздними, чем O8f ($M_v = -6^m.1$ [19]). Правда, в спектре звезды № 2504 эмиссионные линии были видны только на одной пластинке. Межзвездное поглощение A_{pg} в области, где расположена эта группа звезд, меняется от $3^m.9$ до $5^m.7$. Средний модуль расстояния до группы звезд $12^m.6$ (3300 pc), вероятно, занижен, так как некоторые из звезд вполне могут быть более ранними, чем O8f. Таким образом, эта группа звезд, по-видимому, является частью очень молодого скопления, возбуждающего туманность NGC 6618. Расстояние до скопления, 3300 — 4000 pc, неплохо согласуется с расстоянием до радиоисточника NGC 6618. Размер группы звезд в проекции на картинную плоскость ~ 18 pc.

Пять звезд второй группы расположены в южной и западной части туманности, в районе плотных пылевых облаков. Звезда № 2392 нами

впервые классифицирована как Of; в каталогах HD и [14] она значится как K2-K5. В спектре этой звезды фиолетовый конец сильно ослаблен из-за межзвездного поглощения и линии $4200 \text{ \AA}$ (He II, N III) и $4340 \text{ \AA}$ (H_γ , He II) принимались на спектрах с малой дисперсией за линии $4227 \text{ \AA}$ и полосу G. На некоторых наших пластинках эти линии видны в излучении; самая большая их интенсивность наблюдалась 30—31. VII 1954 г.

На фиг. 1, а видно, что западная часть яркого радиоядра скрыта от нас густым пылевым облаком. Ход поглощения с расстоянием в этом облаке пока исследовать не удастся, так как сквозь это исключительно плотное облако почти не видно звезд. На краях его расположены звезды * № 2255 и 2336. Поглощение, определенное по этим звездам, хорошо согласуется с ходом поглощения в зависимости от расстояния в направлении восточной части туманности (фиг. 2). О поглощении внутри облака, к сожалению, пока приходится судить только по одной звезде № 2392: оно резко выделяется по сравнению с соседними участками, достигая 8^m на расстоянии 900 пс.

В южном плотном облаке находятся две звезды — № 2556 и 2564, спектры и показатели цвета которых определены в [17]. Поглощение и расстояние для этих звезд свидетельствуют о том, что на юге туманности NGC 6618 находится облако пыли, плотность и расстояние которого сравнимы с плотностью и расстоянием западного пылевого облака. Это облако хорошо видно на фиг. 1, б. Сверхгиганты № 2556 и 2564 вместе со звездами № 2392 и 2336 (B5) образуют тесную группу вблизи этих облаков. Размер группы в проекции на картинную плоскость $\sim 6 \text{ пс}$. Если бы туманность NGC 6618 находилась на расстоянии $\sim 1000 \text{ пс}$, как предполагается в работах [20, 21], звезда № 2392 вполне могла бы возбуждать ее. Однако радиоданные свидетельствуют в пользу того, что возбуждающими скорее всего являются звезды группы № 1.



Фиг. 2. Изменение поглощения с модулем расстояния в областях 12, 21 и 22 согласно [11].

Кружки — звезды, данные для которых использовались по наблюдениям в системе B, V

* Эти звезды имеют по каталогу [17] № 755 и 756.

Таблица 2

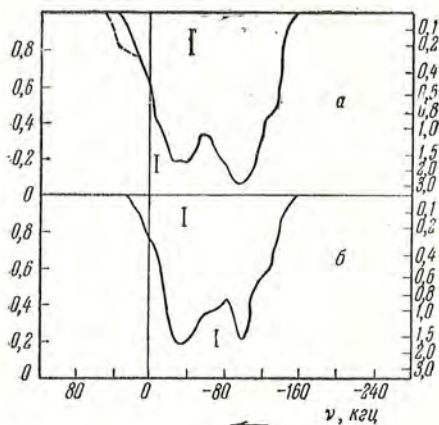
№ облака	ν^* , кгц	V , км/сек	Одиночная антенна		Интерферометр		r , пс	$m_0 - M_{pg}$
			$\tau_{\max}$	$10^{-3} \int \tau_{\nu} d\nu$	$\tau_{\max}$	$10^{-3} \int \tau_{\nu} d\nu$		
1	-7	+1,5	$0,78 \pm 0,4$	18?			160	$6^m,0$
2	-34	+7,2	$1,70 \pm 0,28$	56	$1,77 \pm 0,22$	72	730	9,3
3	-73	+15,4	$1,4 \pm 0,5$	35?	$0,82 \pm 0,30$	23?	1600	11,0
4	-100	+21,1	$3,2 \pm \infty$ -0,9	80	$1,61 \pm 0,20$	29	2100	11,6
5	-124	+26,2	$0,92 \pm 0,3$	27	$0,54 \pm 0,3$	15	2600	12,1

* ν — относительная частота радиоизлучения; V — лучевая скорость; $\tau_{\max}$ — максимальная оптическая толщина и $\int \tau_{\nu} d\nu$ внутри каждой линии по наблюдениям с одиночной антенной при ширине лепестка 35'; $\tau_{\max}$ — максимальная оптическая толщина и $\int \tau_{\nu} d\nu$ внутри каждой линии по наблюдениям с интерферометром при ширине лепестка 12'; r — расстояние от Солнца; $m_0 - M_{pg}$ — модуль расстояния.

Теперь сопоставим оптические данные для пылевых облаков с радиоданными для облаков нейтрального водорода. Оптические данные приведены на фиг. 2, радиоданные — на фиг. 3 и в табл. 2. На фиг. 3 представлены профили линий поглощения 21 см в радиоспектре туманности NGC 6618, полученные с одиночной антенной при ширине лепестка радиоданной 35' (а) и с интерферометром при ширине лепестка 12' (б). Каждый контур линии поглощения в соответствии с ярко выраженными деталями на нем был разделен на контуры отдельных водородных облаков так, чтобы общее поглощение в линии 21 см, определенное по всему контуру,

было равно сумме поглощений в отдельных облаках. Результаты разделения этих контуров на контуры облаков, согласно [9], представлены в табл. 2.

Сравнение оптических и радиоданных начнем с самого ближнего облака. По оптическим данным (см. фиг. 2) ближнее облако находится на расстоянии 130 пс от Солнца ($m_0 - M_{pg} = 5^m 5$). В участке № 21 оно поглощает около $0^m 5$, в то время как в соседних участках № 12 и 22 оно поглощает $1^m 0 - 1^m 5$. Это облако хорошо отождествляется с облаком нейтрального водорода, наблюдаемым с одиночной антенной на расстоянии 160 пс от Солнца. При наблюдениях в узком пучке, когда радиointерферометр принимает излучение почти только из участка № 21, оно не так



Фиг. 3. Профиль линии поглощения 21 см для туманности NGC 6618 согласно работе [9]

Вертикальные линии — ошибки наблюдений. Штриховой линией показана часть профиля, не исправленного за инструментальный контур V , где I_{ν} — наблюдаемая интенсивность в линии поглощения, $I_{\nu'}$ — интенсивность излучения радиотуманности NGC 6618 вне полосы поглощения

ясно выражено. Таким образом, уменьшению плотности ближнего пылевого облака в области № 21 по сравнению с облаками № 12 и 22 соответствует уменьшение плотности (или температуры) водородного облака, наблюдаемого в более узком пучке по сравнению с облаком, наблюдаемым в широком пучке.

Второе пылевое облако на фиг. 2 очень четко выражено на участках № 12 и 22. Оценки расстояния до облака по данным обоих участков почти совпадают: $m_0 - M_{pg} = 9^m5$ (790 пс). Дальняя граница облака, возможно, доходит до 1000 пс. На участке № 21 присутствие второго облака можно угадать по росту поглощения с расстоянием, однако здесь слишком мало звезд, чтобы выделить это облако. Рост поглощения в рассматриваемом участке на расстоянии от ближнего облака до 1000 пс примерно две величины можно принять за величину поглощения во втором облаке. При сопоставлении оптических и радиоданных необходимо принять во внимание, что в лепесток радиоантенны попадало излучение не только восточной части туманности, где межзвездное поглощение относительно слабо, но также и от участка, закрытого густыми пылевыми облаками на западе и юге. Ближняя граница второго пылевого облака на этом участке определялась по методу Вольфа [21]. На фиг. 8, приведенной в [21], видно, что кривые Вольфа интересующего нас участка неба и области сравнения начинают расходиться около $m_{pg} = 14^m0$. Если принять во внимание, что первое облако поглощает $1^m0 - 1^m5$, то ближняя граница второго облака, согласно [22], приходится на расстояние 700—800 пс от Солнца.

При обсуждении данных табл. 1 мы видели, что поглощение в участках южных и западных темных пылевых облаков может достигать восьми величин на расстоянии 1000 пс от Солнца. Среднее поглощение в этом облаке, определенное по звездам № 2392, 2556 и 2564, $A_{pg} = 6^m7$. Второе пылевое облако также хорошо отождествляется с облаком нейтрального водорода, $\tau_{\max}$ которого, согласно табл. 2, приходится на расстояние 730 пс от Солнца.

Более далекие межзвездные облака, которые хорошо выделяются по радионаблюдениям, невозможно различить на участке № 21 фиг. 2 из-за недостатка звезд. Правда, флуктуации в поглощении света семи далеких звезд свидетельствуют о том, что на расстоянии от второго пылевого облака до туманности NGC 6618 имеется не одно пылевое облако. На участке № 21 в этом диапазоне расстояний поглощение увеличивается примерно на 2^m5 . Поглощение в западном темном облаке мы оценим, привлекая данные работ [10, 21]. В обеих работах независимо показано, что в рассматриваемом темном облаке на расстоянии от Солнца до туманности NGC 6618 поглощение A_{pg} не меньше 14^m5 . Следовательно, если в первых двух облаках поглощение равно 7^m2 , то во всех дальних оно $\sim 7^m3$.

Наблюдения с интерферометром включают слишком маленькую часть туманности, поэтому сравнение оптических данных удобнее проводить с наблюдениями, выполненными с одиночной антенной. При этом, как это видно из фиг. 1, а и б, можно считать, что половина пучка радиоантенны приходится на область № 21, а половина — на область густых пылевых

облаков, расположенных на юге и западе туманности NGC 6618. Результаты сопоставления оптических и радиоданных из табл. 2 и с фиг. 2 приведены в табл. 3. В шестом столбце таблицы дается отношение плотности

Т а б л и ц а 3

№ облака	Облака водорода		Пылевые облака		$\rho_{\text{газ}}/\rho_{\text{пыль}}$
	$10^{-3} \int \tau_{\nu} d\nu$	r , пс	A_{pg}	r , пс	
1	18	160	1^m	130	90
2	56	730	$\frac{2^m+6^m,7}{2}=4^m,1$	~ 700	70
3+4+5	142	—	$\frac{2^m,5+7^m,3}{2}=4^m,9$		150

нейтрального водорода $\rho_{\text{газ}}$ к плотности пыли $\rho_{\text{пыль}}$. Это соотношение получено по данным предыдущих столбцов по известным формулам [4]. При этом фактор эффективности Q для фотографических лучей принят равным трем, а радиус пылинки $a = 3 \cdot 10^{-5}$ см. Для температуры межзвездного водорода принято значение 100°K . Все три оценки $\rho_{\text{газ}}/\rho_{\text{пыль}}$ находятся в пределах значений, известных из литературы для этой величины в других межзвездных облаках.

Основные выводы работы сводятся к следующему:

1. Возбуждающими звездами туманности NGC 6618 являются звезды очень молодого скопления, в состав которого входит по крайней мере пять звезд Of. Звезды группы 1 из табл. 1 являются частью этого скопления. Оценка расстояния до этой группы звезд 3300 пс хорошо согласуется с оценкой расстояния до радиотуманности NGC 6618.

2. По наблюдениям ближнего облака можно было заметить, что при уменьшении плотности пылевого облака уменьшается и плотность (или температура) водородного облака.

3. Расстояния двух ближних пылевых и водородных облаков хорошо совпадают в пространстве. Расхождения в расстояниях составляют меньше 50% протяженности облаков по лучу зрения.

4. Отношение плотности нейтрального водорода к плотности пыли в межзвездном веществе в направлении на туманность NGC 6618 меняется от 70 до 150, оставаясь в пределах значений известных для этой величины для других межзвездных облаков.

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Lilley. *Astrophys. J.*, **121**, 559, 1955.
2. D. Heesch. *Astrophys. J.*, **121**, 569, 1955.
3. H. Lambrecht, K. Schmidt. *Astron. Nachr.*, **284**, 71, 1958.
4. K. Schmidt. *Astron. Nachr.*, **284**, 73, 1958.
5. H. van de Hulst, C. Muller, J. Oort. *Bull. Astron. Netherl.*, **12**, 117, 1954.
6. G. Westerhout. *Bull. Astron. Netherl.*, **13**, 201, 1957.
7. M. Kaftan-Kassim. *Astrophys. J.*, **133**, 821, 1961.

8. R. Davies. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 116, 443, 1956.
9. B. Clark, V. Radhakrishnan, R. Wilson. Astrophys. J., 135, 151 1962.
10. Ю. Н. Парийский. Изв. ГАО, 21, № 164, 45, 1960.
11. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 152, 1960.
12. Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есипов, В. И. Проник, П. В. Щеглов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 313, 1961.
13. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 46, 1960.
14. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 208, 1958.
15. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 268, 1959.
16. W. Hiltner, H. Johnson. Astrophys. J., 124, 367, 1956.
17. W. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., № 24, 1956.
18. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 123, 1958.
19. И. М. Копылов. Диссертация, 1958.
20. Р. Н. Иханов. Астрон. ж., 37, 642, 1960.
21. Д. А. Рожковский, Ю. И. Глушков, К. Г. Джакушева. Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 14, 19, 1962.
22. П. П. Паренгао. Курс звездной астрономии, Гостехиздат, 1954, стр. 193.

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ
В НАПРАВЛЕНИИ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Э. С. Бродская

По избыткам цвета 86 звезд спектральных классов O—F8 определено межзвездное поглощение в направлении Крабовидной туманности. На расстоянии около 1100 пс, принятом для Крабовидной туманности, визуальное поглощение равно $0^m.70$. Пользуясь радионаблюдениями линии поглощения λ 21 см в спектре этой туманности, вычислено отношение плотностей газа и пыли, получившееся равным 120.

INTERSTELLAR ABSORPTION IN THE DIRECTION OF THE CRAB NEBULA, by E. S. Brodskaya. — Interstellar absorption in the direction of the Crab nebula has been determined from the color excesses of 86 O — F8 stars. Objective prism plates (dispersion 200 and 300 Å/mm at H γ) are used for the classification of the spectra. The color indices are found by the photographic method. The magnitude scales are based on available photoelectric observations. The measured magnitudes (m_v) and color indices (C) are reduced to the B, V system according to the relations obtained by the author in [8]:

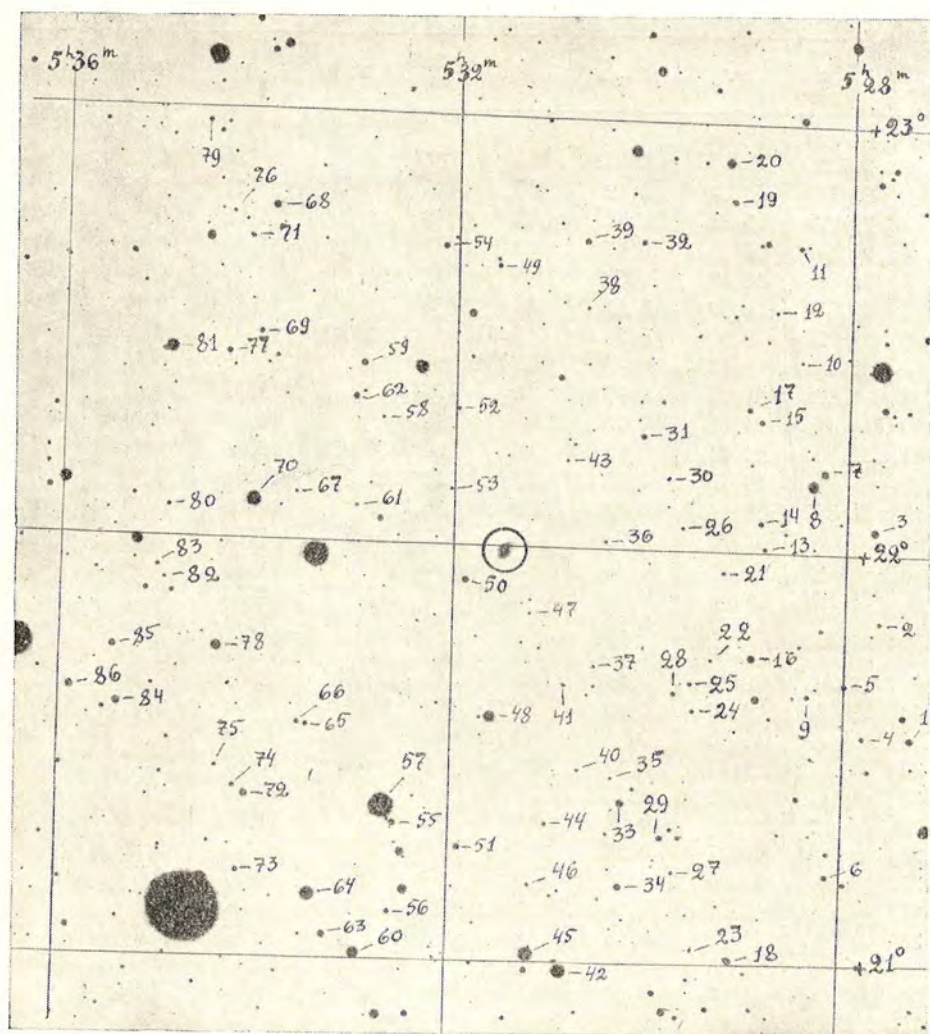
$$V = m_v + 0,22 (B - V) - 0,06,$$

$$B - V = C - 0,267C + 0,06.$$

Visual absorption is computed from the relation $A_V = 3 E_{B-V}$. The absolute magnitudes of the stars are on the MK system, with the exception of A0 stars for which $M_V = +0^m.5$ is adopted [9]. The relation between A_V and the distances is shown in fig. 2. At the distance of the Crab nebula of about 1100 pc, adopted at present,

$A_V = +0^m.70$. The gas to dust density ratio is estimated, $\frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{dust}}} = 120$, using radio observations at 21 cm of the absorption spectra of the Crab nebula [10].

Для исследования физических условий свечения Крабовидной туманности необходимо знать полный спектр ее излучения в оптическом и радиодиапазонах. При построении такого спектра оптические наблюдения надо исправить за межзвездное поглощение. До сих пор специальные наблюдения для определения межзвездного поглощения в направлении Крабовидной туманности не проводились. Авторы работ по исследованию излучения Крабовидной туманности пользовались приближенными оценками межзвездного поглощения, основанными сперва на показателях цвета нескольких звезд из каталога Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [1, 2] и позднее по четырем звездам каталога Хилтнера [3]. В первом случае



Фиг. 1. Карта для отождествления звезд. Крабовидная туманность в центре

поглощение в фотографических лучах принималось равным 1^m20 , во втором случае поглощение в визуальных лучах было оценено по четырем звездам, равным 1^m59 [4]. В. И. Мороз, обративший мое внимание на желательность определения поглощения в этом направлении, построил полный спектр Крабовидной туманности при значениях $A_v = 1^m50$ и $A_v = 1^m75$ [5].

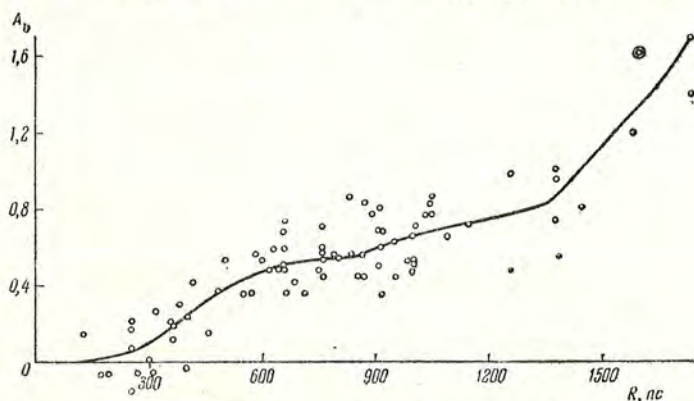
Следует отметить, что оценка межзвездного поглощения в [4] сильно завышена. Надо иметь в виду, что две звезды В из каталога Хилтнера имеют эмиссию в спектре, поэтому определенное по ним поглощение не надежно. Две другие звезды находятся дальше Крабовидной туманности более чем на 500 *pc*.

В настоящей работе межзвездное поглощение в направлении Крабовидной туманности определено по избыткам цвета всех звезд спектральных классов O — F8, имеющих на площадке, размером четыре квадрат-

№ п/п	BD	V	[B — V	Sp	№ п/п	BD	V	B — V	Sp
1	21°867	10 ^m ,39	0 ^m ,08	B3	44		10 ^m ,87	0 ^m ,34	A8
2	21 869	10,74	0,42	F5	45	20°993	8,77	0,08	A0
3	21 870	9,91	0,31	A2	46	21 890	11,05	0,25	A2
4	21 872	10,88	0,15	A0	47		11,47	0,36	A5:
5	21 875	10,18	0,48	F5	48	21 892	8,75	0,49	F5
6	21 877	10,67	0,15	A0	49		11,05	0,17	A0
7	22 927	9,82	0,38	A5 III	50	21 894	10,23	0,20	A0
8	22 928	9,13	0,45	F0 III	51	21 895	10,35	0,15	A0
9	21 878	10,64	0,28	A8	52		11,47	0,41	B5:
10		11,42	0,50	F5	53		11,17	0,31	B5
11	22 930	11,04	0,16	A0	54	22 951	10,36	0,17	A1
12		11,43	0,28	A0	55	21 898	10,11	0,32	F2
13	21 881	11,10	0,18	A0	56		10,63	0,24	A0
14		10,56	0,25	A2	57	21 899	7,56	0,22	O6
15		10,35	0,42	F5	58		11,25	0,24	A0
16	21 883	9,85	0,35	A2 III	59	22 953	10,10	0,16	A0
17		10,80	0,13	B9	60	20 1011	9,38	0,20	A0 III
18	20 978	9,89	0,30	A8	61		11,23	0,22	A0
19	22 935	10,83	0,26	A2	62	22 954	10,09	0,32	A5
20	22 936	9,60	0,25	A1 III	63	20 1013	10,03	0,16	A0
21		11,00	0,41	A2 III	64	21 901	8,87	0,28	B1 : V:
22		11,32	0,37	F0:	65		10,87	0,11	B9
23		11,52	0,22	B9	66		10,80	0,16	B8
24		10,98	0,27	A0	67		11,36	0,26	A2
25		10,97	0,29	A0	68		9,77	0,26	A8
26		11,35	0,26	A0p	69		10,67	0,19	A0
27		10,91	0,41	A5 III	70	22 959	8,90	0,10	B5
28	21 885	11,02	0,18	A0	71		10,74	0,19	A2
29		10,38	0,32	A2	72	21 904	10,19	0,07	B9
30		11,27	0,40	A0 III	73		10,82	0,17	A0
31	22 939	10,60	0,19	A0	74		10,55	0,42	F5
32		10,52	0,37	F2	75		11,09	0,27	A2
33	21 886	9,84	0,23	A1	76		11,03	0,21	A0
34	21 887	10,06	0,27	A1 III	77		11,16	0,44	F2
35		11,56	0,27	B9:	78	21 906	9,48	0,08	B8
36		11,21	0,38	A8	79		10,52	0,26	A2
37		11,54	0,24	A0	80		10,95	0,23	A0
38	22 943	10,89	0,46	A2	81	22 963	9,00	0,19	A2 III
39	22 944	10,43	0,18	B9	82		11,25	0,27	A5
40		11,36	0,28	B9	83		10,99	0,14	A0
41	21 889	11,11	0,43	F5	84	21 914	9,90	0,14	B9
42	20 990	8,90	0,07	B9	85	21 915	10,09	0,14	A0
43		11,49	0,29	A0	86	21 916	9,96	0,16	A0

ных градуса, в центре которой располагается Крабовидная туманность. Спектры классифицировались по трем пластинкам, полученным с объективной призмой, монтированной на 50-сантиметровом рефлекторе Южной станции ГАИШ. Одна пластинка получена при дисперсии 200 Å/мм, две — при дисперсии 300 Å/мм у Нγ. Показатели цвета звезд определены фото-

графическим методом. Стандартом служила последовательность фотоэлектрических величин звезд скопления NGC 2281 [6]. Поскольку это скопление снималось на другой пластинке, то нуль-пункт величин определялся по нескольким звездам из каталога Хилтнера, находящимся в окрестностях этой туманности, и по четырем звездам с фотоэлектрическими величинами, приводимыми в работе О' Дэлла [7]. Фотографические и фотовизуальные величины каждой звезды определены по трем пластинкам. Измеренные величины (m_v) и показатели цвета (C) приведены к системе (B, V)



Фиг. 2. Зависимость поглощения от расстояния в направлении Крабовидной туманности

Кружком отмечена BD + 21°899 из каталога Хилтнера

согласно соотношениям, полученным автором [8]:

$$V = m_v + 0,22 (B - V) - 0,06;$$

$$B - V = C - 0,267 C + 0,06.$$

В таблице приводится список звезд, использованных для определения поглощения A_v . В первом столбце помещены номера звезд, обозначенные на прилагаемой карте (фиг. 1). При вычислении модулей расстояния использовались абсолютные величины, обычно принятые в системе МК, только для звезд АО было принято $M_v = +0^m5$, согласно работе [9].

Визуальное поглощение вычислялось согласно соотношению $A_v = 3CE_{B-V}$.

На фиг. 2 показана зависимость поглощения от расстояния в направлении Крабовидной туманности. Кружком отмечена звезда BD + 21°899 из каталога Хилтнера. Согласно фиг. 2, на расстоянии около 1100 пс, принятом в настоящее время для Крабовидной туманности, A_v равно 0^m7 . О точности определения можно судить по рассеянию точек, которое следует отнести прежде всего за счет погрешности в классификации спектров и возможной неравномерности распределения пыли.

Зная межзвездное поглощение на расстоянии туманности, можно оценить отношение плотностей газа и пыли. Наблюдения Кларка, Радхакришнана и Вилсона линии поглощения $\lambda 21$ см в спектре Крабовидной туманности позволили определить число атомов нейтрального водорода, находящихся между наблюдателем и Крабовидной туманностью [10]. Число

томов нейтрального водорода в столбе с сечением 1 см^2 по лучу зрения $N_H = 12,6 \cdot 10^{20}$ при температуре межзвездной среды 100° К . Если предположить, что межзвездное ослабление света производится частицами сферической формы одинакового размера, то число пылинок в столбе с сечением 1 см^2 (N_d) связано с оптической толщиной (τ) соотношением $\tau = \pi r^2 N_d E(r, \lambda, n)$, где E — фактор эффективности ослабления; r — радиус пылинок. Согласно исследованию Ван-де-Хулста [11], $E = 2$ в визуальной области спектра при показателе преломления $n = 1,3$ и $r = 4 \cdot 10^{-5}$ для частиц наиболее эффективных в ослаблении света звезд. Поскольку $A_v = 0,70 = 1,086 \tau$, число пылинок определяется соотношением

$$N_d = \frac{0,7}{1,086 \pi r^2 E} = 0,64 \cdot 10^8.$$

Принимая, как обычно, плотность пыли $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, имеем

$$\frac{\rho_H}{\rho_d} = 0,61 \cdot 10^{-11} \frac{N_H}{N_d} = 120.$$

Это значение очень близко к среднему, принимаемому в настоящее время для отношения плотности газа к плотности пыли.

Выражаю благодарность Э. А. Дибая за получение спектральных пластинок и В. В. Гаврилову за измерение негативов на микрофотометре.

4 сентября 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Baade. *Astrophys. J.*, 96, 188, 1942.
2. П. В. Щерлов. *Астрон. ж.*, 34, вып. 4, 671, 1957.
3. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl. ser.*, № 2, 389, 1956.
4. L. Woltjer. *Bull. Astron. Netherl.*, 14, № 483, 1958.
5. В. И. Мороз. *Астрон. ж.*, 37, вып. 2, 265, 1960.
6. P. Pesch. *Astrophys. J.*, 134, 602, 1961.
7. O'Dell (в печати).
8. Э. С. Бродская. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 24, 160, 1960.
9. K. Osaawa. *Astrophys. J.*, 130, 159, 1959.
10. B. G. Clark, V. Radhakrishnan, R. W. Wilson. *Astrophys. J.* 135, 151, 1962.
11. H. Van de Hulst. *Utrecht. Res.*, 11, 21, 2, 1949.

СПЕКТРЫ, ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ
ЦВЕТА ЗВЕЗД В ПЛОЩАДКЕ С ЦЕНТРОМ

$$\alpha = 0^h00^m, \delta = +66^\circ,5$$

Р. М. Разник

(Ульяновский педагогический институт)

На площадке в 15 кв. градусов определены спектры звезд по снимкам с объективной призмой (дисперсия $250 \text{ \AA/mm}$ у H_γ). Фотографические и фотовизуальные величины получены для звезд до $12^m,5$. Как стандарты блеска были использованы данные фотоэлектрических наблюдений звезд ассоциации, полученные В.М. Бланко и А.Д. Вильямсом [1]. В каталоге приводятся спектральные классы, фотовизуальные величины V и показатели цвета $B - V$ для 605 звезд.

SPECTRA, MAGNITUDES AND COLOR INDICES OF STARS IN AN AREA WITH THE CENTER $\alpha = 0^h00^m, \delta = +66^\circ,5$, by *R. M. Raznik*.— The spectra of stars in an area of 15 square degrees have been obtained using an objective prism with a dispersion of $250 \text{ \AA/mm}$ at H_γ . The photographic and photovisual magnitudes to $12^m,5$ are determined. The photographic observations of stars of the association, derived in [1], are used as standards. The catalogue contains the spectra, photovisual magnitudes (V) and color indices ($B - V$) for 605 stars.

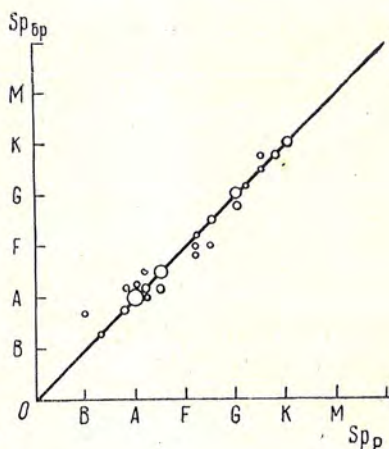
Исследуемая площадка находится вблизи Млечного Пути ($l = 84^\circ, b = 8^\circ$), богата светлыми и темными диффузными туманностями и содержит недавно открытую ассоциацию ОВ-звезд с большим и несколько необычным покраснением. Поэтому представляет интерес изучить поглощение в окрестности ассоциации по большому числу звезд.

Определение спектральных классов звезд

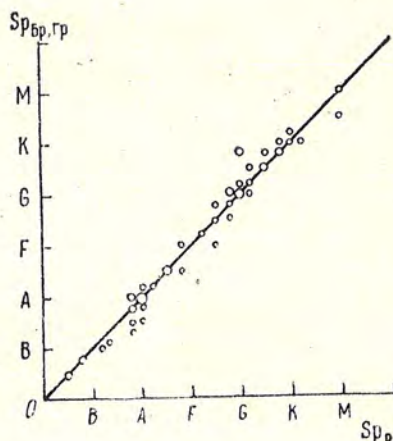
Спектральная классификация производилась по критериям, данным в [2] и [3]. Для классификации использовались девять пластинок, полученные в 1951—1953 гг. наблюдателями Крымской астрофизической обсерватории [2,3].

Сравнения нашей классификации звезд с классификацией, приведенной в [2, 3], а также с классификацией Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой*, представлены на фиг. 1 и 2.

* Частное сообщение



Фиг. 1. Сопоставление спектральных классов звезд каталога автора и каталога [3]



Фиг. 2. Сопоставление спектральных классов звезд каталога автора и каталога Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой

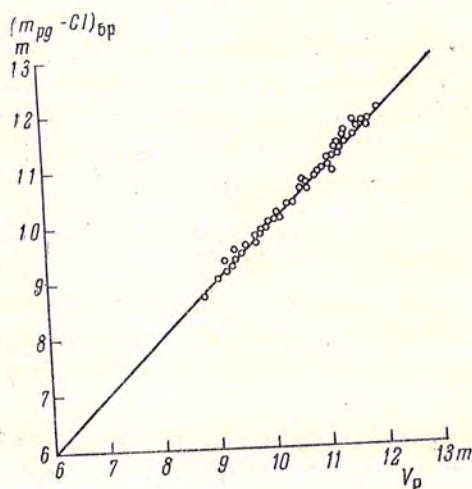
Определение звездных величин и показателей цвета

Фотографирование области производилось камерой Догмар ($D = 167$ мм, $F = 750$ мм) летом 1961 г.

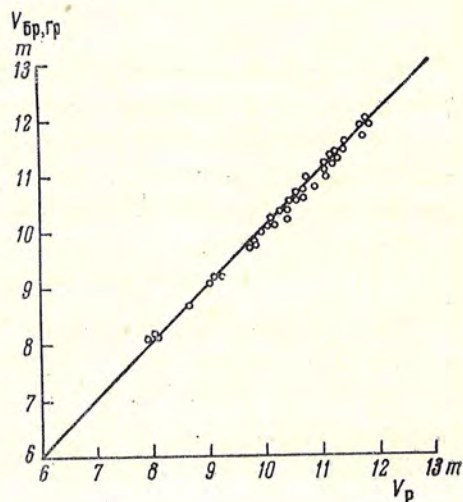
Фотографические звездные величины получены по 19 негативам на пластинках Astro-Platten, а фотовизуальные — по 18 негативам на пластинках Kodak 0a — D с фильтром ОС-12.

Фотометрирование производилось на микрофотометре МФ-2 обычным способом.

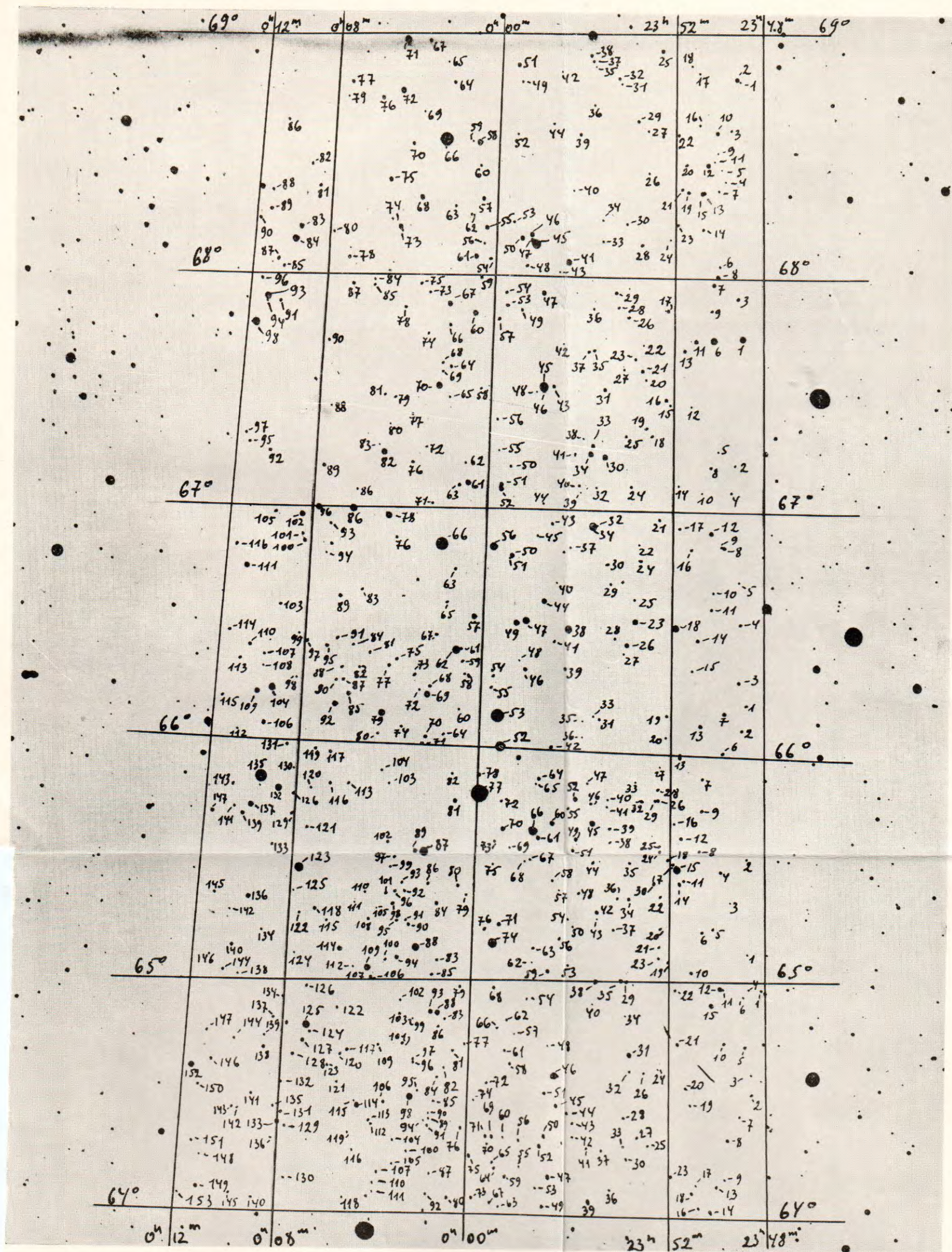
В связи с тем, что показатели цвета стандартных звезд имеют большой диапазон (от $+0^m63$ до $+1^m35$), их фотовизуальные величины вычисля-



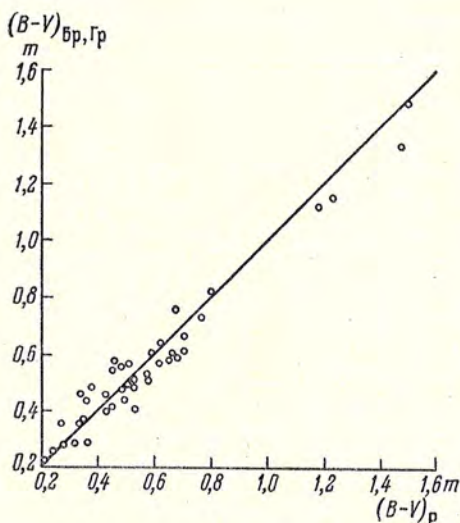
Фиг. 3. Сопоставление звездных величин каталога автора и каталога [3]



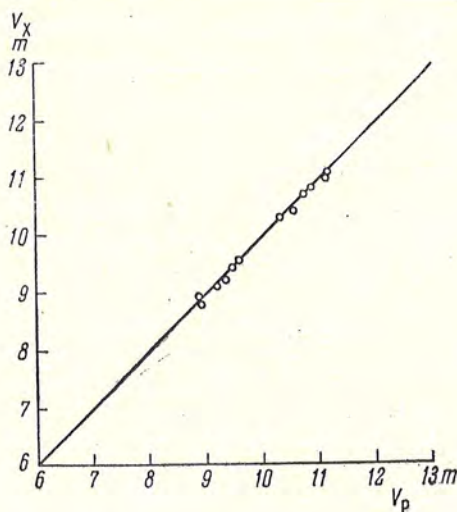
Фиг. 4. Сопоставление звездных величин каталога автора и каталога Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой



Фиг. 8. Карта области



Фиг. 5. Сопоставление показателей цвета каталога автора и каталога Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой



Фиг. 6. Сопоставление звездных величин каталога автора и каталога [6]

лись по формуле [4]

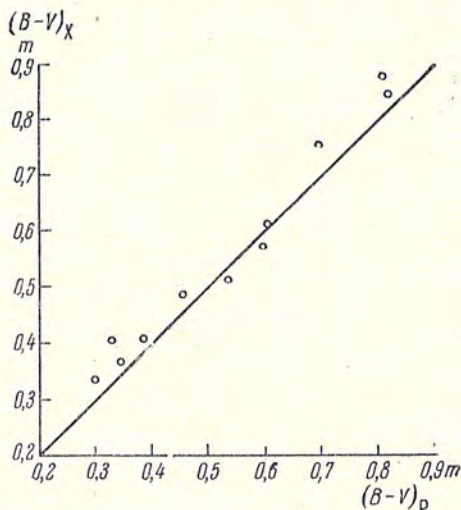
$$m_v = V - 0,22(B - V) + 0,06, \\ \pm 0,012 \quad \pm 0,09$$

Для приведения полученных нами величин звезд площадки m_v к системе V использовалось то же соотношение. Величины CI , полученные как $m_{pg} - m_v$, приводились к системе B, V , также согласно соотношению из [4]:

$$B - V = CI - 0,267 CI + 0,06, \\ \pm 0,012 \quad \pm 0,034$$

Ошибка поля не учитывалась, так как изучаемая площадка целиком располагалась в центральной части пластинок [5].

Так как наша площадка частично перекрывается с областями, описанными в [3] и каталоге Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой, представилась возможность произвести сравнение каталогов. Для сравнения с каталогом Хилтнера [6] были измерены звезды, не попавшие в исследуемую область, но имевшиеся на пластинках. Результаты сравнений каталогов представлены на фиг. 3—7.



Фиг. 7. Сопоставление показателей цвета каталога автора и каталога [6]

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
	Зона +64°		<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
1		B8	10,34	0,68	52	63°2087	F5	9,50	0,46
2		B:	11,62	0,46	53		F5	11,61:	0,46:
3		A5	10,95	0,35	54		K	9,84	1,25
4		F5	11,06	0,28	55		A5	11,37	0,35
5		A0	11,64	0,46	56	63 2091	A2	10,44	0,42
6		G0	10,63	0,56	57		A2	11,34	0,42
7		G5	10,64	1,09	58		G8	10,81	1,36
8	63°2066	A2	9,96	0,53	59		B8	10,93	0,41
9	63 2067	G5	9,90	1,20	60		B3	11,16	0,33
10		B0	11,38	0,51	61	64 1886	A2 Ib*	10,17	0,79
11		A2	11,38	0,18	62	64 1885	A0	10,86	0,24
12	64 1867	A0	9,36	0,35	63		B0:	11,79:	0,47:
13		F2	11,40	0,43	64		A0	11,53	0,36
14	63 2069	gG8	9,06:	1,06:	65		B3	11,74	0,19
15	64 1868	A0	9,18	0,28	66		G2	11,32	0,53
16	63 2070	A0	10,86	0,16	67		B8 II*	10,90	0,54
17		F2	11,11	0,41	68		G	11,53	0,75
18	63 2071	gK0	9,30:	1,30:	69	63 2093	B3	9,91	0,65
19	63 2072	A5	10,65	0,57	70		B	11,51	0,32
20	64 1870	G0	10,31	0,43	71		G5	9,75	0,87
21	64 1873	G0	9,58	0,62	72		A0	11,56	0,71
22		G0	11,21	0,50	73		A5	11,21	0,24
23		A0	11,26	0,22	74		B8	11,19	0,33
24		G2	11,12	0,48	75	63 2095	A0	10,05	0,36
25		G0	11,27	0,54	76	63 2096	A0	10,64	0,21
26		A0	12,00	0,17	77		B8	11,28	0,32
27		G0	11,73:	—	78		G0	11,78	0,65
28		G0:	12,00	—	79	64 1888	A2	10,51	0,50
29		G8	10,66	1,12	80	63 2098	K2	9,80	1,48
30	63 2077	G8	9,71	1,20	81		B8	11,74	0,57
31	64 1877	gG5	8,00	0,90	82	64 1890	A0	10,75	0,53
32		G5	11,47	0,72	83		G5	11,27	0,90
33		A8	11,63	0,32	84		F8	10,77	0,46
34	64 1878	G8	10,10	1,29	85		F8	11,84	0,40
35	64 1879	G2	10,64	0,58	86		G2	11,49	0,41
36		A0	11,71	0,52	87		M	10,47	1,67
37		OB*	11,80:	—	88	64 1891	A0	9,05:	—
38	64 1881	G8	9,39	1,50	89	63 2101	—	10,13	1,13
39	63 2079	A0	9,39	0,27	90		F5	11,27	0,37
40		A0	11,27	0,53	91	63 2102	G0	10,33	0,63
41		—	11,83:	0,43:	92	63 2100	G0	11,74	0,34
42		gK0	10,20	1,33	93	64 1893	M0	7,0:	—
43		B8	11,80	0,20	94		A5	11,37	0,34
44		A0	10,12	0,55	95		G2:	12,12	0,35
45	63 2083	A0	9,86	0,43	96		G5	11,01	1,04
46	64 1883	F2	8,0:	—	97		—	11,53	0,06
47	63 2085	A5	9,25	0,53	98	63 2103	F8	8,0:	0,64
48		A5	11,21	0,42	99		F8	11,30	0,43
49		A2	11,23	0,30	100		G5	10,61	0,67
50	63 2086	gK0	8,8:	—	101		G2	11,11	0,68
51		B0	11,58	0,43	102	64 1896	G0	10,23	0,82

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
103		G8	^m 11,14	^m 1,23		Зона +65°			
104		F8	10,72	0,51	1		G0	^m 11,00	^m 0,52
105		A0	11,81	0,46	2		B8	11,74	0,34
106	63°2106	F5	10,10	0,58	3	64°1865	M	9,49	1,80
107		G8	10,17	0,77	4	64 1866	F2	9,85	0,76
108		—	12,0:	—	5		G5	10,93	1,14
109		B8:	11,49	0,76	6		B:	11,36	0,75
110		B2	11,07	0,34	7		B3	11,86	0,26
111		B5	11,41	0,22	8	65 1957	G2	11,13	0,52
112		B8	11,50	0,37	9		F	11,98	0,47
113		G5	11,36	1,24	10	64 1869	G0	9,78	0,72
114	63 2108	A8	8,70	0,52:	11	64 1871	A0	10,51	0,46
115		A0	11,32	0,27	12	65 1961	G2	9,81	0,74
116		A0	10,77	0,53	13	65 1962	A2	10,81	0,27
117		B8	11,51:	0,45:	14	64 1872			0,60
118		B8	12,04	0,14		64 1874	—	10,39	
119		G5	10,96	1,23	15	64 1875	A0	8,30:	—
120		A0	11,60	0,18	16	65 1963	A0	11,05	0,32
121		B2	11,32	0,27	17		—	12,12:	0,38:
122		B8	11,55	0,46	18		—	12,11:	0,32:
123		F8	12,05	0,43	19		G5	10,70	1,07
124		A0	11,35	0,54	20		—	11,77	0,21
125	64 03	dG9	7,0:	—	21		A	11,88	0,20
126		A0	12,0:	—	22		A0	11,84:	0,27
127	64 04	F8	9,28	0,60	23	64 1876	B2	10,00	0,90
128		A5	11,11	0,43	24		—	11,04	0,12
129	63 04	G8	9,11	0,62	25		—	12,03	0,41:
130		F8	10,95	0,49	26	65 1967	A0	10,45	0,35
131		F5	11,11	0,50	27	65 1966	A0	11,25	0,49
132		F8	9,99	0,58	28		G0	11,58	0,48
133	63 05	K0	8,15	1,06:	29	65 1968	A5	10,86	0,32
134		F8	10,70	0,51	30		B:	12,04	0,57
135		B3	11,78	0,45	31		B2	11,88	0,44
136		A0	11,70	0,52	32		B0	11,37	0,46
137		A8	11,78	0,36	33		B8	11,07	0,46
138	64 07	B	9,56	0,68	34		—	11,82	0,71
139	64 06	G2	10,42	0,71	35		G8	10,86	1,26
140		F2	11,17	0,63:	36		—	12,14:	0,44:
141	63 07	F5	10,01	0,71	37	64 1880	A5	10,56	0,38
142		A0	11,88	0,41	38		—	10,5:	—
143		B	11,96	0,38	39		B8	11,88	0,32
144	64 10	F8	10,40	0,54	40		—	11,61	0,20
145		—	11,95:	—	41		—	11,26	0,41
146		F5	11,48	0,43	42	64 1882	A5	9,65	0,53
147		B8	11,91	0,34	43		—	11,47	0,33
148		B8	11,17	0,27	44		A0	12,05	0,23
149	63 10	F8	9,11	0,66	45	65 1971	F5	9,21	0,59
150		K0	10,51	1,50	46		—	11,85	0,47
151	63 11	B3	10,07	0,65	47		F8	11,09	0,43
152	64 15	G0	7,95	0,62	48		G8	11,04	1,05
153	63 14	K0	9,85	1,19	49	65 1973	B5	10,56	0,49

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
			<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
50		F5	10,98	0,37	99		F8	12,13	0,67
51	65°1975	A0	10,93	0,32	100		A	12,06	0,54
52	65 1974	A0	9,69	0,53	101		F	11,56	0,58
53		G2	10,73	0,54	102	65°1999	G8	10,97	1,27
54		F5	11,00	0,41	103		—	12,0:	0,40:
55		—	12,02:	—	104	65 2000	A5	11,03	0,32
56		B0	11,70	0,49	105		A0	11,58	0,35
57		A0	11,74	0,24	106		G5	10,73	0,84
58		G0	11,05	0,54	107	64 1898	A0	10,98	0,02
59	64 1884	A0	9,81	0,41	108	64 1899	A2	10,41	0,61
60	65 1977	A0	10,25	0,30	109	64 1900	A0	8,8:	—0,17:
61		F8	10,39	0,53	110		A0	10,93	0,43
62		G5	10,76	0,80	111		F8	11,13	0,47
63		B8	12,05	0,46	112		B:	11,96	0,38
64	65 1978	A8	10,62	0,37	113		A5	11,49	0,44
65		A2	11,73	0,27	114	64 01	A2	9,27	0,43
66	65 1979	F2	8,30	0,50	115		A	12,00	0,43
67	65 1980	A5	11,51	0,30	116		B	12,08	0,30
68		K0	10,04	1,67	117	65 04	F8	10,31	0,53
69		B:	11,57	0,38	118	64 02	G5	9,40	0,75
70	65 1982	G8	9,23	1,18	119		A0	11,41	0,55
71		B0:	11,97	0,49	120	65 05	A5	10,94	0,42
72	65 1983	—	10,5:	2,0:	121		F	12,07	0,47
73	65 1986	B2	10,87	0,62	122		F8	10,31	0,49
74	64 1887	F5	7,38:	—	123	64 05	A0	8,0:	—
75		A0	11,59	0,27	124		F5	11,03	0,39
76		A0	11,86	0,33	125		A0	11,10	0,46
77	65 1987	—	[6,00]	—	126	65 06	K0	10,10	1,35
	65 1988				127		G	11,66	0,62
78	65 1989	—	10,40	0,74	128		—	12,2:	—
79		G0	11,56	0,57	129		A	11,86	0,42
80	64 1889	G2	10,66	0,54	130	65 07	K0	9,63	1,80
81	65 1991	A5	10,20	0,54	131	65 09	G0	10,26	0,52
82		F	11,16	0,55	132	65 10	A0	8,43	0,14
83		M	10,67	1,42	133		G0	11,49	0,60
84	64 1892	F5	10,31	0,57	134	64 08	A2	10,68	0,40
85		—	11,68	0,49	135	65 13	A0	[7,15]	—
86		F5	11,74:	0,57:	136	64 09	G2	8,88	0,71
87	65 1994	A2	8,13:	—	137	65 15	F5	8,68	0,45
88	64 1894	G7	[7,5]	—	138		A0	10,93	0,37
89	65 1997	A2	10,32	0,42	139	65 17	A5	9,47	0,63
90	64 1895	G5	10,52	1,18	140	64 11	F8	9,76	0,52
91		A	11,60	0,53	141		A0	11,48	0,35
92		G5	10,55	1,20	142		A0	10,77	0,61
93		B8	12,00	0,30	143		F5	11,33	0,42
94	64 1897	F5	10,00	0,50	144	64 12	F2	10,16	0,50
95		A0	11,71	0,42	145	64 13	A0	10,29	0,73
96		G:	11,24	1,05	146	64 14	K2	10,46	1,22
97		B0	11,77	0,60	147	65 19	A5	9,88	0,41
98		G	11,54	0,75					

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
	Зона +66°		<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
1		F	11,79	0,38	50	66°1672	A2	9,95	1,01
2		A	12,20:	—	51		B	11,54	0,42
3	65°1954	G5	9,81	0,64	52	65 1984	G5	[7,45]	—
4	66 1649	G5	10,49	1,14	53	65 1985	B9	[7,30]	—
5		B2	11,07	0,34	54		A	11,83	0,41
6	65 1956	G8	10,02	1,84	55		—	11,85:	0,68:
7	65 1955	G0	9,46	0,52	56	66 1676	G0	[7,8]	—
8	66 1651	A2	9,94	0,48	57	66 1677	F2	9,11	0,52
9		F2	11,01	0,34	58		G0	11,70:	0,62:
10	66 1652	F0	10,86	0,42	59		G	11,26	0,66
11		F	11,30	0,42	60	65 1990	A2	11,02	0,38
12	66 1653	F2	9,54	0,48	61	65 1992	G5	10,77	0,61
13	65 1958	K2	[8,2]	—	62	65 1993	gM4	[6,62]	—
14	65 1959	K5	[8,0]	—	63		F	12,01	0,34
15	65 1960	A2	10,81	0,48	64		B	10,72	1,20
16		K0	10,94	1,02	65		A2	11,95	0,31
17		A0	11,60	0,46	66	66 1679	gK1	[5,84]	—
18	66 1654	A5	8,51	0,17	67		F	11,67	0,38
19	65 1964	M	8,5:	—	68		A3	11,98	0,53
20	65 1965	G2	10,80	0,56	69	65 1995	F5	8,60	0,37
21	66 1657	F2	10,75	0,41	70		F8	11,58	0,65
22		F2	11,24	0,42	71	65 1996	A2	11,20	0,57
23	66 1658	G0	9,00:	0,44:	72	65 1998	F0	11,08	0,43
24		G2	11,22	1,07	73		A	11,47	0,45
25	66 1659	K0	10,08	1,20	74		A0	11,64	0,46
26	65 1969	G3 I*	8,25	1,46	75		A0	11,26	0,58
27		G2	11,18	0,53	76	66 1681	F8	10,91	0,37
28		A0	10,95	0,34	77		G	11,60	0,65
29		F8	10,87	0,46	78	66 1682	G	8,62	0,35
30		G5	11,00	1,17	79	65 2001	F0	8,72	0,14
31	65 1970	A0	10,24	0,79	80		—	11,94	—
32		—	11,88	—0,04	81		—	12,03	—
33	65 1972	B0	10,85	0,68	82	65 01	A2	10,53	0,75
34	66 1662	A0	8,28	0,04	83		F2	11,75	0,60
35		B8	11,47	0,40	84		—	11,95	—
36		B8	11,33	0,54	85	65 02	F8	9,47	0,60
37		A0	11,12	0,30	86	66 01	F0	8,34	0,34
38	66 1667	F5	8,11	0,29	87		—	11,44	0,30
39	65 1976	F5	9,67	0,75	88		—	11,81	0,49
40		F	11,68	0,28	89	66 02	gG8	9,04:	1,38:
41		F	11,56	0,27	90		G0	11,16	0,57
42		A0	12,00:	0,35:	91		F8	11,52	0,39
43		F5	10,82	0,31	92		dK2	8,6:	0,67:
44	66 1668	G8	8,86	0,72	93	66 03	G5	10,69	0,63
45	66 1669	OB r*	10,11	1,22	94	66 04	G8	10,26	1,37
46	65 1981	A2	10,06	0,32	95		F8	11,03	0,39
47	66 1670	K2	[7,21]	—	96	66 06	A5	9,01	0,25
48		B2	11,33	0,49	97		—	10,90:	—
49	66 1671	F5	8,88	0,52	98		F5	11,19	0,49
					99	65 08	G	11,02	0,40
					100	66 07	dG8	9,45	1,20

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
			<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
101	66°08	B:	10,71	0,46	34	66°1664	G5	8,84	0,61
102		A5	9,17	0,36	35		B5	11,90	0,29
103		F	11,57	0,45	36		F2:	11,37	0,21
104	65 11	A0	8,92	0,24	37		B5	11,28	0,52
105	66 09	G8	10,25	1,43	38		A2:	11,64	0,21
106	65 12	K5	10,10	1,32	39		—	11,94:	0,13:
	65 14				40	66 1665	gK2	10,35	0,91
107					41	66 1666	—	10,30	0,37
108		—	11,09	0,48	42	67 1584	G8	10,28	1,42
109	65 16	A5	9,38	0,35	43	67 1585	B2	10,36	0,65
110	65 18	A0	10,10	0,54	44		gK2	10,49	1,12
111	66 10	G5	8,86	0,76	45	67 1586	A3	8,02	—
112		A0	10,66	0,69	46		—	11,32	0,10
113		A	11,32	0,71	47		F5	9,58	0,48
114		A0	11,57	0,44	48		F	11,86	0,25
115		G8	10,23	0,93	49	67 1591	A2	11,15	0,24
116		A	11,82:	0,47:	50	66 1673	B0	10,03	1,26
	Зона +67°				51	66 1674	O	9,65	1,10
1					52	66 1675	O7	9,07	1,11
2					53		B	11,76	0,21
3		A2	11,98	0,20	54		B	11,78	0,28
4	66 1650	B2	11,78	0,30	55		B3:	11,10	0,88
5		F0	10,89	0,21	56		B2	10,78	0,79
6		F8	11,13	0,37	57		A0	11,56	0,35
7	67 1570	F0	8,29	0,31	58		F5	11,67	0,43
8	67 1569	G8	9,25	0,85	59	67 1594	A0	10,40	0,48
9		F8	11,38	0,38	60		F2	9,49	0,30
10		—	11,8:	0,24:	61		F8	9,07	0,41
11		F2	11,37	0,38	62		A2	11,35	0,30
12		A5	10,28	0,24	63		F8	12,09	0,33
13		A8	11,31	0,27	64		B3	10,92	0,21
14		B3	11,51	0,52	65	66 1680	G2	11,19	0,50
15		A5	10,16	0,31	66		F8	10,78	0,41
16	66 1655	gM	10,37	1,01	67		O9	9,12	0,65
17	66 1656	A0	10,35	0,36	68	67 1598	—	11,75	0,35
18	67 1575	A0	10,50	0,29	69		—	12,02	0,42
19		G0:	11,69	0,53	70		K0	[7,7]	—
20		B8	11,78	0,52	71	67 1599	F2	11,68	0,45
21		gG5	10,39	1,11	72		F	12,13:	0,43:
22	67 1576	F0	10,53	0,51	73		gG2	10,57	1,07
23		G2	10,71	1,13	74		G0	11,89	0,50
24	67 1577	M	10,17	1,08	75		B8	11,76	0,36
25		G2	10,64	0,59	76		A0	12,00	0,38
26	66 1660	F8	10,89	0,41	77		F8	10,99	0,44
27		F	11,72:	0,36:	78		A0	11,86	0,52
28	67 1578	F8	11,20	0,46	79		G5	10,86	1,25
29		G2	11,36	0,50	80		A0	12,0:	—
30	67 1579	K0	9,78	0,88	81		F5	11,96	0,37
31	66 1661	O9	8,74	0,72	82	66 1683	F2	8,89	0,39
32	67 1580	B3	10,15	0,53	83		F8	11,58	0,57
33		F8	11,26	0,42	84		G	10,40	1,14
	66 1663	F5	10,08	0,52					

№	BD	Sp	V	B-V	№	BD	Sp	V	B-V
			<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
85	66°09	—	11,62	0,39	39	68°1415	A2	10,35	0,52
86		A	11,40	0,32	40		A2	11,41	0,32
87		A	11,74	0,35	41	67 1583	G2	9,10:	—
88		F	11,54	0,29	42		B8	11,78	0,40
89	66 05	gM	9,62	1,01	43		A5	11,48	0,35
90	67 03	G8	10,77	0,59	44		A	12,5:	—
91		G8	10,52	1,41	45	67 1588	A5	7,92	—
92		F8	11,52	0,37	46	67 1589	G8	8,27	1,58
93	67 06	A2	7,98	0,79	47		—	10,74	0,17
94		—	11,64	0,30	48	67 1590	G8	10,59	1,67
95		F:	11,87	0,57	49		F2	11,36	0,22
96		B3	11,03	0,37	50	67 1592	A0	9,56	0,47
97		B	11,79	0,18	51	68 1420	gG8	9,52	0,72
98	67 07	F0	8,28	0,23	52	68 1419	G5	10,14	0,51
	Зона +68°				53		—	11,86	0,79
1		B0	11,52	0,46	54		F5	11,55	0,52
2	68°1403	B8	9,93	0,28	55	67 1593	G8	9,38	0,79
3		A2	11,58	0,40	56		A0	11,36	0,24
4		B0	11,43	0,67	57	67 1595	A0	10,25	0,27
5		F0	11,73	0,35	58	68 1423	gK0	[8,2]	—
6		F0	11,02	0,36	59		A5	11,57	0,34
7	67 1568	A0	10,83	0,46	60		F5	11,05	0,36
8	67 1569	F8	9,48	0,45	61	67 1597	G2	9,35	0,64
9		B	11,29	0,60	62		A0	11,54	0,57
10		A0	10,05	0,38	63		A0	11,20	0,16
11		F0	11,57	0,32	64	68 1425	M	9,75	1,00
12	67 1572	F2	9,43	0,42	65		F5	11,63	0,34
13		A2	11,0:	—	66	68 1426	B9	[6,98]	—
14	67 1573	B0	11,43	0,59	67		F5	11,50	0,23
15	67 1574	A5	10,13	0,25	68	67 1600	gK0	7,95	1,45
16		A2	11,06	0,29	69		A2	11,52	0,39
17		A0	11,29	0,34	70	68 1427	F8	10,44	0,42
18		F	11,22	0,39	71	68 1428	F5	9,48	0,34
19		A2	11,76	0,32	72	68 1429	gK0	7,78	1,08
20		F	11,49	0,44	73		—	11,70	0,10
21		—	12,0:	—	74	67 1601	A5	9,52	0,35
22	68 1407	A0	10,66	0,38	75	67 01	G2	9,70	0,46
23		F0	11,91	0,46	76	68 01	F5	10,17	0,49
24		A0	11,37	0,41	77	68 02	A0	10,64	0,33
25	68 1409	A0	10,32	0,43	78		—	10,50	0,43
26		B8	10,95	0,47	79		A5	11,69	0,34
27		A2	10,82	0,63	80		F	11,12	0,63
28		B	11,78	0,43	81		A5	11,34	0,47
29	68 1410	F5	10,54	0,34	82		B8	11,49	0,61
30		F5	11,05	0,29	83	67 04	A2	9,77	0,36
31		G8	10,31	1,30	84	67 05	A2	8,93	—
32	68 1411	B8	10,52	0,51	85		F	11,79	0,45
33	67 1581	B2	10,95	0,49	86	68 05	F	11,15	0,31
34	67 1582	F8	11,24	0,42	87		G	10,83	1,12
35		B:	12,04:	0,30:	88		A0	11,15	0,35
36		F	11,22	0,28	89		G5	10,91	1,35
37		B8	10,95	0,51	90	67 09	K	10,13	1,76
38	68 1413	—	10,61	0,65					

Каталог

В каталоге указываются номера звезд в порядке увеличения прямого восхождения в пределах каждой из пяти зон шириной в 1° по склонению. Для отождествления звезд дана карта (фиг. 8). Спектральные классы, заимствованные из [7], отмечены звездочкой, взятые из [8] — напечатаны жирным шрифтом; звездные величины некоторых ярких звезд (в квадратных скобках) приводятся по каталогу HD и могут служить лишь для облегчения отождествления звезд. Неуверенные оценки отмечены двоеточием.

Выражаю глубокую благодарность Э. С. Бродской за руководство подготовкой каталога, В. В. Гаврилову — за ценные практические советы и помощь в получении фотографического материала, а также В. Митрюшкиной — за участие в фотометрировании звезд.

13 августа 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. M. Blanco, A. D. Williams. *Astrophys. J.*, 130, 487, 1959.
2. Э. С. Бродская. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 10, 104, 1953.
3. Э. С. Бродская. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 14, 3, 1955.
4. Э. С. Бродская. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 24, 160, 1960.
5. И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 20, 208, 1958.
6. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, № 24, 1956.
7. J. Hardorp, K. Rohlf, A. Slettebak, J. Stock. *Luminous stars in the northern Milky Way. I.* Hamburg-Bergerdord, 1959.
8. R. E. Wilson. *General catalogue of stellar radial velocities.* Washington, 1953.

О РАЗМЕРАХ АГЕНТА, ВОЗБУЖДАЮЩЕГО РАДИОВСПЛЕСКИ II ТИПА

И. Г. Моисеев

По динамическому спектру радиовсплесков II типа произведена оценка размеров возбуждающего их агента. Результаты оценки показывают, что угловой размер агента может доходить до 120° , а его протяженность в радиальном направлении в области генерации радиовсплесков колеблется для рассмотренных событий в интервалах от 80 000 до 330 000 км, причем возбуждающий агент может состоять из отдельных неоднородностей, протяженностью в несколько десятков тысяч километров каждая.

THE DIMENSIONS OF THE AGENT RESPONSIBLE FOR TYPE II RADIO BURSTS, by *I. G. Moiseyev*.— The dimensions of the agent responsible for type II radio bursts are estimated using the dynamic spectra of the latter. The results show that the angular dimension of the agent can attain 120° , and its extension in the radial direction in the region of generation of radio bursts varies for the considered events from 8×10^4 to 33×10^4 km. The exciting agent can consist of separate nonregularities, each of which can have an extension of several tens of thousands of kilometers.

Размеры и структура агента, возбуждающего в атмосфере Солнца медленно-дрейфовые радиовсплески II типа, являются важными характеристиками, необходимыми для выяснения его физической природы.

В настоящее время можно считать установленным, что радиовсплески II типа обусловлены плазменными колебаниями, возбуждаемыми в атмосфере Солнца корпускулярными потоками вспышечного происхождения, которые ответственны также за возникновение на Земле магнитных бурь с внезапным началом [1—6]. Такие потоки корпускул выбрасываются из области хромосферной вспышки в широком телесном угле [7].

О протяженности корпускулярных потоков (точнее, той их части, которая возбуждает плазменные колебания и которая называется далее «возбуждающим агентом») в радиальном направлении можно получить некоторое представление по динамическому спектру всплесков II типа.

Динамический спектр всплеска представляет собой график, показывающий изменение его интенсивности в зависимости от частоты и времени.

Примеры динамических спектров всплесков, полученных при помощи радиоспектрографа Крымской астрофизической обсерватории [8], показаны на фиг. 1—7. Линия, ограничивающая заштрихованную часть на динамическом спектре, показывает передний или задний фронт всплеска

по уровню $\sim 0,1$ от максимальной интенсивности всплеска, зарегистрированного в диапазоне радиоспектрографа ($\lambda = 2 \div 3$ м). Линия, ограничивающая зачерненную полосу, показывает уровень $\sim 0,5$ от максимальной интенсивности. На фиг. 1, 2 и 5 показано также развитие всплеска на частоте 208 МГц ($\lambda = 1,45$ м).

По динамическому спектру всплесков II типа, принимая во внимание механизм плазменных колебаний как причину их генерации, оценку размеров возбуждающего агента можно произвести двумя независимыми способами.

Появление радиоизлучения на определенной волне свидетельствует о том, что возбуждающий агент достиг высоты слоя с электронной концентрацией N_e , определяющей плазменные колебания соответствующей частоты.

По динамическому спектру можно определить частоты f_1 и f_2 , ограничивающие всплеск в некоторый момент времени. Задавшись определенной моделью распределения электронной плотности в солнечной атмосфере, мы можем найти высоты r_1 и r_2 над фотосферой излучающих эти частоты областей, а следовательно, и толщину слоя, одновременно охваченного плазменными колебаниями. Толщина этого слоя и будет в первом приближении равна протяженности возбуждающего агента в радиальном направлении, т. е.

$$l = r_1 - r_2. \quad (1)$$

Радиовсплески II типа генерируются над активными областями солнечной поверхности, распределение электронов над которыми в солнечной короне, согласно оценке Ньюкирка [9], описывается выражением

$$N_e = 8,4 \cdot 10^{4 + \frac{4,32}{r}} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где r — расстояние от центра Солнца в единицах солнечного радиуса.

Известно, что частота плазменных колебаний связана с электронной плотностью зависимостью

$$f = 0,9 \cdot 10^{-2} N_e^{1/2}, \quad (3)$$

где f — выражена в МГц ; N_e — в см^{-3} .

Подставив в выражение (3) значение N_e из (2), получим

$$f = 2,6 \cdot 10^{\frac{2,16}{r}},$$

откуда находим высоту генерации излучения на некоторой частоте f

$$r = \frac{2,16}{\lg 0,385f} R_{\odot}.$$

Следовательно, выражение (1) можно записать в виде

$$l = 2,16 \left(\frac{1}{\lg 0,385f_1} - \frac{1}{\lg 0,385f_2} \right) R_{\odot}. \quad (4)$$

Эта формула не учитывает кажущегося расширения спектра всплеска за счет конечной ширины полосы приемного устройства и увеличения размера агента на расстояние, на которое переместитсядвигающийся со скоростью V агент за время t_3 затухания колебаний частоты, ограничивающей задний обрез спектра всплеска.

Полоса пропускания приемника обычно мала по сравнению с мгновенным спектром всплеска II типа (например, полоса приемника радиоспектрографа, при помощи которого получены рассматриваемые ниже динамические спектры, $\Delta f = 350$ кГц, в то время как всплеск II типа охватывает в некоторый момент времени спектр в несколько десятков МГц) и расширение спектров всплесков из-за конечной ширины полосы приемника не выходит за пределы точности определения их динамических спектров (в данном случае $\pm 0,5$ МГц).

Постоянная затухания плазменных колебаний в солнечной короне приблизительно равна частоте столкновений ν , которая, согласно [10], определяется выражением

$$\nu = 4,2 \cdot 10^3 N_e T^{-3/2}.$$

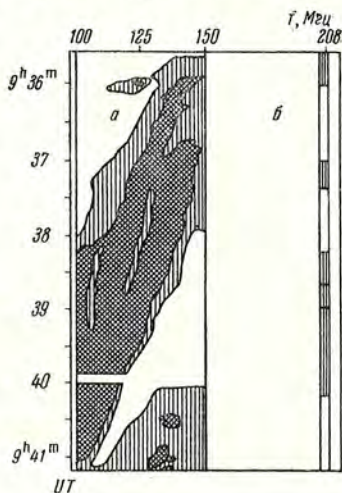
Плазменные колебания, соответствующие радиоволнам, ограничивающим используемый в данной работе диапазон ($\lambda = 1,5 \div 6$ м), затухают до уровня 0,1 от первоначальной интенсивности за 0,001 и 0,02 сек соответственно (в предположении, что $T = 10^6$ °К). За такое время агент переместится на незначительное по сравнению с его размером расстояние, которым также можно пренебречь при оценке размеров агента.

Размеры агента, возбуждающего радиовсплески II типа, можно определить также по длительности t всплеска на некоторой фиксированной частоте, если известна скорость V его движения, т. е.

$$l_1 = Vt. \quad (5)$$

В [5] показано, что скорость движения возбуждающего агента в области генерации всплесков II типа близка в каждом отдельном случае к средней на пути Солнце — Земля скорости корпускулярных потоков, ответственных за возникновение магнитных бурь с внезапным началом на Земле. На основании этого заключения для оценки размеров возбуждающего агента скорость его движения определялась по запаздыванию внезапных возмущений магнитного поля Земли относительно появления всплесков II типа, с которыми были отождествлены возмущения.

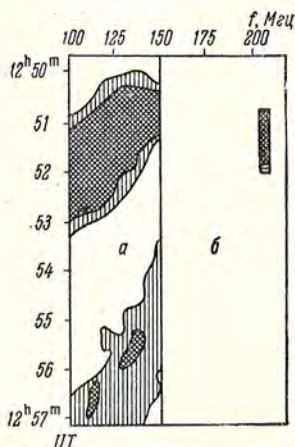
Сведения о возмущениях магнитного поля Земли получены на магнитной станции Крымской астрофизической обсерватории [11].



Фиг. 1. Динамический спектр всплеска II типа, зарегистрированного во время вспышки 26.IX 1959 г.

а — в диапазоне спектрографа;
б — на дискретной частоте 208 МГц

Ниже рассмотрены несколько примеров оценки протяженности в радиальном направлении возбуждающего всплески агента.



Фиг. 2. Динамический спектр всплеска II типа, зарегистрированного во время вспышки 2.XII 1959 г.

а — в диапазоне спектрографа;
б — на дискретной частоте 208 МГц.

1. Характерный всплеск радиоизлучения II типа зарегистрирован 26 ноября 1959 г. во время хромосферной вспышки балла 2+, которая началась в 9^h23^m (время везде мировое) и окончилась в 11^h10^m (координаты 15° S и 17° W). По динамическому спектру всплеска (фиг. 1) можно определить, что, например, около 9^h38^m спектр первой гармоники всплеска ограничен частотами $f_1 = 100$ МГц и $f_2 = 145$ МГц. Согласно формуле (4), протяженность возбуждающего агента в радиальном направлении $l = 100\,000$ км.

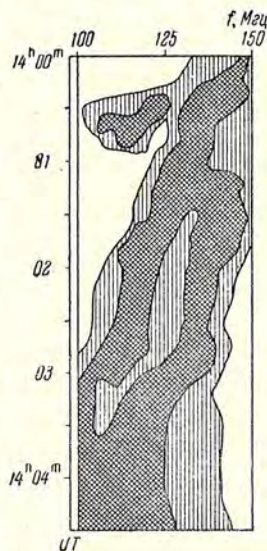
По динамическому спектру находим, что на частоте около 120 МГц всплеск продолжается 2^m45^s.

27 ноября в 23^h51^m — через 38^h15^m после появления всплеска II типа — отмечена магнитная буря с внезапным началом. Средняя скорость потока частиц на пути Солнце — Земля, определенная по этому времени запаздывания, получается равной 1090 км/сек. Откуда, согласно (5), протяженность возбуждающего агента

$$l_1 = 180\,000 \text{ км.}$$

2. По динамическому спектру всплеска II типа (фиг. 2), который наблюдался 2 декабря 1959 г. во время хромосферной вспышки балла 2+, начавшейся в 12^h29^m и окончившейся в 13^h45^m (координаты 8° N и 16° W), можно заключить, что он состоит из двух гармоник. Спектр первой гармоники всплеска выходит за пределы диапазона радиоспектрографа, но ширину мгновенного спектра второй гармоники можно определить: около 12^h56^m.5 она ограничена частотами 100 и 150 МГц, которые соответствуют частотам 50 и 75 МГц основной гармоники всплеска в это время. Согласно (4), $l = 140\,000$ км.

Магнитная буря с внезапным началом отмечена через 64^h10^m после появления всплеска II типа — 5 декабря в 6^h59^m, откуда средняя скорость движения корпускулярного потока $V = 650$ км/сек. На фиг. 2 можно видеть, что как первая, так и вторая гармоники всплеска на любой фиксированной частоте в диапазоне спектрографа имеют длительность около 3^m, откуда по формуле (5) $l_1 = 120\,000$ км.



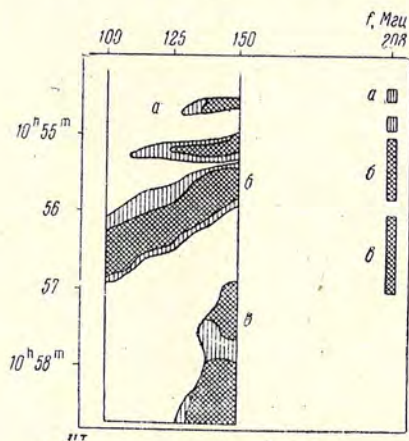
Фиг. 3. Динамический спектр всплеска II типа, зарегистрированного 22.II 1960 г.

3. Во время хромосферной вспышки балла 2 (начало в $14^{\text{h}}05^{\text{m}}$, конец в $15^{\text{h}}20^{\text{m}}$, координаты 8° N , 38° E) 22 февраля 1960 г. зарегистрирован всплеск II типа (фиг. 3), который в $14^{\text{h}}02^{\text{m}}$ имеет спектр, ограниченный частотами $f_1 = 110 \text{ МГц}$ и $f_2 = 148 \text{ МГц}$. Отсюда $l = 85\,000 \text{ км}$. По динамическому спектру всплеска можно определить, что на частоте около 135 МГц всплеск имеет длительность $t = 3^{\text{m}}10^{\text{s}}$.

Через $92^{\text{h}}45^{\text{m}}$ после появления всплеска II типа — 26 февраля в $10^{\text{h}}45^{\text{m}}$ — отмечена магнитная буря с внезапным началом. Средняя скорость корпускулярного потока, ответственного за появление магнитной бури, $V = 450 \text{ км/сек}$. По длительности всплеска на фиксированной частоте и по скорости движения агента его протяженность в радиальном направлении $l_1 = 90\,000 \text{ км}$.

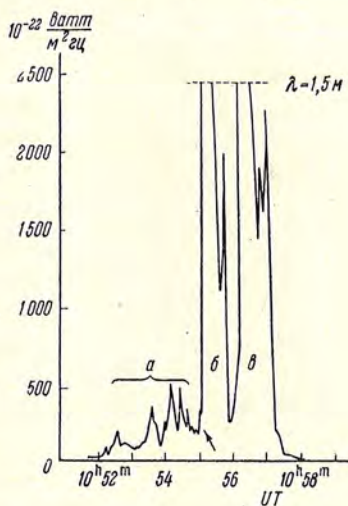
4. 9 апреля 1960 г. во время хромосферной вспышки балла 1+ (начало в $10^{\text{h}}45^{\text{m}}$, конец в $11^{\text{h}}08^{\text{m}}$, координаты 10° N и 59° E) зарегистрирован всплеск радиоизлучения Солнца с отчетливо выраженными первой и второй гармониками как на волне $1,5 \text{ м}$, так и в диапазоне радиоспектрографа.

Магнитная буря с внезапным началом отмечена 10 апреля в $1^{\text{h}}27^{\text{m}}$, т. е. через $14^{\text{h}}32^{\text{m}}$ после начала всплеска II типа на волне $1,5 \text{ м}$. Средняя скорость потока частиц, ответственного за магнитную бурю, $V = 2860 \text{ км/сек}$.



Фиг. 5. Динамический спектр всплесков II и III типов, зарегистрированных во время вспышки 9.IV 1960 г.

a — быстродрейфные всплески III типа; *б* — первая гармоника всплеска II типа; *в* — вторая гармоника всплеска II типа. Справа показаны всплески, зарегистрированные на дискретной частоте 208 МГц

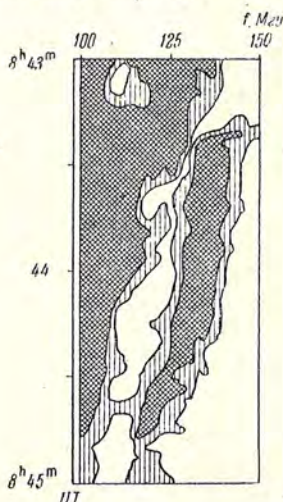


Фиг. 4. Радиовсплески II и III типов, зарегистрированные во время вспышки 9.IV 1960 г. на дискретной частоте 208 МГц

a — быстродрейфные всплески III типа; *б* — первая гармоника всплеска II типа; *в* — вторая гармоника всплеска II типа

Всплеск II типа на волне $1,5 \text{ м}$ опережает группа кратковременных всплесков (*a* на фиг. 4), которые одновременно можно заметить на динамическом спектре (*a* на фиг. 5) как быстродрейфные всплески III типа. Первая гармоника всплеска II типа на волне $1,5 \text{ м}$ (*б* на фиг. 4) начинается в $10^{\text{h}}55^{\text{m}}10^{\text{s}}$. Ее развитие можно проследить на динамическом спектре (*б* на фиг. 5). Когда передний фронт первой гармоники достигает частоты 100 МГц ($\lambda = 3 \text{ м}$), на волне $1,5 \text{ м}$ можно заметить начало второго интенсивного всплеска (*в* на фиг. 4), продолжение которого можно видеть на

динамическом спектре как вторую гармонику (в на рис. 5). По динамическому спектру можно определить, что около $10^5 56^m$ первая гармоника всплеска ограничена частотами $f_1 = 100 \text{ МГц}$ и $f_2 = 150 \text{ МГц}$, откуда $l = 100\,000 \text{ км}$.



Фиг. 6. Динамический спектр всплеска II типа, зарегистрированного во время вспышки 1.VI 1960 г.

Как в диапазоне спектрографа на любой фиксированной частоте, так и на волне $1,5 \text{ м}$ первая гармоника всплеска имеет длительность $t = 50^s$, следовательно, учитывая определенную выше среднюю скорость корпускулярного потока, протяженность возбуждающего агента можно оценить в $140\,000 \text{ км}$.

5. Иногда динамический спектр всплеска разделен на отдельные полосы промежутком в $10\text{--}20 \text{ МГц}$ (не гармоники). Величина частотного дрейфа, согласно [2], близка к зеемановскому при допущении разумных магнитных полей в месте генерации. Однако излучение в расщепленных полосах не поляризовано, что противоречит такому объяснению наличия отдельных полос в спектре всплесков II типа. Можно допустить, что полосы в спектре образуются отдельными неоднородностями,двигающимися в атмосфере Солнца.

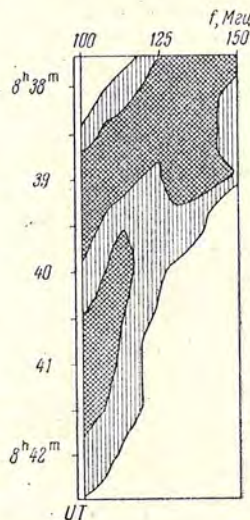
Динамический спектр такого всплеска показан на фиг. 6. Всплеск был зарегистрирован 1 июня 1960 г. во время хромосферной вспышки балла 3+ (начало вспышки в $08^h 21^m$, конец в $13^h 06^m$, координаты 29° N и 48° E).

Магнитная буря с внезапным началом отмечена на Земле 4 июня в $2^h 45^m$, т. е. через $66^h 10^m$ после появления всплеска II типа, откуда средняя скорость потока частиц $V = 630 \text{ км/сек}$.

По динамическому спектру всплеска можно оценить протяженность одной неоднородности в возбуждающем агенте. Так, около $8^h 44^m$ отдельная полоса динамического спектра (фиг. 6) ограничена частотами $f_1 = 125 \text{ МГц}$ и $f_2 = 143 \text{ МГц}$, откуда толщина неоднородности $l = 27\,000 \text{ км}$.

На частоте около 125 МГц эта часть всплеска имеет длительность $t = 40^s$, откуда, согласно (5), $l_1 = 25\,000 \text{ км}$.

6. По динамическому спектру всплеска (фиг. 7), зарегистрированного 21 сентября 1960 г. во время хромосферной вспышки балла 2 (начало в $8^h 30^m$, конец в $8^s 43^m$, координаты 21° N и 58° W), можно определить длительность всплеска на некоторой фиксированной частоте. Так, например, вблизи частоты 115 МГц всплеск продолжается 4^m . При скорости движения агента в 1400 км/сек (магнитная буря с внезапным началом от-



Фиг. 7. Динамический спектр всплеска II типа, зарегистрированного во время вспышки 21.IX 1960 г.

мечена через $29^{\text{h}}30^{\text{m}}$ после появления всплеска II типа — 22 сентября в $14^{\text{h}}08^{\text{m}}$) его протяженность в радиальном направлении можно оценить в 330 000 км. Протяженность агента такова, что мгновенный спектр всплеска должен быть шире диапазона, охватываемого радиоспектрографом, что и наблюдается в действительности.

Результаты оценки приведены в таблице.

Дата вспышки	Координаты вспышки	Скорость по- тока частиц, км/сек	Размер агента, км	
			по мгновенному спектру всплеска	по длительности всплеска на дискрет- ной частоте
26.XI 1959 г.	$15^{\circ}S17^{\circ}W$	1090	100 000	180 000
2.XII	$8^{\circ}N16^{\circ}W$	650	140 000	120 000
22.II 1960 г.	$8^{\circ}N39^{\circ}E$	450	85 000	90 000
9.IV	$10^{\circ}N59^{\circ}E$	2860	100 000	140 000
1.VI	$29^{\circ}N48^{\circ}E$	630	27 000	25 000
21.IX	$21^{\circ}N58^{\circ}W$	1400	—	330 000

Сравнивая размеры возбуждающих агентов для каждого отдельного случая, можно видеть, что результаты оценки их двумя методами находятся в удовлетворительном согласии. Несмотря на то, что формальная ошибка в определении размеров и невелика (не выходит за пределы $\pm 10\%$), более точного совпадения результатов оценки двумя методами вряд ли можно ожидать, так как оценка по мгновенному спектру всплесков чувствительна к выборной модели распределения электронной плотности в атмосфере Солнца, сведения о которой весьма приблизительны.

Из оценки можно заметить, что протяженность агента в радиальном направлении в области генерации всплесков II типа колеблется для рассмотренных случаев в интервале от 80 000 до 330 000 км, причем агент может состоять из отдельных неоднородностей с протяженностью в несколько десятков тысяч километров.

Угловой размер агента может доходить до 120° . Это следует из того факта, что наблюдаются случаи, когда после хромосферных вспышек, происходивших недалеко от края солнечного диска, отмечались магнитные бури с внезапным началом, которые можно было отождествить с этими вспышками. Три таких случая приведены в таблице (9. IV, 1. VI и 21. IX 1960 г.).

13 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 23, 333, 1946.
2. Дж. А. Робертс. Радиоастрономия. Парижский симпозиум. ИЛ, 1961, стр. 190.
3. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков. Радиоастрономия. Парижский симпозиум. ИЛ, 1961, стр. 559.
4. Г. Р. Гард. Радиоастрономия. Парижский симпозиум. ИЛ, 1961, стр. 539.
5. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 3, 1960.
6. И. С. Шкловский. Физика Солнечной короны. Физматгиз, 1961.
7. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 95, 1955.
8. А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 140, 1958.
9. G. Newkirk. Astrophys. J., 133, 983, 1961.
10. C. de Jager, F. Van't Veer. Rech. astron. L'observ. Utrecht, 15, 1, 1958.
11. А. С. Дворянин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 198, 1959.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап

Из большого числа H_{α} -кинофильмов вспышек для обработки отобрано 30 (часть кинофильмов снята в центре линии H_{α} и в синем и красном ее крыльях поочередно). Для некоторых из этих вспышек имелось по несколько серий записей лучевых скоростей на уровне фотосферы.

В результате изучения материала установлено:

1. Во время вспышек в линии H_{α} наблюдаются абсорбционные выбросы, которые идут из пятен (активизация пятен).

2. Не все пятна данной группы активизируются во время вспышки.

3. Не существует отчетливой связи между положением узлов вспышки и активных пятен в группе для больших вспышек. Малые вспышки, как правило, расположены вблизи активных пятен.

4. До максимума развития вспышки яркость ее в синем крыле больше, чем в красном, после максимума наоборот.

5. Между увеличением массы поднимающегося вещества в фотосфере из полутени и тени пятен, смещением пятен и увеличением числа выбросов в хромосфере над пятнами во время вспышек имеется тесная связь.

Проведены также расчеты показывающие, что число атомов, заключенное в большой вспышке и выбросах, значительно больше, чем в хромосфере активной области (начиная с 1000 км) и короне. На основании этого сделан вывод, что во время вспышки должен происходить подъем вещества в активной области из нижней хромосферы или фотосферы.

SOME PECULIARITIES OF ACTIVE SOLAR REGIONS DURING FLARES, by *S. I. Gopasyuk, M. B. Ogir, T. T. Tsap*.— Out of a large number of H_{α} cinema-films of flares, 30 have been selected for reduction. Some of these films were obtained in the center of H_{α} and alternatively in its red and blue wings. For some of these flares there are several recordings of radial velocities at the photospheric level.

The following conclusions are made as a result of a study of the above data.

1. During flares absorption surges from spots (activation of spots) are observed in H_{α} .

2. Not all the spots of a given group are activated during a flare.

3. For large flares there is no distinct connection between the position of the knots of a flare and active spots in a group. Small flares, as a rule, are located close to active spots.

4. Before maximum development of a flare, its brightness in the blue wing is greater than in the red, and vice versa after maximum.

5. During flares there is a close connection between the mass increase of matter ascending from the penumbra and umbra into the photosphere, the displacement of the spots and the increase in the number of surges in the chromosphere above spots.

Computations show that the number of atoms in a large flare and surges is considerably greater than that in the chromosphere of an active region (commencing at 1000 km) and the corona. On the basis of this it is concluded that during a flare matter should ascend from the lower chromosphere or photosphere into the active region.

Введение

При изучении явления хромосферных вспышек весьма важно комплексное рассмотрение всех тех процессов, которые их сопровождают, в частности, активизации волокон, вспышечных выбросов и смещения пятен.

Согласно [1], 80% вспышек балла 3 и 3+ сопровождаются выбросами, вспышки балла 2 дают 51% выбросов, а вспышки балла 1—31%. Эти выбросы появляются в среднем через 4 мин после начала вспышки [2] и имеют скорости порядка 100 км/сек [3—7]. Наблюдения упомянутых авторов показывают, что выбросы возникают в окрестности вспышки. В [7] отмечено, что выбрасывание волокон во время вспышки происходит из периферии полутени пятна и невозмущенной хромосферы. В [8—10] А. Б. Северный показывает, что выбросы во время вспышек могут образоваться в результате сжатия плазмы магнитным полем с последующим ее выталкиванием. Кипенхойер [11] полагает, что вспышечные выбросы возникают в результате уплотнения корональной материи под действием магнитного поля. Таким же образом объясняет и Бруцек [12] втекание вещества в область пятен и вспышек, наблюдаемое им в течение нескольких часов после окончания вспышки.

Нами изучаются в основном вспышечные выбросы. В частности, подробно рассмотрены места возникновения выбросов и возможная связь выбросов с движениями в фотосфере.

§ 1. Материал наблюдений

Мы использовали материалы кинофильмов вспышек, полученных в Крымской астрофизической обсерватории на внезатменном коронографе за период с 1957 по 1962 г., с диаметром изображения Солнца на фильмах, равным 50 мм.

Съемка велась с интерференционно-поляризационным фильтром, центрированным на линию H_{α} , с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$ [13]. В большинстве случаев кинематографирование проводилось в центре линии H_{α} , но в некоторых случаях при съемке вспышек полоса смещалась примерно на $0,3\text{--}0,4 \text{ \AA}$ в обе стороны от центра линий. Съемка вспышек проводилась обычно со скоростью 4 кадра в минуту, реже — 2 кадра в минуту.

В результате просмотра большого числа кинофильмов вспышек для детальной обработки было отобрано около 30 вспышек балла от 1 — до 3+, сопровождавшихся отчетливо видимыми выбросами.

Так как на кинофильмах, полученных в центре H_{α} , хорошо видны только ядра больших пятен, а малые пятна и полутени практически совсем не видны, то для уточнения картины расположения выбросов относительно пятен использовались фотогелиограммы, полученные в интеграль-

ном свете и имеющие диаметр изображения Солнца, равный 76 мм. Для отдельных вспышек были также использованы записи фотосферных лучевых скоростей, полученных в линии 4886,3 Å на солнечном магнитографе Обсерватории [14].

§ 2. Активизация пятен во время вспышек

Изучение описанного материала показало, что в тех случаях, когда пятна не закрыты светящейся вспышечной материей, извержение вещества—темных выбросов, — происходит из области пятен. В отдельных случаях по пленкам можно уверенно установить, что проекция на диск места появления выброса вплотную подходит к ядрам пятен, а иногда отстоит на некотором расстоянии от ядра (фиг. 1).

Когда нельзя было точно установить, откуда происходит выбрасывание темной материи, то на зарисовку пятен с полутениями, сделанную по фотогелиограмме, проектировалось изображение данной активной области, полученное в лучах H_{α} . Увеличение подбиралось так, чтобы наилучшим образом совместить видимые на кинофильме ядра пятен с ядрами пятен фотогелиограмм. Совмещение позволило установить: 1) когда на пленке выбросы находятся на некотором расстоянии от ядра, то при наложении видно, что места их возникновения не выходят из области полутени; 2) в тех случаях, когда ядро и его полутень покрыты светящейся материей, то при наличии нескольких выбросов вблизи одного яркого узла, идущих под некоторым углом один к другому, продление проекций их траекторий показывает, что они пересекаются практически на ядре или по крайней мере где-то внутри полутени (фиг. 2); 3) в случае одиночного выброса, идущего из узла светящейся материи, сопоставление с фотогелиограммой показывает, что он выходит из небольшого пятна, скрытого узлом вспышки (фиг. 3).

На основании изученного материала, по-видимому, можно сказать, что извержение темного вещества происходит из пятен. Это явление назовем активизацией пятен. Детальное исследование места появления выбросов относительно пятен выполнено в [15]. Далее выяснялось, все ли пятна данной группы активизируются во время вспышки. Для больших вспышек, когда светящееся вещество захватывает почти всю активную область, это установить трудно. Однако в отдельных случаях можно видеть, что не все пятна являются активными, причем не обнаруживается явно выраженной связи между положением узлов вспышки и активными пятнами.

В случае же малых вспышек можно более уверенно сказать, что активизируются не все пятна. Кроме того, связь положения этих пятен относительно вспышки выражена более отчетливо, а именно: активные пятна находятся вблизи вспышки (см. также [7]).

§ 3. Развитие вспышек в H_{α}

Как отмечалось выше, иногда съемка вспышек производилась не только в центре линии H_{α} , но и в ее синем и красном крыльях поочередно. Когда кинематографирование производилось с самого начала возникновения



Фиг. 1. Репродукция активной области с выбросом, проекция которого примыкает непосредственно к пятну (16.VI 1961 г., 8^h 0^m, 5)

Здесь и далее время Московское

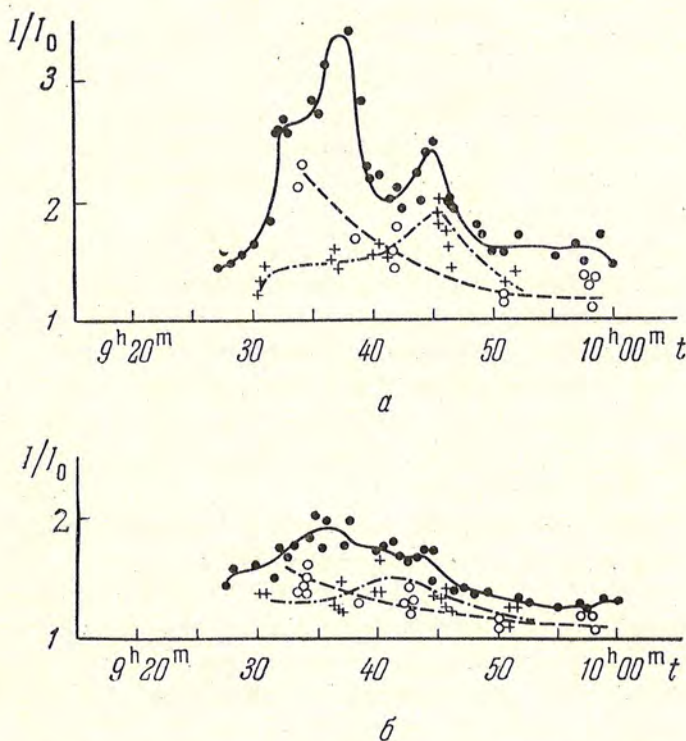


Фиг. 2. Пересечение продолжения проекций траекторий выбросов на пятне (24.VIII 1961 г., 8^h 39^m, 5)



Фиг. 3. Одиночный выброс около закрытого ярким веществом пятна (3.IX 1961 г., 7^h 39^m)

вспышки, можно было заметить, что до максимума вспышки яркость одного и того же узла ее в синем крыле была значительно больше, чем в красном. После максимума вспышки картина становится обратной, т. е. яркость в красном крыле становится больше, чем в синем. В качестве примера на фиг. 4 приведены кривые яркости двух наиболее ярких узлов



Фиг. 4. Кривые яркости узлов вспышки 21.VI 1962 г.
а — узел один; б — узел два. Сплошная кривая [дает ход яркости в центре; пунктирная — в синем крыле, штрих-пунктирная — в красном крыле]

вспышки балла 2 21.VI 1962 г. На этой фигуре по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат — яркость вспышки в единицах яркости соседнего невозмущенного фона. Все измерения яркости относятся примерно к одному и тому же месту узла.

Полученные результаты, находящиеся в соответствии со спектральными [16, 17], по-видимому, указывают на то, что в начальной стадии развития вспышки (до максимума) преобладает подъем светящейся массы атомов водорода над опусканием. После максимума яркости вспышки наоборот, больше светящихся атомов опускается, чем поднимается.

Как увидим дальше (§ 4, 5), во время вспышек наблюдается усиленный подъем вещества на уровне фотосферы. Тем не менее еще не ясна связь между поднимающимся фотосферным веществом и хромосферным веществом в области вспышки. Однако можно полагать, что такая связь существует (§ 5).

§ 4. Лучевые скорости

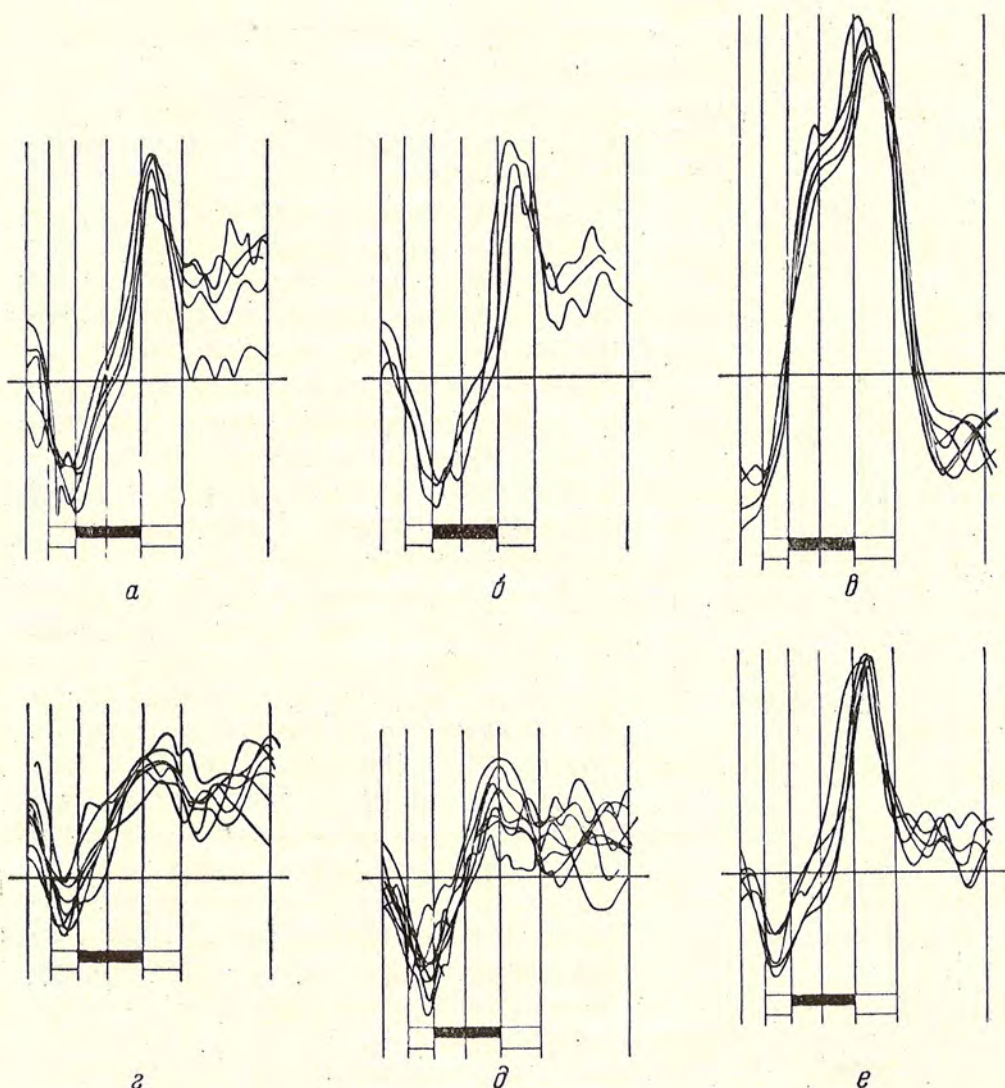
Как уже отмечалось в § 2, во время вспышек происходит активизация пятен данной группы. Кроме того, как увидим в дальнейшем, основным поставщиком вещества в область вспышки, по-видимому, должны быть самые низкие слои хромосферы или даже фотосферы. В связи с этим весьма важно знать распределение и особенно изменение поля лучевых скоростей в активной области на уровне фотосферы во время вспышек. Изменение поля лучевых скоростей можно проследить по записям их на солнечном магнитографе. Обычно у нас лучевые скорости и поля регистрируются на магнитографе одновременно по магнитным линиям Fe I с λ 4886,3 Å или с λ 5250 Å [14] при диаметре изображения Солнца 21 см.

Так как запись лучевых скоростей ведется по магнитной линии, то возникает вопрос, представляют ли эти записи реальное распределение скоростей или они искажены влиянием магнитного поля. Этот вопрос неоднократно исследовался в Крымской астрофизической обсерватории экспериментально и особенно тщательно 13.VII 1962 г. В этот день производилось сканирование большого пятна биполярной группы, которое находилось вблизи центрального меридиана. Напряженность магнитного поля этого пятна была равна 3000 гс.

Запись одного и того же участка Солнца, включающего пятно, велась по двум линиям последовательно — магнитной λ 5250 и немагнитной λ 5123,7 при неизменной щели спектрографа $0,3 \times 0,5$ мм и линейной дисперсии, равной $0,1$ Å/мм. Ширины щелей фотометра тоже были постоянными, но расстояние центра щели от центра линии было различным. Значения расстояний для трех различных условий записи приведены в таблице.

Случай	λ	Щели фотометра, мм		Число разрезов
		S_1	S_2	
<i>a</i>	5250	0,40	0,65	5
I <i>г</i>	5123,7	0,40	0,65	8
<i>б</i>	5250	0,35	0,90	3
II <i>д</i>	5123,7	0,35	0,90	10
<i>в</i>	5250	0,80	1,35	6
III <i>е</i>	5123,7	0,80	1,35	5

При каждой установке щели проведено по несколько записей одного и того же разреза через пятно по магнитной и немагнитной линиям. Записи лучевых скоростей, наложенные одна на другую, в каждом случае представлены на фиг. 5, *a* — *в* (для магнитной линии) и 5, *г* — *е* (для немагнитной линии). Под кривыми нанесены положения полутени и тени пятна относительно разрезов (жирной прямой отмечено относительное положение и величина поперечного сечения ядра, тонкой линией — полутени).



Фиг. 5. Кривые записей лучевых скоростей пятна биполярной группы 13.VII 1962 г. с напряженностью 3000 гс

а — при $H_{\parallel}$ и λ 5250, выходные щели фотометра $S_1 = 0,1$ мм, $S_2 = 0,65$ мм; *б* — при $H_{\parallel}$ и λ 5250, $S_1 = 0,35$ мм, $S_2 = 0,9$ мм; *в* — при $H_{\parallel}$ и λ 5250, $S_1 = 0,8$ мм, $S_2 = 1,35$ мм; *г* — для λ 5123,7, $S_1 = 0,1$ мм, $S_2 = 0,65$ мм; *д* — для λ 5123,7, $S_1 = 0,35$ мм, $S_2 = 0,9$ мм; *е* — для λ 5123,7, $S_1 = 0,8$ мм, $S_2 = 1,35$ мм

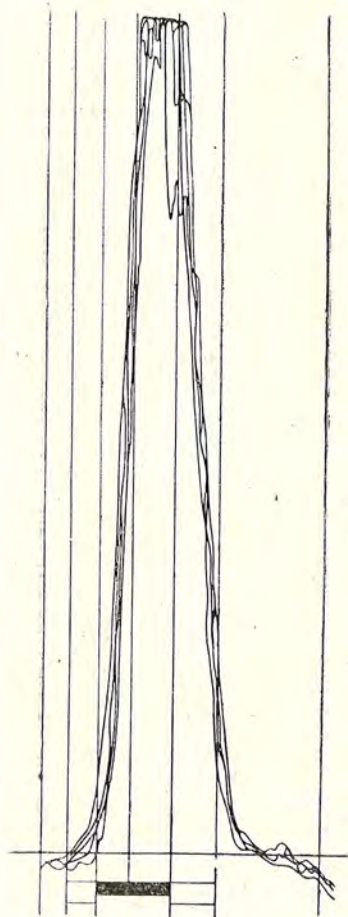
Из фиг. 5 видим, что кривые *а* и *б* практически одинаковы, а кривая *в* существенно отличается от них, хотя и она представляет собой запись того же разреза, что и кривые *а* и *б*. В то же время кривая *е* хорошо соответствует ходу магнитного поля вдоль разреза (ср. *е* фиг. 6) и, вероятно, отражает влияние магнитного поля на запись лучевых скоростей.

Записи лучевых скоростей, произведенные по немагнитной линии, показывают тождественность в первом и во втором случаях (фиг. 5, *г*, *д*), а в третьем запись подобна первым двум, зарегистрированным как в магнитной, так и в немагнитной линиях (ср. кривые *а*, *б*, *г* — *е* на фиг. 5).

Из сказанного следует:

1) лучевые скорости, записанные по λ 5250 и λ 5123,7 в I и II случаях, подобны, но не тождественны;

2) в III случае запись лучевых скоростей по λ 5250 подобна ходу магнитного поля, тогда как по λ 5123,7 кривая лучевой скорости имеет совершенно другой вид.



Фиг. 6. Распределение H вдоль разреза для пятна биполярной группы 13.VII 1962 г.

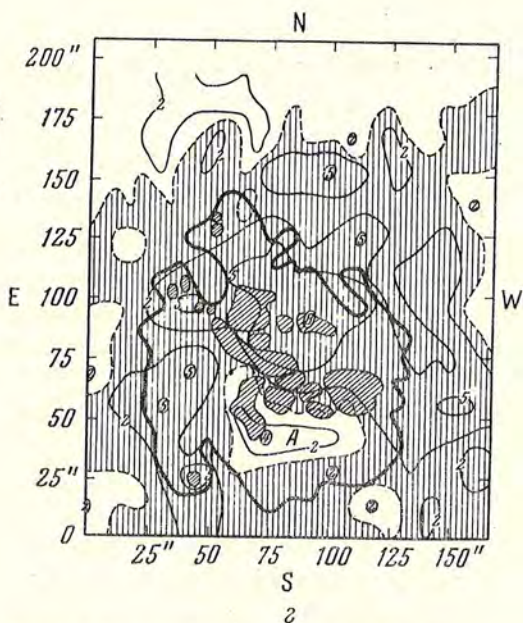
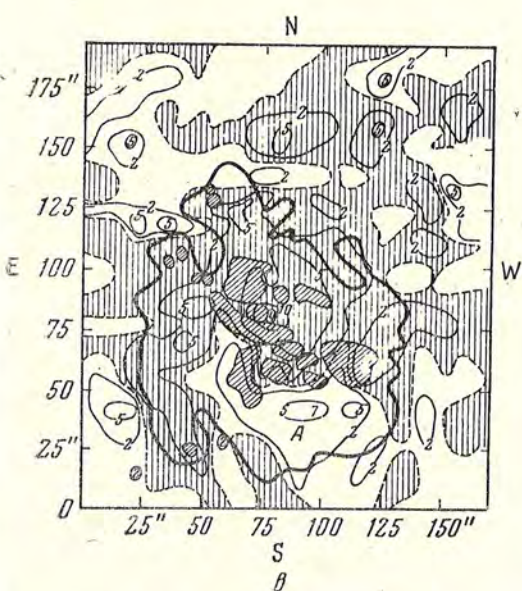
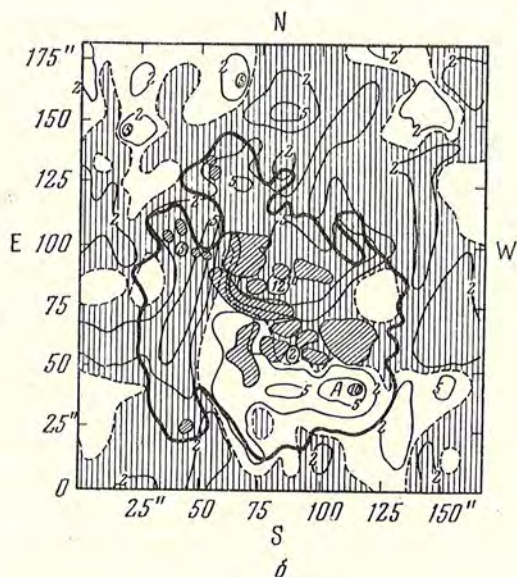
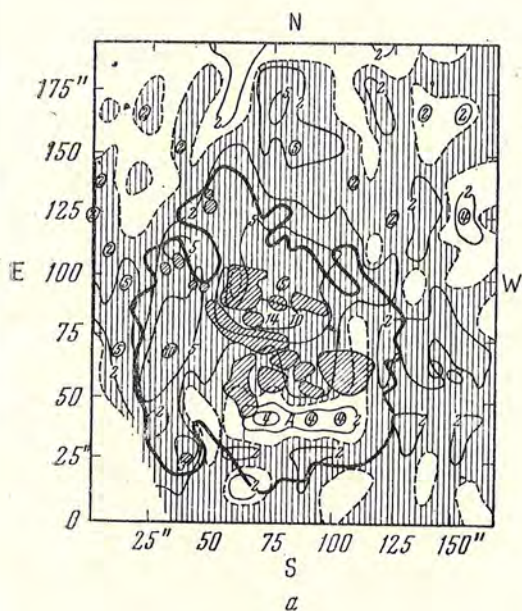
λ 5250, щель спектрографа $0,3 \times 0,5$ мм, входные щели фотометра $S_1 = 0,8$ мм, $S_2 = 1,35$ мм

Записи магнитного поля и лучевых скоростей нами всегда проводятся при условии II. Поэтому лучевые скорости, записанные по λ 5250, мы полагаем, без серьезных искажений отражают реальное распределение скоростей. Следовательно, имеющиеся в нашем распоряжении записи позволяют судить о характере изменения поля скоростей во время вспышек. Лучевые скорости представлены в виде карт, аналогичных картам магнитного поля [14].

В качестве примера на фиг. 7 приведены карты записей лучевых скоростей активной области, наблюдавшейся 14.VII 1959 г., в которой в этот же день была вспышка балла 3+. Вспышка в H_α началась несколько раньше 6^h42^m и закончилась в 12^h1^m . Максимум яркости ее в H_α соответствует 7^h15^m московского времени. Записи лучевых скоростей представлены в виде карт. На первых трех картах (а — в) дается распределение поля лучевых скоростей группы существенно после максимума яркости вспышки в H_α ; на четвертой карте (г) — поле скоростей этой же области через 5 час после окончания вспышки. На все эскизы нанесены пятна с одной и той же фотогелиограммы. При нанесении группы пятен использовались карты магнитных полей и яркости, которые получены одновременно с записями лучевых скоростей. Это существенно повышает точность совмещения.

Нульпункт лучевых скоростей определялся для каждой карты в отдельности. Для этого в начале и в конце записи производилось сканирование восточной и западной границ записываемого участка Солнца перпендикулярно суточной параллели. Границы записываемого участка всегда выходили за пределы активной области, поэтому средние величины сигналов на восточном и западном краях дают значение лучевых скоростей вращения Солнца. Данные значения скорости в соответствующих точках поверхности Солнца и принимаются за нульпункт.

Из фиг. 7 видно, что примерно половина больших пятен не пересекается



Фиг. 7. Карты лучевых скоростей активной области во время вспышки 14.VII 1959 г., записанные по линии λ 4886

Тонкие сплошные линии соответствуют скорости 200, 500, 1000 м/сек и т. д. Штрихом отмечена нулевая линия, области опускания газа обозначены редкой штриховкой; жирная сплошная линия — контуры полутени пятен, ядра пятен отмечены частой штриховкой. а — 9^h54^m — 10^h26^m; б — 11^h03^m — 11^h40^m; в — 11^h56^m — 12^h30^m; г — 16^h55^m — 17^h30^m

нулевой линией лучевых скоростей. Кроме того, нулевая линия на разных картах расположена различно относительно ядер пятен. В [18] показано, что для групп пятен в моменты, когда не было вспышек, нулевая линия скорости проходит внутри пятен и направление скорости отражает нормальный эффект Эвершеда.

С другой стороны, в [19] отмечалось, что во время вспышки фотосферные скорости в пятне, измеренные по центру тяжести линии, существенно увеличиваются ($\sim 2,5$ км/сек) по сравнению с величиной скорости до вспышек. Развитые «флажки» в возмущенном месте фотосферы указывают на скорость около 10 км/сек.

Эти обстоятельства наводят на мысль, что нарушение нормального эффекта Эвершеда может быть связано со вспышками.

Однако поле скоростей спустя несколько часов после окончания вспышки (вспышка закончилась в $12^{\text{h}}4^{\text{m}}$, а запись лучевых скоростей сделана в $16^{\text{h}}55^{\text{m}}$) имеет такой же вид, как и во время вспышки в $9^{\text{h}}55^{\text{m}}$, но максимальная скорость опускания газа существенно уменьшилась (800 м/сек). Поэтому не исключено, что, возможно, отсутствие нормального эффекта Эвершеда у некоторых больших пятен связано с высокой активностью группы вообще. Аналогичная картина получается и для других групп, лучевые скорости которых записаны во время больших вспышек (например, у вспышки 1.IV 1960 г.). Эта особенность эффекта Эвершеда требует дальнейшего изучения.

Кроме того, приведенные карты фиг. 7 вообще показывают довольно сильные изменения лучевых скоростей в активной области во время вспышки, на что указывалось в недавно появившейся работе [20]. Согласно карте *a* ($9^{\text{h}}54^{\text{m}} - 10^{\text{h}}26^{\text{m}}$), лучевые скорости, показывающие опускание газа, охватывают всю центральную часть активной области (здесь же располагаются основные очаги вспышки, наблюдаемой в H_{α}). Максимальная скорость опускания газа равна 1,4 км/сек. Подъем газа наблюдается в двух очень небольших участках области, расположенных на ее периферии. Наибольшие скорости подъема газа 400 м/сек имеются в области полутени (район *A* фиг. 7), вплотную прилегающей с южной стороны к ядрам больших пятен,

На карте *б* ($11^{\text{h}}03^{\text{m}} - 11^{\text{h}}40^{\text{m}}$) распределение поля лучевых скоростей существенно другое. Поле лучевых скоростей, указывающее на подъем газа, в этот момент занимает по площади примерно $\frac{1}{3}$ активной области. Район *A* подъема газа увеличился примерно в 3 раза. Максимальная скорость подъема газа здесь достигла 1 км/сек, т. е. возросла в 2,5 раза по сравнению с значением на карте *a*. Максимальная же скорость опускания газа при этом фактически не изменилась (1,2 км/сек вместо 1,4 км/сек). Распределение поля скоростей, данное на карте *в* ($11^{\text{h}}56^{\text{m}} - 12^{\text{h}}30^{\text{m}}$), показывает продолжение роста площади, на которой газ поднимается. Область подъема газа по площади занимают примерно половину активной области. Наблюдается местами также увеличение скорости подъема газа до 600 м/сек. Однако, что касается района *A*, то хотя площадь ее продолжала увеличиваться, но максимальная скорость подъема газа несколько уменьшилась и стала 700 м/сек. Максимальная скорость опус-

кания газа, равная $1,4 \text{ км/сек}$, наблюдается в том же месте активной области, что и ранее. Поле скоростей, представленное картой $г$ ($16^{\text{h}}55^{\text{m}} - 17^{\text{h}}30^{\text{m}}$), существенно отличается от поля скоростей на картах $б$ и $в$, и очень близко к тому, что имеется на карте $а$. Области подъема и опускания газа в случаях $а$ и $г$ практически совпадают. В этих случаях ($а$, $г$) максимальная скорость подъема газа, особенно в районе A , одинакова и равна 400 м/сек . Что касается максимальной скорости опускания газа, то, согласно карте $г$, она в этом случае достигает 800 м/сек , тогда как по карте $а$ скорость опускания газа $1,4 \text{ км/сек}$. Затем сравнение между собой карт магнитного поля, полученных в это же время (см. [21]), показывает, что наибольшее смещение холмов магнитного поля произошло между $9^{\text{h}}54^{\text{m}}$ и $11^{\text{h}}3^{\text{m}}$, т. е. в то время, когда наблюдалось очень резкое увеличение скорости подъема газа в фотосфере. По кинофильму, снятому на КГ-1, установлено, что примерно в это время ($10^{\text{h}}40^{\text{m}} - 12^{\text{h}}30^{\text{m}}$) наблюдалось значительное увеличение числа выбросов из области пятен (см. фиг. 1, $а$ [15]). Из сказанного следует, что между $10^{\text{h}}00^{\text{m}}$ и $12^{\text{h}}30^{\text{m}}$ происходили процессы, которые на уровне фотосферы вызвали резкое увеличение массы поднимающегося газа и одновременное смещение пятен и холмов магнитного поля [21]. В свою очередь, эти изменения проявились в верхних слоях хромосферы в виде увеличения числа выбросов. Таким образом, между увеличением массы поднимающегося вещества в фотосфере, смещением пятен и выбросом вещества в хромосфере во время вспышки намечается очень тесная связь, т. е. можно думать, что это все отдельные явления одного процесса, происходящего по крайней мере в фотосфере.

§ 5. Обсуждение полученных результатов и выводы

На основании полученных из наблюдений результатов попытаемся установить связь между описанными выше явлениями. Как уже отмечалось, скорости абсорбционных выбросов в проекции на диск Солнца заключены в пределах от 10 до 100 км/сек . Линейные размеры поперечного сечения в среднем можно принять $1 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^9 \text{ см}$. Наблюдаемое число выбросов за время существования больших вспышек достигает $10 - 50$ (см. фиг. 1 [15]). Среднее время, в течение которого увеличивается длина выбросов, порядка $3 \cdot 10^2 \text{ сек}$. Согласно имеющимся данным, плотности вспышечных выбросов существенно больше плотности хромосферы. По оценкам Ю. Бэккера [22, 23], который наблюдал выбросы в интегральном свете, их плотность равна 10^{13} см^{-3} . Так как вспышечные выбросы в интегральном свете наблюдаются относительно редко, то будем считать, что средняя плотность их порядка 10^{12} см^{-3} , как это принято в [11].

На основании этих данных подсчитаем число атомов, выбрасываемых из пятен во время вспышки. Очевидно, что оно равно

$$N_{\text{в}} = SVtnk,$$

где S — поперечное сечение выброса; V — средняя скорость выброса; t — время, в течение которого наблюдается увеличение длины выброса;

n — число атомов в единице объема; k — число выбросов. Принимая $S = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$, $V = 10^7 \text{ см/сек}$, $n = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $t = 3 \cdot 10^2 \text{ сек}$ и $k = 30$, получим $N_b = 2 \cdot 10^{41}$ атомов. Возможно, что эта средняя величина несколько отлична от реальной в основном из-за приближенного значения плотности, числа выбросов и т. д. Однако вряд ли следует ожидать, что это отличие может быть больше, чем на порядок.

Чтобы иметь представление о том, насколько велико это число, подсчитаем число атомов в активной области, а затем во всей хромосфере. Основание уровня, от которого будет производиться расчет, примем расположенным на высоте 1000 км над фотосферой, хотя уровни хромосферы, наблюдаемые в центре H_α , расположены значительно выше ($h \approx 5000 \text{ км}$). Принимая среднюю плотность хромосферы $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [24], линейный размер активной области $l \approx 10^{10} \text{ см}$ (что заведомо завышено), глубину слоя хромосферы $h \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}$, определим число атомов в активной области:

$$N_a = 5 \cdot 10^8 \cdot 10^{20} \cdot 10^{11} = 5 \cdot 10^{39} \text{ атомов.}$$

Число атомов во всей хромосфере относительно того же уровня равно:

$$N_{xp} = 4\pi r^2 dr n = 10 \cdot 7^2 \cdot 10^{20} \cdot 5 \cdot 10^8 \cdot 10^{11} \approx 2,5 \cdot 10^{42} \text{ атомов.}$$

Из сравнения всех этих величин видно, что число атомов, умноженное на выбросами, значительно превышает число частиц, заключенное во всей активной области, и, вероятно, для некоторых вспышек по порядку величины сравнимо с числом атомов во всей хромосфере. Поэтому трудно представить, чтобы вещество, необходимое для образования наблюдаемых выбросов, бралось из хромосферы, расположенной выше 1000 км над фотосферой. Также кажется маловероятной возможность образования выбросов путем уплотнения коронального вещества магнитным полем, как это считают Риппенхойер и Бруцек [11, 12]. Действительно, принимая модель короны, данную в [24], получаем приблизительно число частиц во всей короне: $N_k \approx 3 \cdot 10^{41}$ атомов. Таким образом, для образования наблюдаемых выбросов в некоторых случаях недостаточно вещества даже всей короны. По-видимому, и корональные конденсации не могут обеспечить образование выбросов, так как их объем на несколько порядков меньше объема всей короны, а плотность их в среднем не больше, чем 10^9 см^{-3} .

Из приведенных выше расчетов, а также из того, что во время вспышек увеличивается как размер самой области, из которой наблюдается подъем вещества, так и скорость подъема, кажется разумным предположить, что выбросы образуются из вещества, поднимающегося из самых низких слоев хромосферы (ниже 1000 км) или даже из фотосферы. Для обеспечения числа частиц, наблюдаемых в выбросах, достаточно, чтобы из нижележащих слоев (с плотностью 10^{16} или 10^{17} см^{-3}) поднялось вещество из объема с линейным размером $l \approx 5 \cdot 10^8 \div 10^9 \text{ см}$.

Далее следует указать на трудность объяснения повышенной плотности во вспышках за счет уплотнения хромосферного вещества. Если принять, согласно спектроскопическим данным, плотность вещества во вспышке

равной 10^{13} — 10^{14} см⁻³, площадь ее равной $4 \cdot 10^{19}$ см² (что соответствует очень мощным вспышкам балла 3+) и протяженность по высотам $5 \cdot 10^8$ см, то полное число атомов во вспышке равно:

$$N_{\text{всп}} = 4 \cdot 10^{19} \cdot 5 \cdot 10^{13} \cdot 5 \cdot 10^8 = 10^{42} \text{ атомов,}$$

т. е. это число оказывается фактически того же порядка, что и число атомов, заключенное во всей хромосфере. Поэтому при объяснении явления вспышек необходимо учитывать полное число атомов как в самих вспышках, так и выносимое в виде выбросов. Здесь интересно отметить тот факт, что в среднем кинетическая энергия вещества, заключенного в выбросах во время больших вспышек, равна $2 \cdot 10^{31}$ эрг. Согласно [21, 25] за время существования больших вспышек энергия магнитного поля уменьшается на 10^{32} эрг. Сравнение этих величин показывает, что меньшая доля полной энергии вспышки уносится веществом сравнительно малых энергий, что находится в согласии с выводами [26]. Энергия же, выделенная вспышкой в виде излучения, существенно меньше — порядка 10^{28} эрг [27]. Это заставляет нас еще раз отметить, что излучение вспышек в видимой области спектра является результатом второстепенных процессов, как указывалось уже в [26, 28, 29].

На основании всего сказанного сделаны следующие выводы:

1. Во время вспышек в линии H_α наблюдаются абсорбционные выбросы, которые идут из пятен (активизация пятен).
2. Не все пятна данной группы активизируются во время вспышки.
3. Не существует отчетливой связи между положением узлов вспышки и положением активных пятен в группе для больших вспышек. Малые же вспышки, как правило, расположены вблизи активных пятен.
4. До максимума развития вспышки яркость ее в синем крыле больше, чем в красном, а после максимума — наоборот.
5. Между увеличением массы поднимающегося вещества в фотосфере из полутени и тени пятен, смещением пятен и увеличением числа выбросов в хромосфере над пятнами во время вспышек имеется тесная связь.

6. Число атомов, заключенное в большой вспышке и выбросах, значительно больше, чем в хромосфере активной области (с 1000 км) и в короне. На основании этого заключается, что во время вспышки должен быть подъем вещества в активной области из нижней хромосферы или фотосферы.

В заключение выражаем глубокую благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за интерес, проявленный к работе, и обсуждение затронутых здесь вопросов.

Август 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. A. Ellison. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 109, 3, 1949.
2. K. Loden. Ark. Astr., 2, 153, 1958.
3. R. R. Mc Math, O. C. Mohler. Observatory, 68, 110, 1948.
4. A. Bruzek. Z. Astrophys., 28, 277, 1951.
5. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, J. W. Chamberlain. Astrophys. J., 107, 66, 1953.

6. J. D. Wagwick. *Astrophys. J.*, 125, 811, 1957.
7. Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 18, 151, 1958.
8. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 17, 129, 1957.
9. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 22, 12, 1960.
10. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 24, 235, 1960.
11. К. О. Кієренхенер. *Z. Astrophys.*, 48, 290, 1959.
12. А. Вгузек. *Z. Astrophys.*, 54, 225, 1962.
13. А. Б. Гильварг, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 6, 45, 1951.
14. Н. С. Никулин, А. Б. Северный и В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 19, 3, 1958.
15. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь. *Наст. том*, стр. 185.
16. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 19, 46, 1958.
17. В. Швестка, М. Копецкий, М. Блага. *Бюлл. Астрон. ин-тов Чехословакии*, 13, № 2, 37, 1962.
18. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 25, 154, 1961.
19. В. Бумба. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 23, 253, 1960.
20. Г. Я. Васильева. *Солнечные данные*, 12, 64, 1961.
21. С. И. Гопасюк. *Астрон. ж.*, 38, вып. 2, 209, 1961.
22. U. Wesker. *Naturwiss.*, 21, 554, 1957.
23. U. Wesker. *Z. Astrophys.*, 48, 189, 1959.
24. Солнце, под ред. Койпера. ИЛ, 1957.
25. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, А. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 29, 15, 1963.
26. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 27, 110, 1962.
27. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 9, 3, 1952.
28. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 27, 120, 1962.
29. Э. Е. Дубов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 29, 86, 1963.

РАСПОЛОЖЕНИЕ СИЛЬНЫХ ВСПЫШЕК В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ГРУПП ПЯТЕН

А. Б. Северный

Рассмотрено положение 15 очень больших, с эффектом космических лучей, вспышек в фазе их максимального развития относительно магнитных полей. Все доступные данные о магнитных полях — как обычные определения абсолютного поля по спектру, так и карты изогаусс, полученные в восьми случаях с Крымским магнитографом, — были использованы для этой цели. Положение большинства вспышек определялось по H_α -фильмам, полученным в Крыму. Для каждой вспышки было выполнено лабораторное моделирование поперечного поля $H_\perp$ методом, описанным в [1], и построены асимптоты — линии, проходящие через нейтральную точку и одноименные полюса (см. фиг. 1, а также фиг. 5, 6, 8—13).

Волокна вспышек ориентируются в магнитном поле так, чтобы расположиться вдоль этих асимптот, или же вдоль нейтральной линии продольного поля, или параллельно этим линиям. Это свойство выражено больше там, где больше градиент поля поперек указанных линий. Волокна вспышек заметно уклоняются от нейтральных линий в области слабых полей.

Приведенные данные показывают, что волокна вспышек всегда проходят через нейтральную точку поперечного поля модели.

Нейтральные точки могут возникать в ядрах пятен (даже над самым ядром, см. фиг. 1 и 3, а), а также и в области сильного поперечного поля (фиг. 3, е).

Для восьми больших вспышек, наблюдаемых в Крыму, не найдено разделения одного волокна на два параллельных, о чем сообщалось в [10].

THE LOCATION OF GREAT FLARES IN MAGNETIC FIELDS OF SPOT GROUPS, by A. B. Severny. — The positions of 15 great flares, associated with cosmic rays and at the phase of their maximal development, are considered relative to magnetic fields. All the available data on the magnetic fields (current determinations of the absolute fields strength from sunspot spectra and also isogauss maps obtained in 8 cases by means of the Crimean magnetograph) are used for this purpose. The positions of the majority of the flares are determined using H_α films taken at the Crimean Astrophysical Observatory. A laboratory model of the transversal field $H_\perp$ for each case is constructed by the method described in [1]. Asymptotes, i. e. lines joining poles of the same sense and containing the neutral point, are constructed (figs. 1, 5, 6, 8—13).

The filaments of flares tend to be located along these asymptotes or along (or parallel to) the neutral line of the longitudinal field. This property is clearly defined in those parts of the neutral line where the field gradient across the line is higher. The filaments deviate considerably from these neutral lines in regions of weak fields.

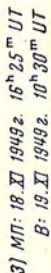
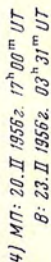
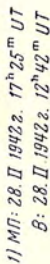
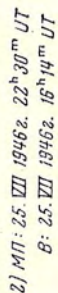
The considered data show that the flare filaments always pass through the neutral point of the transversal field of the constructed model. Neutral points can appear inside umbrae (even immediately above umbrae, figs. 1 and 3a) as well as above the region of strong transversal field (fig. 3e).

The separation of a flare filament into two parallel filaments (communicated in [10]) was not observed in the 8 case of great flares observed at the Crimean Observatory.

В [1], из сравнения конфигураций пятен в группах и их магнитных полей до и после больших вспышек найдены серьезные изменения в расположении пятен и градиентах поля. Сейчас нами рассматривается расположение тех же больших вспышек, что и в [1], и некоторых других очень больших вспышек относительно магнитных полей пятен и группы в целом (когда имеется запись поля на магнитографе). В отличие от наших ранних работ [2], где рассматривалось положение вспышки в самом начале ее возникновения, здесь рассматривается стадия наибольшего развития вспышек, когда образовались яркие, длинные волокна, простирающиеся на большие расстояния. Данные о 15 вспышках и магнитных полях собраны в таблице *. В наиболее благоприятных восьми случаях для определения положения вспышки мы использовали H_{α} -кинофильмы вспышек, полученные на внезатменном коронографе КГ-1 с узкополосным ($0,5 \text{ \AA}$) H_{α} -фильтром; такие случаи отмечены буквой *C* рядом с баллом вспышки. В двух менее благоприятных случаях были использованы опубликованные фотографии или эскизы вспышек (отмечены в таблице буквами: *M* — Медон [14], *MW* — Маунт Вилсон [9]). В остальных пяти случаях мы воспроизвели схематическое расположение ярких волокон, приведенное в [10] (отмечено буквой *E*). Что касается абсолютных значений полей, то в большинстве случаев — это данные каталога магнитных полей [15], за исключением первых четырех вспышек, где использованы данные обсерватории Маунт Вилсон, приведенные в [10]. Для восьми вспышек наряду с абсолютными значениями поля отдельных пятен имелись карты изогаусс продольной составляющей магнитного поля, полученные на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории (значительная часть этих карт приводилась в [1], но положение вспышек и пятен там не было отмечено). Эскизы групп пятен, в тех случаях когда это оказалось возможным, делались при помощи фотогелиограммы, или же воспроизводилась копия эскиза, сделанного при помощи гида Башенного солнечного телескопа (БСТ) (диаметр изображения Солнца 70 см). В остальных случаях использовались эскизы, приведенные в других, цитированных выше работах.

На фиг. 1 показано расположение вспышек внутри групп для моментов наибольшего развития (отмечены в каждом случае рядом с буквой *B*). Вспышки 1, 3, 4 и 15 воспроизводятся схематически в виде отдельных волокон (заштрихованные ленты); в этом случае указан момент начала вспышки. Положение и форма пятен и вспышек исправлены за эффект проекции в тех случаях, когда это необходимо (вспышки 3 и 4). В каждом случае были рассмотрены пятна и их магнитные поля, ближайшие к вспышке; момент определения полей указан рядом с буквами *МП*. Затем было проведено моделирование поперечных полей каждой группы на фиг. 1 методом, описанным в [1] (подчеркнуты те поля пятен, которые использовались для модели). Примеры моделей на фиг. 2 показывают расположение силовых линий в модели, соответствующей рассматриваемой группе. Мы видим, что через одноименные полюса и соответствующую им нейтральную точку (н. т.) проходит линия (пунктир на фиг. 2), которая

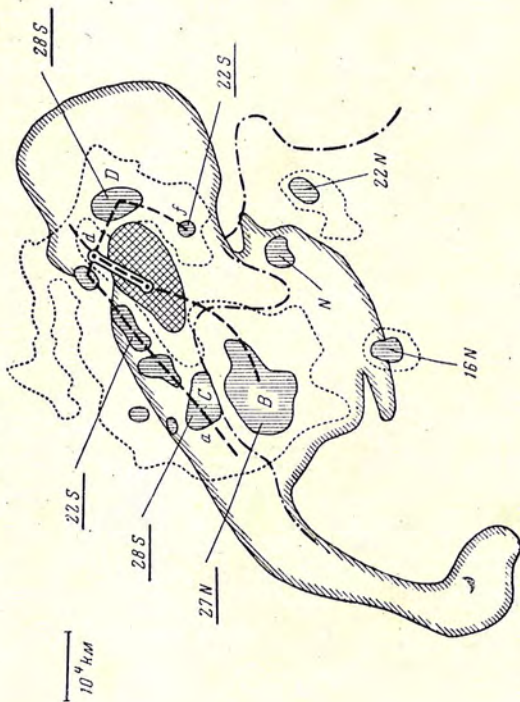
* Все вспышки сопровождалась космическими лучами (см. [1]).



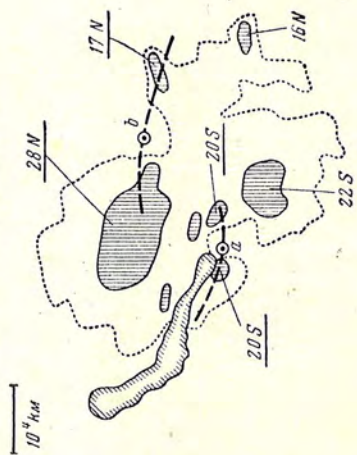
Фиг. 1. Расположение вспышек в группах пятен

Ядра пятен — отмечены вертикальной штриховкой; пунктиром вычерчена граница получения. Области всплеск отмечены штриховкой по внутреннему краю всплески. Штриховые линии — асимптомы поля $H_{\perp}$ модели; точка — нейтральная точка. Штрих-пунктирная линия — линия нулевого продольного поля $H_{\parallel}$ (продолжение на стр. 164, 165)

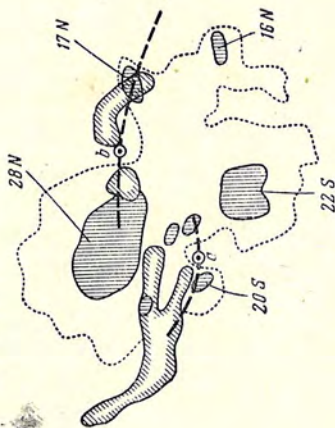
11) МП: 16. VII 1959г. 07^h 00^m UT
 В: 16. VII 1959г. 21^h 41^m UT



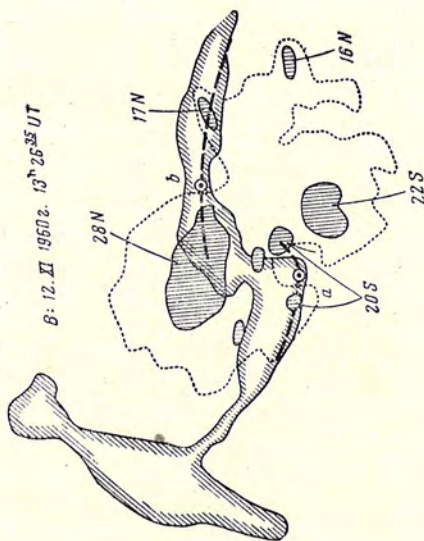
14) МП: 12. XI 1960г. 07^h 00^m UT
 В: 12. XI 1960г. 13^h 14^m UT



В: 12. XI 1960г. 13^h 19^m UT

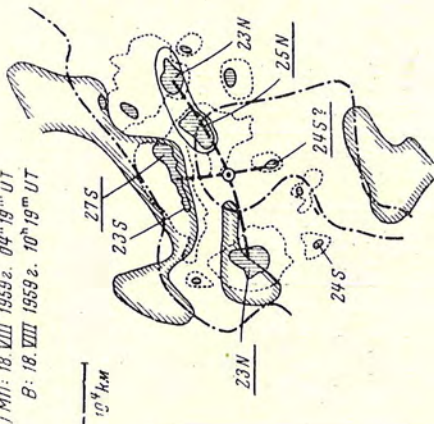


В: 12. XI 1960г. 13^h 26^m UT

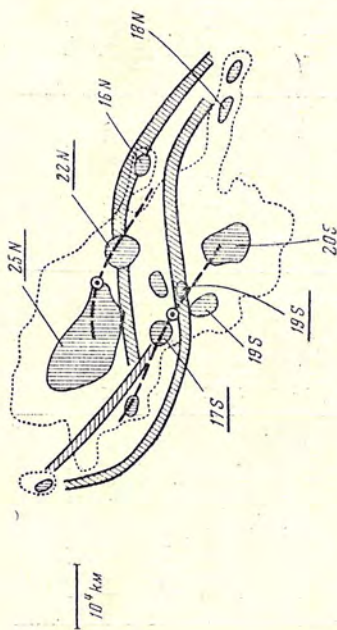


Фиг. 4 (продолжение)

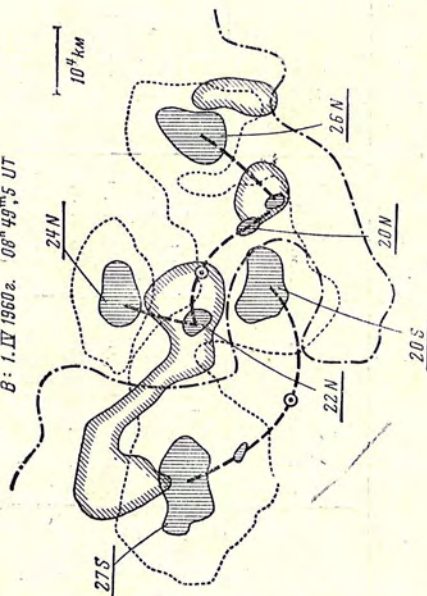
12) МП: 18.VIII 1959г. 04^h19^m UT
 В: 18.VIII 1959г. 10^h19^m UT



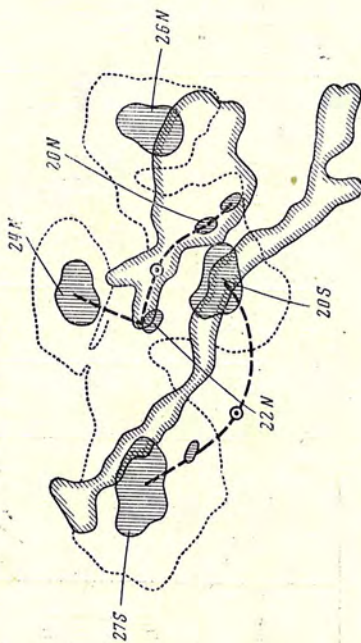
15) МП: 14.XI 1960г. 08^h04^m UT
 В: 15.XI 1960г. 02^h07^m UT



13) МП: 1.IV 1960г. 04^h00^m UT
 В: 1.IV 1960г. 06^h49^m5 UT

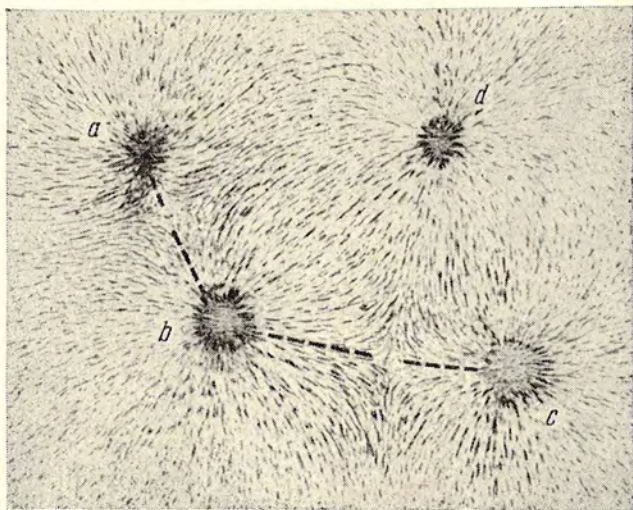
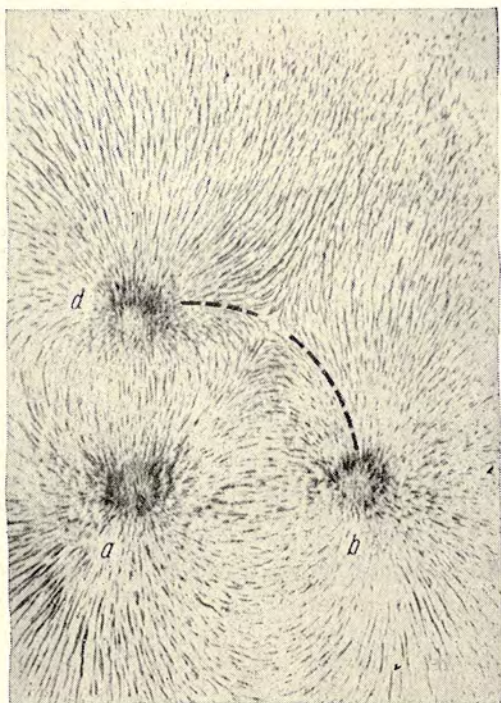


В: 1.IV 1960г. 09^h15^m UT



Фиг. 1 (окончание)

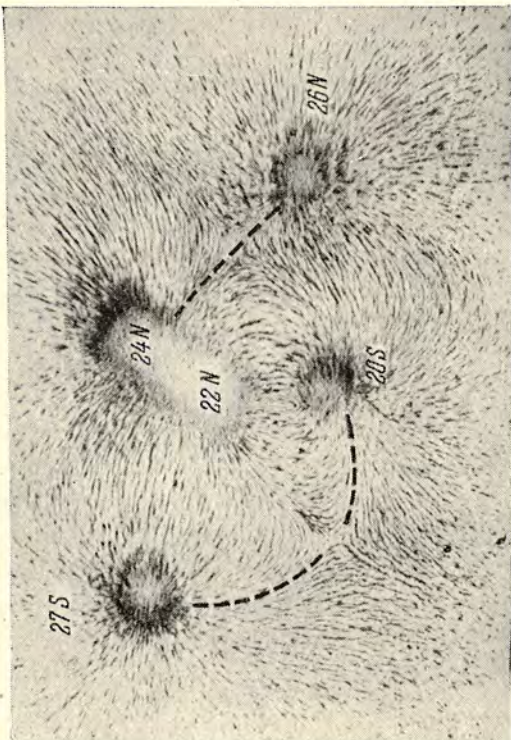
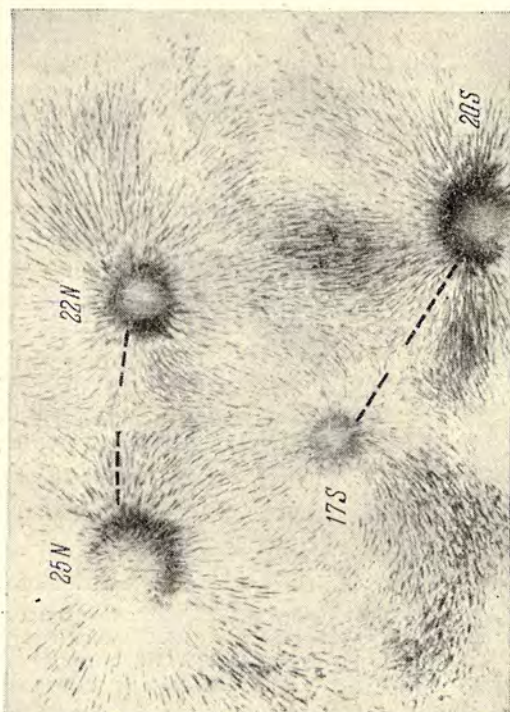
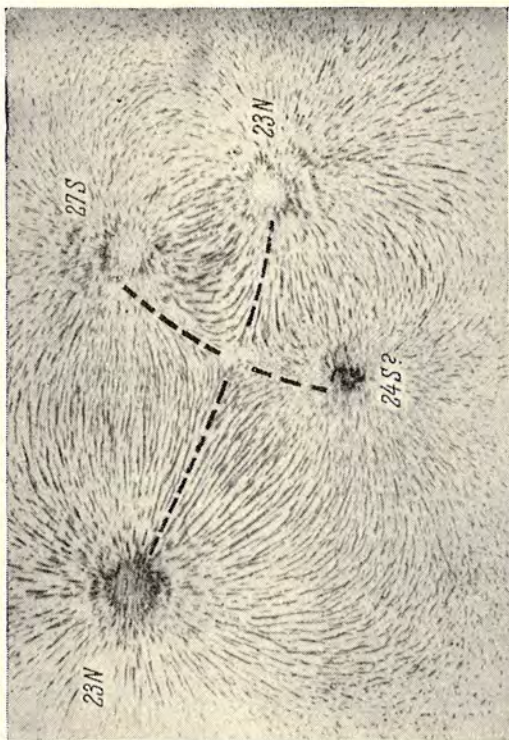
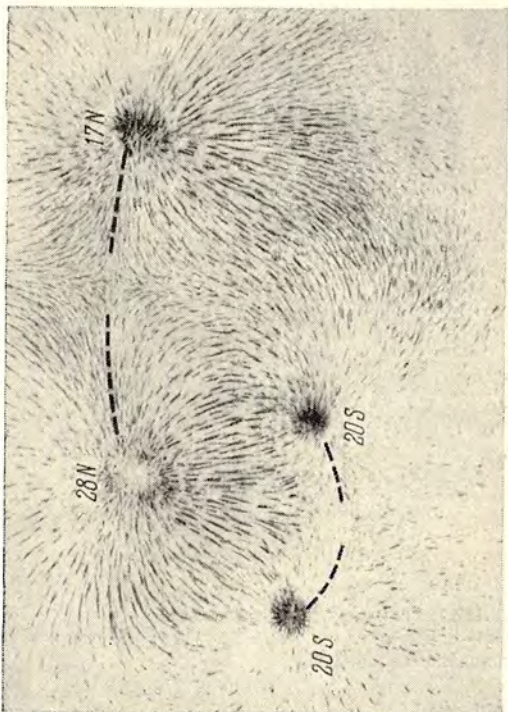
№	Дата	Балл	Вышка, UT	Координаты	Момент положения вспышки	Источник	Данные о картах поля			Момент определения поля	Расположение
							Начало записи, UT	Калиб- ровка, зс	λ		
1	28.II 1942 г.	3+E	$\begin{matrix} h & m & h & m \\ 12 & 42-17 & 32 & \end{matrix}$	$N07^{\circ}E\ 04^{\circ}$	—	[40]	—	—	$17^{b25m} MW$	?	
2	25.VII 1946 г.	3+M	16 10—20 30	$N22\ E\ 15$	16^{b14m}	[40]	—	—	22 30 MW	$H_{\parallel}=0$	
3	19.XI 1949 г.	3+E	10 30—12 09	$S02\ W70$	—	[40]	—	—	18 IX, $16^{b25m} MW$	$aH_{\perp}$	
4	23.II 1956 г.	3E	03 31—04 14	$N20\ W67$	—	[40]	—	—	20 II, 17 00 MW	$aH_{\perp}$	
5	3.VII 1957 г.	3+C	7 12—11 45	$N \begin{Bmatrix} 10W \\ 14 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 42 \\ 40 \end{Bmatrix}$	8 00	[3—5]	8^{b45m}	5,3	5250	$H_{\parallel}=0$	
6	28.VIII	3C	8 10—14 04	$S31\ E\ 33$	8 10—9 40	[3]	8 41	2,3	5250	$H_{\parallel}=0$	
7	16.VIII 1958 г.	3+C	4 33—8 31	$S14\ W50$	4 37—5 15	—	—	—	15.VIII 6 43 C	$aH_{\perp}$	
8	22.VIII	3C	14 17—17 17D	$N18\ W10$	14 56	[6]	15 00	40	4886	$H_{\parallel}=0$	
9	10.VII 1959 г.	3+C	02 06E—10 00D	$N22\ E\ 64$	7 00	—	13 35	42	H_{β}	$H_{\parallel}=0$	
10	14.VII	3+C	03 25E—9 01	$N17\ E\ 06$	3 42—7 40	[7, 8]	7 40	13,6	4886	$aH_{\perp}$	
11	16.VII	3+MW	21 14—24 30	$N16\ W31$	21 41	[9—11]	15 00	26,3	4886	$aH_{\perp}, H_{\parallel}=0$	
12	18.VIII	3C	10 14—13 50	$N12\ W33$	11 00	[1]	7 45	18,0	4886	$H_{\parallel}=0, aH_{\perp}$	
13	1.IV 1960 г.	3C	08 40—13 20	$N12\ W11$	8 50—9 20	[1, 12]	10 15	39	4886	$H_{\parallel}=0, aH_{\perp}$	
14	12.XI	3+E	13 15—19 22	$N26\ W05$	13 14—13 26	[13]	—	—	7 00 C	$aH_{\perp}$	
15	15.XI	3E	02 07—04 27	$N26\ W35$	—	[10]	—	—	8 04 C	$aH_{\perp}, H_{\parallel}=0$	



a

Фиг. 2. Модели поля

a — для вспышек: 1 28.II 1942 г. (вверху) и 4 23.II 1956 г. (внизу); *b* — для вспышек 14 12.XI 1960 г. (вверху) и 15 14.XI 1960 г. (внизу); *c* — для вспышек 12 18.VIII 1954 г. (вверху) и 13 1.IV 1960 г. (внизу) (окончание на стр. 168)



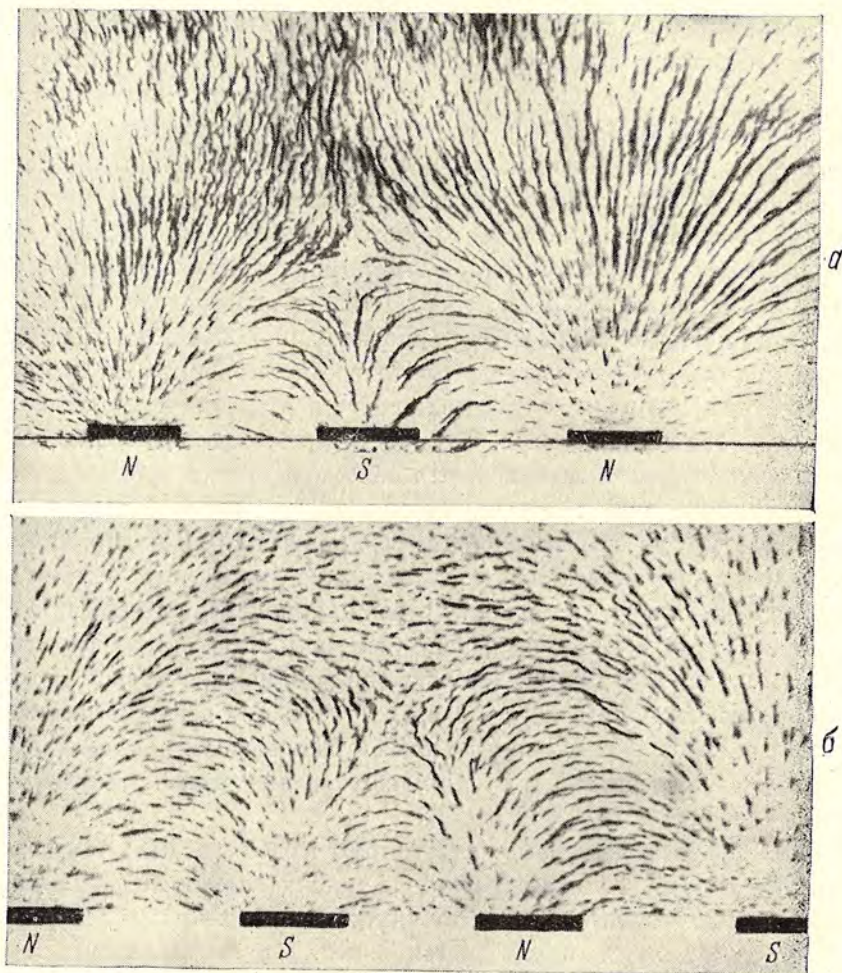
Фиг. 2 (окончание)

является своего рода асимптотой для силовых линий поперечного поля (другая асимптота проходит через н. т. перпендикулярно к первой асимптоте). Нулевые точки поля и эти асимптоты перенесены на фиг. 1 в соответствующем масштабе (пунктирные линии; нейтральные точки — точки в кружке). Рассмотрение фиг. 1 показывает, что основная масса вспышки — ее основное волокно — ориентируется в д о л ь л и н и й, соединяющих пятна одинаковой полярности, или вдоль гряды «холмов» одинаковой полярности, т. е. вдоль асимптоты или параллельно ей (вспышки 1, 2, 3, 4, 14, 15). Иногда волокна находятся в п р о м е ж у т к е между двумя цепочками S -и N -полюсов (характерные вспышки — 1, 2, 13, 15). У вспышки 11 это свойство выражено хуже, но длинное волокно, отходящее на восток, также лежит на продолжении линии, соединяющей четыре полюса одной S -полярности. Исключением из этого правила является вспышка 12, 18.VIII 1959 г., где реализовалась очень редкая конфигурация поля: вместо цепочек одинаковой полярности, когда направления SS и NN параллельны (точнее полярности S и N противостоят одна другой) здесь наблюдается с к р е щ е н и е полей почти под прямым углом (см. фиг. 2, в), т. е. четырехполюсник $NSNS$. Однако и здесь можно представить себе, что облака вспышки располагаются на направлениях SS и NN , проходящих через н. т. (в особенности — вдоль направления $23N - 25N$). Мы видим, что во всех случаях, кроме последнего, волокна, располагаясь вдоль линий, соединяющих полюса одной полярности (асимптоты), проходят через н. т. поперечного поля ($H_{\perp} = 0$), или как бы берут в ней свое начало (как, например, в случае вспышек 13, 14). В случае вспышки 11 имелась, по-видимому, не точка, а некоторая нейтральная область $H_{\perp} = 0$ возле точки d . Следует отметить, что если в начале вспышки 14 волокно как бы одним своим концом упиралось в н. т. a , то впоследствии мы видим образование вспышки также возле н. т. b .

Таким образом, во-первых, результаты моделирования полей, представленные на фиг. 1, не противоречат представлению о возникновении сильных вспышек в нейтральных точках, так как волокна вспышек всегда проходят через н. т. или упираются в нее. Мы видим, что н. т. могут появляться как угодно б л и з к о к ядру пятна и даже находятся в н у т р и ядра, если оно вытянутое (примеры — вспышки 1, 2, 14, 15).

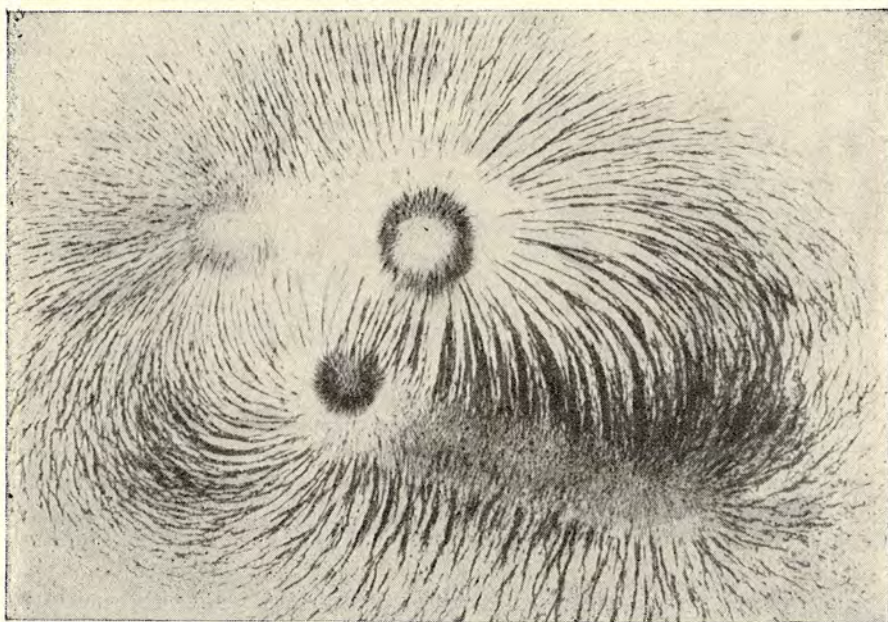
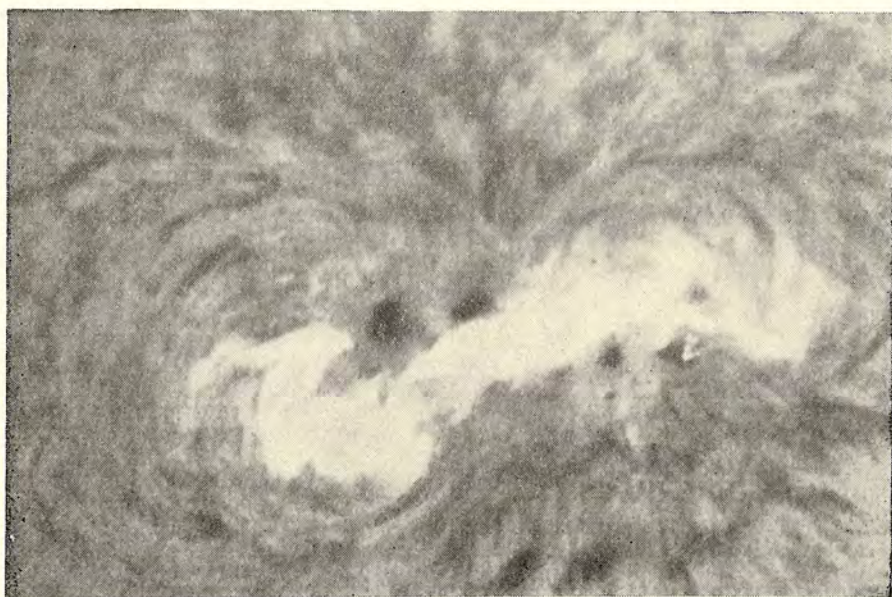
Это кстати показывает ошибочность утверждения [10] о том, что появление вспышек над тенью пятен исключает возможность образования вспышек в нейтральных точках. Действительно, плазме вспышки при ее появлении у края ядра и распространении вдоль поля, т. е. вдоль асимптоты, не требуется проходить большое расстояние, чтобы достигнуть середины ядра. Более того, пример — модель поля над полюсом S на фиг. 3, а — показывает, что н. т. может возникать (для наблюдателя, смотрящего сверху на полюс — пятно) не только у края полутени, но и н а д с а м ы м я д р о м п я т н а. Другой пример конфигурации поля на фиг. 3, б показывает, что н. т. может появляться не только над полюсом сильного п р о д о л ь н о г о поля — пятном, но и над областью с и л ь-

ного поперечного поля. Это говорит о том что, появление некоторых вспышек в области сильного поперечного поля в фотосфере (в нижних слоях) еще не свидетельствует против объяснения появления вспышек в н. т. (см. соображения, изложенные в [16]).



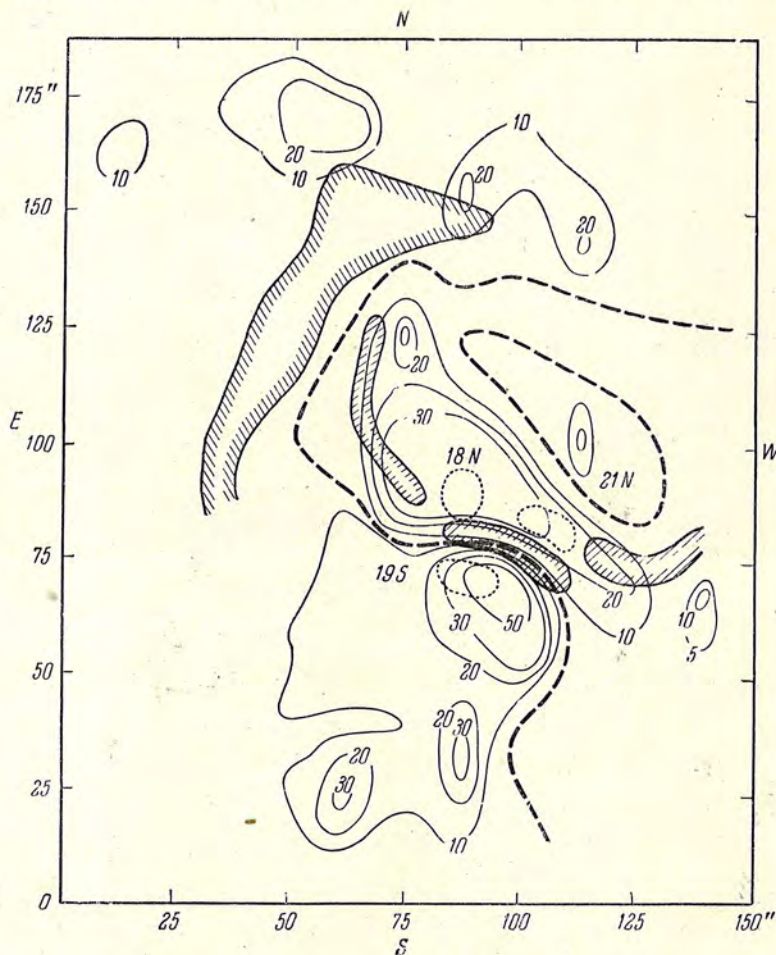
Фиг. 3. Модели, показывающие возможность появления нейтральной точки над пятном (а) и над областью сильного поперечного поля (б)

Во-вторых, приведенное сопоставление показывает, что расположение вспышек имеет прямое отношение к поведению поперечного поля внутри групп. В пользу этого свидетельствует, например, сравнение расположения силовых линий модели для вспышки 25.VII 1946 г. с тонкой хромосферной структурой группы пятен, в которой возникла эта вспышка, показанное на фиг. 4. Видимая на фиг. 4 так называемая вихревая структура — закручивание волокон вдоль фигуры вроде восьмерки — неплохо воспроизводится моделью взаимодействия двух полюсов одной полярности и двух замкнутых перекладиной (для имитации длинной гряды холмов) полюсов другой полярности.



Фиг. 4. Тонкая («вихревая») структура хромосферы в группе, где возникла вспышка 25. VII 1946 г. в $16^{\text{h}} 24^{\text{m}}$ UT, по фотографии Медонской обсерватории [14] (вверху) и модель этой группы, показывающая расположение силовых линий, сходное с тонкой структурой (внизу)

Рассмотрим теперь расположение вспышек на картах рельефа продольного поля, полученных с магнитографом (ср. [2]). В таблице приведены данные о картах поля для ряда очень больших вспышек: время начала записи (если были записи до и после вспышки, то бралась ближайшая



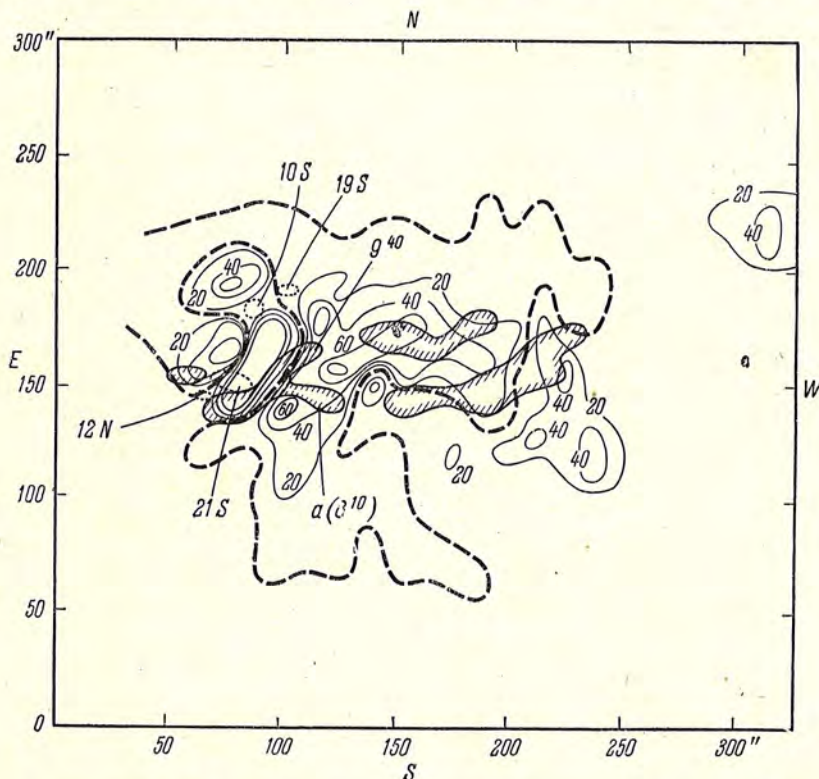
Фиг. 5. Вспышка 5 3.VII 1957 г. (области, заштрихованные по внутреннему краю) на карте продольного магнитного поля. Штриховая линия — нулевая линия продольного поля $H_{\parallel} = 0$; области, ограниченные пунктиром, — ядра пятен с обозначением их полярности и напряженности. См. таблицу на стр. 166

запись до вспышки, однако в большинстве случаев записи были после или во время вспышки), калибровка записи и длина волны линии, примененной для записи.

Первая очень характерная вспышка 5 (3. VII 1957 г.) показывает (фиг. 5), что основное яркое волокно располагалось вдоль нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$, разделяющей две полярности в области наибольшего градиента поля: одну — 18 N, 21 N и другую, образованную пятном 19 S. Это волокно растягивалось вдоль нейтральной линии, как показано в [17]. Два других узких волокна на E и W от него являются как бы его продол-

жением. Большое, более диффузное облако прилегало в начале вспышки к линии $H_{\parallel} = 0$ на востоке, но положение его заметно менялось (см. [17]).

Сложная и очень интересная запись поля $H_{\parallel}$ для вспышки 6 28. VIII 1957 г. приводится на фиг. 6. Она характерна очень глубокими прорывами — заливами S -полярности в область N -полярности (на востоке) и идущим навстречу ей заливом N -полярности (на западе). Вспышка возникла впервые в $8^h10^m UT$ на перешейке N -полярности в виде компактного

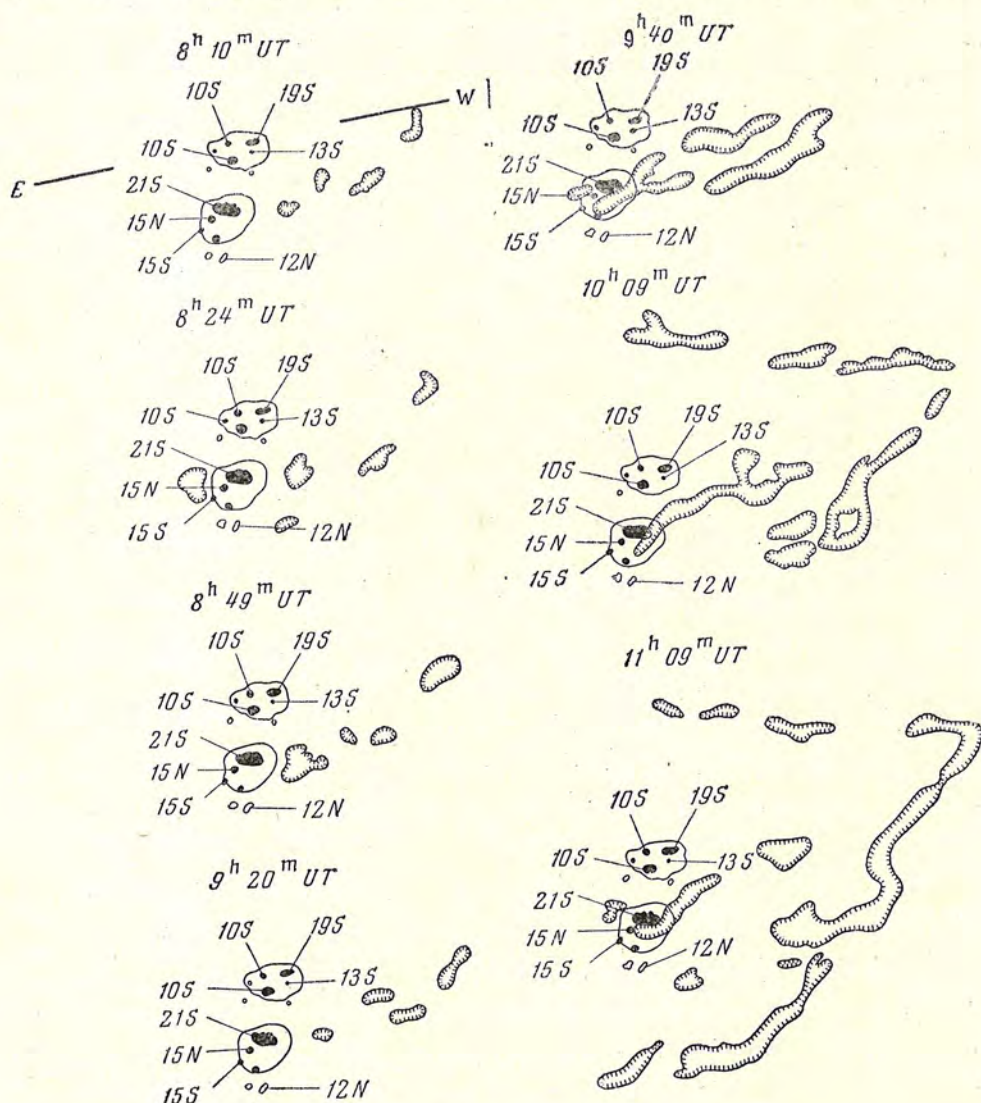


Фиг. 6. Вспышка 6 28.VIII 1957 г. на карте продольного магнитного поля
Обозначения те же, что и на фиг. 5. См. таблицу на стр. 166

облака. Затем в дальнейшем возникли облака и волокна на перешейке S -полярности в области пятен 21 S и 12 N , и к моменту 9^h40^m волокна и облака или тесно примыкали к нулевой линии $H_{\parallel} = 0$, или были параллельны ей, хотя узкая полоска светлого вещества вспышки пересекала также эти заливы.

На эскизах фиг. 7 показано развитие этой вспышки со временем по H_{α} -кинофильму, который и послужил для локализации вспышки на карте поля $H_{\parallel}$. Из фиг. 7 кстати видно, как в данном случае было бы трудно судить о расположении вспышки, не имея данных магнитографа: вспышка располагалась в течение большей части времени в не группы пятен. Если связать возникновение вспышки с н. т., то появление вспышки в данном случае можно рассматривать как типичный случай н. т. почти на д пятном 21 S : поле пятна 21 S замыкает на себя с одной стороны сило-

вые линии пятна 12 N и с другой — магнитного холма с изогaussой 60, к западу от 21 S, так что образуется н. т. типа, показанного на модели фиг. 3, а. Этот случай нередкий и всегда возникает, когда к пятну с обеих



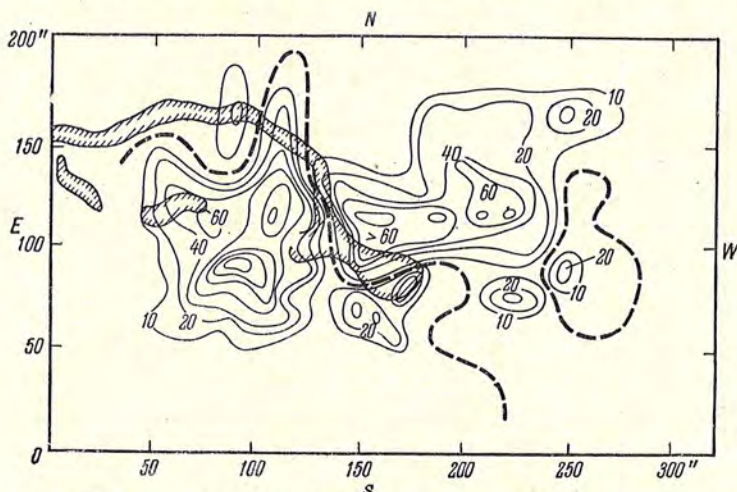
Фиг. 7. Развитие вспышки 6 28.VIII 1957 г. по данным H_{α} -кинофильма
Темные области — ядра пятен; сплошные линии — граница полутени; области, заштрихованные по внутреннему краю, — вспышка; наклонная прямая — суточная параллель

сторон близко примыкают области противоположной полярности (отмечен нами в [18]).

Карты поля для вспышки 8 22.VIII 1958 г. уже приводились и рассматривались подробно в [2]. Мы воспроизводим здесь с целью полноты картины карту, полученную во время вспышки, на которую нанесено положение вспышки в момент ее наибольшего развития в 14^h56^m (фиг. 8). Здесь, так же как и в предыдущих двух случаях, яркое волокно вспышки

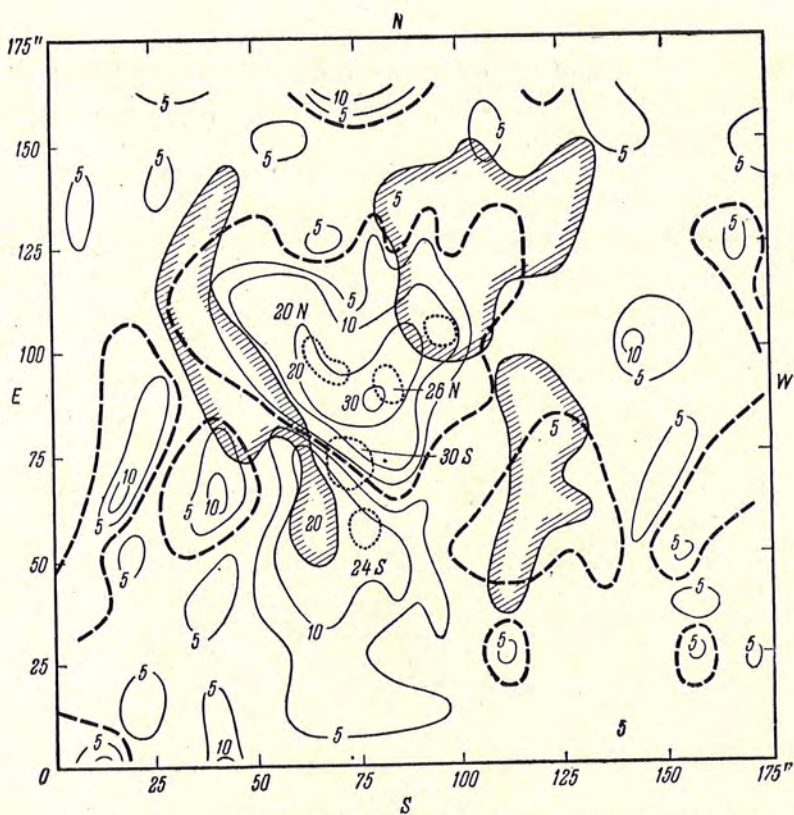
близко примыкает к нулевой линии поля $H_{\parallel}$ и наиболее яркая и протяженная часть располагается вблизи участка нейтральной линии с наибольшим градиентом поля.

Расположение очень сильных вспышек 9, 10, 11 с баллом 3^+ , возникших в одной и той же группе 10, 14 и 16 июля 1959 г. соответственно, показано на картах фиг. 9—11. Для вспышки 10 июля 1959 г. эскиз положения вспышки относится к моменту 5 час спустя после ее начала и поэтому здесь сравнение с полем не показательно, хотя и в этом случае

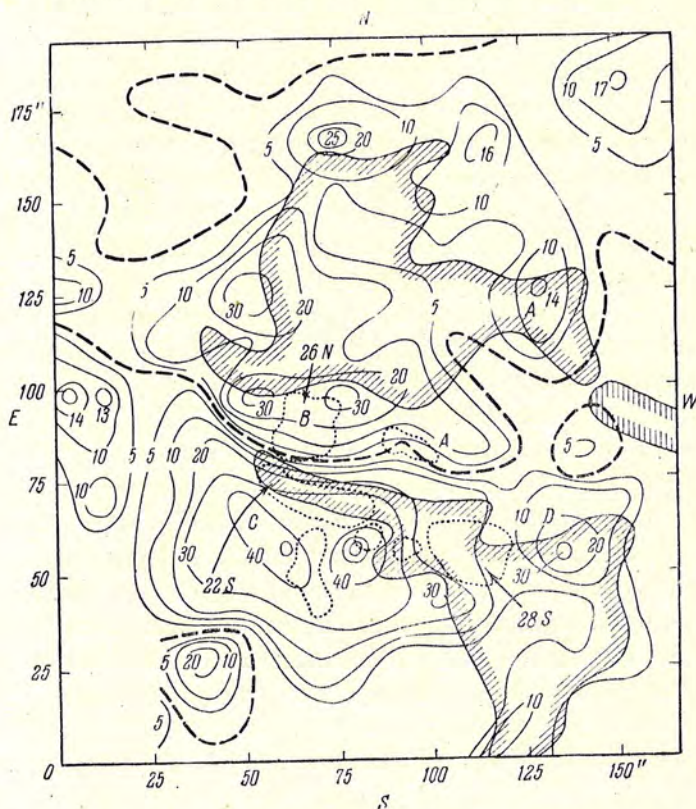


Фиг. 8. Вспышка 8 22.VIII 1958 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу на стр. 166

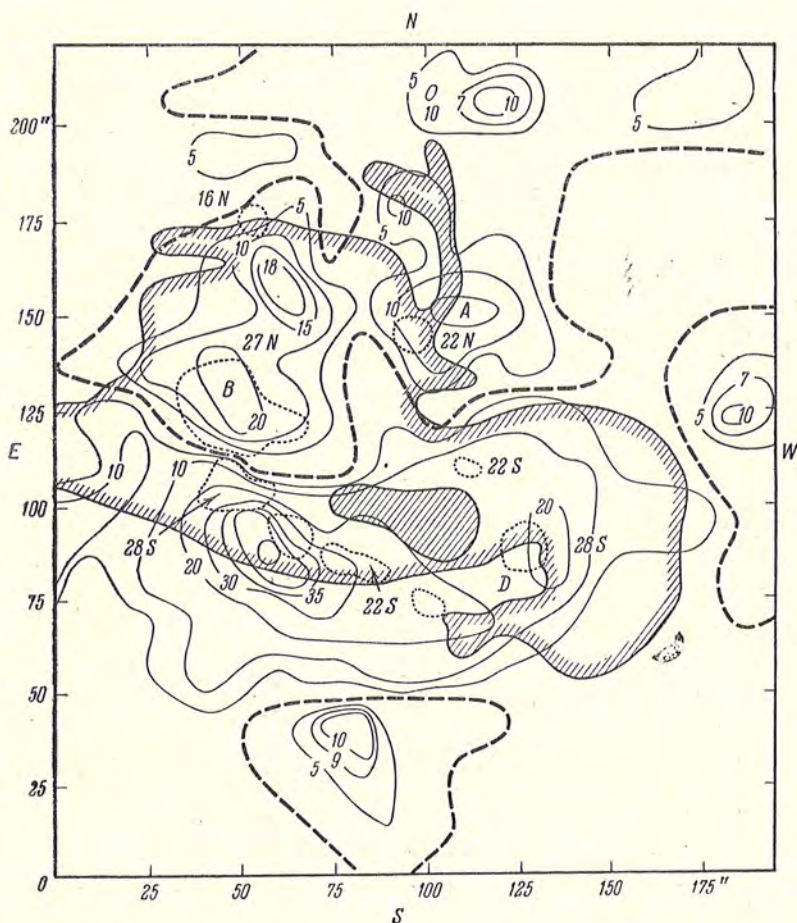
видно, что протяженные облака вспышек располагаются на нулевой линии $H_{\parallel} = 0$. Следует также иметь в виду, что здесь имеется сильное искажение из-за проекции. Положение облаков вспышки 14.VII 1959 г. относится к моменту вскоре (через 17^m) после ее начала (см. фиг. 10). В отличие от подавляющего большинства случаев эта вспышка имела вид протяженных облаков, а не волокна, и захватывала большой район вне нулевой линии (вторым подобным случаем является вспышка 18.VIII 1959 г., см. ниже). Несмотря на это оба облака примыкают с обеих сторон к нулевой линии, идущей от E и W посередине карты, и вытянуты в том же направлении. Положение этих облаков сохранялось практически стационарным с 3^h42^m до 7^h40^m UT. Для вспышки 16.VII 1959 г. мы использовали фотографию явления в 21^h41^m , воспроизведенную в [9]. При помощи пятен, которые видны на photographиях в H_{α} в [9], можно было уверенно отметить положение вспышки на карте поля фиг. 11. Здесь вспышка имеет вид сплошного облака и, так же как и вспышка 14.VII 1959 г., занимала большую область; однако это образование имело два мощных отростка на западе и на востоке, вытянутые также вдоль нулевой линии продольного поля. Наиболее яркая часть вспышки (заштрихована) находилась, как следует из фиг. 1, возле нулевой точки поля $H_{\perp}$ (между S -полюсами). Хотя последнее измерение поля 16 июля сделано за 6 час до вспышки, в [11] показано, что общий



Фиг. 9. Вспышка 9 10.VII 1959 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу на стр. 166



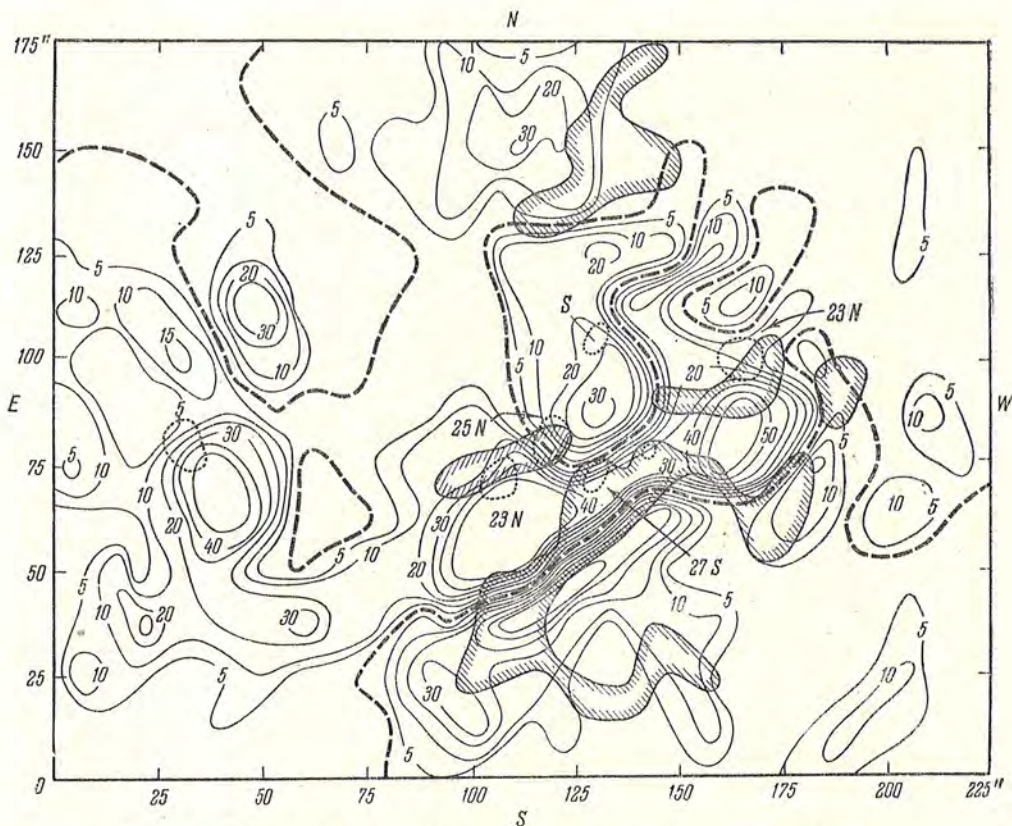
Фиг. 10. Вспышка 10 14.VII 1959 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу на стр. 166



Фиг. 11. Вспышка 11 16.VII 1959 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу на стр. 166

характер карт в течение 14—18 июля оставался практически неизменным, несмотря на значительные количественные изменения градиентов и напряженностей при их сравнении до и после вспышки. Поэтому сопоставление положения вспышки с полем вполне оправдано.

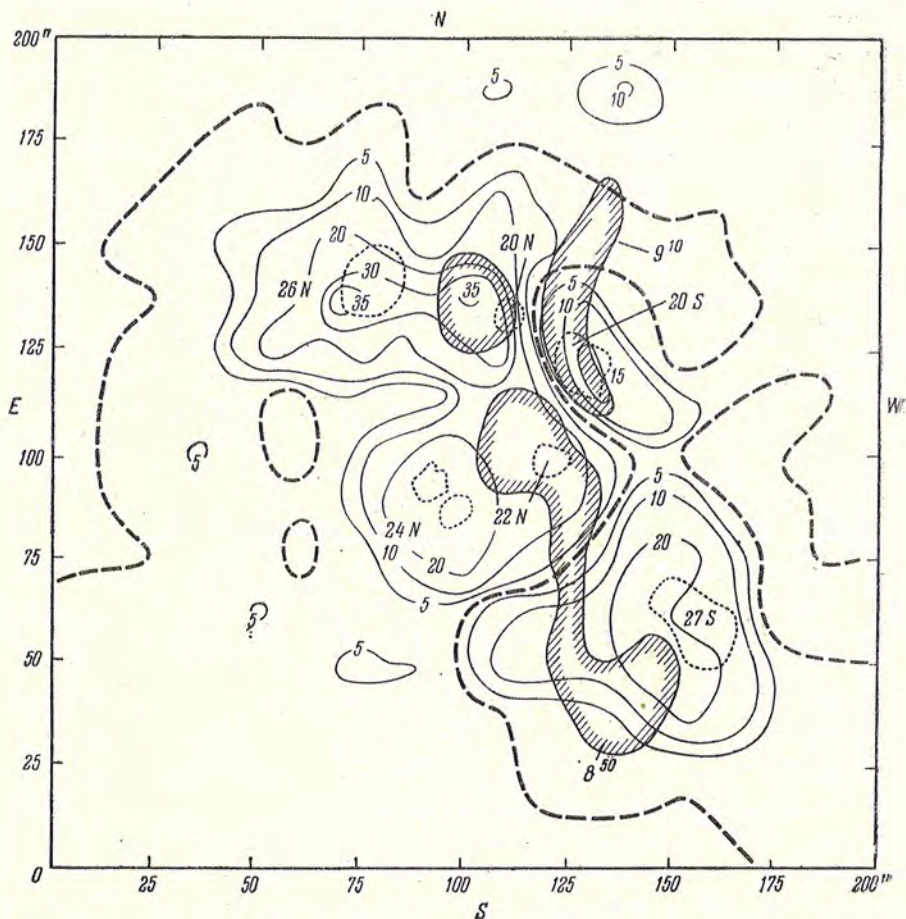
Хотя сопоставление с моделью поперечного поля на фиг. 1 для вспышки 12 18.VIII 1959 г. показывает несколько необычное расположение облаков (в северной и южной части группы), положение этой вспышки на карте продольного поля на фиг. 12 вновь иллюстрирует факт расположения основного волокна вспышки (проходящего через пятно 27 S) на нулевой линии продольного поля и его вытянутости вдоль изогauss поля. Характерно также то, что небольшое волокно на север от основного вытянуто вдоль линии 25 N — 23 N и в направлении нулевой линии. Наконец, северное облако вспышки также располагается на нулевой линии продольного поля, хотя, возможно, это облако возникло независимо и не одновременно с основным. Для этой вспышки,



Фиг. 12. Вспышка 12 18.VIII 1959 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу

как и для вспышки 28.VIII 1957 г., также характерно появление очень узкого перешейка одной полярности с очень крутым градиентом поля и, вероятно, появление н. т., представленной моделью на фиг. 2, в (классическая четырехполюсная н. т.).

Группа пятен, где появилась вспышка 1.IV 1960 г., была в ряде отношений аномальной; она изучена подробно в [1, 12]. H_{α} -фильм этой вспышки был снят на обсерватории дважды: на КГ-1 и на телескопе АФР-2 в Симеизе, что позволило очень обстоятельно изучить появление и развитие вспышки. Южное, мощное волокно вспышки, возникшее в $8^h50^m UT$, только частично совпадало с нулевой линией продольного поля и было параллельно асимптоте поля $H_{\perp}$, соединяющей полюса 23 S и 20 S модели (см., фиг. 1 и 2, в). Однако волокно вскоре сильно деформировалось и приблизилось к этой асимптоте. Как видно из карты изогauss поля $H_{\parallel}$ на фиг. 13, северное волокно в большей своей части прилегал к нулевой линии поля (возле пятна 20 S) и было вытянуто вдоль направления нейтральной линии, а южное пересекало эту линию. Кроме этих двух волокон, имелось возникшее впоследствии мощное облако возле полюсов 20 N и 26 N, которое сильно разгорелось к 9^h15^m . Это облако хорошо прилегает к асимптоте полюсов 20 N, 26 N и хорошо связано

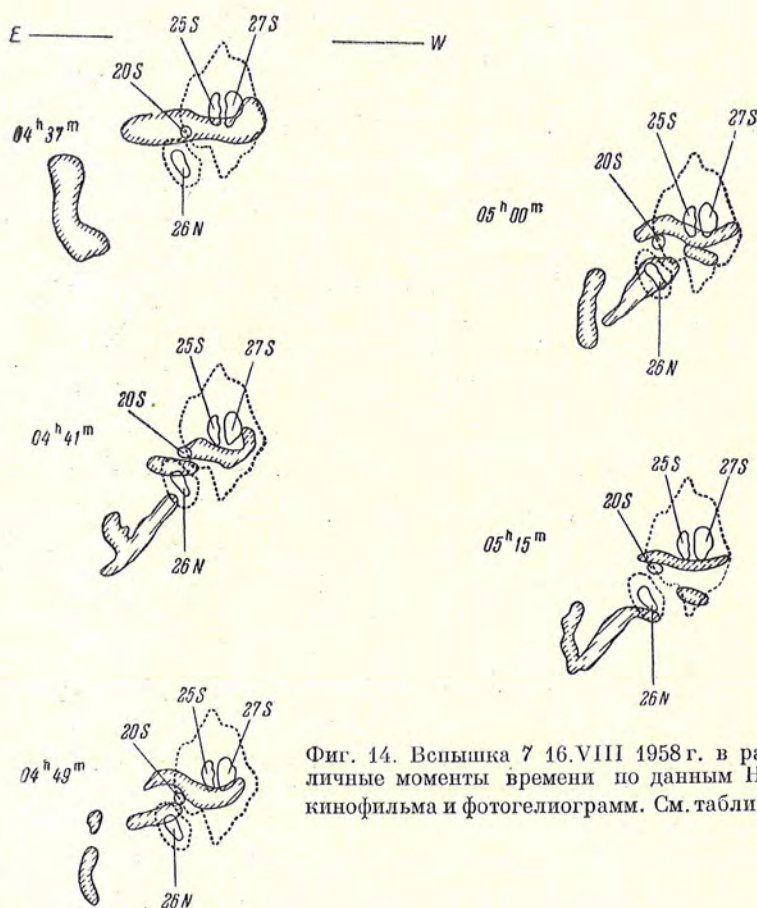


Фиг. 13. Вспышка 13 1.IV 1960 г. на карте продольного поля
Обозначения те же, что на фиг. 5. См. таблицу

с н. т. поперечного поля модели, как видно из фиг. 1, хотя и не связано с нейтральной линией карты $H_{\parallel}$ фиг. 13.

Для вспышки 7 16. VIII 1958 г., хотя мы и располагали H_{α} -фильмом, данные о магнитных полях оказались наиболее скудными. Здесь мы располагали спектрограммами зеемановской картины, полученными по рутинной программе Службы магнитных полей и определениями обсерватории Маунт Вилсон, вошедшими в каталог [15]. На фиг. 14 представлено развитие вспышки в различные моменты времени. Мы видим, что эта вспышка не представляла исключения: основное, яркое и компактное волокно вспышки возникло, по-видимому, на линии, разделяющей южную и северную полярности и лежало на асимптоте, идущей через полюса 20 S — 27 S. Это волокно оставалось практически стационарным в течение всего времени развития вспышки: оно лишь слегка изогнулось впоследствии. Второе светящееся волокно, на восток от группы, показывало, после его возникновения своеобразное взаимодействие с областью первого волокна. Судить о расположении этих волокон относительно нулевой линии продольного поля здесь невозможно из-за отсутствия карт.

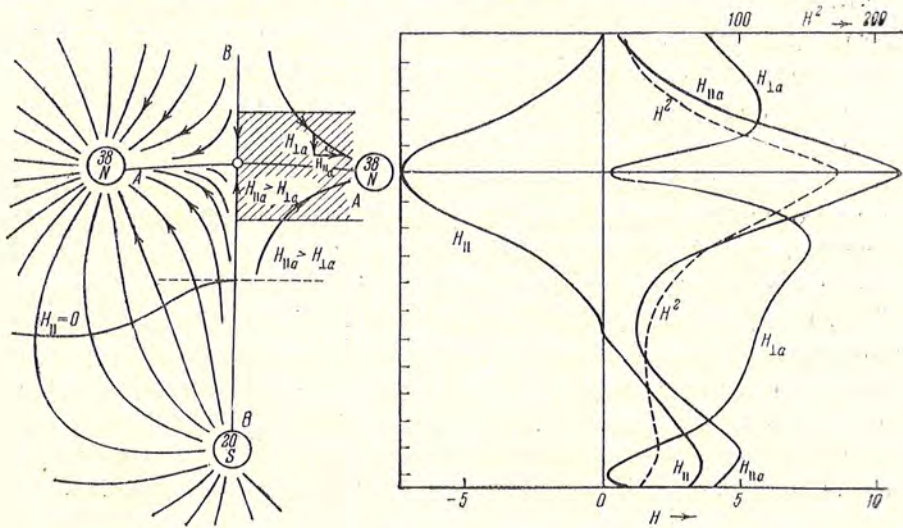
Таким образом, из рассмотренных карт изогаусс следует, что в пяти случаях из семи яркое волокно вспышки располагается большей своей частью на нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$ или на линии, близко к ней и ей параллельной (в частности, на асимптоте поперечного поля).



Фиг. 14. Вспышка 7 16.VIII 1958 г. в различные моменты времени по данным H_{α} -кинофильма и фотогелиограмм. См. таблицу

Отклонения от направления нейтральной линии наблюдаются для волокна вспышки 1.IV 1960 г. (волокно, соединяющее полюса 22 N и 27 S на фиг. 13), а также у вспышки 28.VIII 1957 г., где в направлении $E - W$ (см. фиг. 6) возникли яркие перемычки на узких перешейках — заливах обеих полярностей. В последнем случае наиболее вероятно прохождение нулевой линии поля в хромосфере над перешейками (см. модель на фиг. 3, а). Что касается светлого волокна, пересекающего линию $H_{\parallel} = 0$ в первом случае (фиг. 13), то следует иметь в виду, что через $\sim 20^m$ оно уже ориентировалось примерно параллельно нулевой линии поля. Следует также отметить, что эта способность ориентироваться вдоль нулевой линии поля выражена тем лучше, чем больше концентрация изогаусс вблизи участка нулевой линии, т. е. чем больше градиент поля. Это хорошо видно на всех картах, полученных с магнитографом. Отступления от нулевой линии и пересечения ее волокнами вспышек начинаются именно там, где

падает градиент поля $H_{\parallel}$ в направлении нормали к линии $H_{\parallel} = 0$ (изогауссы разреженные). Некоторое исключение из этого правила представляют вспышки 10.16.VII 1959 г., где вместо волокон возникали большие компактные облака; несмотря на это, внутренние (обращенные к нулевой линии), в случае вспышки 14.VII 1959 г., или внешние, в случае вспышки 16.VII 1959 г., края этих облаков все же довольно близко по форме соответствовали нулевой линии, а в случае вспышки 16.VII 1959 г. длинный отросток облака был вытянут точно в направлении нулевой линии (на вос-



Фиг. 15. Распределение поля $H_{\perp}$ ($H_{\parallel a}$ и $H_{\perp a}$) и $H_{\parallel}$ для трехполюсника
[Пунктирная линия — ход плотности энергии поля]

ток). Таким образом, не подлежит сомнению наличие способности волокон вспышки ориентироваться хотя бы частично вдоль нулевых линий продольного поля или линий, им параллельным (в частности, асимптот). Для обычных темных волокон аналогичная тенденция замечена в [19].

Если теперь сравнить этот результат с тенденцией волокон располагаться вдоль асимптот] (или параллельно им), соединяющих одноименные полюса в поперечном поле модели (см. фиг. 1), то, очевидно, эти асимптоты должны быть, в свою очередь, параллельны нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$. На фиг. 1, для иллюстрации этого в трех случаях проведена линия $H_{\parallel} = 0$ (штрих-точка), взятая с карт изогаусс. Параллельность обеих линий не требует более подробной демонстрации, так как отражает довольно очевидное положение вещей, что нулевая линия $H_{\parallel} = 0$ отделяет цепочки полюсов одной полярности от цепочки другой полярности.

Все это показывает несомненное наличие способности магнитного поля группы ориентировать волокна вспышки во вполне определенном направлении — именно вдоль асимптот поля $H_{\perp}$, соединяющих одноименные полюса, или же вдоль нулевых линий продольного поля. Если все же рассмотреть, во скольких случаях вспышка была расположена ближе к указанной асимптоте или вдоль нее и когда ближе к нулевой

линии $H_{\parallel} = 0$ или вдоль нее, то получим данные последнего столбца таблицы ($H_{\parallel} = 0$ означает расположение на нейтральной линии продольного поля, а $aH_{\perp}$ — на асимптоте поля $H_{\perp}$ модели). В четырех случаях волокно ближе примыкало к линии $H_{\parallel} = 0$, в пяти — к асимптоте, в пяти оно или одинаково соответствовало обоим или частично близко подходило к одной, а частично к другой (в одном случае сказать что-либо трудно).

Очевидно, что линия $H_{\parallel} = 0$ не является линией, где поле H исчезает; это может быть местом большого поперечного поля, равно как и асимптота поля $H_{\perp}$, вообще говоря, есть место, где продольное поле не исчезает и имеет один и тот же знак; т. е. в нейтральной точке на асимптоте поля $H_{\perp}$ величина $H_{\parallel} \neq 0$ и, следовательно, $|H| \neq 0$. Для уяснения себе картины распределения поля рассмотрим модель трехполюсника: два одинаковой напряженности и одного знака полюса расположены в углах при основании равнобедренного треугольника, в вершине которого расположен, скажем, более слабый полюс противоположной полярности. Размеры полюсов в этой модели были приняты одинаковыми и напряженности те, что указаны на фиг. 15. На фиг. 15 приведено расположение магнитов и начерчены фактические силовые линии в плоскости, перпендикулярной оси магнитов, отстоящей на расстоянии 5 мм от их концов, (см. описание прибора для моделирования полей в [1]; силовые линии справа не воспроизведены в виду полной симметрии картины относительно оси OB). Справа показано измеренное распределение двух составляющих поперечного поля $H_{\perp}$: $H_{\perp a}$ — перпендикулярная и $H_{\parallel a}$ — параллельная асимптоте AOA составляющие, измеренные вдоль разреза, параллельного OB и отстоящего от него на $1/2 OA$ (единицы напряженности поля для всех составляющих произвольные, но одинаковые величины, пропорциональные силе тока, текущего через катушку флюксметра). Точка O — нейтральная точка поля $H_{\perp}$, пунктир — касательная к линии $H_{\parallel} = 0$ в месте ее пересечения с OB . Мы видим, что составляющая $H_{\perp a}$ падает почти до нуля на асимптоте AOA , тогда как составляющая $H_{\parallel a}$ достигает здесь наибольшего значения. Заштрихована область, где $H_{\perp}$ в основном направлена вдоль асимптоты. Продольная составляющая $H_{\parallel}$ достигает наибольшего своего отрицательного значения на асимптоте и затем, обращаясь в нуль на нейтральной линии, достигает вновь наибольшего значения возле полюса B . Пунктиром справа показано распределение магнитной энергии (корень из суммы квадратов $H_{\perp a}^2 + H_{\parallel a}^2 + H_{\parallel}^2$) на единицу объема; мы видим, что эта величина достигает наибольшего значения на асимптоте и наименьшего возле линии $H_{\parallel} = 0$. Возможно, с этим свойством и связано стремление светящегося водорода вспышки занимать положение $H_{\parallel} = 0$ или очень близкое к нему, так как это положение как бы энергетически наиболее выгодное для плазмы, привязанной к полю; здесь энергия поля минимальна. В то же время на асимптоте достигается максимальное значение энергии поля даже в случае, когда имеется только одно поле $H_{\perp}$ (при условии $H_{\parallel} = 0$, т. е. если картина поля не зависит от высоты). Благодаря особой конфигурации поля (остроугольная геометрия — Cusped fields) здесь создаются благо-

приятные условия для удержания высокопроводящей плазмы вспышки, вещество которой будет растекаться в основном вдоль асимптоты AOA , т. е. вдоль узкого слоя сильного поля $H_{\perp}$, направленного в основном вдоль асимптоты, а также кверху и книзу (в этом слое одновременно $H_{\parallel}$ наибольшее).

В процессе такого растекания светящееся вещество вспышки может как выйти кверху, так и попасть на сами полюса-пятна, что нередко случается: вспышка (если она сильная) при своем развитии прикрывает иногда пятна. Однако дальнейший шаг к объяснению специфического расположения вспышек в магнитных полях можно сделать, привлекая наблюдаемые данные о поперечных полях. Это требует самостоятельного исследования.

В заключение отметим также, что внимательный просмотр H_{α} -фильмов восьми очень больших вспышек, снятых на КГ-1 в Крыму (см. таблицу), не показывает наличия двух разделенных волокон в максимальной фазе развития вспышек, о чем сообщалось в [10] для семи вспышек, включая четыре вспышки, отмеченные буквой E в таблице. По-видимому, это разделение, если и имеется, то оно специфично для поздней фазы развития вспышек, хотя для восьми случаев, наблюдаемых в Крыму, подобный эффект не наблюдался и в поздней стадии. Возможно, что имеется в отдельных случаях некоторое поярчение к краям в сплошной яркой ленте, заполняющей пространство между грядой северных и южных полярностей, однако этот эффект может быть также связан с большим самопоглощением в средней части яркого и плотного волокна (эффект, сходный с эффектом поярчения темных волокон к краям).

Автор признателен Н. В. Годовникову за участие в моделировании полей некоторых вспышек и А. Е. Балковому за изготовление фотографий.

1 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 15, 1963.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 22, 1958; 22, 12, 1960.
3. Е. Ф. Шапошникова, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 112, 1959.
4. M. C. Ballario. Mem. Soc. astron. Ital., 29, 1, 1958.
5. M. D'Azambuja, G. Olivier, J. Rayrole. Astronomy, Sept. 1957.
6. С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов, М. Б. Огирь, Н. Е. Стешенко, Е. Ф. Шапошникова, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 341, 1960.
7. М. Б. Огирь, Н. Е. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 25, 134, 1961.
8. B. Valnicek. Bull. Astron. Inst. Czech, 12, № 6, 1961.
9. R. Howard, H. W. Babcock. Astrophys. J., 132, 948, 1960.
10. M. A. Ellison, S. M. McKennana, J. H. Reid. Dunsink Obs. Publ., I, № 3, 1961.
11. R. Howard, A. Severny. Astrophys. J., 137, 1242, 1963.
12. M. Waldmeier. Z. Astrophys., 52, 1, 1961.

13. M. A. Ellison, S. M. P. McKennana, J. H. Reid. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **122**, 491, 1961.
14. См. сб. «Солнце», под ред. Д. Койпера. ИЛ, 1957, рис. 45 к стр. 324.
15. The catalogue strengthens a polarities of magnetic fields of sunspots for the period IGY, Pergamon press (в печати).
16. R. Michard, Z. Mouradin, M. Semel. Ann. astrophys., **24**, 54, 1961.
17. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 114, 1961.
18. А. Б. Северный. Объединенная дискуссия о солнечных магнитных полях, 18 августа 1961 г., Trans. IAU, v. XI—B, 419, 1962.
19. H. W. Babcock, H. D. Babcock. Astrophys. J., **121**, 349, 1955.

О СВЯЗИ ВСПЫШЕК С ВЫБРОСАМИ НА СОЛНЦЕ

С. Н. Гонасюк, М. В. Огирь

Рассмотрено 330 вспышек на диске и 188 вспышек на лимбе на основании материала наблюдений, полученного на коронографе Крымской астрофизической обсерватории в центре линии H_{α} за период с 1957 по 1962 г.

Изучалась связь выбросов и вспышек. Выяснялось место появления выбросов относительно пятен на основании совместного рассмотрения фильмов и фотогелиограмм.

Сделаны следующие выводы:

1. Все вспышки сопровождаются выбросами.
2. Появление абсорбционного выброса связано как с возникновением самой вспышки (хотя бы микровспышки), так и с повторным усилением яркости или с возникновением ее нового узла.
3. Выбрасывание вещества (абсорбционные выбросы) происходит в течение всего времени существования вспышки.
4. Абсорбционные выбросы извергаются из пятен и движутся вдоль магнитного поля.

THE CONNECTION BETWEEN FLARES AND SURGES ON THE SUN, by *S. I. Gopasyuk, M. V. Ogir*.—Altogether 330 disk flares and 188 limb flares have been investigated, using observational data obtained in the center of H_{α} with the coronagraph of the Crimean Astrophysical Observatory during 1957—1962.

The connection between flares and surges is studied. The place of appearance of surges relative to spots is found by a combined study of films and photoheliograms.

The following conclusions can be made.

1. All flares are accompanied by surges.
2. The appearance of absorption surges is connected with the formation of the flare (even a microflare) itself and with a repeated brightness increase or with the appearance of a new knot.
3. Matter is ejected (absorption surges) during the whole life-time of a flare.
4. Absorption surges are ejected from spots and move along the magnetic field.

Вопросу связи абсорбционных выбросов, которые на диске видны в поглощении, с хромосферными вспышками посвящен ряд работ [1—6].

Эллисон на большом статистическом материале по дисковым вспышкам установил, что выбросами сопровождается 31 % вспышек балла 1, 51 % — вспышек балла 2 и 78 % — вспышек балла 3 и 3⁺ [1].

Согласно [2], выброс никогда не располагается точно над вспышкой, но всегда появляется в ее окрестности. Среднее расстояние между вспышкой и выбросом равно 15 000 км. Большая часть выбросов возникает после начала вспышки, причем среднее время запаздывания выбросов равно

4 мин и около 10% — до нее. В [3] также указывается, что иногда вспышка предшествует выбросу волокна, а иногда следует за ним. Кроме того, здесь отмечено, что выбрасывание волокон происходит из периферии пятна на границе с невозмущенной фотосферой и что такое явление почти всегда сопровождается появлением малых вспышек. Направление этих вспышечных выбросов в проекции на диск, как установлено Е. Ф. Шапошниковой [3] и Джиованелли [4], в начале бывает радиальным по отношению к ближайшему пятну. Вопрос о месте появления выбросов рассматривался также в [5], где найдено, что выбросы извергаются из полутени или даже тени пятен.

Но во всех этих работах остается невыясненным, насколько тесна связь между выбросами вообще и вспышками, за исключением появившейся недавно работы [6], где указывается на генетическую связь между этими двумя процессами.

Нами сделана попытка показать, насколько тесной является связь между вспышками и выбросами. Работа выполнена по материалам наблюдений за период с 1957 по 1962 г. Материал получен на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с интерференционно-поляризационным фильтром, ширина полосы пропускания которого в линии H_{α} равна $0,5 \text{ \AA}$ [7].

Съемка быстрых процессов на Солнце производилась, как правило, со скоростью 4, а в отдельных случаях 2 кадра в минуту. Весь имеющийся материал был тщательно просмотрен с целью выявления, с одной стороны, выбросов на диске, как связанных, так и не связанных (как считалось до сих пор) со вспышками и, с другой стороны, выбросов на краю Солнца. В результате просмотра материала было обнаружено 618 выбросов на диске, связанных со вспышками различных баллов.

Для выяснения распределения моментов появления выбросов относительно развития вспышек в линии H_{α} были построены кривые яркости для каждого узла 30 больших вспышек. На фиг. 1 приведены примеры результатов такой обработки. По оси ординат отложены интенсивности узлов вспышки в единицах яркости соседнего невозмущенного диска, по оси абсцисс — время в минутах. На этих графиках под кривыми яркости на шкале времени отмечались моменты начала и конца выбросов для каждого пятна в отдельности. Число, стоящее слева около каждой серии выбросов, указывает номер пятна на эскизе. Отметки моментов начала и конца выбросов соединены прямой. В тех случаях, когда начало или конец существования выбросов не удалось установить точно, эта прямая не ограничена с соответствующей стороны. Пунктиром отмечен интервал времени, в течение которого пятно частично или полностью покрыто светящейся материей. Количество наблюдаемых выбросов в такие периоды может быть занижено из-за уменьшения контраста.

Из всех построенных диаграмм видно, что выбросы появляются в течение всего времени развития вспышки и их появление связано с увеличением яркости узлов вспышки. Для больших вспышек балла 3 и 3^+ число выбросов может быть очень большим — в рассмотренных нами вспышках около 50 (см. фиг. 1). Однако есть случаи увеличения яркости,

для которых не было обнаружено выбросов. Это может быть вызвано тем, что многие выбросы могли быть не замечены, например, из-за выхода их из полосы пропускания фильтра.

Из 618 выбросов, обнаруженных на диске, 32 очень больших выброса (максимальная длина $7,5-10 \cdot 10^9$ см, линейный размер поперечного сечения $1,5-3 \cdot 10^9$ см) на первый взгляд не были связаны со вспышками. Однако при детальном рассмотрении оказалось, что все эти 32 выброса сопровождалось маленькими вспышками (микровспышками*) с временем жизни около 2—5 мин. Пример такого случая приведен на фиг. 2.

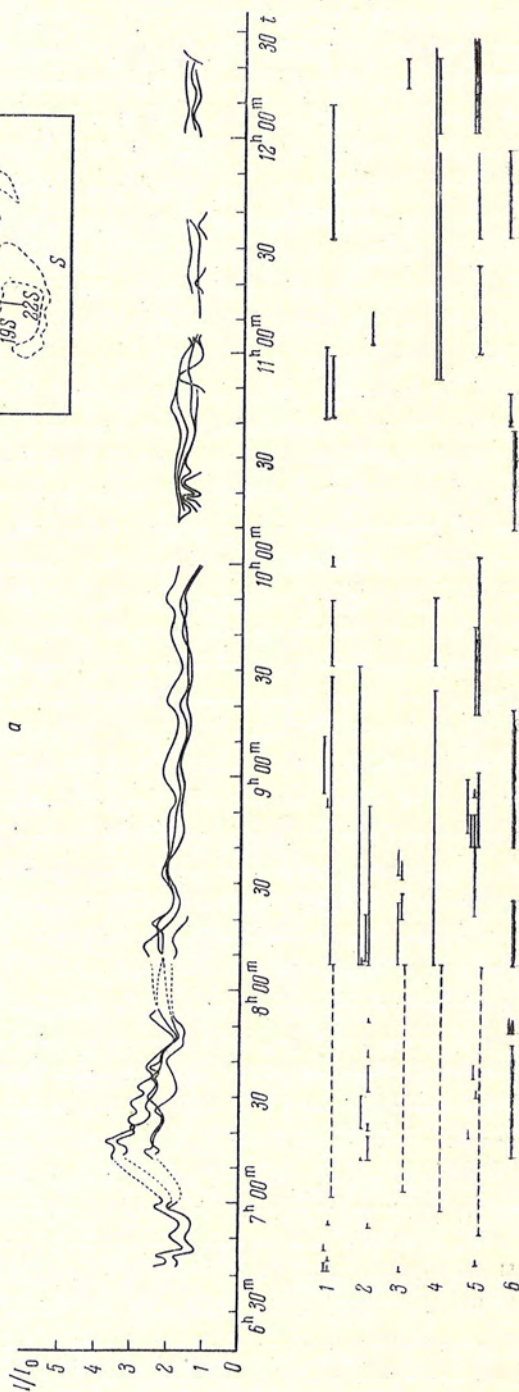
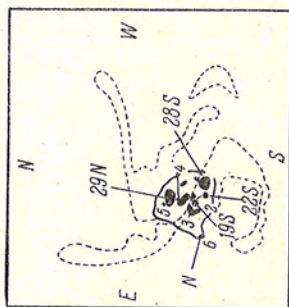
Таким образом, не оказалось ни одного случая, когда выброс не сопровождался бы вспышкой.

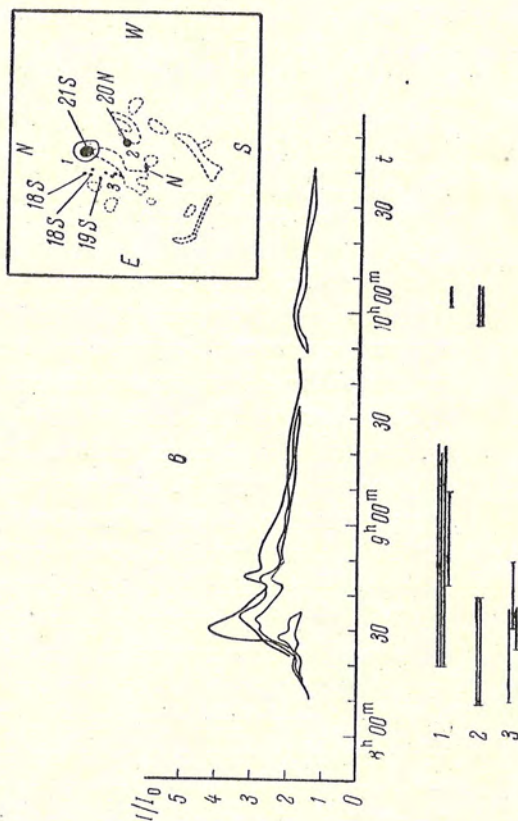
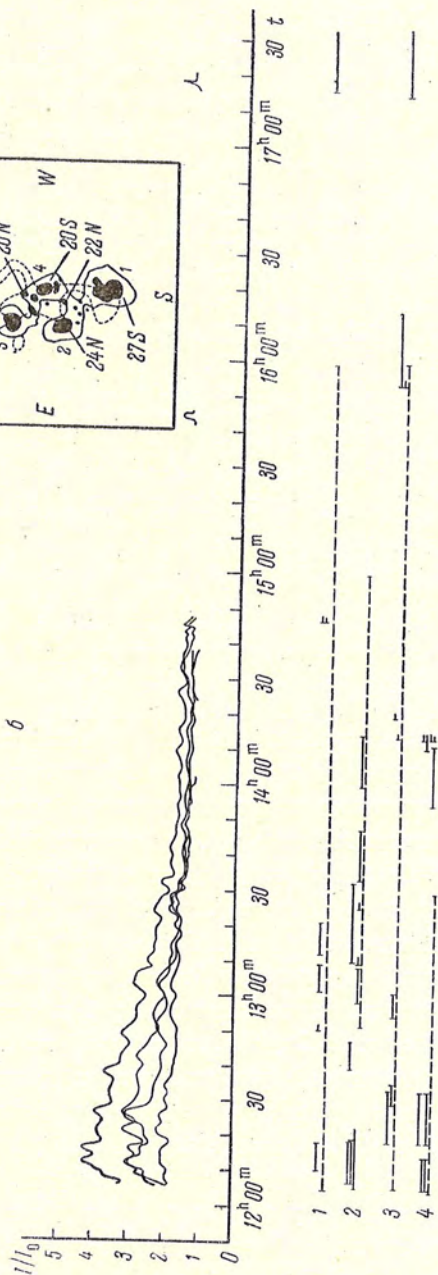
50 очень больших выбросов (см., например, фиг. 2 и 3) были подвергнуты тщательному рассмотрению. Для 39 из 50 отобранных случаев было зарегистрировано начало появления выброса и начало разгорания вспышки. Это дало возможность установить соотношение между этими двумя моментами. Данные о рассмотренных вспышках и выбросах собраны в таблице, где в первом столбце приведена дата, во втором — время начала вспышки, в третьем — время появления выброса и в четвертом — разность между моментами появления вспышки и выброса ($t_{\text{всп}} - t_{\text{выбр}}$).

Из таблицы видно, что в 18 случаях выбросы появляются после начала вспышки; среднее время запаздывания равно 6 мин. Здесь уместно отметить, что часть выбросов может быть обнаружена не сразу после возникновения из-за выхода их в крыло линии H_{α} , вследствие чего количество выбросов, обнаруженных после начала вспышки, и время их запаздывания могут быть завышены. Подтверждением этого может служить случай вспышки 5.IX 1962 г., когда при съемке в центре полосы в момент $11^{\text{h}}38^{\text{m}}$ выброс еще не заметен (фиг. 4, а), тогда как на соседнем кадре, снятом вне полосы (момент $11^{\text{h}}38^{\text{m}}30^{\text{s}}$), он отчетливо виден (фиг. 4, б). Следовательно, число выбросов, возникающих одновременно со вспышкой или до нее, возрастает. В 11 случаях выбросы предшествуют разгоранию вспышки; среднее время опережения равно 4,6 мин. В десяти случаях моменты появления выброса и вспышки совпадают. В результате среднее время запаздывания по отношению к началу вспышки оказалось равным 1 мин, что, в силу сказанного, вероятно, завышено. Этот результат отличается от того, что получено Лоденом [2]. Вероятно, это различие связано с тем, что Лоден относил момент появления выбросов к началу развития вспышки вообще. Здесь же в случае больших вспышек появление выброса относилось к соответствующему ему повторному усилению яркости или к появлению нового узла (см. фиг. 1). Для малых же вспышек и микровспышек этот вопрос решается однозначно, так как у них не обнаруживается повторных максимумов яркости.

Далее из рассмотренных 50 случаев выбросов большинство было связано с небольшими вспышками, а 32 — с микровспышками, светящаяся материя которых занимала небольшую часть активной области, что

* На связь слабых вспышек с выбросами указывалось также в [4] и [8].





Фиг. 1. Связь между появлением выбросов и увеличением яркости узлов вспышек

а — 14.VII 1959 г.; б — 1.IV 1960 г.; в — 11.X 1960 г. Здесь и далее время московское

Таблица *

Дата	$t_{\text{всп.}}$	$t_{\text{выбр.}}$	$t_{\text{всп.}} - t_{\text{выбр.}}$	Дата	$t_{\text{всп.}}$	$t_{\text{выбр.}}$	$t_{\text{всп.}} - t_{\text{выбр.}}$
30.IX 1957 г.	15 ^h 20 ^m	15 ^h 26 ^m	-6 ^m	24.VII	8 36,5	8 35	+1,5
4.VII 1958 г.	14 28	14 31	-3		8 55	9 00	-5
25.VII	13 04	13 04	0		9 52	9 42	+10
	13 32	13 28	+4		10 05	10 00	+5
	14 20	14 29,5	-9,5		10 08	10 06	+2
9.VIII	6 52	6 54,5	-2,5		10 30	10 30	0
14.VII 1959 г.	10 19	10 14	+5		10 33	10 28	+5
	10 53	10 53	0		10 53	11 02	-9
18.VIII	<9 33	9 37	<-4		10 56	11 05	-9
	11 00	11 11	-11		11 37	11 43,5	-6,5
1.IV 1960 г.	15 42	15 50	-8		11 40	11 32	+8
	17 20	17 16	+4	19.IV 1962 г.	<12 33	12 33	-
6.IV 1961 г.	9 32	9 35,5	-3,5	5.IX	11 38,5	11 39,5	-1
18.IV	<13 49	13 52	<-3		12 02	12 02	0
13.VI	10 39	10 42	-3		12 49	12 49	0
16.VI	<8 10	>8 10	-		13 49	13 49	0
18.VII	11 04,5	11 17	-13		14 51	14 51	0
24.VII	7 02	7 02	0		15 44,5	15 44,5	0
	8 04	8 07	-3		17 05	17 05	0
	8 20	8 18	+2				

* Значки > и < (больше и меньше) относятся к тем случаям, когда начало выброса или вспышки определено неуверенно.

позволило довольно точно выявить место появления выброса на фильме. Но так как на фильмах видны только большие пятна, а их полутени и малые пятна совсем не видны, то для выяснения места появления выбросов относительно пятен использовались фотогелиограммы. С фотогелиограмм делался детальный эскиз группы пятен, а затем эта группа с выбросом зарисовывалась с кинофильма. Диаметр изображения Солнца при обеих зарисовках одинаков. В тех случаях, когда на пленках было видно хотя бы одно пятно, то при помощи суточной параллели обе эти зарисовки можно было довольно точно совместить и, следовательно, установить место появления выброса относительно пятен. Случаи, когда на фильме не было видно ни одного пятна, отбрасывались. Результаты всех таких зарисовок представлены на фиг. 5, где ядра пятен затушеваны, граница полутени обведена сплошной линией, выбросы заштрихованы, а узлы вспышек отмечены крестиками. Зарисовки, представленные на фиг. 5, показывают, что все выбросы идут из полутени и даже тени пятен и нет ни одного случая возникновения выброса в невозмущенной фотосфере. Таким образом, извержение абсорбционной материи в виде выбросов во время вспышек происходит только из пятен.

Следует также отметить, что для 67 из 330 просмотренных вспышек на диске не удалось обнаружить выбросов. Это могло быть связано с малой плотностью выбросов или с выходом его из полосы пропускания фильтра. В связи с этим уместно отметить, что Эйли и Моретон [9] указывают на



Фиг. 2. Выбросы волокон и связанная с ними вспышка в H_{α} (24.VII 1961 г., 6^h53^m)



Фиг. 3. Примеры очень больших выбросов во время вспышек 24.VII 1961 г.
а — 8^h 29^m,5; б — 10^h 10^m

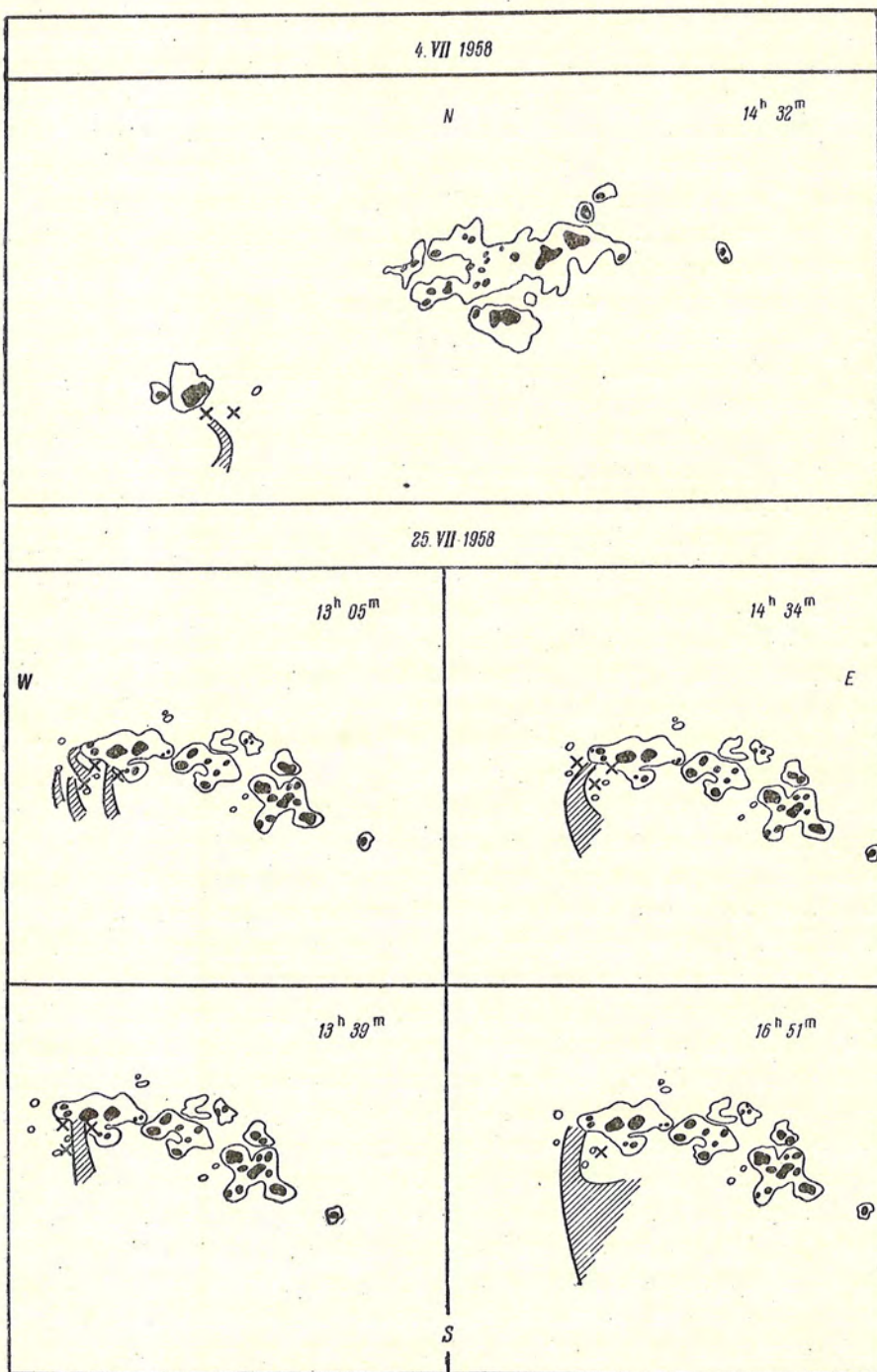
Фиг. 4. Вспышка 5.IX 1962 г.
а — 11^h 38^m, вспышка в полосе фильтра (выброса не видно); б — 11^h 38^m 30^s, вспышка вне полосы (выброс хорошо виден)

возможность движений сгустков материи во время вспышек со скоростями порядка 2000 км/сек. Кроме того, во время вспышек имеет место вынос светящейся материи, который только в редких случаях дисковых вспышек отождествляется с эмиссионными выбросами. Они представляют собой непосредственный результат развития узлов вспышки и поэтому естественно появляются из мест повышенного свечения.

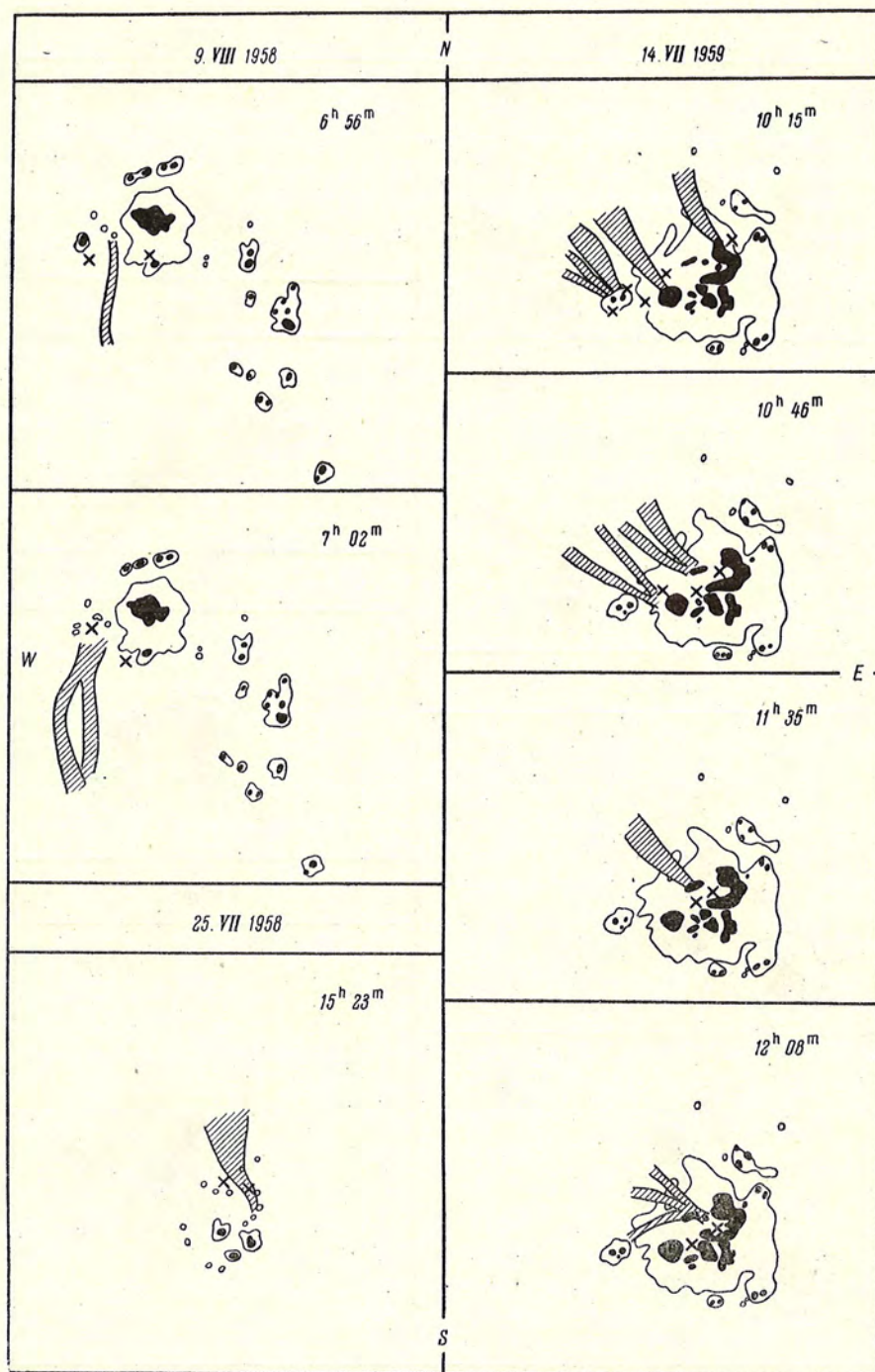
Наличие слабых абсорбционных выбросов, невидимых на диске, а также эмиссионных выбросов можно уверенно установить по лимбовым вспышкам. С этой целью было просмотрено 188 вспышек различных баллов на лимбе, которые наблюдались с 1957 по 1962 г. Лимбовые вспышки изучались многими авторами [10—13, 6]. Все они отмечают, что характерной особенностью лимбовых вспышек является наличие выбросов, направление движения которых в начальной стадии близко к радиальному. В результате просмотра лимбовых вспышек нами обнаружены в основном именно такие направления движений. Среди этих выбросов наблюдались такие, яркость которых сравнима с яркостью вспышки (фиг. 6). На диске их можно принять за развитие узла вспышки. Другие по яркости сравнимы с плотными протуберанцами. На диске они наблюдаются в поглощении (см. фиг. 2, 3). Третьи настолько слабы по яркости, что, будучи снятыми с нормальной экспозицией для диска, едва заметны (фиг. 7, а). Эти же выбросы, снятые с экспозицией для протуберанцев, показывают большие размеры и очень богатую структуру (ср. фиг. 7, а и 7, б). Все сказанное свидетельствует о том, что при вспышках выбрасывается большое количество вещества малой плотности, которая в проекции на диск не была бы заметна. Отсюда можно понять тот факт, что во время многих вспышек на диске не удаётся обнаружить выбросов, тогда как при лимбовых вспышках они, как правило, всегда видны.

Кроме выбросов, направленных вверх от поверхности Солнца, нами были обнаружены три случая с аномальными траекториями. Вспышка 6.VII 1962 г. (15^h01^m) сопровождалась двумя видимыми выбросами. Один из них был направлен вверх, как для большинства лимбовых вспышек, а другой проектировался на диск (фиг. 8). Во вспышке 16.VII 1957 г. (10^h50^m) наблюдался только один выброс на диске, который шел почти параллельно лимбу (фиг. 9). Для этих двух случаев лимбовых вспышек, во время которых наблюдались выбросы в проекции на диск, можно считать, что выбрасывание вещества происходило по направлению, близкому к касательной к поверхности Солнца. В противном случае мы видели бы их над лимбом. Подтверждением этого может служить вспышка 25.VIII 1959 г. (14^h03^m), во время которой движение вещества выбросов в начальной стадии происходило почти по касательной к лимбу (фиг. 10). И, наконец, отметим вспышку в короне 13.IV 1961 г. (9^h02^m), во время которой мы не обнаружили выбросов ни на диске, ни на лимбе (фиг. 11). Можно предположить, в связи со сказанным, что выброс существовал, но был или очень слабым или проектировался на вспышку. Но, возможно, что у этой особого вида вспышки выброса вообще не было.

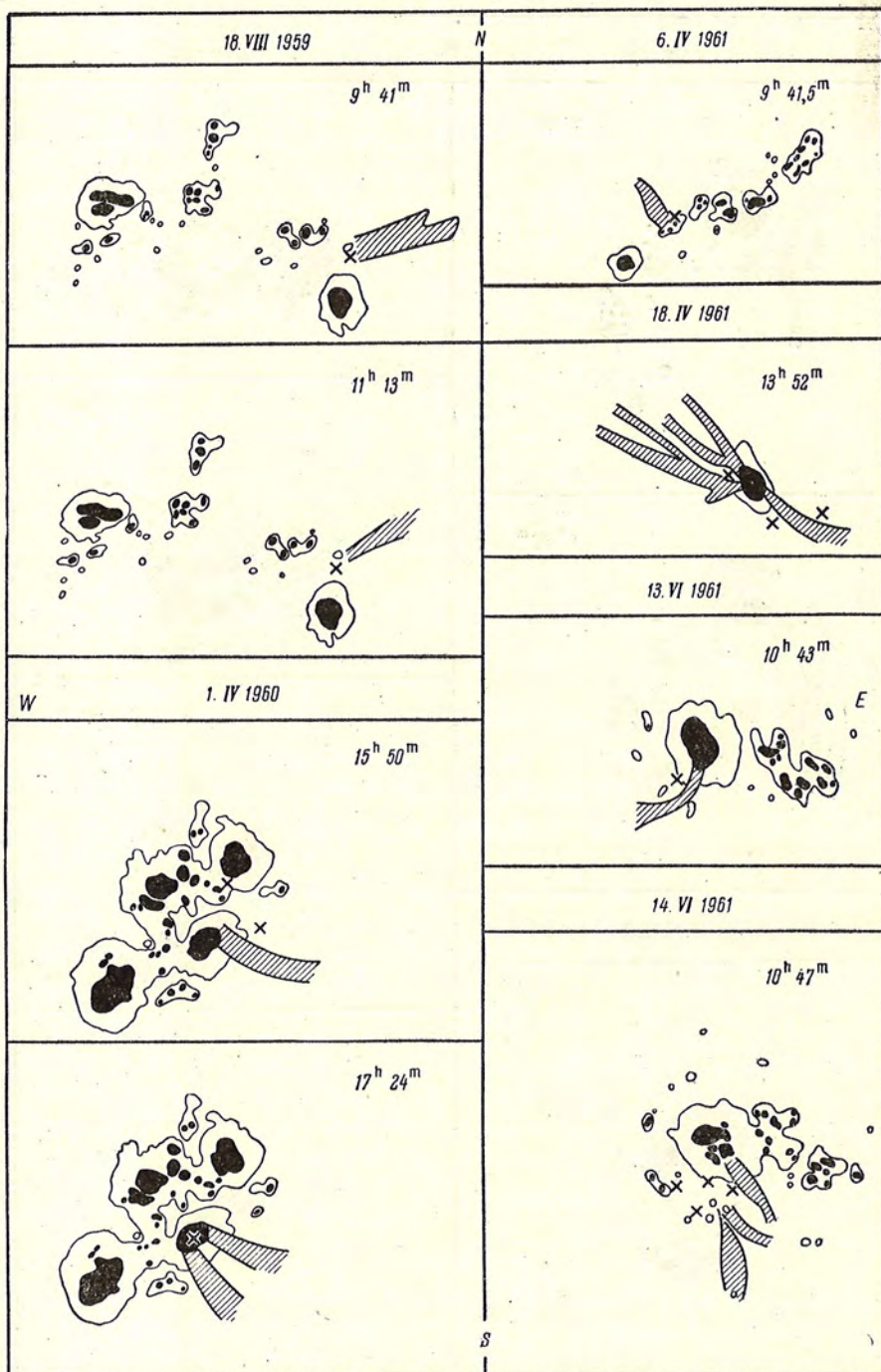
В дополнение к сказанному о направлениях движений выбросов



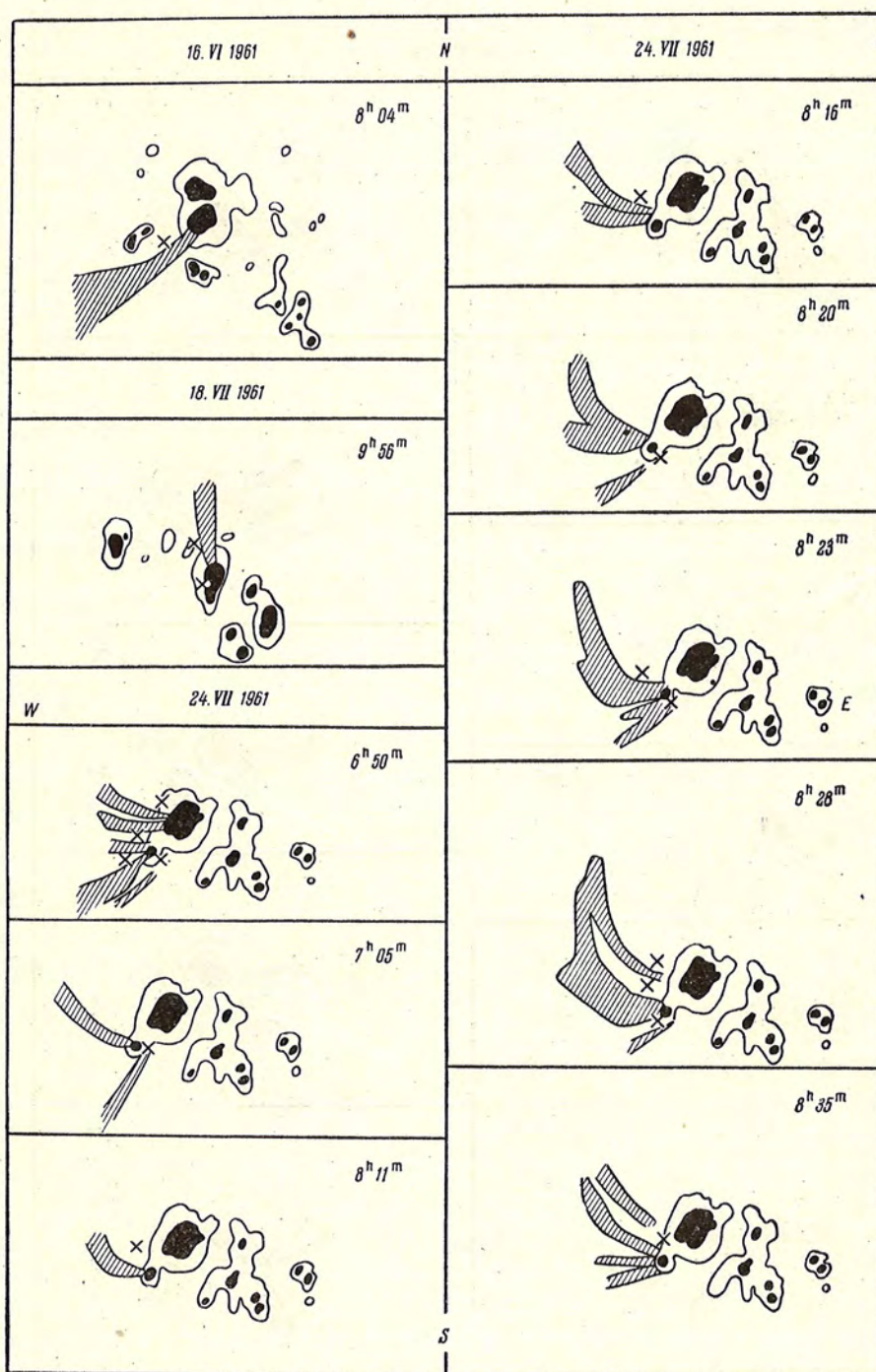
Фиг. 5. Эскизы группы пятен и расположение выбросов и узлов вспышек
(продолжение на стр. 193—196)



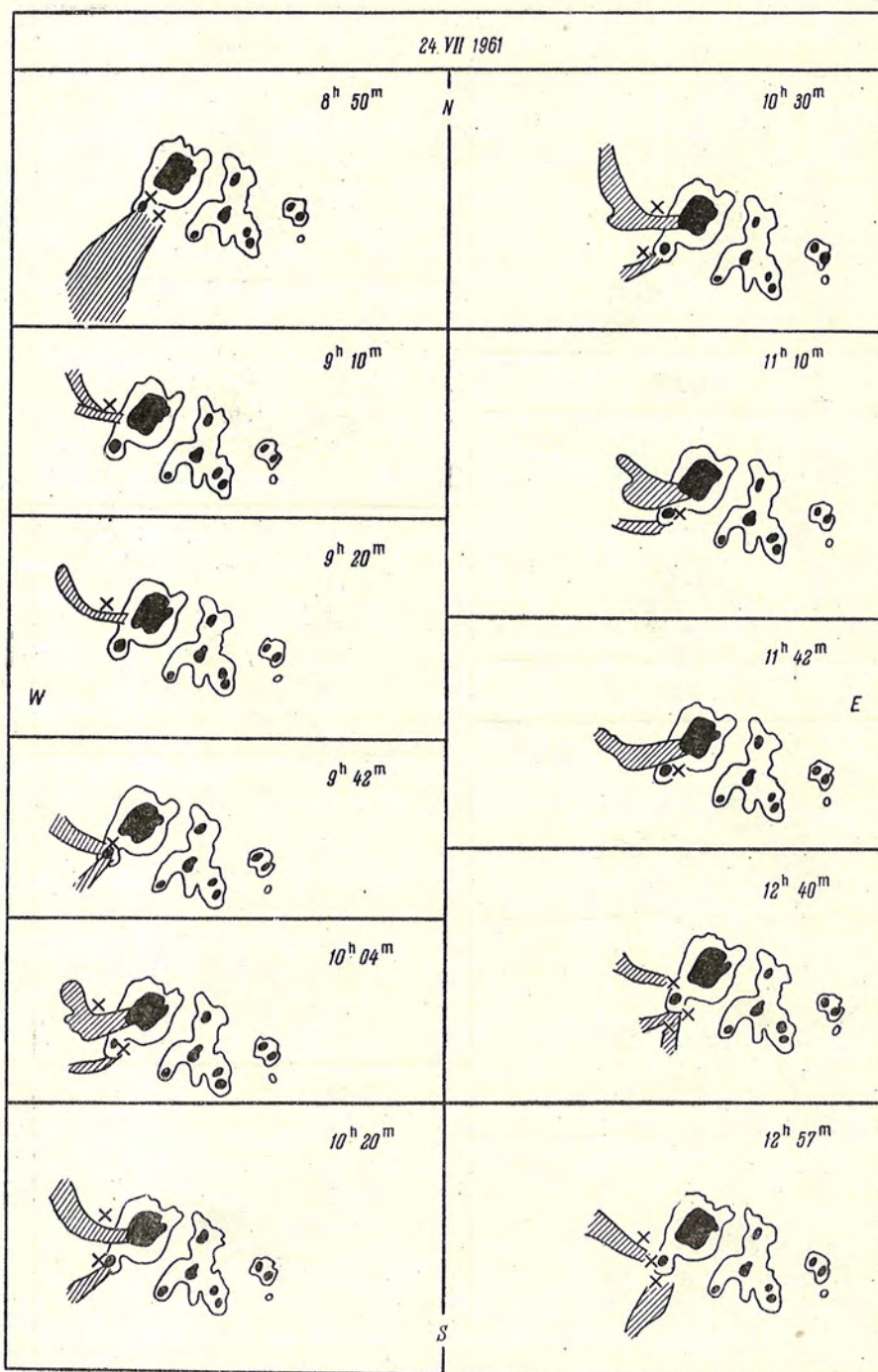
Фиг. 5 (продолжение)



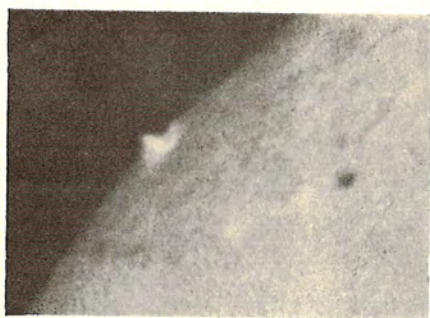
Фиг. 5 (продолжение)



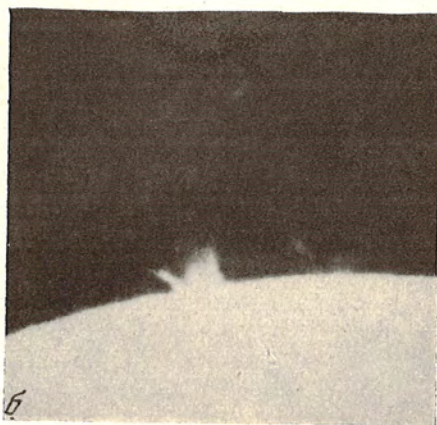
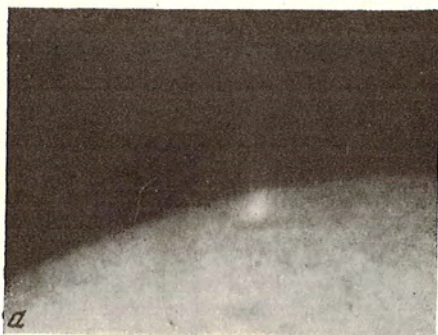
Фиг. 5 (продолжение)



Фиг. 5 (окончание)



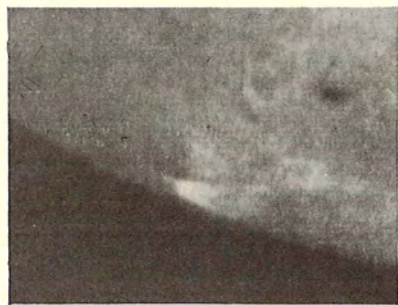
Фиг. 6. Пример вспышки на лимбе
с очень ярким выбросом (21.VIII
1957 г. 17^h25m)



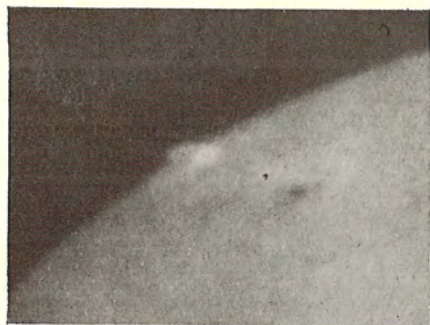
Фиг. 7. Вспышка 22.VI 1962 г. на лимбе
с очень слабым выбросом *a* — 12h03m15s
(экспозиция 0^s,15); *б* — 12h03m30s (экспозиция
0^s,5)



Фиг. 8. Вспышка 6.VII 1962 г. с выбросами на лимбе и на диске (15^h01^m)



Фиг. 9. Вспышка 16.VII 1957 г. у края с выбросом на диске (10^h50^m)

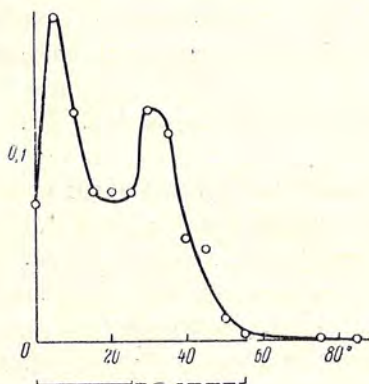


Фиг. 10. Вспышка 25.VIII 1959 г. с выбросом, почти касательным к лимбу (14^h03^m)



Фиг. 11. Вспышка в короне 13.IV 1961 г. (9^h02^m)

весьма важно было получить распределение выбросов по углам относительно нормали к лимбу. С этой целью выполнены измерения этих углов для выбросов в начальный момент их появления. При этом считалось, что выбросы распределены симметрично относительно нормалей, а также не проводилось различия между восточным и западным лимбом. Кроме того, выбросы при вспышках на лимбе не разделялись по яркости, т. е. рассматривались вместе абсорбционные и эмиссионные выбросы. Результаты таких измерений для 163 выбросов представлены на фиг. 12.



Фиг. 12. Распределение числа выбросов по углам наклона

По оси ординат — относительное число выбросов, по оси абсцисс — углы наклона выбросов к нормали к лимбу

Полученная кривая представляет собой распределение числа выбросов по углам наклона к нормали в картинной плоскости. Из нее видно, что, во-первых, практически все выбросы имеют углы от 0 до 55° и только очень немногие — от 55 до 90° и, во-вторых, данное распределение обладает двумя максимумами: первый — около 5°, а второй — между 30 и 35° с минимумом между ними в пределах 20—25°. Эти максимумы представляются нам реальными, а самую кривую можно рассматривать как результат наложения двух кривых, максимумы которых являются максимумами данной кривой.

Таким образом, во время лимбовых вспышек наблюдается выброс вещества, почти всегда направленного вверх от поверхности Солнца, и только в единичных случаях извержение происходит в направлении, близком к касательной к лимбу.

Приведенные данные наблюдений с учетом факта выбрасывания вещества из полутени и тени пятен можно понять, считая, что выбросы вещества идут вдоль магнитного поля. Действительно, трудно ожидать движения поперек поля, так как измерения в короне во время вспышек дают поля напряженностью около 500 гс [14], тогда как для остановки движения выбросов достаточно уже 50 гс.

Затем в подтверждение представления о движении выбросов вдоль магнитного поля воспользуемся приведенным В. Бумбой в [15] распределе-

нием направлений силовых линий магнитного поля в пятне, которое находится в хорошем согласии с результатами в [16]. Из приведенного в [15] распределения следует, что в центре пятна направление силовых линий совпадает с осью пятна, на границе тень — полутень они наклонены к оси пятна под углом 25° , на границе полутень — фотосфера — под углом 55° и только на расстоянии 2,3 радиуса пятна угол равен 90° , т. е. силовые линии касательны к поверхности. На фиг. 12 под осью абсцисс сплошной линией отмечен интервал изменений углов наклона силовых линий магнитного поля к оси пятна в ядре и пунктирной — в полутени, согласно [15]. Если теперь учесть факт выброса абсорбционного вещества из полутени и тени пятен, то получается хорошее соответствие между распределением направлений силовых линий в полутени и тени пятен и угловым распределением направлений выбросов (ср. фиг. 12 настоящей работы и фиг. 9 из [15]).

Первый максимум на кривой фиг. 13 (при угле около 5°), возможно, связан с выбросами, идущими из самой вспышки. Не исключено также, что выбросы выходят из мест, близких к оси пятна. Второй максимум этой кривой, получившийся при углах $30-35^\circ$, которые соответствуют направлению силовых линий, идущих примерно из областей вблизи границы тень — полутень, вероятно, указывает на преимущественный выход выбросов из этих мест. Наличие незначительного числа выбросов с углами наклона от 55 до 90° не противоречит заключению о движении выбросов вдоль магнитного поля, идущего из тени и полутени пятен, так как внутри пятен могут быть большие поперечные поля [17, 18].

Из анализа материала вспышек и выбросов можно заключить:

1. Все вспышки сопровождаются выбросами.
2. Появление абсорбционного выброса может быть связано как с возникновением самой вспышки (хотя бы микровспышки), так и с повторным усилением яркости или с возникновением ее нового узла.
3. Выбрасывание вещества (абсорбционных выбросов) происходит в течение всего времени жизни вспышки.
4. Абсорбционные выбросы извергаются из пятен и движутся вдоль магнитного поля.

Выражаем глубокую благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение ряда вопросов, затронутых в данной статье.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. A. Ellison. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 109, 3, 1949.
2. K. Loden. Arkiv. Astron., 2, 153, 1958.
3. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. общ., 18, 151, 1958.
4. R. Giovanelli, Marie M. McCabe. Austral. J. Phys. 11, 191, 1958.
5. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Наст. том, стр. 148.
6. Ю. М. Слоним. Астрон. ж., 39, вып. 5, 798, 1962.

7. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.
8. Ю. М. Слоним. Циркуляр Ташкентской астроном. obs., № 300, 17, май 1959 г.
9. R. G. Athay, G. E. Moreton. Astrophys. J., 133, № 3, 935, 1961.
10. L. D'Azambuja. Bull. Soc. Astron. France, № 97, 1942.
11. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 235, 1960.
12. В. Г. Банин. Бюлл. «Солнечные данные», № 8, 80, 1960.
13. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 25, 122, 1961.
14. Н. Zirin, A. Severny. Observatory, 81, № 932, 155, 1961.
15. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 212, 1960.
16. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 194, 1962.
17. J. Eversched. Observatory, 65, 190, 1944.
18. А. Б. Северный. Астроном. ж., 36, 208, 1959.

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПРОТОННЫХ И НЕПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК

А. Н. Коваль, Н. В. Стешенко

Рассмотрены наиболее интересные особенности спектров 7 протонных и 21 непротонной вспышек, наблюдавшихся в 1957—1960 гг. Показано, что нет принципиальных различий ни в характере спектров протонных и непротонных вспышек, ни в условиях возбуждения линий металлов, глубине залегания очагов непрерывной эмиссии, распределении интенсивности непрерывной эмиссии по спектру. Протонные вспышки большей частью отличаются только повышенной мощностью всех процессов: широкими эмиссионными крыльями линий, интенсивными движениями поглощающих газов (темные выбросы, часто в виде «усов»), яркой непрерывной эмиссией.

Идентичность спектров указывает на то, что за генерацию высокоэнергичных протонов вряд ли ответственны те области вспышки, которые определяют характер ее видимого спектра.

A COMPARISON OF SOME SPECTRAL CHARACTERISTICS OF PROTON AND NON-PROTON FLARES, by *A. N. Koval, N. V. Steshenko*.— The most interesting peculiarities of the spectra of 7 proton and 21 non-proton flares, observed during 1957—1960, are considered. It is shown that there are no principal differences in the character of proton and non-proton flare spectra, the conditions of excitation of metallic lines, the depths of the sources of continuous emission or the intensity distribution of continuous emission in the spectrum. Proton flares, as a rule differ only by an increased intensity of all processes: broad emission wings of the lines, intense motions of absorbing gases (dark ejections often in the form of «moustaches») and bright continuous emission.

The identity of the spectra shows that the regions of the flare, which determine its visual spectrum, can hardly be responsible for the generation of high energy protons.

Значительное число интенсивных хромосферных вспышек сопровождается генерацией мощных потоков высокоэнергичных протонов (~ 10 — 100 Мэв и более), за что они получили название «протонные вспышки». За период 1957—1959 гг. из 80 вспышек балла 3 и 3+ протонными были 25. Часть вспышек ($\sim 1,5\%$) балла 2 и 2+ также оказались протонными [1]. Представляется интересным выяснить, существует ли какое-либо принципиальное различие в спектральных характеристиках протонных и непротонных вспышек, которое могло бы указать на различный характер протекающих в них процессов. Для сравнения спектров вспышек (рассматривается видимая область и ближний ультрафиолет) использован богатый фотографический материал, полученный на спектрографах Башенного солнечного телескопа, начиная с 1957 г. Были выбраны

только вспышки, наблюдавшиеся на расстоянии не более 0,8 от центра диска, для которых имелось достаточное количество данных наблюдений. Большинство рассмотренных спектрограмм вспышек получено А. Б. Северным, Н. Н. Степанян, В. Л. Хохловой и авторами. Все спектрограммы 1957 г. и значительная часть 1958 г. сняты на спектрографе с решеткой, остальные спектры получены на спектрографе с эшелле, описанном в [2]. Последние спектрограммы, естественно, наиболее пригодны для рассмотрения всех спектральных характеристик вспышек.

В верхней части табл. 1 приведены наиболее интересные данные о 7 протонных вспышках (деление на протонные и непротонные вспышки производилось по классификации А. С. Дворяшина [1, 3]), а в нижней части — данные о 21 непротонной вспышке. Приведенное в табл. 1 время начала и конца вспышки, а также ее балл взяты согласно [4 и 5]. В столбце 6 таблицы приведено также время, в течение которого производилось наблюдение спектров. Сравнение столбцов 3 и 6 показывает, что фотографирование спектров вспышек начиналось, как правило, через 7—20 мин., реже через несколько десятков минут после начала вспышки. Таким образом предмаксимальная и максимальная фазы развития наиболее интенсивных узлов вспышки в большинстве случаев были сфотографированы. Спектры прекращали фотографировать только тогда, когда все узлы вспышки сильно ослабевали.

Сравнивая две части табл. 1, следует отметить прежде всего, что нет ни одной такой характеристики, которая была бы присуща только протонным или только непротонным вспышкам. Широкие эмиссионные крылья линий, простирающиеся иногда на 10—15 Å в H_{α} , яркий непрерывный спектр, эмиссия в линии гелия D_3 и в сотнях линий металлов, интенсивные движения поглощающей материи (темные выбросы) наблюдаются в спектрах вспышек обоих классов. Таким образом, принципиальных различий в спектрах протонных и непротонных вспышек нет. Однако по совокупности перечисленных характеристик протонные вспышки, как правило, выделяются. В них обычно одновременно подчеркнуты широкие эмиссионные крылья линий, интенсивные движения поглощающих газов (темные выбросы часто в виде «усов»), яркая непрерывная эмиссия, т. е. все те признаки, которые в основном характеризуют мощность вспышки.

Для более тщательного сопоставления характеристик произведено сравнение условий возбуждения линий металлов в непротонной (17.VIII 1959 г.) и протонной (18.VIII 1959 г.) вспышках. Обе вспышки возникли в одной и той же группе пятен, обладают яркой эмиссией многих линий металлов и весьма сходными другими характеристиками. Результаты фотометрии эмиссионных линий металлов приведены в табл. 2. Длины волн линий и элемент даны согласно каталогу Роуланда [6], в столбцах 4—6 приведены центральные интенсивности линий вспышек в единицах соседнего участка непрерывного спектра [пластинка № 3364 ($7^h21^m, 5UT$) — непротонная вспышка, пластинки № 3384 ($10^h59^m, 5$) и № 3395 (11^h19^m) — протонная вспышка; для пластинки № 3384 фотометрировались только линии Fe и Fe^+].

Таблица 1

Протонные вспышки

№ п/п	Дата	Время начала и конца вспышки, UT	Балл	Расстояние от центра диска	Время начала и конца наблюдения спектра, UT	№ пластинок	Непрерывный спектр	Характер эмиссионных линий	Поведение линии D ₂ гелия	Поведение линий металлов (кроме H и K Ca+)	Характер абсорбционных выбросов ($\Delta\lambda$ даны для H ₂)	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	3.IV 1957 г.	08 ^h 25 ^m 10 26	3	0,80	08 ^h 45 ^m 09 25	1756— 1761	Эмиссия средней яркости	Очень протяженные	Яркая эмиссия	Яркая эмиссия	Плотные выбросы сначала $\Delta\lambda \approx -2\text{Å}$, затем $\Delta\lambda \approx +2,5\text{Å}$. Видны также в D ₂ (поглощение)	
2	28.VIII	08 41 14 04	3	0,78	08 51 10 54	2331— 2347	Яркая эмиссия	Протяженные	Сильное поглощение	Эмиссия средней яркости	Выбросы с огромными скоростями. Сначала $\Delta\lambda \approx -12\text{Å}$, затем $\Delta\lambda \approx +3\text{Å}$	
3	3. IX	14 12 16 56	3	0,58	14 25 15 00	2372— 2375	Яркая эмиссия	Очень протяженные	Слабая эмиссия	Эмиссия средней яркости	Нет вблизи вспышки выбросов с $\Delta\lambda \geq 1\text{Å}$ *	
4	16.VIII 1958 г.	04 33 08 31	3+	0,73	04 45 05 26	2666a— 2666e	Эмиссия средней яркости	Очень протяженные	Не фотографиялась	Эмиссия средней яркости	Плотные выбросы в виде «усов» в поглощении, $\Delta\lambda \approx \pm 2\text{Å}$	
5	22.IX	07 38 09 10D	2	0,66	08 03 08 53	2711— 2717	Слабая эмиссия	Мало протяженные; рядом со вспышкой «усы» с протяженными крыльями	Не фотографиялась	Слабая эмиссия	Плотные выбросы в виде «усов» в поглощении, $\Delta\lambda \approx \pm 2\text{Å}$	
6	14.VII 1959 г.	03 25E 09 01	3+	0,18	03 45 05 20	3097— 3151	Яркая эмиссия	Протяженные	Яркая эмиссия	Яркая эмиссия	Плотные выбросы, $\Delta\lambda \approx +4\text{Å}$	В линиях H и K эмиссионные выбросы в красную сторону под меняющимся углом к дисперсии
7	18.VIII	10 14 13 50	3	0,47	10 59 12 15	3384— 3406	Яркая эмиссия	Протяженные несимметричные	Яркая эмиссия	Яркая эмиссия	Плотные выбросы, $\Delta\lambda \approx +2\text{Å}$	В линиях H и K красный эмиссионный «ус», немного наклоненный к дисперсии. Возле вспышки большие лучевые скорости (по 5 км/сек) в фотосфере

Непротонные вспышки

1	4.VI 1957 г.	09 ^h 01 ^m 09 20	2+	0,58	09 ^h 07 ^m	1890	Слабая эмиссия	Очень протяженные	Яркая эмиссия	Слабая эмиссия	Нет	
2	9.IX	07 55 08 55D	2	0,29	08 13 08 20	2384— 2386	Яркая эмиссия	Мало протяженные	Не фото- графиро- вался	Не све- тятся	Нет	
3	13.IX	14 10 15 08	1+	0,49	14 31 14 44	2396— 2398	Очень слабая эмиссия	Протяженные	Яркая эмиссия	Слабая эмиссия	Небольшие выб- росы $\Delta\lambda \approx \pm 1\text{\AA}$	В Н и К яркий эмиссионный «ус» в красную сторону
4	21.IX	08 44E 09 35D	1+	0,07	~08 50	2450— 2451	Яркая эмиссия	Очень протяженные, несимметричные	Слабая эмиссия	Эмиссия средней яркости	Плотный выброс, сначала $\Delta\lambda \approx -3\text{\AA}$ затем $\Delta\lambda \approx +3\text{\AA}$	Был вспышки, определенный по H_α -фильтрам, явно заняжен. По спектру балл 2+ или 3
5	19.X	06 03 08 15	2+	0,56	06 30	2521— 2526	Нет заметной эмиссии *	Нет заметных крыльев *	Очень слабая эмиссия	Слабая эмиссия	Нет	
6	23.XI	07 50 09 25	2	0,78	07 55 08 50	2576— 2580	Очень слабая эмиссия	Протяженные, яркие	Яркая эмиссия	Яркая эмиссия	Выбросы только в конце вспышки, $\Delta\lambda \approx \pm 1\text{\AA}$	По спектру балл вспышки 3
7	5.XII	05 48 08 12D	2+	0,54	07 05 07 35	2582— 2584	Нет	Нет	Слабое поглоще- ние	Не све- тятся	Нет	Вероятно, спектры получены после максимума вспышки
8	11.II 1958 г.	13 42 15 46	1+	0,50	13 55 14 01	2595— 2596	Нет	Мало протяженные	Эмиссия очень слабая	Слабая эмиссия	Нет	
9	13.VI	06 57 07 20	2	0,67	07 15	2633	Очень слабая эмиссия	Очень протяжен- ные, несиммет- ричные	Не фото- графиро- вался	Не све- тятся	Плотный выброс, с большой ско- ростью, $\Delta\lambda \approx -6\text{\AA}$	
10	24.III 1959 г.	07 01 09 08	2+	0,60	08 15 08 20	2846— 2850	Нет	Нет	Слабое поглоще- ние	Очень слабая эмиссия	Слабые выбросы $\Delta\lambda \approx \pm 1\text{\AA}$	
11	8.VII	08 19 09 50	2	0,75	08 58 09 30	3046	Эмиссия средней яркости	Нет	Слабое поглоще- ние	Слабая эмиссия	Небольшой выб- рос	
12	16.VII	06 36 08 29	2	0,40	07 19 07 32	3153— 3158	Эмиссия средней яркости	Нет	Очень слабая эмиссия	Эмиссия средней яркости	Нет	В Н и К небольшой красный эмиссион- ный «ус»
13	17.VIII	07 08 07 39	1	0,22	07 18 07 36	3361— 3369	Яркая эмиссия	Очень протяжен- ные, несколько асимметричные	Яркая эмиссия в D_2 и в λ_{4472} He I	Яркая эмиссия	Слабый выброс, $\Delta\lambda \approx +1,5\text{\AA}$	По спектру балл вспышки ≥ 3

Таблица 1 (окончание)

№ ц/п	Дата	Время начала и конца вспышки, UT	Балл	Рассто- яние от центра диска	Время начала и конца наблюд- ний спек- тра, UT	№ пластинок	Непрерыв- ный спектр	Характер эмиссионных крайовых линий	Поведение линии D ₂ гелия	Поведение линий металлов (кроме H и K Ca+)	Характер абсорб- ционных выбро- сов (Δλ дана для H _α)	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
14	17.VIII 1959 г.	12 ^h 18 ^m 12 48	1+	0,23	12 ^h 38 ^m 12 44	3372— 3376	Очень слабая эмиссия	Нет	Слабое поглоще- ние	Не светит- ся	Нет	
15	17.VIII	14 36 15 10	1	0,24	14 39 14 49	3377— 3381	Слабая эмиссия	Мало протяжен- ные	Слабая эмиссия	Яркая эмиссия	Нет	По спектру балл вспышки 1+
16	18.VIII	05 58E 06 14D	1	0,40	05 58	3382— 3383	Яркая эмиссия	Мало протяжен- ные	Эмиссия средней яркости	Эмиссия средней яркости	Слабый выброс, Δλ ≈ +1,5A	Возможно, балл за- нижен, так как имеются только от- рывочные наблюде- ния. По спектру балл вспышки 1+
17	25.VIII	06 23 07 28	2	0,10	06 41 06 52	3410— 3415	Нет	Нет	Слабое поглоще- ние	Очень слабая эмиссия	Нет	
18	2.IV 1960 г.	08 38 09 20	1+	0,44	08 46 08 53	3462— 3465	Нет	Нет	Эмиссия средней яркости	Эмиссия средней яркости	Нет	
19	30.VIII	09 20 10 30	2	0,37	09 47 10 15	3535— 3545	Слабая эмиссия	Нет	Слабое поглоще- ние	Не светят- ся	Плотный выброс, Δλ ≈ +2A	
20	11.X	05 17 06 40	2	0,70	05 27 06 10	3581— 3594	Нет	Протяженные	Эмиссия в D ₂ и в λ 4472 He I	Яркая эмиссия	Выброс, Δλ ≈ +3A	
21	29.X	10 30 12 00	2+	0,53	11 10 11 15	3664— 3667	Нет	Нет	Среднее поглоще- ние	Слабая эмиссия	Плотный выброс, Δλ ≈ +3A	

* В дальнейшем эта характеристика будет обозначена словом «нет».

Таблица 2

№№	λ	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3364	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3365	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3384	№№	λ	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3364	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3365	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3384
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1	5895,944	Na	0,51	0,69		49	4314,979	Ti ⁺	0,23	0,37	
2	5889,977	Na	0,48	0,68		50	4307,914	Fe ⁺ , Ti ⁺ , CH	0,31	0,43	
3	5528,420	Mg	0,27	0,33		51	4303,181	Fe ⁺	0,40	0,70	0,62
4	5455,626	Fe	0,39	0,48	0,44	52	4301,92	Ti ⁺	0,27	0,39	
5	5446,926	Fe	0,33	0,55	0,49	53	4300,055	Ti ⁺	0,24	0,54	
6	5434,536	Fe	0,36	0,43	0,51	54	4299,252	Ti, Fe	0,16	0,22	
7	5429,708	Fe	0,40	0,54	0,54	55	4294,147	Ti ⁺ , Fe	0,28	0,37	
8	5405,787	Fe	0,37	0,45	0,46	56	4290,228	Ti ⁺	0,24	0,31	
9	5397,143	Fe	0,40	0,56	0,53	57	4289,731	Cr	0,27	0,29	
10	5371,503	Fe	0,44	0,53	0,55	58	4274,808	Cr	0,27	0,38	
11	5341,035	Fe, Mn	0,30	0,42	0,39	59	4271,776	Fe	0,26	0,34	0,41
12	5328,544	Fe	0,33	0,45	0,41	60	4260,488	Fe	0,27	0,34	0,27
13	5328,053	Fe	0,42	0,65	0,66	61	4254,348	Cr	0,31	0,40	
14	5316,622	Fe ⁺	0,63	1,07	1,03	62	4250,799	Fe	0,26	0,31	0,31
15	5276,001	Fe ⁺	0,55	1,01	0,93	63	4246,838	Sc ⁺	0,21	0,29	
16	5234,634	Fe ⁺	0,52	0,87	0,72	64	4233,171	Fe ⁺	0,66	1,43	1,27
17	5227,194	Fe	0,37	0,51	0,55	65	4226,742	Ca	0,52	0,69	
18	5197,578	Fe ⁺	0,48	0,67	0,67	66	4216,186	Fe	0,20	0,34	0,35
19	5183,621	Mg	0,56	0,69		67	4215,545	CN, Sr ⁺	0,41	0,65	
20	5172,700	Mg	0,64	0,85		68	4202,042	Fe	0,28	0,29	0,36
21	5171,612	Fe	0,32	0,41	0,42	69	4198,246	Fe	0,20	0,24	0,26
22	5169,052	Fe ⁺	1,15	1,77	1,53	70	4178,863	Fe ⁺	0,48	0,78	0,68
23	5167,510	Fe	0,39	0,51	0,74	71	4173,466	Fe ⁺	0,47	0,64	0,77
24	5167,330	Mg	0,54	0,79		72	4167,279	Mg	0,19	0,34	
25	5018,452	Fe ⁺	0,79	1,50	1,29	73	4143,880	Fe	0,24	0,44	0,44
26	4923,932	Fe ⁺	0,76	1,43	1,21	74	4132,069	Fe	0,28	0,45	0,41
27	4629,344	Ti, Fe ⁺ , Co	0,49	0,79		75	4077,726	Sr ⁺	0,53	0,71	
28	4571,982	Ti ⁺	0,23	0,52		76	4071,751	Fe	0,28	0,39	0,35
29	4563,768	Ti ⁺	0,25	0,41		77	4063,607	Fe	0,35	0,49	0,51
30	4555,894	Fe ⁺	0,48	0,74	0,70	78	4045,827	Fe	0,34	0,50	0,41
31	4549,640	Ti ⁺	0,34	0,47		79	4034,494	Mn	0,25	0,35	
32	4549,476	Fe ⁺	0,61	1,00	0,89	80	4033,077	Mn	0,25	0,35	
33	4533,973	Ti ⁺ , Co	0,31	0,40		81	4030,77	Mn	0,24	0,37	
34	4482,176	Fe	0,25	0,33		82	4012,390	Ce ⁺ , Ti ⁺	0,32	0,64	
35	4468,502	Ti ⁺	0,30	0,47		83	4005,256	Fe	0,25	0,32	0,36
36	4417,725	Ti ⁺	0,21	0,35		84	3966,075	Fe	0,40	0,60	0,59
37	4416,829	Fe ⁺	0,32	0,60	0,63	85	3961,537	Al	0,41	0,66	
38	4415,137	Fe	0,27	0,36	0,37	86	3944,018	Al	0,44	0,78	
39	4404,763	Fe	0,35	0,43	0,44	87	3940,043	Fe	0,33	0,50	0,43
40	4399,823	Cr	0,25	0,38		88	3932,020	Ti ⁺	0,89	1,20	
41	4395,042	Ti ⁺	0,32	0,48		89	3930,310	Fe	1,16	1,74	1,44
42	4385,389	Fe ⁺	0,37	0,61		90	3927,935	Fe	0,67	0,96	0,94
43	4383,559	Fe	0,35	0,46	0,45	91	3922,925	Fe	0,56	0,85	0,82
44	4375,946	Fe	0,32	0,38	0,44	92	3920,271	Fe	0,39	0,58	0,64
45	4351,769	Cr, Fe ⁺ , CH	0,68	1,17	1,05	93	3917,186	Fe	0,18	0,35	0,38
46	4337,927	Ti ⁺	0,31	0,44		94	3913,472	Ti ⁺	0,30	0,54	
47	4337,057	Fe	0,36	0,44	0,36	95	3906,492	Fe	0,34	0,56	0,59
48	4325,777	Fe	0,26	0,32	0,31	96	3905,534	Si	1,00	1,27	

Таблица 2 (окончание)

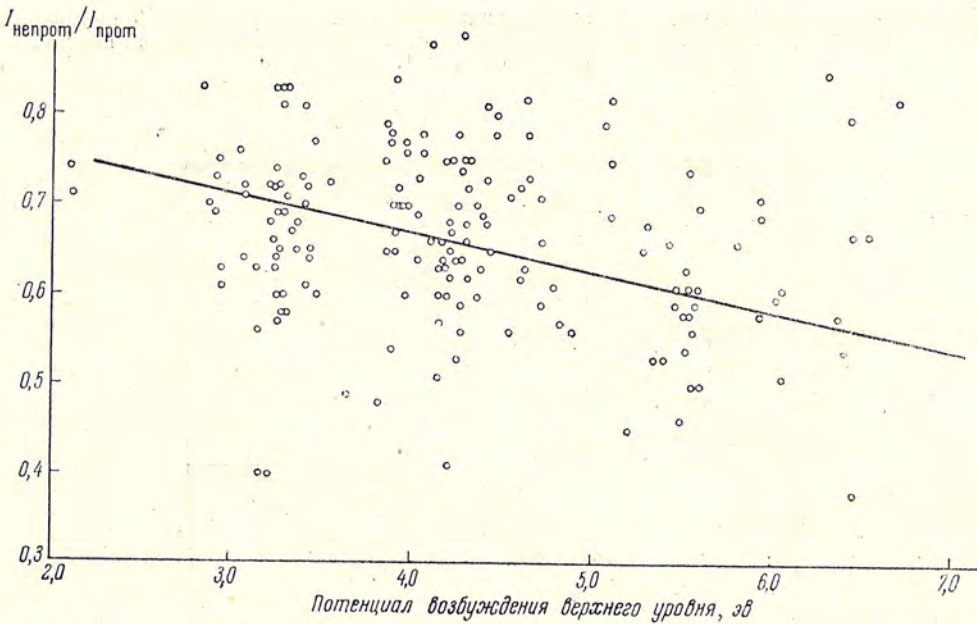
№№	λ	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3364	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3365	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3384	№№	λ	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3364	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3365	$I_{\lambda}/I_{\lambda\odot}$, пластин- ка № 3384
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
97	3902,958	Cr, Fe, Mo	0,25	0,42		138	3745,576	Fe	0,78	1,04	
98	3900,543	Ti ⁺ , Fe	0,34	0,63		139	3743,370	Fe	0,24	0,37	
99	3899,721	Fe	0,40	0,70	0,66	140	3741,65	Ti ⁺	0,26	0,46	
100	3895,669	Fe	0,37	0,65	0,62	141	3737,143	Fe	0,92	1,35	
101	3887,061	Fe	0,57	0,64	0,83	142	3736,919	Ca ⁺	1,68	2,11	
102	3886,296	Fe, La ⁺	0,86	1,20	1,14	143	3734,876	Fe	0,74	1,11	
103	3878,582	Fe	0,35	0,55	0,56	144	3733,322	Fe	0,76	1,19	
104	3878,029	Fe, CN	0,34	0,53	0,49	145	3727,636	Fe	0,28	0,44	
105	3872,512	Fe	0,24	0,40	0,37	146	3722,590	Ti, Fe	0,59	0,96	
106	3865,535	Fe	0,29	0,38	0,35	147	3721,637	Ti ⁺	0,56	0,67	
107	3859,924	Fe	0,64	1,38		148	3719,949	Fe	1,07	1,59	
108	3859,225	Fe	0,22	0,43		149	3712,944	Cr ⁺	0,38	0,62	
109	3856,383	Fe	0,53	0,82		150	3709,257	Fe	0,31	0,47	
110	3850,828	Fe	0,21	0,37		151	3707,827	Fe	0,34	0,53	
111	3849,978	Fe	0,21	0,33	0,41	152	3706,038	Ca ⁺ , Mn	1,11	1,65	
112	3841,060	Fe, Mn	0,24	0,42	0,55	153	3705,578	Fe	0,61	0,90	
113	3840,449	Fe, CN	0,36	0,53	0,73	154	3687,467	Fe	0,35	0,54	
114	3838,304	Mg	1,00	1,41		155	3685,197	Ti ⁺	0,43	0,62	
115	3834,235	Fe	0,54	0,72	0,90	156	3683,07	Co, Fe	0,33	0,50	
116	3832,312	Mg	0,71	1,02		157	3682,246	Fe	0,18	0,36	
117	3829,367	Mg	0,61	1,05		158	3679,924	Fe	0,54	0,90	
118	3827,834	Fe	0,47	0,76	0,75	159	3677,856	Cr ⁺	0,32	0,53	
119	3825,893	Fe	0,40	0,57	0,58	160	3677,696	Cr ⁺	0,25	0,49	
120	3824,454	Fe	0,66	0,94	0,96	161	3647,852	Fe	0,50	0,59	
121	3820,438	Fe	0,51	0,70	0,74	162	3642,828	Sc ⁺	0,21	0,29	
122	3815,853	Fe	0,30	0,41	0,44	163	3641,336	Ti ⁺	0,25	0,40	
123	3814,598	CN, Ti ⁺	0,29	0,49		164	3632,05	Fe	0,22	0,57	
124	3813,396	Ti ⁺	0,33	0,42	0,42	165	3631,476	Fe, Cr	0,41	0,58	
125	3812,964	Fe	0,28	0,41		166	3630,779	Ca, Sc ⁺	0,26	0,36	
126	3799,560	Fe	0,40	0,98		167	3624,840	Fe, Ti ⁺	0,28	0,34	
127	3798,523	Fe	0,56	0,90		168	3619,401	Ni	0,24	0,32	
128	3795,014	Fe	0,22	0,42		169	3618,778	Fe	0,35	0,49	
129	3790,100	Fe	0,25	0,40		170	3613,882	Sc ⁺	0,28	0,36	
130	3787,893	Fe	0,24	0,38		171	3610,461	Ni	0,27	0,37	
131	3783,537	Ni	0,16	0,51		172	3610,167	Fe, Ti	0,25	0,34	
132	3769,47	Ni ⁺	0,50	0,85		173	3581,210	Fe	0,58	0,92	
133	3767,206	Fe	0,28	0,38		174	3576,330	Sc ⁺	0,27	0,47	
134	3763,805	Fe	0,34	0,40		175	3570,135	Fe	0,51	0,74	
135	3761,322	Ti ⁺	0,45	0,66		176	3566,384	Ni	0,22	0,41	
136	3759,301	Ti ⁺	0,60	0,86		177	3565,397	Fe	0,30	0,46	
137	3758,247	Fe	0,40	0,50		178	3558,533	Fe, Sc ⁺	0,31	0,33	

На основании данных табл. 2 вычислены отношения интенсивностей линий непротонной и протонной вспышек $I_{\text{непрот}}/I_{\text{прот}}$ и построена графическая зависимость этих относительных интенсивностей от потенциала возбуждения верхнего уровня соответствующего перехода (фиг. 1). Зна-

Таблица 3

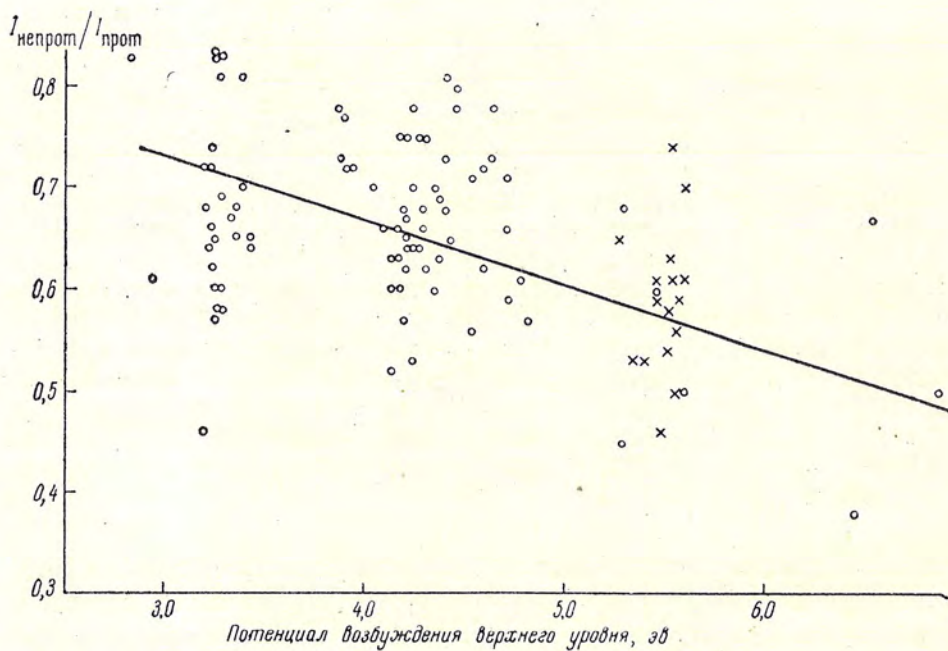
Дата вспышки, 1959 г.	Характер вспышки	№ пластинки	τ		$\tau_{\text{ср}}$	Примечание
			по H Ca ⁺	по K Ca ⁺	(по H и K Ca ⁺)	
14.VII	Протонная	3118	0,5	0,5	0,5	разные места вспышки
14.VII	»	3144	0,15	0,13	0,14	
18.VIII	»	3385	0,05	0,06	0,06	
18.VIII	»	3395	0,03	0,04	0,04	одно место вспышки через 6,5 мин
18.VIII	»	3398	0,5	0,5	0,5	
16.VII	Непротонная	3153	—	> 0,8	> 0,8	разные ядра вспышки
16.VII	»	3153	> 0,6	≥ 0,8	≥ 0,8	
17.VIII	»	3369	0,20	0,15	0,18	разные вспышки
17.VIII	»	3372	0,09	0,10	0,10	
18.VIII	»	3383	0,04	0,06	0,05	

чительный разброс точек на графике обусловлен не только ошибками фотометрии (трудностью выбора непрерывного спектра), но также, вероятно, и реальными флуктуациями интенсивностей линий, принадлежащих

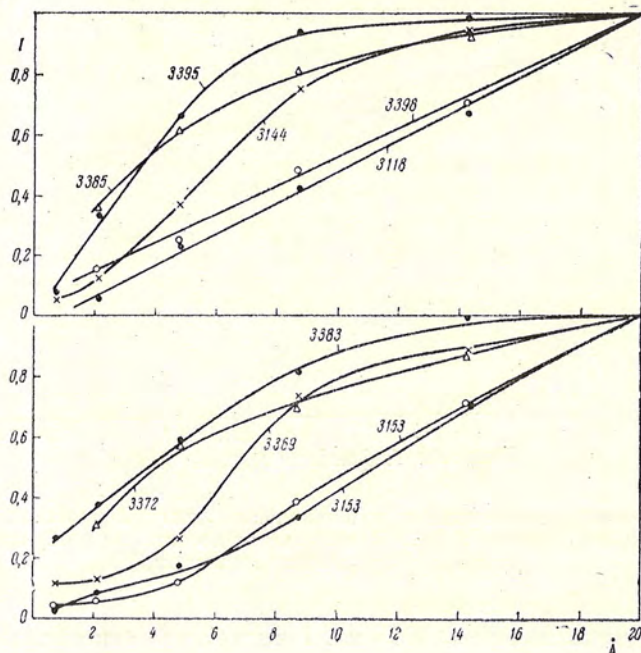


Фиг. 1. Зависимость относительных интенсивностей линий непротонной (пластинка № 3364) и протонной (пластинка № 3395) вспышек от потенциала возбуждения верхних уровней (по многим элементам)

к различным мультиплетам. Из фиг. 1 видно, что относительная интенсивность линий непротонной и протонной вспышек очень мало изменяется с ростом потенциала возбуждения верхних уровней (при изменении потенциала возбуждения от 3 эв до 5,5 эв относительная интенсивность линий протонной вспышки увеличилась только в 1,18 раза).



Фиг. 2. Зависимость относительных интенсивностей линий непротонной (пластинка № 3364) и протонной (пластинка № 3395) вспышек от потенциала возбуждения верхних уровней для Fe (точки) и Fe⁺ (крестики)



Фиг. 3. Наблюдаемый ход интенсивности непрерывной эмиссии вблизи линии К Са⁺ протонных (вверху) и непротонных (внизу) вспышек
Цифрами обозначены номера использованных фотопластинок

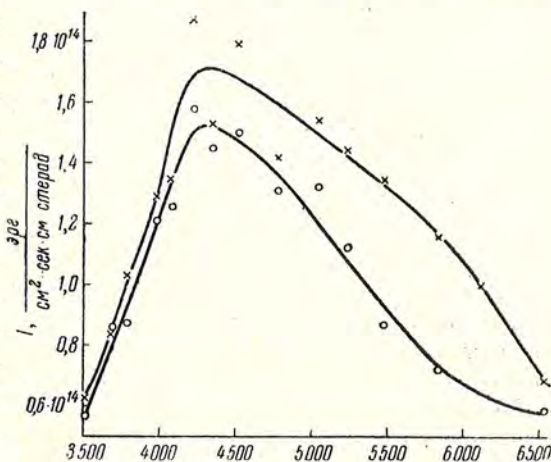
Для построения фиг. 1 были использованы интенсивности линий различных химических элементов. На фиг. 2 показана та же зависимость только для линий Fe и Fe⁺. Рост относительной интенсивности линий протонной вспышки в область более высоких потенциалов возбуждения стал несколько заметнее (при изменении от 3 до 5,5 эв относительная интенсивность возрастает в 1,28 раза).

Среднее значение относительной интенсивности линий Fe и отдельно Fe⁺ равно соответственно

$$\left(\frac{I_{\text{непрот}}}{I_{\text{прот}}}\right)_{\text{Fe}} = 0,69 \pm 0,01; \quad \left(\frac{I_{\text{непрот}}}{I_{\text{прот}}}\right)_{\text{Fe}^+} = 0,56 \pm 0,02.$$

Линии Fe⁺ в протонной вспышке в 1,23 раза более интенсивны, чем в не-протонной. Результаты, полученные на основании фотометрии пластинки № 3384, вполне аналогичны. Таким образом, в рассмотренной протонной вспышке наблюдаются несколько лучшие условия для возбуждения уровней с высоким потенциалом возбуждения и ионов металлов. Однако эти различия настолько малы, что они не могут служить признаком протонных вспышек.

Каждая протонная вспышка, как уже говорилось, характеризуется также эмиссией в непрерывном спектре. Можно полагать, что непрерывный спектр возникает в наиболее интенсивных областях вспышки, которые могут локализоваться на различных глубинах в хромосфере. В связи с этим, возможно, могут изменяться условия образования и выхода высокоэнергичных протонов. Глубина залегания ряда вспышек была определена по поглощению их непрерывной эмиссии в крыльях линий H и K Ca⁺ методом, примененным В. Л. Хохловой [7]. На фиг. 3 изображен ход интенсивности непрерывной эмиссии протонных и непротонных вспышек в крыле линии K Ca⁺. В табл. 3 даны оптические глубины узлов вспышек в частотах непрерывного спектра. Как видно из таблицы, как для протонных, так и для непротонных вспышек оптическая глубина меняется в довольно широких пределах (примерно от 0,04—0,05 до 0,5—1). Возможно, что глубина залегания протонных вспышек все же несколько меньше, однако принципиальной разницы в глубинах нет. Измерения показывают, что распределение интенсивности в спектре непрерывной эмиссии протонных и непротонных вспышек также одинаково. На фиг. 4 показан ход



Фиг. 4. Спектральное распределение непрерывной эмиссии протонной и непротонной вспышек. Кружки — протонная вспышка 18.VIII 1959 г. (пластинка № 3395); крестики — непротонная вспышка 18.VIII 1959 г. (пластинка № 3383)

интенсивности вдоль спектра для двух вспышек 18.VIII 1959 г., одна из которых была протонной, а другая протонной. Максимумы этих двух кривых и их общий ход с точностью до ошибок измерения совпадают, что указывает на идентичные условия возникновения непрерывной эмиссии.

Таким образом, из приведенных данных можно сделать вывод, что не особые спектральные признаки, а только мощность процессов характеризует различие между протонными и непотонными вспышками. Следует, однако, отметить, что некоторые непотонные вспышки, в частности, вспышка 17.VIII 1959 г. ($07^h08^m - 07^h39^m$) не отличаются или мало чем отличаются как по характеру спектра, так и по мощности процессов от сильных протонных вспышек, но все же не дают интенсивных потоков высокоэнергичных протонов. Идентичность спектров протонных и непотонных вспышек указывает на то, что за генерацию высокоэнергичных протонов вряд ли ответственны те области вспышки, которые определяют характер ее видимого спектра.

Авторы искренне благодарны А. Б. Северному за ряд ценных советов при постановке работы.

18 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Д в о р я ш и н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 305, 1962.
2. А. Б. С е в е р н ы й, Н. В. С т е ш е н к о, В. Л. Х о х л о в а. Астрон. ж., 37, вып. 1, 23, 1960.
3. А. С. Д в о р я ш и н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 293, 1962.
4. Internat. Geophys. Year, Solar activity Rept. Ser. № 12, 1960 and № 15, 1961. High Altitude Observ., Boulder. Colorado.
5. Quart. Bull. Solar Activity, № 130—132, 1960. Zürich.
6. Revision of Rowland preliminary table of Solar Spectrum wave-lengths. Washington, 1928.
7. В. Л. Х о х л о в а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 115, 1958.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВСПЫШЕК

Н. Н. Степанян

Для нескольких вспышек на лимбе и на диске Солнца определена кинетическая температура ($T_{\text{кин}}$) по полуширинам линий элементов с разными атомными весами. Показано, что получаемая для вспышек на диске очень высокая температура (около $100\,000^\circ$) фиктивна, так как для ее определения используются линии металлов и водорода, светящиеся на разных высотах. В лимбовых вспышках видна стратификация свечения, что позволяет определять температуру для данной высоты. Полученные температуры хорошо согласуются с температурой, определенной другими методами.

ON THE DETERMINATION OF THE KINETIC TEMPERATURE OF FLARES, by *N. N. Stepanyan*.— The kinetic temperature ($T_{\text{кин}}$) of several limb and disk flares has been determined from the half-widths of lines of elements with different atomic weights. It is shown that the very high temperature (about $100\,000^\circ$) obtained for disk flares is fictitious, as metallic and hydrogen lines used for its determination are emitted at different heights. Stratified emission is seen in limb flares and permits to derive the temperature at a given height. The temperatures obtained are in good agreement with those found by other methods.

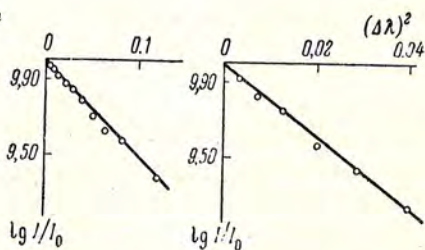
Для определения кинетической температуры $T_{\text{кин}}$ вспышек по эмиссионным линиям в их спектре можно воспользоваться известной формулой

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{2kT_{\text{кин}}}{\mu} + v_l^2}.$$

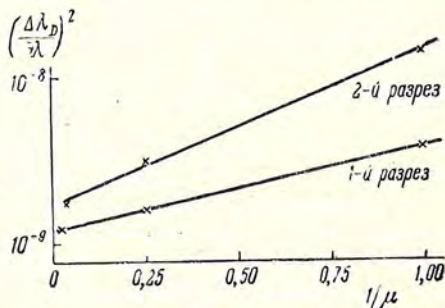
Определив из наблюдений доплеровские полуширины $\Delta\lambda_D$ для линий элементов с разными атомными весами μ , строим график, по оси абсцисс которого откладываем $1/\mu$, а по оси ординат $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$. Если получается прямая линия, то наклон ее определяет $T_{\text{кин}}$, а расстояние от начала координат до пересечения этой прямой с осью ординат — скорость «турбулентции» v_l . В [1] таким способом была определена температура для вспышки на диске. Она оказалась около $100\,000^\circ$, что, как отмечают сами авторы [1], невозможно, так как при такой температуре металлы не должны светиться из-за ионизации.

В [2] $\Delta\lambda_D/\lambda$ для линии вспышки-выброса получилось независящим от μ , что вполне естественно, так как расширение линий в выбросе явно не температурного происхождения, а связано с крупномасштабными движениями (крылья H_α больше $10\text{ \AA}$).

Нами была найдена зависимость $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2 \sim 1/\mu$ для нескольких вспышек на лимбе и на диске. Вспышка на лимбе 25.VII 1959 г. была описана в [3]. Эмиссия в этой вспышке характерна тем, что линии водорода и наиболее сильные линии металлов имеют максимум свечения на большей высоте, чем большинство остальных металлических линий. Были построены контуры $I_{\text{всп}} = I_{\text{возм}} - I_{\text{нев}}$ большого числа линий водорода (от H_9 до H_{15}), гелия и металлов для двух областей вспышки. Первый



Фиг. 1. Логарифмические контуры H_{13} (слева) и $\lambda 3753,35 \text{ Fe}$ (справа) для первого разреза вспышки 25.VII 1959 г.



Фиг. 2. $\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)^2 \sim \frac{1}{\mu}$ для двух разрезов вспышки 25.VII 1959 г.

фотометрический разрез проведен на той высоте над краем Солнца, где линии металлов достигают максимума свечения, второй — несколько выше, на высоте максимума свечения водорода. Для всех линий были построены логарифмические контуры

$$\lg \frac{I_{\text{всп}}}{I_0} \sim (\Delta\lambda)^2,$$

где I_0 — интенсивность $I_{\text{всп}}$ в центре линии, а $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии. Примеры этих контуров даны на фиг. 1. Логарифмические контуры для всех линий, включая водородные от H_{10} до H_{15} , хорошо представляются прямыми линиями, что говорит о доплеровском характере их расширения и об отсутствии в них самопоглощения. По наклону этих прямых были определены $\Delta\lambda_D$. Затем отдельно для каждого разреза построены графики $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2 \sim 1/\mu$ (на фиг. 2 для H, He и металлов взяты средние значения). Для первого разреза, где свечение металлов максимально, все точки хорошо ложатся на одну прямую, из которой получается

$$T_{\text{кин}} = 24\,000^\circ \text{ и } v_t = 12 \text{ км/сек.}$$

Во втором разрезе, где наблюдается максимум свечения водорода, металлы почти не светятся, их контуры целиком инструментальные и определение $\Delta\lambda_D$ ненадежно. Только линия $\text{Ca}^+ \lambda 3736,9 \text{ \AA}$ достаточно сильна. По точкам, соответствующим водороду, гелию и $\lambda 3736,9 \text{ Ca}^+$ определена $T_{\text{кин}} = 40\,000^\circ$ и $v_t = 16 \text{ км/сек.}$ Подобные определения были проведены также на нескольких спектрограммах вспышки на диске 11.X 1960 г., соответствующих моментам максимума свечения водорода, предмаксимальной и максимальной фазе развития вспышки в линиях металлов и близ-

кому после максимума моменту. Эта вспышка описана в [3]. Во всех случаях наклон прямой $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2 \sim 1/\mu$, построенной по линиям металлов, гелия и водорода, очень велик и определяемая по нему температура порядка 100 000°.

Для вспышки на диске 17.VIII 1959 г. подобные определения были проведены для момента затухания (через 7 мин после максимума свечения водорода во вспышке). Получена $T_{\text{кин}} = 18\,000^\circ$.

Все эти наблюдения показывают, что при определении температуры существенно знать высоту свечения вспышки в отдельных линиях. По спектрам лимбовых вспышек видно, что высоты свечения в водородных и металлических линиях различны. При наблюдении же на диске это свечение оказывается спроектированным более или менее на одно и то же место Солнца. Определяя в этом случае температуру по линиям, фактически светящимся на разных высотах, мы получаем фиктивную, завышенную температуру.

Только для лимбовых вспышек можно провести измерения на одной высоте и получаемая температура будет иметь некоторый физический смысл, хотя и в этом случае производится осреднение по лучу зрения. Но, так как рассматриваемые линии образуются в оптически тонком слое, можно считать, что мы наблюдаем некоторое осредненное излучение от всей вспышки на данной высоте.

Следует отметить, что для таких измерений очень существенно выбирать линии, не отягощенные самопоглощением. Так, например, можно пользоваться только высшими членами серии Бальмера, так как даже H_9 искажена самопоглощением, не говоря уже о таких линиях, как H_γ , H_δ .

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. T. Jefferies, E. V. P. Smith, H. J. Smith. *Astrophys. J.*, 129, 146, 1959.
2. А. Н. Коваль, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 26, 3, 1961.
3. Н. Н. Степанян. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 29, 68, 1963.

О КОНТУРАХ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫБРОСОВ

С. О. Обашев

Изучены профили линий излучения нити выбросов. Установлено, что $\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_H \approx \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_p$ [1]. Скорость, определенная по полуширинам контуров порядка 30 км/сек. Наблюдаемые полуширины не характеризуют температуру излучающей среды: они обусловлены движением нетеплового характера.

THE EMISSION LINE PROFILES OF SURGES, by S. O. Obashev.—The emission line profiles of surge threads have been studied. It is found that $\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_H \approx \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_p$ [1]. The velocity, determined from the half-widths of the line profiles, is of the order of 30 km/sec. The observed half-widths do not characterize the temperature of the radiative medium: they are due to motions of a non thermal character.

В области активных групп пятен сложной полярности наблюдаются яркие протуберанцы типа выброса, состоящие из ряда тонких светящихся



Фиг. 1. Зарисовка края Солнца и выброса

нитей с диаметром порядка $5 \cdot 10^8$ см и меньше. Исследование их и подобных им явлений производилось рядом авторов [1—3]. Температура, определенная по полуширинам контуров линий H_α и D_3 в предположении, что уширение линий обусловлено только тепловыми движениями излучающих атомов, лежит в пределах $(2 \div 20) \cdot 10^4$ °K [2] и выше [3].

Нами изучаются контуры линий водорода H_α — H_ϵ , H и K Ca II, D_3 He в отдельных нитях выброса. Были использованы полученные на Башенном солнечном телескопе (БСТ) спектрограммы с эшелле выбросов, наблюдавшихся в области групп пятен 25.VII 1959 г. На фиг. 1 пока-

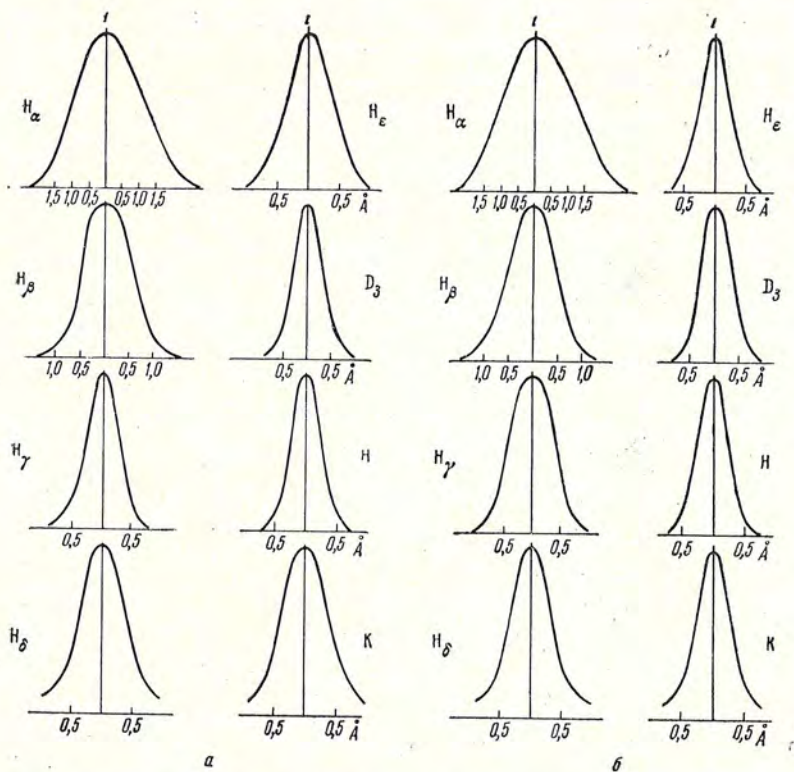
зано сечение выброса щелью, высота сечения над лимбом около $10''$. Спектрограммы имеют дисперсию в области $H_\alpha - 1,1 \text{ \AA/мм}$ и вблизи линий H и $K \text{ Ca II} - 0,64 \text{ \AA/мм}$. Обработка производилась на микрофотометре МФ-4 с передачей $1/5 - 1/6$ по обычной методике.

Контуры линий $H_\alpha - H_\epsilon$

Для каждой линии излучения нитей выброса были построены контуры, часть которых воспроизведена на фиг. 2. Они симметричны и достаточно хорошо описываются функцией Гаусса

$$-\lg \frac{I}{I_0} = k(\lambda - \lambda_0)^2. \quad (1)$$

Здесь $k = 0,43 \Delta\lambda^{-1/2}$ и $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина. Контуры в осях $(\lg I/I_0, \Delta\lambda^2)$ приведены на фиг. 3, а полуширины, определенные



Фиг. 2. Профили линий излучения нити выброса в разных линиях
а — нить № 1 (пластинка 3225); б — нить № 1 (пластинка № 3230)

по наклону прямой, проходящей через наблюдаемые точки, в таблице.

Если наблюдаемая полуширина вызвана тепловым и турбулентным движениями атомов и температура постоянна по всему излучающему объему, то

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \left(\frac{2kT}{m_{H^I}} + v_l^2 \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где v_l — турбулентная скорость.

Выражение (2) является основным соотношением, при помощи которого из наблюдаемой полуширины оцениваются температура и турбулентная скорость, если известны из наблюдений полуширины по крайней мере двух линий, принадлежащих двум элементам, атомы которых обладают различными весами.

Из приведенного выше выражения находим

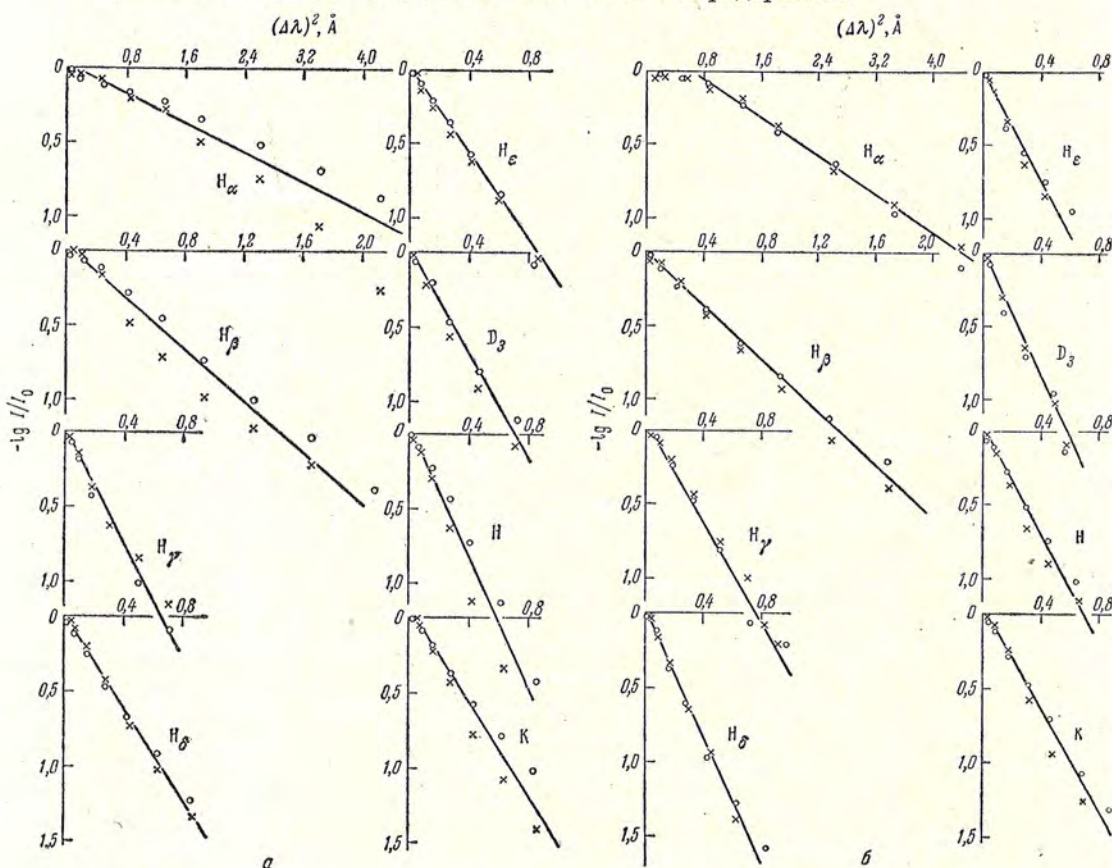
$$T = 5,4 \cdot 10^{12} \left[\left(\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \right)_H^2 - \left(\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \right)_\mu^2 \right] \left(1 - \frac{1}{\mu} \right)^{-1} \quad (3)$$

и

$$v_t = 1,3 \cdot 10^{-1} \left[5,4 \cdot 10^{12} \left(\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \right)_\mu^2 - \frac{T}{\mu} \right]^{1/2}; \quad (4)$$

здесь v_t выражено в км/сек, индексы H и μ означают соответственно водород и тяжелые элементы.

На фиг. 4 показано изменение отношения $\Delta \lambda_D / \lambda$ с длиной волны для линий водорода (кружки). Мы видим, что для низших линий серии отношения постоянны. Линию H_α исключаем из рассмотрения, так как она обременена самопоглощением и несколько передержана.



Фиг. 3. Логарифмические контуры линий.

Пластика 3225: а — нить № 1; б — нить № 2; в — нить № 3; г — нить № 4. Пластика 3230: о — нить № 1; е — нить № 2; ж — нить № 3; з — нить № 4 (окончание на стр. 217—219)

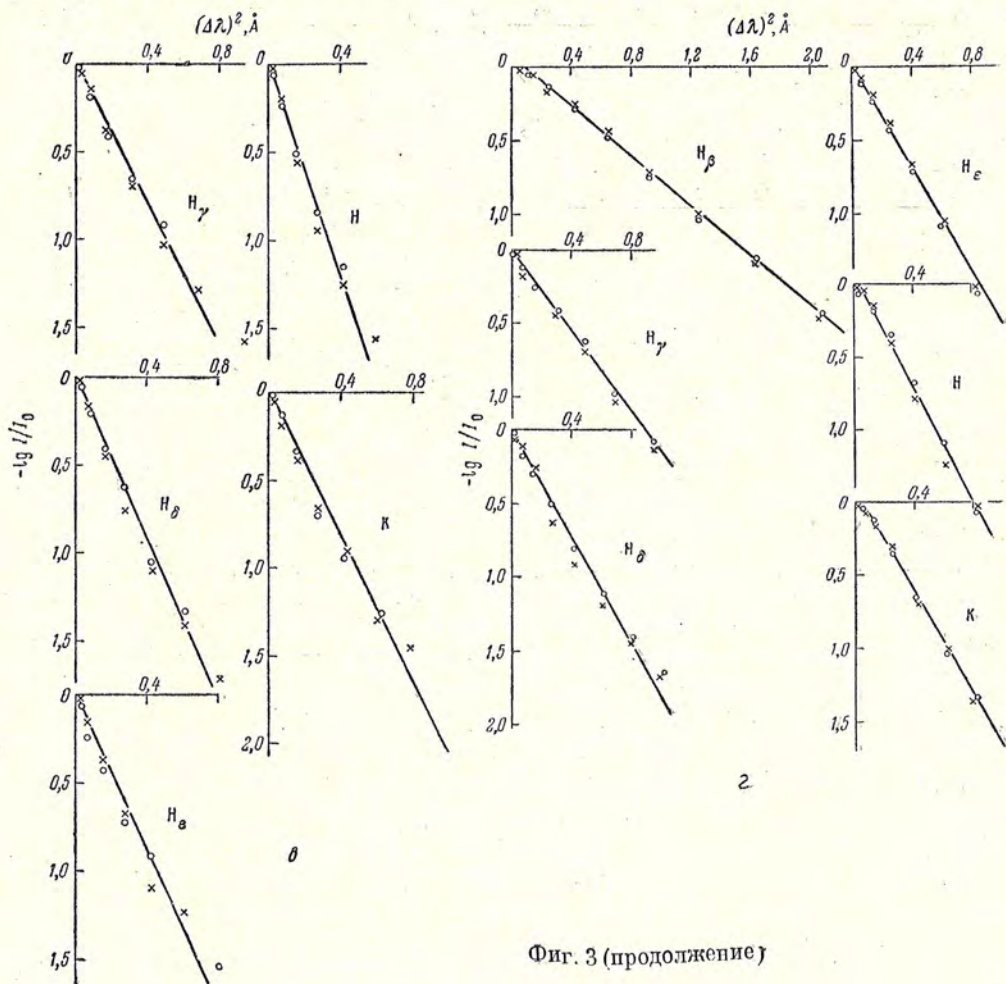
Температурный член выражения (2), как будет видно из дальнейшего, относительно мал и не играет роли. Поэтому мы можем оценить скорость из выражения

$$v = c \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Величины v для всех нитей одного порядка (см. таблицу). В образованиях типа нити, имеющих поперечный размер $\sim 10^8$ см и меньше, едва ли могут присутствовать турбулентные скорости в обычном смысле. Разумно предположить, что нить представляет собой поток вещества вдоль магнитных силовых линий.

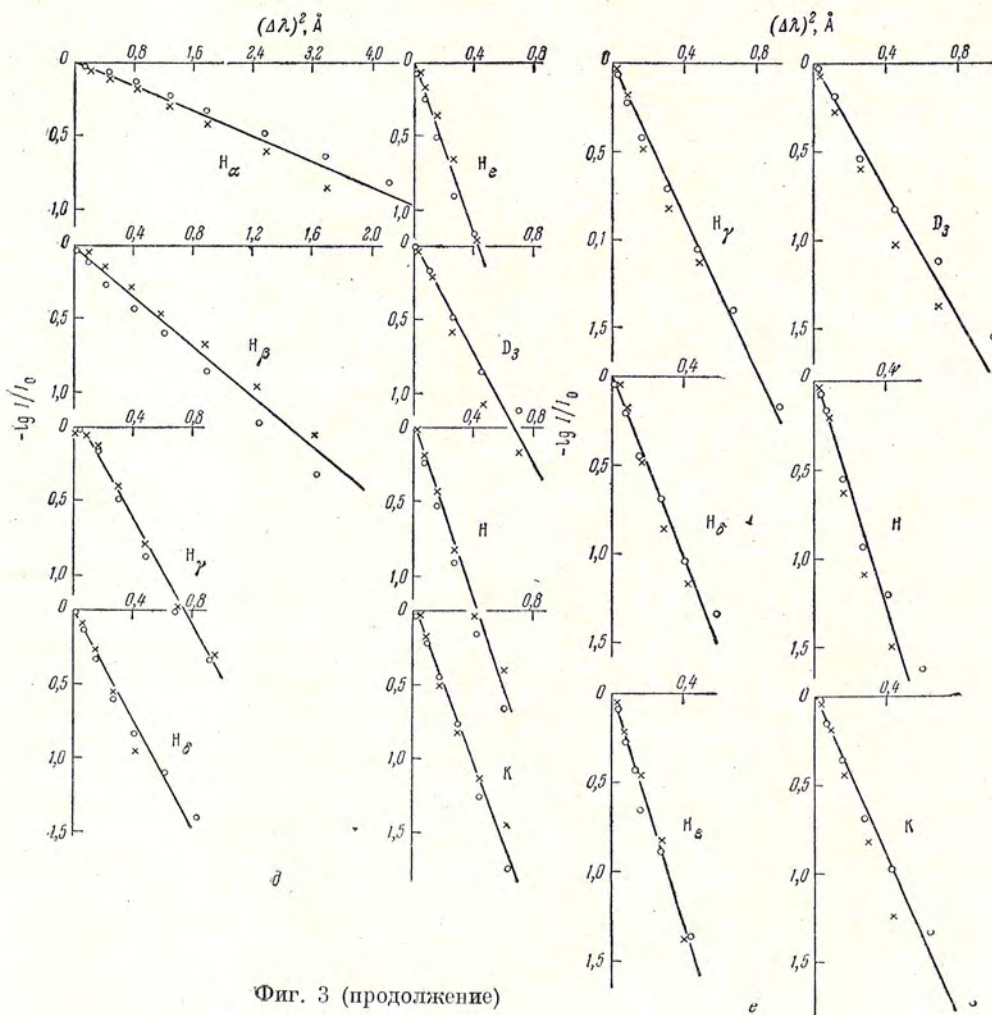
Контуры линий H и K Ca II

Согласно (2) для линий различных элементов при условии, что расширение обусловлено только температурой, отношение должно быть пропорционально $\mu^{-1/2}$. Однако если мы рассмотрим линии H и K Ca II и D₃ гелия, то для них получаем практически те же значения $\Delta\lambda_D/\lambda$, что



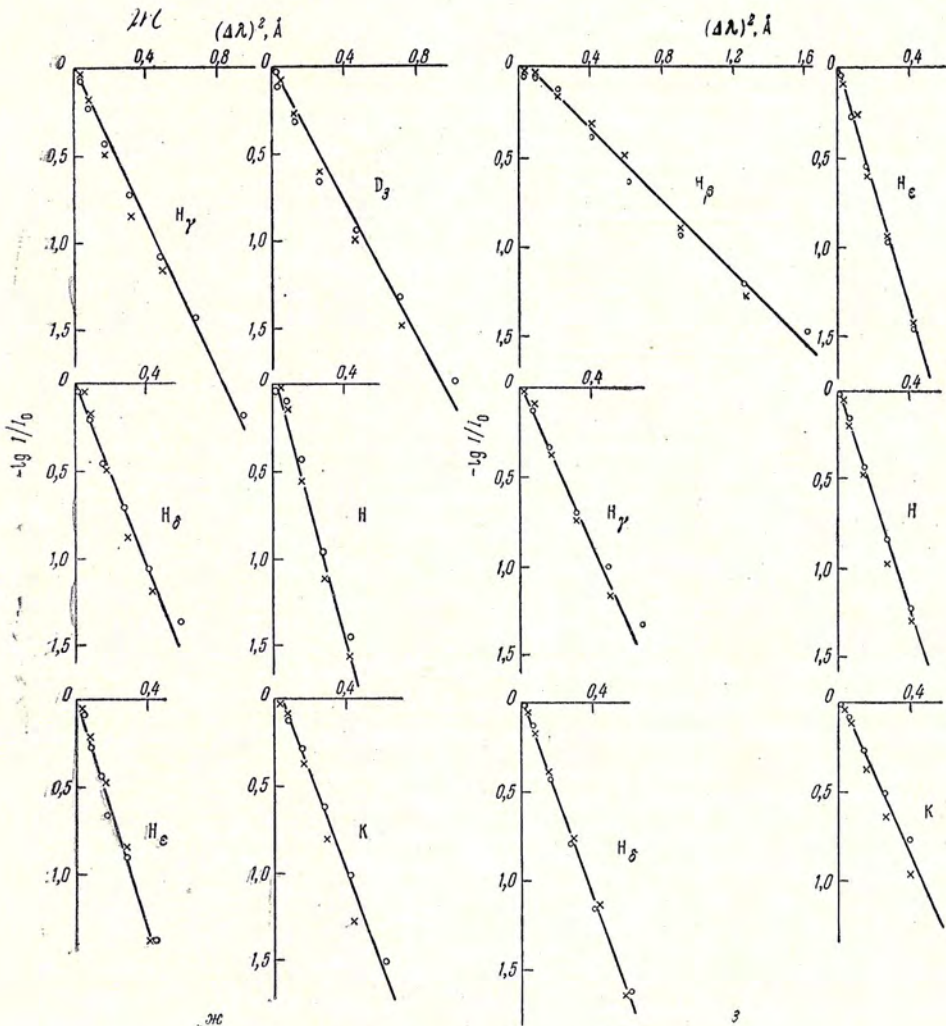
Фиг. 3 (продолжение)

Пластика 3225					Пластика 3230		
№ нити	Линия	$\Delta\lambda_D$	$10^3 \cdot \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$	v , км/сек	$\Delta\lambda_D$	$10^3 \cdot \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$	v , км/сек
1	H α	1,30	0,198	36	1,42	0,218	33
	H β	0,61	0,146		0,71	0,146	
	H γ	0,50	0,114		0,50	0,116	
	H δ	0,53	0,129		0,49	0,12	
	H ϵ	0,54	0,136		0,39	0,10	
	D β	0,49	0,085		0,50	0,085	
	D γ	0,47	0,12		0,38	0,10	
2	H и K Ca II			33			30
	H α	1,31	0,198				
	H β	1,68	0,14				
	H γ	0,52	0,12		0,44	0,107	
	H δ	0,45	0,11		0,41	0,10	
	H ϵ	0,46	0,115		0,37	0,10	
	D β	0,44	0,075		0,49	0,085	
	H и K Ca II	0,48	0,12		0,39	0,10	



Фиг. 3 (продолжение)

Пластика 3325					Пластика 3230		
№ нити	Линия	$\Delta\lambda_D$	$10^3 \cdot \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$	v , км/сек	$\Delta\lambda_D$	$10^3 \cdot \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$	v , км/сек
3	H _γ	0,47	0,108	32	0,46	0,106	30
	H _δ	0,43	0,105		0,40	0,10	
	H _ε	0,43	0,109		0,37	0,10	
	D ₃				0,47	0,08	
4	H и K Ca II			32	0,39	0,10	30
	H _β						
	H _γ	0,75	0,154		0,69	0,142	
	H _δ	0,56	0,129		0,44	0,107	
	H _ε	0,48	0,117	36	0,40	0,10	30
	H _ε	0,50	0,126		0,36	0,10	
	H и K Ca II	0,53	0,137		0,41	0,10	



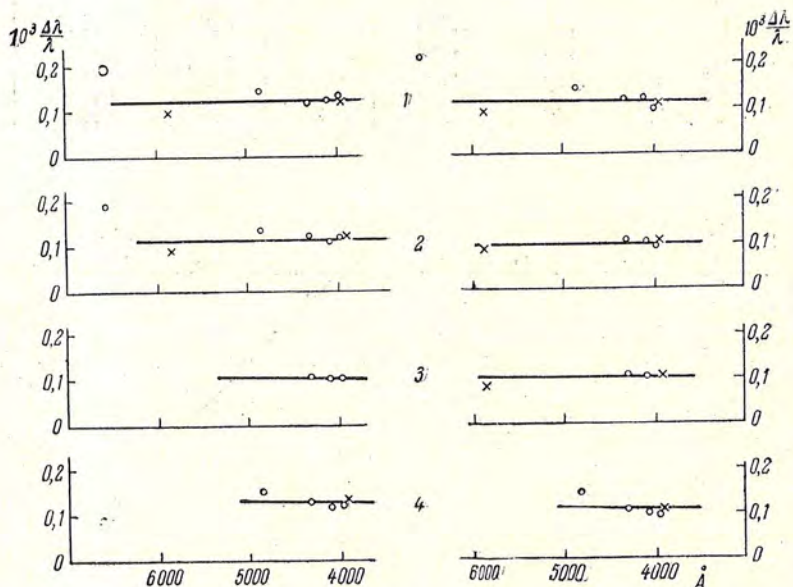
Фиг. 3 (окончание)

и для водорода, т. е.

$$\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_p \approx \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)_H \quad (6)$$

(см. фиг. 4, где крестики относятся к Ca II и D₃ He).

Выражение (3) не определяет величины T при наличии соотношения (6), так как причиной расширения линий в нитях являются макроскопические движения. Тяжелые элементы движутся с той же скоростью, что и атомы водорода.



Фиг. 4. Ход зависимости $\Delta\lambda_D/\lambda$ от λ для разных линий

Слева — для пластинки 3225; справа — для пластинки 3230. Кружки для линий водорода; крестики — для тяжелых элементов. Цифры около прямых означают номера нитей

Полученный нами результат, определяемый соотношением (6), недавно был обнаружен А. Б. Северным и А. Н. Коваль [1] для линий выбросов во вспышках, включая линию Ca II и D₃.

Таким образом, на основе изучения контуров линий излучения отдельных нитей выбросов можно заключить, что: 1) наблюдаемый контур нити выброса имеет гауссову форму; 2) отношение $\Delta\lambda_D/\lambda$ постоянно и одинаково для водорода и металлов. Следовательно, полуширина линий обусловлена не температурой, а макроскопическими движениями излучающих атомов.

12 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 1962.
2. Н. Zirin. Astrophys. J., 126, 1956.
3. E. Tandberg-Nanssen. Astrophys. norveg., 12, 1, 1960.

СЛАБЫЕ ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ И ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛЯРНОЙ ШАПКЕ

А. С. Дворяшин

Показано, что исследование данных по минимальным частотам отражения $f_{\min}$ является надежным методом обнаружения потока высокоэнергичных протонов, осаждающегося в ионосферу в высоких геомагнитных широтах. Исследование часовых значений $f_{\min}$, полученных на ионосферных станциях северной и южной полярных шапок за период МГГ — МГС, обнаружило ряд малых возрастных $f_{\min}$, связанных со слабыми протонными вспышками (табл. 1). Отождествление вспышек проводилось с учетом характера всплеска радиоизлучения. Считалось, что признаком протонной вспышки является появление одновременно с ней всплеска радиоизлучения IV типа [6].

При сравнении $f_{\min}$ в северной и южной полярных шапках обнаружен резко выраженный сезонный ход в величине поглощения. Зависимость поглощения от сезона связана с процессами, протекающими в ионосфере. Меньшая величина поглощения в полярной шапке в зимнее время (или в течение ночи) объясняется уменьшением электронной плотности вследствие прилипания электронов к молекулам O_2 и образования отрицательных ионов. Исследование большого числа случаев возрастания $f_{\min}$ в полярной шапке показывает, что не существует какой-либо границы между протонными и обычными вспышками. Этот же вывод следует из анализа всплесков радиоизлучения.

Подробно обсуждается вопрос о корпускулярном излучении Солнца как причине появления магнитного поля в межпланетном пространстве. Модель межпланетного магнитного поля, в образование которого вносят вклад «солнечный ветер», корпускулярные потоки от активных областей и плазменные облака, выбрасываемые во время развития хромосферных вспышек, исследуется при помощи «просвечивания» межпланетного пространства генерированными во вспышках частицами высоких энергий.

WEAK PROTON FLARES AND ABSORPTION IN THE POLAR CAP, by *A. S. Dvoryashin*.—It is shown that the study of data on minimum reflection frequencies $f_{\min}$ is a reliable method for detecting a stream of the high energy protons, penetrating the ionosphere at high geomagnetic latitudes. A study of the hour values of $f_{\min}$, obtained at ionospheric stations of the northern and southern polar caps during the IGY and IGC, permitted to detect several small increases of $f_{\min}$ connected with weak proton flares (table 1). The flares were identified taking into account the character of radio emission bursts. It was assumed that the indication of a proton flare is the simultaneous appearance of a type IV radio burst [6].

A sharply defined seasonal variation in absorption is detected when comparing $f_{\min}$ in the northern and southern polar caps. The dependence of absorption on the season is connected with processes in the ionosphere. The lower value of absorption in the polar cap in winter (or during a night) is explained by a decrease in electron density due to the attachment of electrons to O_2 molecules and the formation of negative ions. The study of a large number of cases of $f_{\min}$ increases in the polar cap shows that there are no distinct differences between proton and usual flares. This same conclusion follows from an analysis of radio emission bursts.

Solar corpuscular radiation, as being responsible for the appearance of a magnetic field in interplanetary space, is discussed in detail. It is assumed that interplanetary magnetic field was produced by means of carrying out of general magnetic field of the Sun and the local magnetic field of active regions by corpuscular radiation of the Sun. It is supposed that corpuscular radiation in principal consists of the following components:

- a) «Solar wind» responsible for the magnetic disturbances in polar caps ($n \approx 5$ protons/cm³, $V \approx 300 \div 500$ km/sec) which is a constant component of solar corpuscular radiations.
- b) Corpuscular streams responsible for the magnetic disturbances in high, middle and low latitudes (magnetic storms with gradual commencement) is due to intensification of solar wind over the active region ($n \approx 10 \div 50$ protons/cm³, $V \approx 300 \div 500$ km/sec).
- c) According to a) and b) the interplanetary space has a plasma density $n = 5 \div 10$ protons/cm³ ($n \sim$ up to 50 protons/cm³ in streams). This plasma flows from the Sun with the velocity $V \approx 300 \div 500$ km/sec. As far as the disturbance from solar flare propagates across the interplanetary space with the velocity $V \approx 1000 \div 2000$ km/sec we may suggest that a disturbance represents the shock wave. This shock front is responsible for the SC magnetic storms.
- d) Plasma clouds ejected during the solar flares arrive at the Earth after shock front. Plasma cloud draws out a loop of magnetic lines of force and produces magnetic «bottle». As plasma density of ejected clouds is considerable they cannot take part in solar rotation; their motion is essential radial. As the field remains connected with the active region it will be somewhat twisted by the rotation of the Sun. In time the geometry of the field tends to that of corpuscular streams responsible for magnetic storms with the gradual commencement and for the 27^d variations of galactic cosmic rays. It is clear that the passage of the shock front modifies the average picture of the magnetic fields and the plasma streams in the interplanetary space.
- e) High energy component of the corpuscular radiation of the Sun (protons with the energy $\sim 10-100$ Mev) produces P. C. A. These high energy protons and solar cosmic rays of relativistic energy may be used as a source of information on the geometry of the interplanetary magnetic field.

Введение

Исследуя поглощение в полярной шапке за период 1957—1960 гг., мы нашли ряд вспышек на Солнце, развитие которых сопровождалось генерацией высокоэнергичных частиц [1—5]. Поток протонов после некоторых из этих вспышек (табл. 2а из [6]) был столь интенсивен, что зарегистрированы заметные возрастания интенсивности космических лучей на уровне моря [7—14], в стратосфере [15—18], на спутниках [19, 20] и ракетах [21—24]. В связи с разработкой модели вспышек и возможного механизма ускорения частиц представляется важным выяснить вопрос о том, существует ли резкое деление вспышек на протонные и обычные или имеет место постепенный переход от сильных протонных вспышек, сопровождающихся генерацией заметного числа частиц релятивистских энергий, к умеренным и слабым, вызывающим едва заметные возрастания минимальных частот отражения $f_{\min}$ в высоких геомагнитных широтах и, наконец, тем, после которых вообще не обнаружено каких-либо эффектов в полярной ионосфере. С этой целью был проведен тщательный анализ ионосферных данных по многим станциям северной и южной полярных

шапок (см. табл. 2). Полученные при этом закономерности пролили дополнительный свет на модель межпланетного магнитного поля и вариаций поля со временем.

1. Энергетический спектр потоков высокоэнергичных протонов.

Распределение ионизации в высоких геомагнитных широтах

Известно [6], что число значительных возрастаний интенсивности космических лучей на уровне моря невелико в сравнении с общим числом случаев сильного поглощения в полярной шапке, когда поток высокоэнергичных протонов исключительно интенсивен в области энергий ~ 50 — 100 $Mэв$. Это свидетельствует о быстром спаде числа частиц с возрастанием энергии, так что амплитуда возрастания интенсивности космических лучей (к. л.) на уровне моря составляет в большинстве случаев только доли процента [25—27]. Заметим, что сам факт возрастания свидетельствует, что энергетический спектр ускоренных во вспышках протонов простирается до релятивистских энергий.

Согласно исследованиям интенсивности потока высокоэнергичных протонов в стратосфере интегральный энергетический спектр протонов, описываемый степенным законом, меняется от случая к случаю, так что показатель спектра колеблется в пределах 4—6 [15—18, 28, 29] в зависимости от измеряемого интервала энергии. Наблюдаемое для многих эффектов смягчение спектра со временем [16, 23] является, по-видимому, свидетельством, что распространение частиц через межпланетное пространство описывается диффузионным законом, в котором подчеркивается зависимость средней длины свободного пробега от энергии. Особо сильное смягчение спектра наблюдается с началом магнитной бури и спада Форбуша [30], когда обогащение спектра протонами малых энергий происходит за счет частиц, удерживаемых непосредственно в магнитном поле плазменных облаков [31], как это подтверждается прямыми измерениями потока протонов при помощи ракет [21] и спутников [20].

Экстраполяция спектра высокоэнергичной части ($E \geq 100$ $Mэв$) с таким же наклоном в сторону малых энергий ($E \approx 10$ $Mэв$) приведет к столь интенсивному потоку, взаимодействие которого с магнитным полем Земли следовало бы рассматривать как взаимодействие проводящей плазмы, когда происходят возмущения магнитного поля, возбуждение свечения полярных сияний и другие ионосферные эффекты, наблюдаемые в высоких геомагнитных широтах ($\Phi > 60^\circ$) во время магнитных бурь. Отсутствие этих явлений свидетельствует, что получаемый из стратосферных наблюдений крутой энергетический спектр протонов не может быть продолжен с тем же постоянным наклоном в сторону малых энергий ($E \approx 10$ $Mэв$), так что в этой области поток протонов должен описываться спектром со значительно меньшим показателем. Действительно, ракетные исследования потока высокоэнергичных протонов после вспышки 3.IX 1960 г. показали [23], что наклон спектра в области энергий 13—50 $Mэв$ много меньше, чем в высокоэнергичной части. Аналогичные результаты найдены в связи со вспышкой 12.XI 1960 г. [21]. Интеграль-

ный энергетический спектр протонов, полученный из трех запусков ракет, имеет аналогичный вид с постепенным уменьшением наклона для энергий в области нескольких $Mэв$. Сравнение интенсивностей потока для энергий 10, 100 и 300 $Mэв$ обнаружило быстрое увеличение крутизны спектра в сторону более высоких энергий.

Ценная информация о спектре и его эволюции со временем получена при исследовании потока высокоэнергичных протонов от вспышки 12. VII 1961 г. [20]. Установлено, что при спокойном магнитном поле дифференциальный энергетический спектр протонов в области 1—15 $Mэв$ является относительно жестким с показателем ~ 3 . В главной фазе бури спектр смягчается до экспоненты ~ 4 и после бури снова постепенно возвращается к первоначальной величине. Смягчение спектра с началом магнитной бури и спада Форбуша неоднократно найдено при исследовании потока высокоэнергичных протонов в стратосфере под Мурманском [32, 33].

Поскольку мягкая часть спектра обрезается геомагнитным полем, быстрое уменьшение (при крутом энергетическом спектре) интенсивности потока протонов с возрастанием энергии объясняет тот факт, что поглощение в высоких геомагнитных широтах после сильных протонных вспышек не простирается южнее приблизительно 60° геомагнитной широты.

Что касается распределения вызываемой протонами ионизации по высоте, то в области ниже 72° геомагнитной широты, где мягкая часть спектра обрезается геомагнитным полем, при экспоненциальном уменьшении плотности атмосферы с высотой каждый протон теряет только малую часть своей энергии при прохождении через большую (по высоте) часть атмосферы. Тогда, в первом приближении, можно считать скорость протона независимой от высоты в области выше 60 км. Следовательно, распределение образуемой электронной плотности с высотой определяется в основном высотным распределением плотности атмосферы. Интенсивный поток протонов, описываемый интегральным спектром с показателем ~ 4 в области энергий 50—100 $Mэв$, приведет к скорости ионообразования с максимумом на высоте ~ 50 км, если со стороны низких энергий спектр обрезается около $\sim 40 Mэв$ [34]. Действительно, образование интенсивной ионизации на высотах 40—60 км наблюдалось неоднократно при вертикальном зондировании. После мощной протонной вспышки 14. VII 1959 г. осаждение протонов в высокие геомагнитные широты вызвало образование дополнительной ионизации и соответственно отражение сигнала с высоты ~ 43 км [35]. Вполне возможно допустить образование ионизации и на меньшей высоте, однако концентрация, видимо, была недостаточна для получения надежных отраженных сигналов. Следует отметить, что во многих случаях, когда в нижней ионосфере на малых высотах наблюдалось образование дополнительной ионизации, осаждение высокоэнергичных протонов в высокие геомагнитные широты зарегистрировано аппаратурой, установленной на спутниках [36]. Заметим также, что мощные протонные вспышки вызывали, как правило, возрастание интенсивности потока высокоэнергичных протонов в стратосфере [15—18, 28—30, 33].

Слабые протонные вспышки и их геофизические эффекты

П/п №	Дата вспышки				Всплеск IV типа, время начала, UT	Балл вспышки	Координаты вспышки	Время начала возрастания $f_{\min}$	Время начала SC, отодвинутой с данной вспышкой	Время запаздывания относительно начала вспышки		Длительность по-вышенного $f_{\min}$
	число, месяц, год	Время, UT		$f_{\min}$						SC		
		начало	конец								максимум	
1 *	24.VII.1957	17 ^h 12 ^m 18 01	18 ^h 01 ^m D 20 25	17 ^h 37 ^m 18 43	3	S 24° W 27°	24.VII ~ 18 ^h	27.VII 20 ^h 02 ^m	~1 ^h	74 ^h 50 ^m	~55 ^h	
2	27.VII	06 53	08 12	07 00	2	S 24 W 61	27.VII ~ 12		~05 ^h 07 ^m		~22	
3	01.VIII	06 02	07 27D	06 08	2	N 34 W 05	02.VIII ~ 15	03.VIII 15 48	~33	57 36	~100	
4	03.VIII	11 53	12 46	12 02	2	S 16 W 13		06.VIII 05 09		42 16		
5	08.VIII	11 16	12 57	11 24	2+	N 27 W 57	09.VIII ~ 14	09.VIII 13 45	~26 44	27 29	~83	
6 *	24.XI	08 48 11 00	11 00D 12 02D	09 11 11 09	3	S 14 E 37 S 12 E 35	25.XI ~ 3	26.XI 01 53	~16 12	41 05 38 53	~70	
7 *	16.XII	11 25	12 38	11 40	2	N 17 E 50	17.XII ~ 2	19.XII 09 35	~15 25	70 10	~80	
8 *	28.XII	22 29	23 31	22 30	2	N 25 W 50	28.XII ~ 23	31.XII 05 15	~00 30	54 46	~50	
9	23.I.1958	09 04	10 53	09 18	2+	S 24 W 45	25.I ~ 8	25.XII 10 50	~47	49 46	~48	
10	25.I	12 05	13 33		2	S 20 E 11	25.I ~ 16					
11 *	26.VI	02 45E	05 17D	03 06	2+	N 10 E 49	27.VI ~ 17	28.VI 07 18	~38 15	55 33	~100	
12 *	19.VII	19 05	20 30D	19 08	2+	N 24 E 13	20.VII ~ 7	21.VII 16 37	~12	45 52	~66	
13 *	14.IX	08 22	10 30	08 35	2+	S 10 W 80	14.IX ~ 9	16.IX 09 32	~00 38	49 10	~48	
14 *	24.XI	16 07	19 07	16 21	3	S 11 W 08	24.XI ~ 21	28.XI 01 09	~05	81 02	~36	
15	15.XII	06 24	07 02	06 26	2	N 25 E 20		17.XII 18 20		59 56		
16 *	12.II.1959	23 01E	25 15	23 25	3	N 13 E 48	13.II ~ 2	14.XII 11 41	~03	36 30	~100	
17 *	09.VI	18 00E	19 10	17 28	2	N 17 E 90	10.VI ~ 11	11.VI 09 10	~17	39 10	~216	

* Звездочкой отмечены более уверенные отождествления.

Надежным методом обнаружения протонного потока, осаждающегося в полярную шапку после сильной протонной вспышки, является, наряду с исследованием $f_{\min}$, исследование временного хода интенсивности космических шумов. Поскольку дополнительная ионизация образуется в данном случае в области, где частота столкновений электронов велика, это ведет к сильному ослаблению интенсивности сигнала. Однако сравнение амплитуд поглощения космических шумов с интенсивностью потока протонов с энергиями 10, 100 и 300 Мэв показывает, что, во-первых, поглощение космических шумов вызывается в основном ионизацией, образуемой протонами относительно высоких энергий, $\sim 10\text{--}100$ Мэв [21], и, во-вторых, заметное поглощение создается только интенсивным протонным потоком [22]. Следовательно, если интенсивность потока протонов с $E > 10$ Мэв мала, осаждение такого потока в высокие геомагнитные широты не регистрируется риометром. Однако в области выше $\sim 70^\circ$ геомагнитной широты добавление протонов мягкой части спектра ($E \leq 10$ Мэв) поднимает высоту максимума ионообразования, причем само значение максимума N_e возрастает на 1—2 порядка. В таком случае ионизация оказывается достаточной, чтобы вызвать возрастание $f_{\min}$. Именно по этой причине по данным $f_{\min}$ обнаружено значительно больше случаев осаждения протонов в полярную шапку, чем при исследовании ионосферы каким-либо другим методом. Все они могут быть связаны со слабыми протонными вспышками (табл. 1).

2. Результаты наблюдений

Для определения поглощения в полярной шапке, вызванного осаждением в высокие геомагнитные широты слабого протонного потока от вспышек, нами были исследованы часовые значения минимальных частот отражения $f_{\min}$, полученные на ионосферных станциях северной и южной полярных шапок (табл. 2) за период МГГ—МГС*. Они представлены на

Таблица 2

Ионосферные станции, данные которых ($f_{\min}$) использовались в работе

	Географическая		Геомагнитная	
	широта	долгота	широта	долгота
Восток	$S\ 78^\circ 27'$	$E\ 116^\circ 52'$	$S\ 89^\circ 58'$	$171^\circ 46'$
Мирный	$S\ 66^\circ 33'$	$E\ 93^\circ 00'$	$S\ 77^\circ 0'$	$146^\circ 6'$
Scott Base	$S\ 77^\circ 51'$	$E\ 166^\circ 45'$	$S\ 78^\circ 59'$	$294^\circ 22'$
Pole Station	$S\ 90^\circ$		$S\ 78^\circ 30'$	0°
Wilkes	$S\ 66^\circ 15'$	$E\ 110^\circ 34'$	$S\ 77^\circ 8'$	$179^\circ 00'$
Cape Hallet	$S\ 72^\circ 18'$	$E\ 170^\circ 18'$	$S\ 74^\circ 6'$	$278^\circ 01'$
Little America	$S\ 78^\circ 11'$	$W\ 162^\circ 10'$	$S\ 74^\circ 02'$	$341^\circ 59'$

графиках, приведенных в [4]. Отдельные интервалы времени, в течение которых наблюдались повышенные значения $f_{\min}$, даны на фиг. 1—3. На каждой из них приведены шкала $f_{\min}$ (справа сверху) и возмущенность

* Станции северной полярной шапки приведены в [4,2]

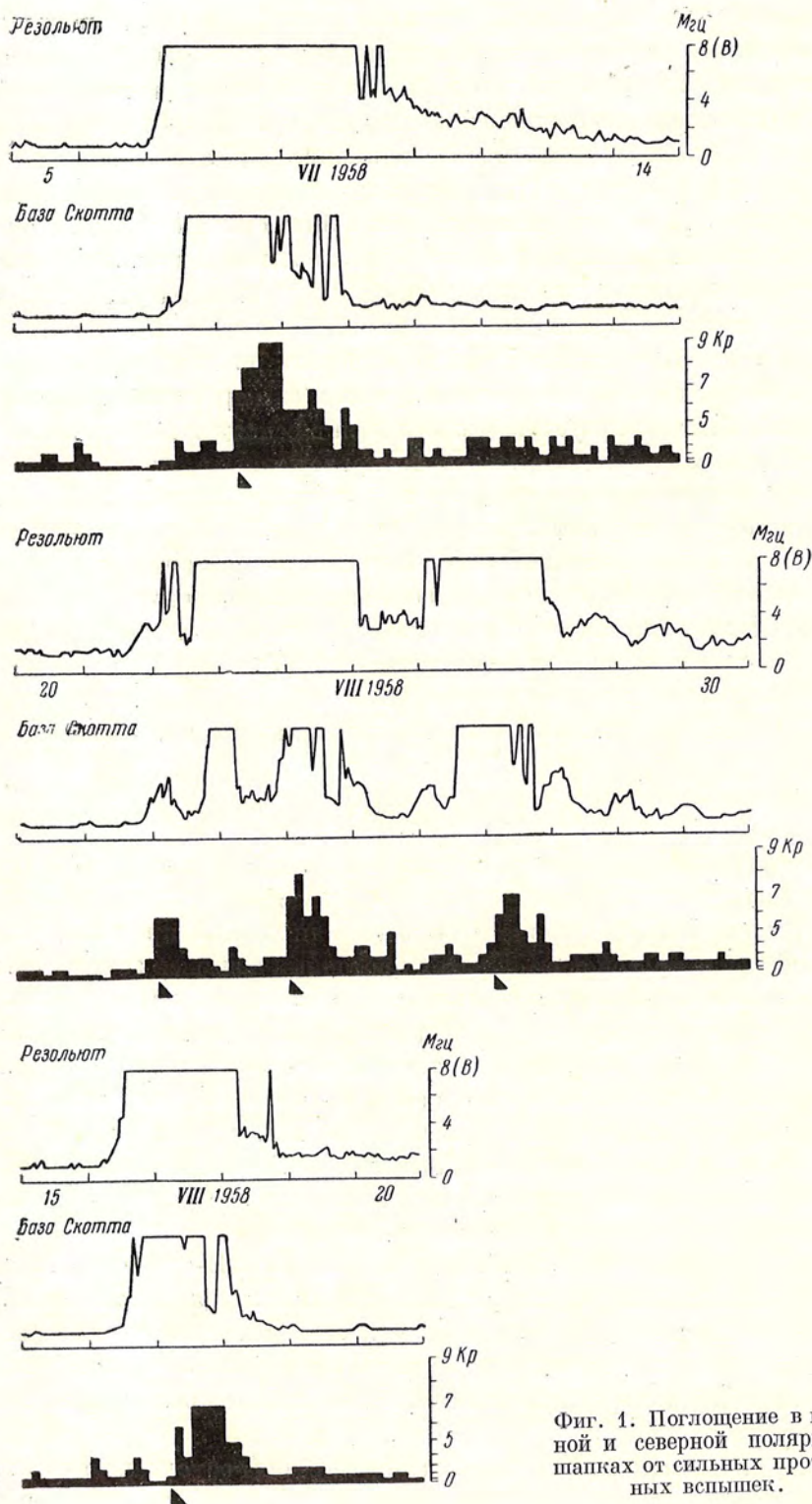
магнитного поля, оцененная K_p -индексом (внизу). Треугольником обозначено внезапное начало магнитных бурь (SC). Считалось, что отклонение $f_{\min}$ от суточного хода, наблюдаемое для контроля на нескольких станциях, обусловлено возрастанием ионизации при внедрении в ионосферу протонов высоких энергий. Особое внимание обращалось на поведение $f_{\min}$ на станциях Восток и Туле, расположенных в геомагнитных полюсах. Возрастание $f_{\min}$ на этих станциях могло быть связано только с высокоэнергичными частицами солнечного происхождения, поскольку влияние корпускул, вырывающихся из радиационных поясов, разумеется, исключено для столь высокоширотных станций. Показано [6], что наиболее сильные протонные вспышки можно выделить по характеру сопровождающего всплеска радиоизлучения (спектр, интенсивность, длительность). Этот же критерий был положен в основу отождествления слабых протонных вспышек, вызвавших поглощение в полярной шапке. Всплески радиоизлучения этой группы вспышек приведены в табл. 3. Уверенно отождествленными вспышками в табл. 1 являются те, которые сопровождались всплеском IV типа. Интенсивность всплесков радиоизлучения слабых протонных вспышек во всем диапазоне частот существенно меньше, нежели для сильных протонных вспышек. Естественно поэтому, что предлагаемое отождествление вспышек (см. табл. 1), создающих слабое поглощение в полярной шапке, менее надежно, нежели это сделано ранее. В наиболее сомнительных случаях указаны две вспышки.

3. Сезонный ход

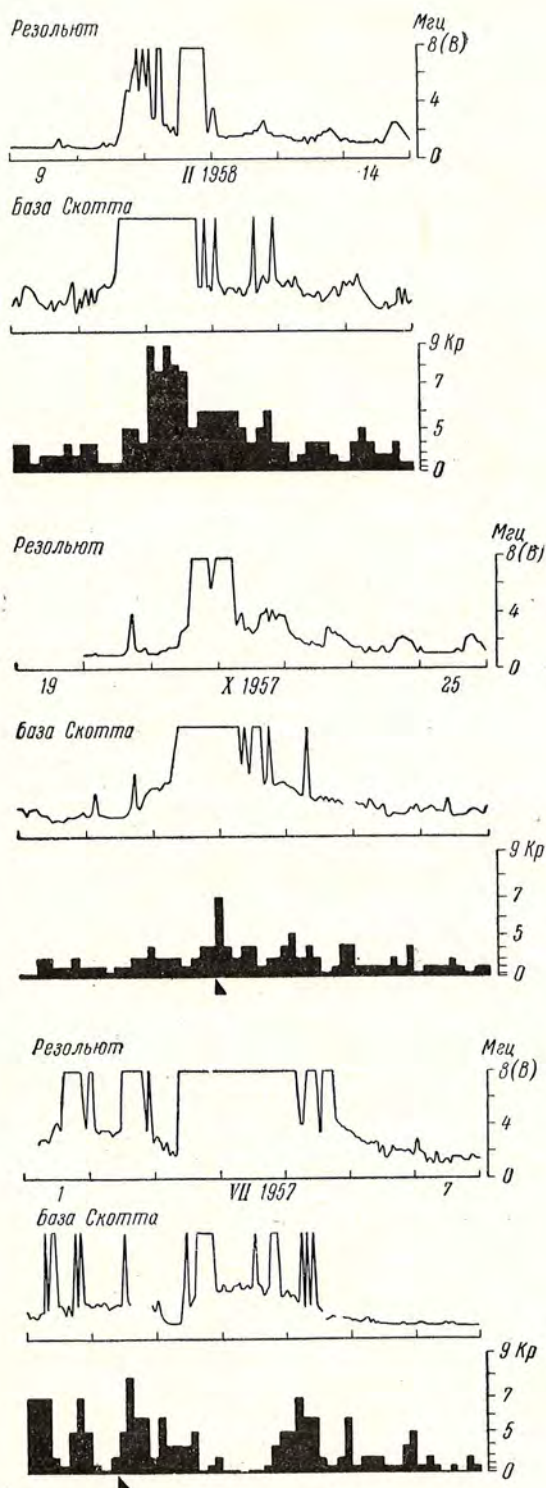
При сравнении $f_{\min}$ в северной и южной полярных шапках обнаружено прежде всего резко выраженное различие в величине поглощения, независимо от того, связано ли оно с сильной или слабой протонной вспышкой. Осаждение протонов от сильных протонных вспышек создает ионизацию и, соответственно, полное поглощение в ионосфере в течение нескольких дней, так что данные по $f_{\min}$ не дают сведения об амплитуде поглощения. Однако интервал времени, в течение которого наблюдается полное поглощение, не одинаков в северной и южной полярных шапках. Из фиг. 1 можно видеть, что полное поглощение наблюдается более длительное время в полярной шапке местным летом. Важно отметить, что, как правило, в «летней» полярной шапке поглощение начинается на несколько часов раньше и кончается позже, чем в «зимней».

В тех случаях, когда повышение ионизации в D-области не создает полного поглощения, можно видеть, что амплитуда возрастания $f_{\min}$ больше на станциях, расположенных в летней полярной шапке (фиг. 2). Наконец, самые слабые протонные вспышки вызывают повышение $f_{\min}$ только в летней полярной шапке (фиг. 3). В зимнее время эффект может не наблюдаться.

Наблюдаемая зависимость поглощения от сезона обусловлена не столько преимущественным осаждением протонов в одну из полярных шапок [37], сколько процессами, происходящими в самой ионосфере. То обстоятельство, что сильные протонные вспышки создают поглощение, регистри-



Фиг. 1. Поглощение в южной и северной полярных шапках от сильных протонных вспышек.



руемое одновременно многими станциями на освещенной полусфере, указывает на изотропное осаждение высокоэнергичных протонов. Поглощение, создаваемое слабыми протонными вспышками, обязано в основном протонам малоэнергичной части спектра ускоренных частиц. Очевидно, что для протонов малых энергий условие изотропности осаждения, связанное с наличием межпланетных магнитных полей, должно выполняться в большей степени, нежели для частиц высоких энергий.

Меньшая величина поглощения в полярной шапке в зимнее время в сравнении с поглощением в летний период объясняется уменьшением электронной плотности вследствие прилипания электронов к молекулам O_2 и образования отрицательных ионов. Этим же процессом объясняется уменьшение поглощения в течение ночи. При освещении Солнцем атмосферы на высотах, где имеет место торможение высокоэнергичных протонов, поглощение возрастает при увеличении электронной плотности за счет отлипания электронов от отрицательных ионов. Заметим, что фотоны всего видимого спектра Солнца обладают энергией, достаточной для реакции фотоотлипания.

Всплески радиоглушения, связанные со слабыми протонными вспышками*.

[illegible]

Дециметровый диапазон

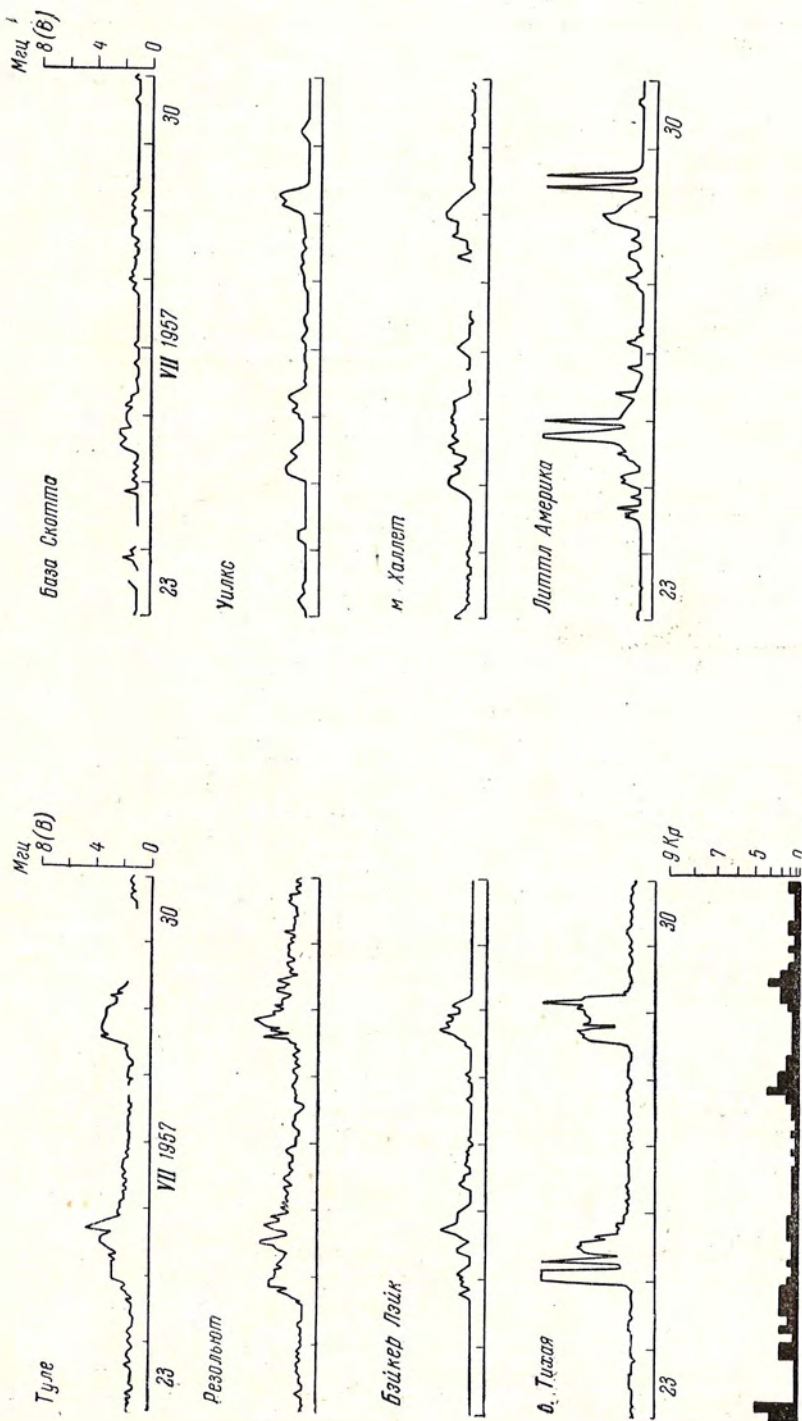
№ волнишки	Частота 2000 Мгц						Частота 1500 Мгц						Частота 1000 Мгц						Частота 600 Мгц					
	время			длительность, мин	тип	интенсивность	время			длительность, мин	тип	интенсивность	время			длительность, мин	тип	интенсивность	время			длительность, мин	тип	интенсивность
	начала всплеска	максимум	максимум				начала всплеска	максимум	максимум				начала всплеска	максимум	максимум				начала всплеска	максимум	максимум			
1	—	—	—	—	—	—	17 ^h 30 ^m	17 ^h 34 ^m	19,0	CD	155	—	—	—	—	—	—	—	18 ^h 51 ^m	—	—	29,0	—	240
2	06 ^h 03 ^m	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	100
3	—	06 ^h 03 ^m	—	—	—	56	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	06 08	—	—	2,0	CD	156
4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	60
5	11 23	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	—	—	—	—	—	—	11 19	11 24	21,0	CD	126	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7	—	—	—	—	—	—	07 57	09 04	61,0	CD	251	—	—	—	—	—	—	—	09 01	—	—	97,0	ECD	210
8	—	—	—	—	—	—	11 40	11 42	5,0	SD	134	—	—	—	—	—	—	—	11 41	—	—	8,0	ESA	60
9	—	—	—	—	—	—	22 30	22 30	7,0	SD	916	507	—	—	—	—	—	—	22 30	—	—	13,0	CD	156
10	—	—	—	—	—	—	09 09	09 11	9,0	SD	120	—	—	—	—	—	—	—	09 10	—	—	4,0	ECDM	50
11	02 55	—	—	—	—	—	09 48	10 15	15,0	CD	122	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	—	03 16	—	—	—	100	02 55	03 16	30,0	CD	189	—	—	—	—	—	—	—	02 59	—	—	62,0	CA	54
13	—	—	—	—	—	—	—	—	85,0	CD	460	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14	—	—	—	—	—	—	08 30	09 04	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15	06 26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	08 47	—	—	59,0	ECD	266
16	22 50	06 27	—	—	—	245	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17	—	23 14	—	—	—	335	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	17 34	—	—	35,0	ECD	400

Таблица 3в

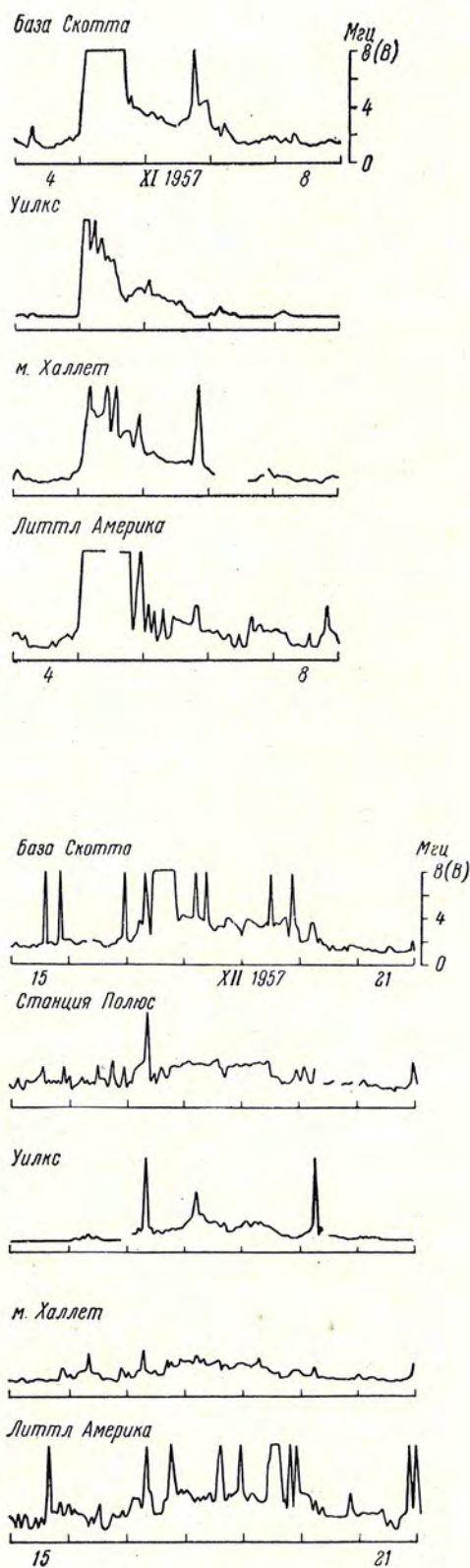
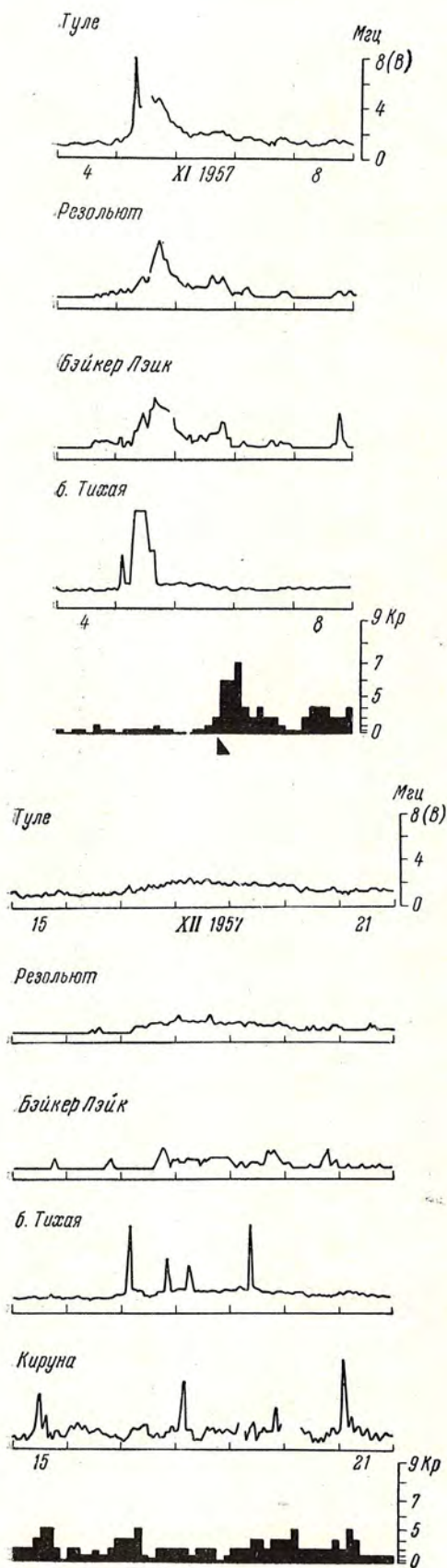
Метровый диапазон

№ вспышки	Частота 545 Мгц					Частота 200 Мгц					Частота 169 Мгц				
	время		Длительность, мин	Тип	интенсивность	время		Длительность, мин	Тип	интенсивность	время		Длительность, мин	Тип	интенсивность
	начала вспышка	максимума			мгновенная	начала вспышка	максимума			мгновенная	начала вспышка	максимума			мгновенная
1	18 ^h 01 ^m	—	90,0	CD	1200	18 ^h 12 ^m	—	35,0	CD	385	18 ^h 10 ^m	18 ^h 32 ^m	39,0	CD	1000
2	—	—	—	—	—	10 ^h 12 ^m	—	—	CA	180	07 25	—	305,0	CD	>95
3	06 04	06 ^h 09 ^m	10,0	CD	180	07 42	07 42	152,0	CD	26	—	—	—	—	—
4	—	—	—	—	—	06 05	06 06	7,0	SD	36	06 07	—	6,0	CD	>96
5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	—	—	—	—	—	11 29	—	18,0	CD	>250	—	—	—	—	—
7	09 00	09 05	76,0	CD	235	08 50	—	65,0	CA	50000	09 00	—	215,0	CD	>87
8	—	—	—	—	—	11 36	—	9,0	CD	50000	11 36	—	16,0	ESA	>81
9	09 00	09 44	76,0	CA	55	22 30	—	8,0	CD	2500	—	—	—	—	—
10	09 10	12 06	203,0	CA	75	09 15	—	4,0	CD	440	09 20	—	45,0	CA	25
11	—	—	—	—	—	09 20	09 25	20,0	ECD	60	09 23	—	67,0	SA	18
12	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13	—	—	—	—	—	08 56	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14	16 06	—	105,0	CD	120	16 08	16 12	33,0	CD	225	08 59	—	35,0	EC	>86
15	—	—	—	—	—	16 29	16 45	13,0	ECA	180	16 08	46 13	432,0	CA	1300
16	23 03	—	40,0	CD	350	—	—	>237,0	F	180	—	—	—	—	—
17	—	—	—	—	—	22 57	23 19	50,0	ECD	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	23 30	23 35	20,0	CA	470	23 10	23 20	40,0	CD	>1000
	—	—	—	—	—	17 35	—	12,0	SD	30	—	—	—	—	—

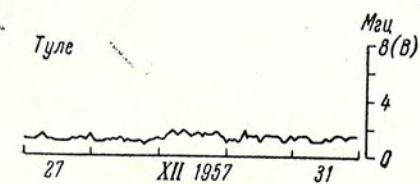
* Интенсивность излучения на всех частотах дана в единицах: 10⁻¹⁴ Вт/м²·Гц.



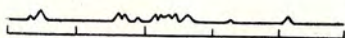
Фиг. 2. Поглощение в южной и северной полярных шапках от слабых протонных вспышек (продолжение на стр. 234—236)



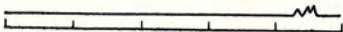
Фиг. 2 (продолжение)



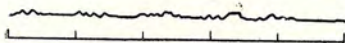
Резольют



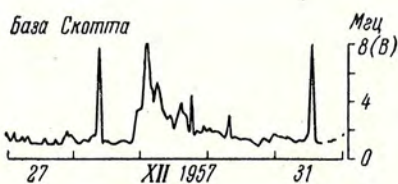
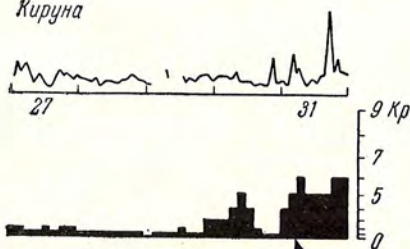
Бэйкер Лайд



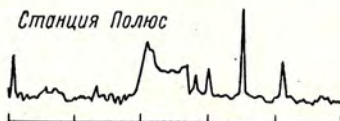
б. Тихая



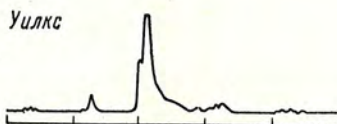
Кируна



Станция Полюс



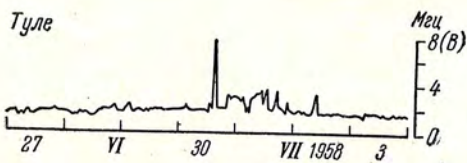
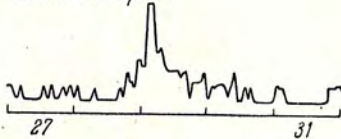
Уилкс



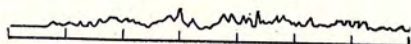
м. Халлет



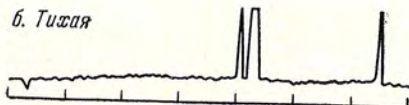
Литтл Америка



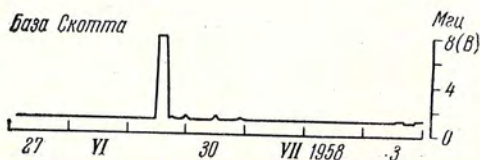
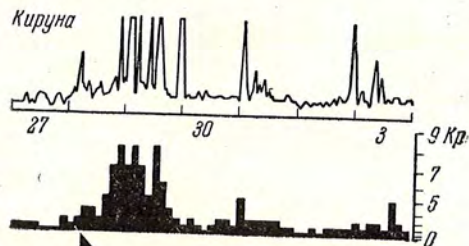
Резольют



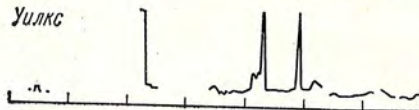
б. Тихая



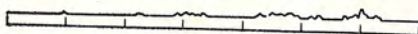
Кируна



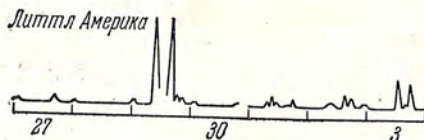
Уилкс



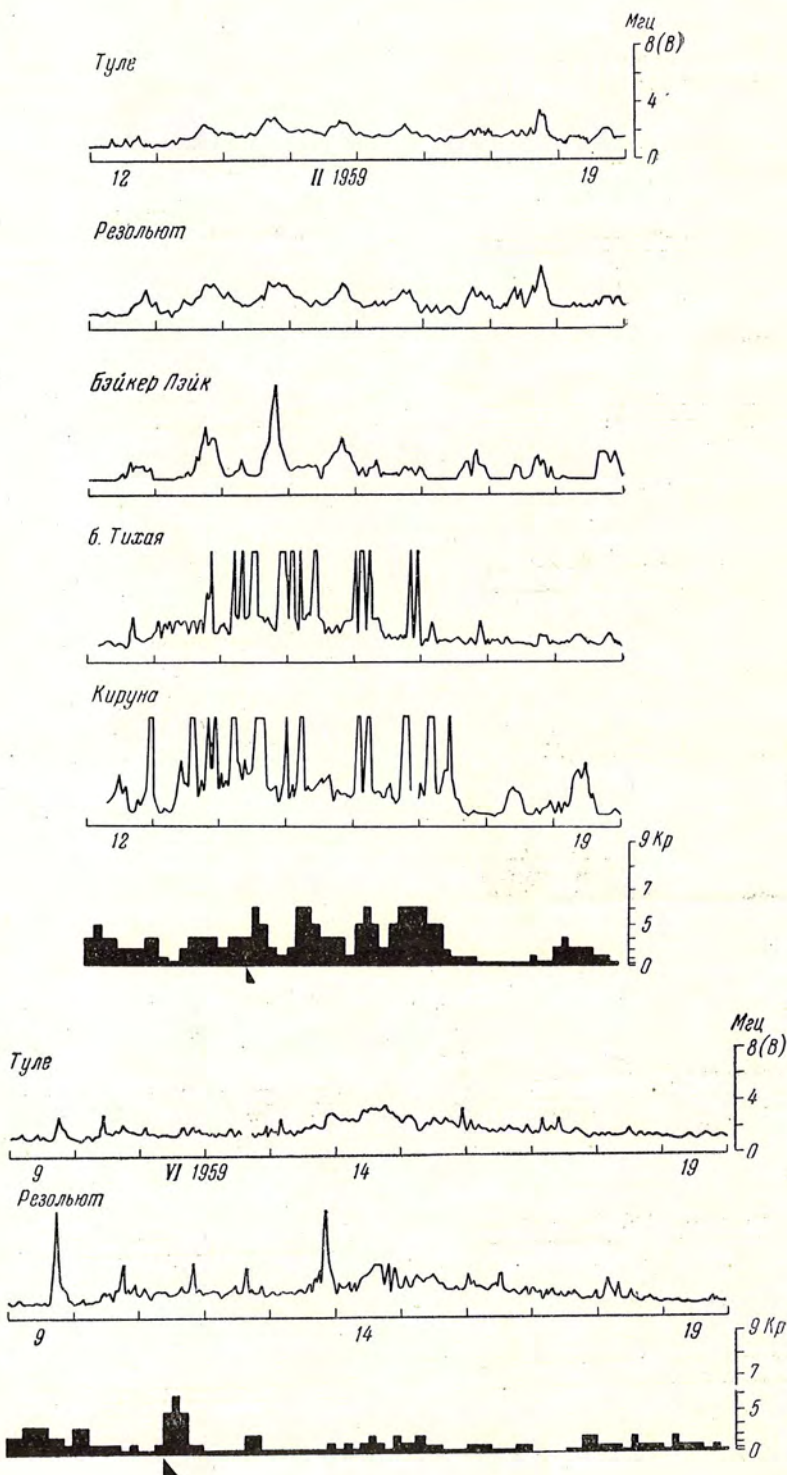
м. Халлет



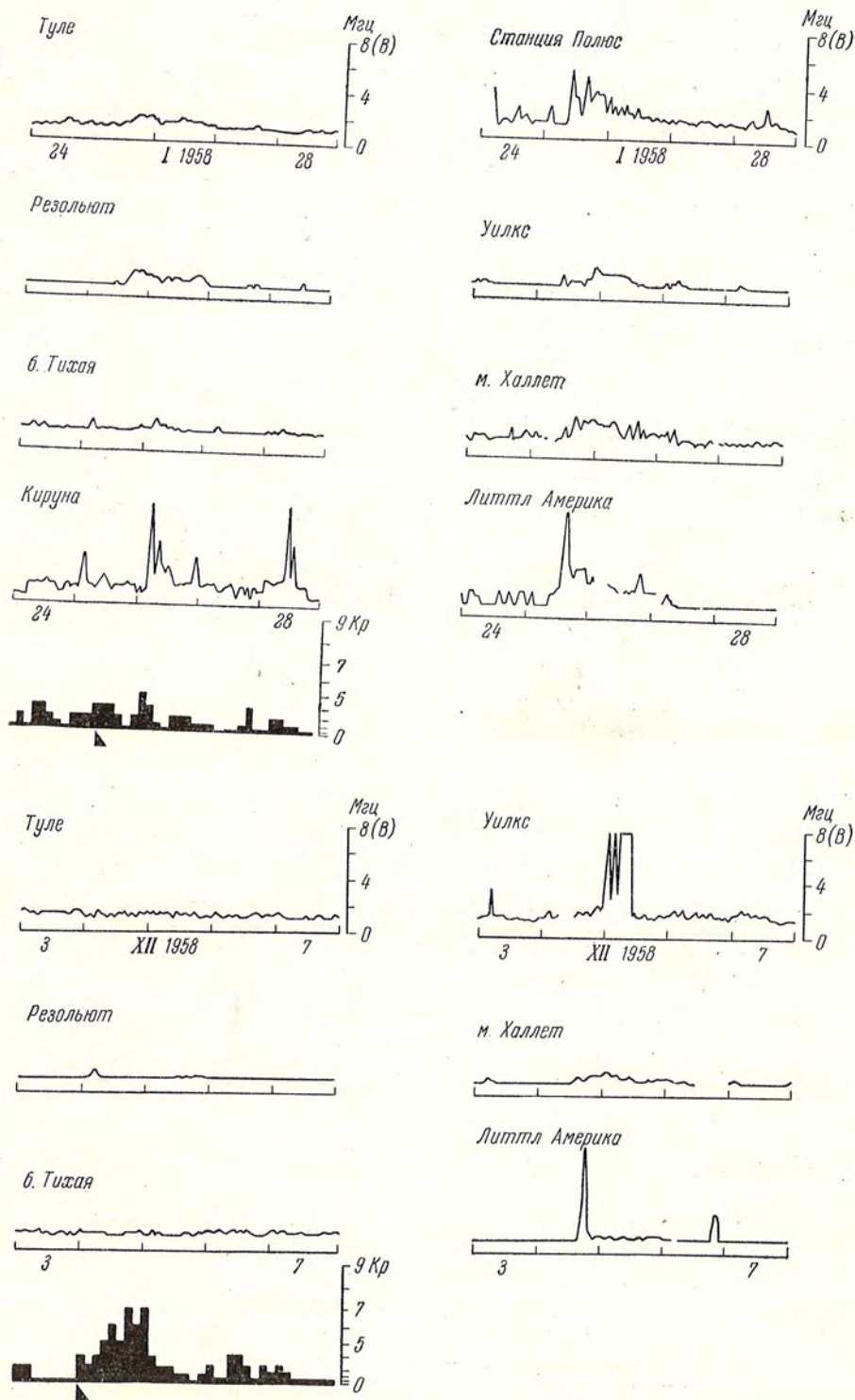
Литтл Америка



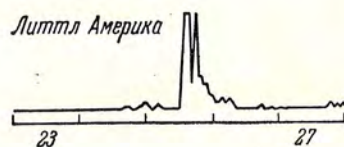
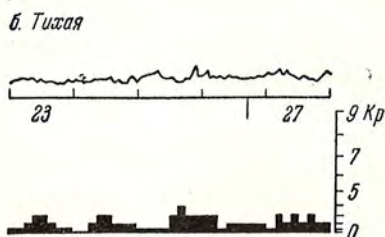
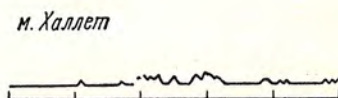
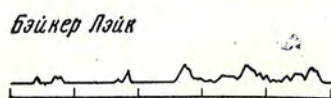
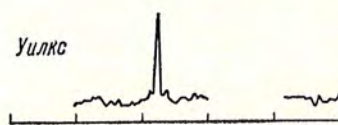
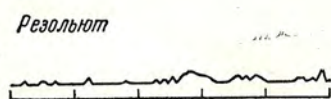
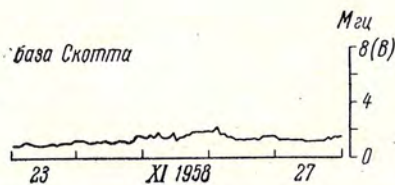
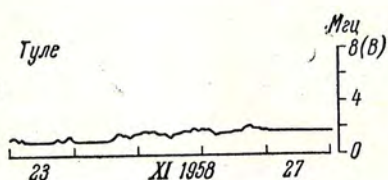
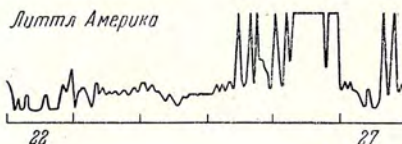
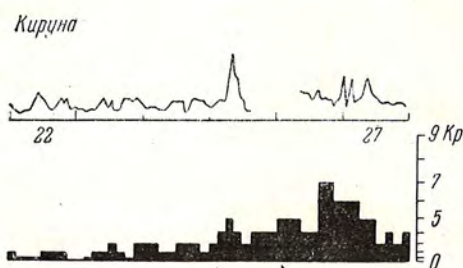
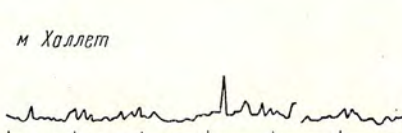
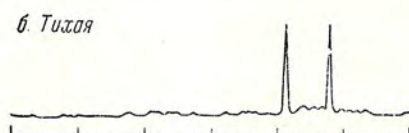
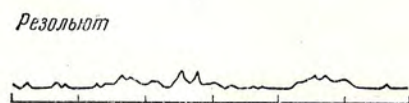
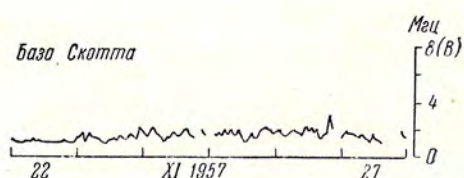
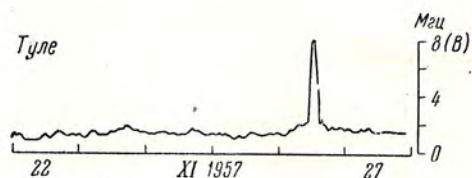
Фиг. 2 (продолжение)



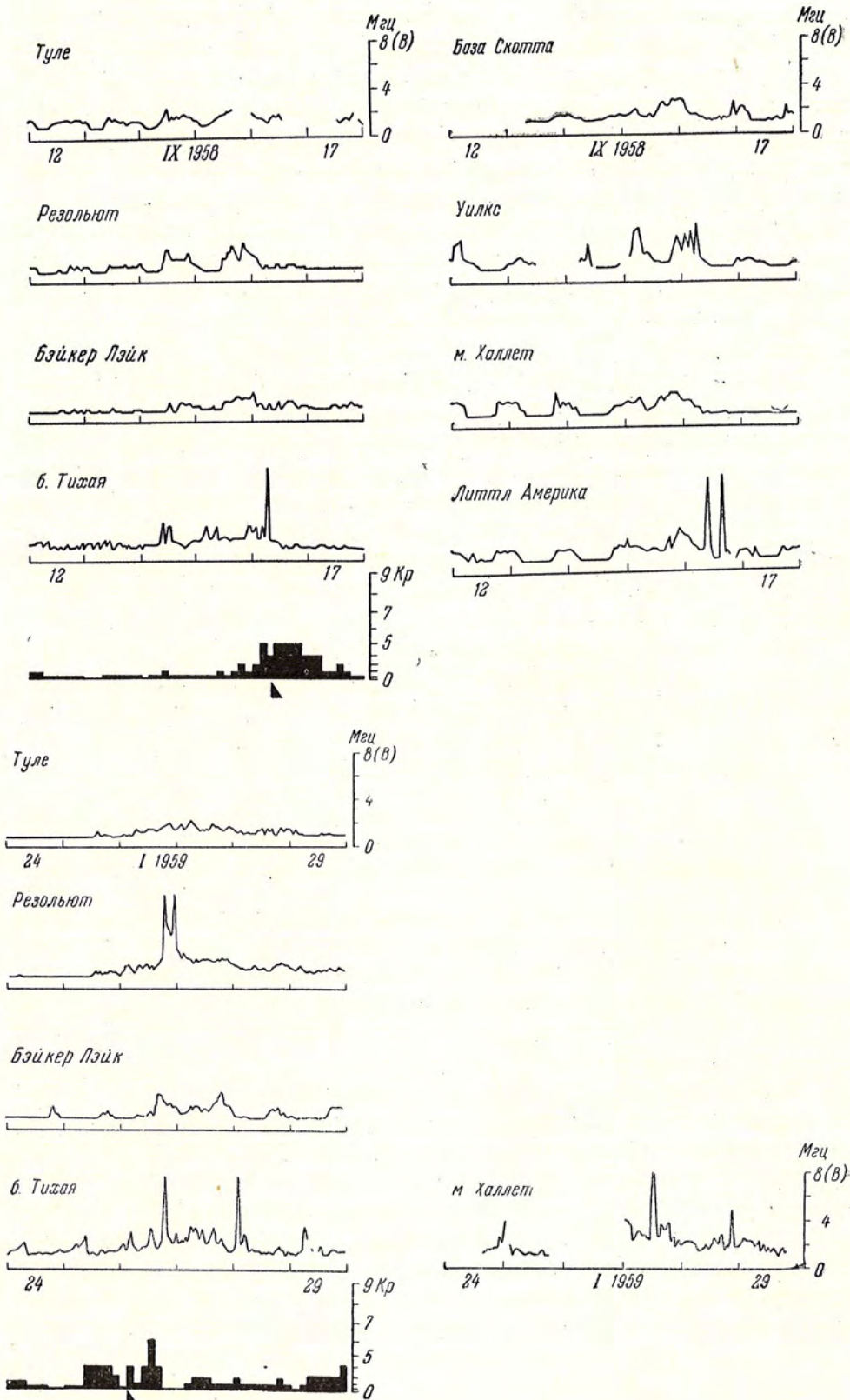
Фиг. 2 (окончание)



Фиг. 3. Поглощение в южной и северной полярных шапках от самых слабых протонных вспышек (продолжение на стр. 238—239)



Фиг. 3 (продолжение)



Малые возрастания $f_{\min}$ в полярной шапке обусловлены протонным потоком малой интенсивности. Постепенное ослабление мощности отдельных эффектов поглощения в полярной шапке по мере уменьшения потока высокоэнергичных протонов от различных вспышек (имеется в виду статистика, а не изменение потока со временем) позволяет сделать вывод о том, что, по-видимому, не существует какой-либо границы между протонными и обычными вспышками. Проведенное нами исследование протонных вспышек и связанных с ними эффектов [1—6,38] свидетельствует скорее о том, что имеет место постепенный переход от сильных протонных вспышек (см. табл. 2 из [6]) к менее интенсивным (табл. 2б из [6]) и самым слабым (см. табл. 1), вызывающим едва заметные возрастания $f_{\min}$ в полярной шапке.

Следует, конечно, иметь в виду, что выход протонов малых энергий (≤ 10 Мэв) из активной области и распространение в межпланетном пространстве затруднены существующими там магнитными полями. Естественно поэтому ожидать, что далеко не все вспышки, сопровождавшиеся генерацией высокоэнергичных частиц, могут быть отождествлены нами как протонные. Это предположение тем более оправдано для слабых вспышек, рентгеновское и радиоизлучение которых может быть объяснено в рамках теплового излучения плазмы (без привлечения механизма неравновесного излучения).

В заключение нам кажется уместным подчеркнуть здесь, что вся совокупность данных о вспышках — балл, всплеск радиоизлучения, эмиссия в рентгеновской области спектра и генерация высокоэнергичных частиц — свидетельствует о невозможности проведения резкой границы между протонными и обычными вспышками.

4. Геометрия межпланетного магнитного поля и распространение в нем ускоренных во вспышке частиц

В этом анализе необходимым элементом является выяснение связи потоков высокоэнергичных частиц с плазменными облаками, увлекающими «вмороженные» магнитные поля, поскольку выход тех и других из активной области должен быть совместным.

Прежде всего обсудим возможные причины появления магнитного поля в межпланетном пространстве.

Исследование корпускулярного излучения Солнца в области малых и высоких энергий, а также анализ вариаций интенсивности космических лучей галактического происхождения, выполненные в последние годы, со всей определенностью показали солнечное происхождение межпланетных магнитных полей. Появление магнитного поля в межпланетном пространстве можно представить себе как результат увлечения общего магнитного поля и поля активных областей корпускулярным излучением Солнца. Это излучение вызывает на Земле магнитные бури с постепенным или внезапным началом (SC), сопровождаемые вариациями интенсивности космических лучей галактического происхождения. Хорошо известные различия в характере протекания бурь с постепенным и внезапным нача-

лом обусловлены различием физических характеристик (плотности, скорости, вмороженные магнитные поля) корпускулярных потоков, что, в свою очередь, отражает различие активных областей и соответственно механизмов испускания (выброса), ответственных за те и другие бури. Совокупность имеющихся в настоящее время данных о корпускулярном излучении Солнца, полученных из геофизических наблюдений и непосредственно прямых экспериментов, проведенных при помощи спутников и ракет, позволяет заключить, что корпускулярное излучение Солнца состоит из следующих компонент:

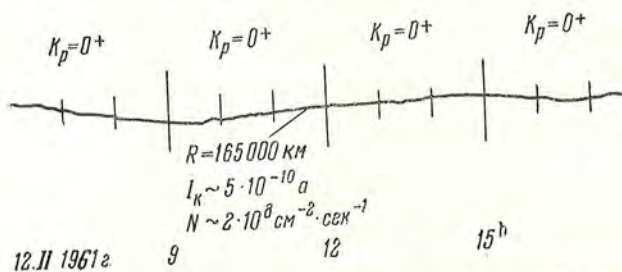
- а) «солнечный ветер»;
- б) корпускулярные потоки, отождествляемые с корональными лучами;
- в) плазменные облака, выброс которых связан с развитием хромосферных вспышек;
- г) корпускулярное излучение в области высоких энергий (~ 10 — 100 Мэв), спектр которого в ряде случаев простирается в релятивистскую область.

По крайней мере, две компоненты в корпускулярном излучении, ответственные за возмущение магнитного поля в полярной шапке и мировые магнитные бури, можно выделить, исследуя широтную зависимость возмущенности магнитного поля. Показано, что возмущенность во время полярных бурь монотонно растет с геомагнитной широтой, оставаясь на уровне магнитно-спокойных дней в средних и низких широтах [39]. Более полная информация по этому вопросу получена по данным МГГ—МГС. В течение этого периода регистрация магнитного поля в высоких геомагнитных широтах велась многими станциями, расположенными в широком диапазоне долгот и широт, в том числе на станциях Туле и Восток (северный и южный геомагнитные полюса). Установлено [40], что возмущенность магнитного поля в полярных шапках характеризуется почти полным отсутствием магнитно-спокойных дней. Непрерывные возмущения в этих областях наблюдаются даже в то время, когда магнитное поле в средних и низких широтах остается совершенно спокойным.

Эта особенность вариаций магнитного поля в полярных шапках позволяет выделить в корпускулярном излучении постоянную компоненту — «солнечный ветер», представляющий собой непрерывный поток корпускул от Солнца. То обстоятельство, что вариации магнитного поля, создаваемые солнечным ветром, ограничены только областью полярных шапок позволяет оценить плотность частиц в таком потоке. Она оказывается равной ~ 10 ионов водорода в 1 см^3 . Это значение близко совпадает с данными, полученными при исследовании плотности в межпланетном пространстве во время полета второй советской космической ракеты, когда при совершенно спокойном состоянии магнитного поля все ловушки регистрировали на большом расстоянии от Земли потоки положительно заряженных частиц, достигающие $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ [41]. Аналогичные результаты получены при измерении плотности потока во время полета четвертой космической ракеты к Венере в феврале 1961 г. [42]. Эти измерения особенно ценны, так как проводились с постоянно ориентированными на Солнце двумя ловушками. Вариация магнитного поля Земли

(H -компонента) для этого периода приведена на фиг. 4. Для каждого трех-часового интервала проставлены значения планетарного K -индекса K_p . Стрелкой указан момент времени, к которому относятся измерения на ракете плотности потоков в межпланетном пространстве. Можно видеть, что, хотя магнитное поле в средних широтах совершенно спокойно (запись получена в Крымской астрофизической обсерватории), потоки положительно заряженных частиц в межпланетном пространстве достигали $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Несколько позже результаты, полученные советскими учеными, были подтверждены измерениями, проведенными на американском спутнике



Фиг. 4. Магнитограмма спокойного магнитного поля в период измерения в межпланетном пространстве потока положительно заряженных частиц на четвертой советской космической ракете

Explorer X [43], на котором измерялись спектр энергии частиц и величина потока. Установлено, что за пределами магнитного поля Земли средняя скорость частиц составляет $\sim 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ (энергия протонов $\sim 500 \text{ эв}$). Наблюдаемые потоки флуктуировали около средней величины $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, что соответствует плотности $\sim 10 \text{ протонов/см}^3$. Так как ось вращения спутника была ориентирована, представлялось возможным определить направление движения частиц. Оказалось, что среднее направление, с которого прибывают частицы, заключено в пределах прямоугольника площадью $20 \times 60^\circ$ (меркаторская проекция в эклиптической системе координат), включающего направление на Солнце. Весьма показательно, что максимальная плотность потока частиц соответствует моменту, когда угол между нормалью к «ловушке» и направлением на Солнце принимает наименьшее значение. Заметим, что, так же как и в период измерений на четвертой советской космической ракете, запущенной к Венере, наблюдаемые на Explorer X потоки соответствовали спокойному магнитному полю в средних широтах (фиг. 5).

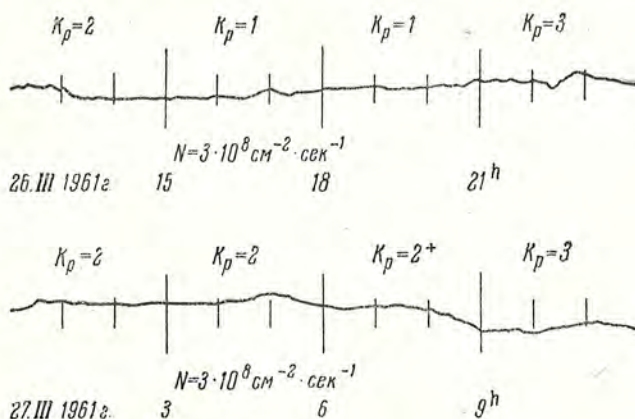
Таким образом, существование постоянного слабого корпускулярного излучения Солнца в межпланетном пространстве — «солнечного ветра», предположение о котором следовало из анализа непрерывных возмущений магнитного поля в полярных шапках (и наблюдаемых явлений в кометных хвостах), действительно подтверждается измерениями, проведенными непосредственно в межпланетном пространстве при помощи спутников и ракет.

Представляется очевидным, что вариации магнитного поля в средних и низких широтах (мировые бури) создаются более интенсивными пото-

ками. По характеру протекания магнитных бурь (бури с постепенным началом и бури с SC) и связанных с ними явлений в космических лучах соответствующие потоки можно разделить на два типа:

- 1) корпускулярные потоки, отождествляемые с корональными лучами;
- 2) облака плазмы, выброшенные из активных областей во время развития хромосферных вспышек.

Наибольший вклад в исследование потоков первого типа внес Э. Р. Мустель [44]. Хорошо известная 27-дневная повторяемость бурь



Фиг. 5. Магнитограмма спокойного магнитного поля в период измерения за пределами магнитного поля Земли потока положительно заряженных частиц при помощи спутника Explorer X

с постепенным началом свидетельствует, что вызывающий ее корпускулярный поток связан с определенной областью на Солнце. Индивидуальные сопоставления геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце [45—48], а также применение методов статистики [49—52], позволили установить, что такие области характеризуются ярким свечением в линии Ca II (флоккулы) и соответственно интенсивным свечением в линии λ 5303 (корональные конденсации). В основании областей лежат протяженные факельные поля, над которыми (во время затмения) наблюдаются мощные корональные лучи [53]. Сам факт интенсивного свечения λ 5303, а также повышенная интенсивность радиоизлучения медленно меняющейся компоненты указывают на большую плотность и более высокую температуру корональных конденсаций. Проведенное комплексное исследование одной активной области, наблюдавшейся в период с 25 ноября по 12 декабря 1957 г., показало, что электронная температура достигает максимального значения $\sim 2 \cdot 10^6$ градусов на высоте около 13 000 км и медленно падает до $1,5 \cdot 10^6$ градусов на больших высотах [54]. Это обстоятельство, а также малый градиент электронной плотности в корональном луче [55] позволяют предположить, что самые внешние части экваториальных лучей вряд ли находятся в гидростатическом равновесии и представляют собой потоки корпускул от Солнца. Поскольку структурность корональных лучей обеспечивается, по-видимому, магнитным

полем [56], отсюда следует, что радиальный поток корпускул в корональном луче увлекает с собой магнитное поле активной области, вытягивая его вблизи Солнца в приблизительно радиальное поле.

Из исследования самых внешних слоев короны Солнца, а также вариаций интенсивности зодиакального свечения следует, что корпускулярный поток наблюдается также в межпланетном пространстве на значительном расстоянии от Солнца. Совокупность таких потоков вблизи Солнца образует то, что, следуя В. В. Виткевичу, принято называть «сверхкороной». Наибольший вклад в исследование сверхкороны методом «просвечивания» ее радиоизлучением Крабовидной туманности внес В. В. Виткевич. Показано [57], что сверхкорона Солнца имеет неоднородную структуру, причем неоднородности вытянуты приблизительно в радиальном направлении [58]. В меридиональной плоскости сверхкорона имеет форму эллипса, большая ось которого лежит в экваториальной плоскости. Установлена зависимость размеров сверхкороны от фазы 11-летнего цикла солнечной активности [59—61]. Создается впечатление, что сверхкорона более развита над активными областями. Можно принять, что корональные неоднородности являются продолжением корональных лучей, простирающихся на $15\text{--}20R_{\odot}$ [62], и, следовательно, могут быть отождествлены с корпускулярными потоками.

Весьма важные результаты по исследованию сверхкороны получены недавно в Австралии [63]. Наблюдения проводились с июня по октябрь 1961 г. В среднем рассеяние на корональных неоднородностях прослеживалось до 55 и $40 R_{\odot}$ в экваториальных и полярных областях, соответственно. Кроме того, за исследуемый интервал времени наблюдалось 14 случаев появления рассеяния на расстоянии $60\text{--}120 R_{\odot}$ в экваториальных областях в пределах $\pm 20^\circ$ от солнечного экватора. Обращает на себя внимание тот факт, что для больших позиционных углов не наблюдалось ни одного случая рассеяния на расстояниях более $50 R_{\odot}$. Исследование различных индексов солнечной активности для соответствующих интервалов времени обнаружило тесную связь между появлением рассеивающих неоднородностей на расстоянии $> 50 R_{\odot}$ и площадью кальциевых флоккулов на лимбе в пределах $\pm 20^\circ$ от солнечного экватора. Эти факты свидетельствуют о том, что ответственные за рассеяние электронные неоднородности, простирающиеся в межпланетное пространство над зоной активных широт Солнца, представляют собой корпускулярные потоки, являющиеся продолжением корональных лучей в межпланетном пространстве.

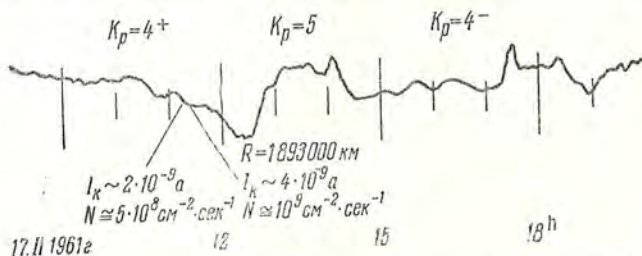
Дальнейшая информация о потоках на большем расстоянии от Солнца может быть получена из исследования интенсивности зодиакального свечения. Определяемая этим методом плотность электронов в межпланетном пространстве целиком относится к корпускулярным потокам, поскольку, как указывал Бирман [64] и неоднократно подчеркивал И. С. Шкловский [65], стационарной плазмы не существует и ионизованный газ в межпланетном пространстве можно представить себе только в форме корпускулярных потоков. Значения электронной плотности, определяемые по поляризации зодиакального света, весьма противоречивы. Первые наблю-

дения дали величину $\sim 10^3$ *электрон/см³* [66]. Предполагалось при этом, что пылевая составляющая не вносит заметного вклада в поляризацию. Последующие наблюдения указывали на значительно меньшую плотность. Согласно спектроскопическим данным Блэквелла [67], верхняя граница плотности свободных электронов в межпланетном пространстве на расстоянии 1 а. е. от Солнца не больше 120 *электронов/см³*. Показано, однако, что, используя те же спектроскопические данные, можно получить в качестве верхней границы плотности электронов величину ~ 400 *электронов/см³* [68]. Несмотря на разногласие этих данных, факт обнаружения корреляции между магнитной активностью и яркостью зодиакального свечения свидетельствует об увеличении электронной плотности в межпланетном пространстве при прохождении корпускулярного потока.

Устойчивые 27-дневные последовательности геомагнитных возмущений свидетельствуют, что корпускулярный поток, движение которого нами прослежено вблизи Солнца и в межпланетном пространстве, достигает орбиты Земли. Согласно многим исследованиям скорость потока, определяемая по времени запаздывания бури с постепенным началом относительно прохождения флоккула (или яркой корональной конденсации $\lambda 5303$) через видимый центр солнечного диска, равна ~ 300 *км/сек*, т. е. сравнима со скоростью «солнечного ветра» (см. выше). Заметим, что плотность частиц в «солнечном ветре» $\sim 5\text{--}10$ *протонов/см³*, хотя создаваемые им магнитные возмущения ограничены только областью полярных шапок. Следовательно, естественно предположить, что поток, вызывающий магнитные бури с постепенным началом, интенсивные в средних и низких широтах, должен обладать плотностью в 10—20 раз большей, нежели плотность частиц в «солнечном ветре». Таким образом, мы приходим к заключению, что корпускулярный поток, вызывающий на Земле устойчивые последовательности геомагнитных возмущений с 27-дневной последовательностью, представляет собой усиление солнечного ветра над активной областью [52]. Этот вывод подтверждается измерениями плотности потоков, проведенными в межпланетном пространстве. На фиг. 6 приведена магнитограмма сравнительно умеренной магнитной бури 17 февраля 1961 г., в течение которой только для одного трехчасового интервала планетарный K_p -индекс был равен 5. Из 11 магнитных станций 10 станций дают о ней сведения, как о буре с постепенным началом [69]. На фиг. 6 стрелками указаны моменты времени, в течение которых на четвертой советской космической ракете при помощи ориентированных на Солнце «ловушек» проводились измерения потоков протонов на расстоянии $R = 1\,890\,000$ *км* от Земли. Можно видеть, что вариации магнитного поля в средних широтах вызваны корпускулярным потоком большей плотности. Зарегистрированные потоки $N \sim 10^9$ *см⁻²·сек⁻¹* соответствуют (при скорости ~ 300 *км/сек*) плотности ~ 35 *протонов/см³*.

27-дневные вариации интенсивности галактического космического излучения свидетельствуют, что соответствующие корпускулярные потоки несут с собой магнитное поле. Если это поле замыкается в активной области, ответственной за усиление солнечного ветра, то геометрия поля аналогична геометрии потока [70]. Вблизи Солнца поле в основном

радиально. При скорости «ветра» ~ 300 км/сек на орбите Земли поле будет отклоняться от радиального направления на угол $\sim 45^\circ$ и на большем расстоянии станет полностью азимутальным. Именно такое поле мы находим из исследования распространения в межпланетном пространстве ускоренных во вспышке высокоэнергичных протонов [1—5]. Исследование динамики всплеска радиоизлучения IV типа, возникающего в связи с мощными протонными вспышками, показало, что выход высокоэнергичных протонов из активной области должен происходить одновременно



Фиг. 6. Магнитограмма слабовозмущенного магнитного поля в период измерения в межпланетном пространстве потока положительно заряженных частиц от Солнца на четвертой космической ракете

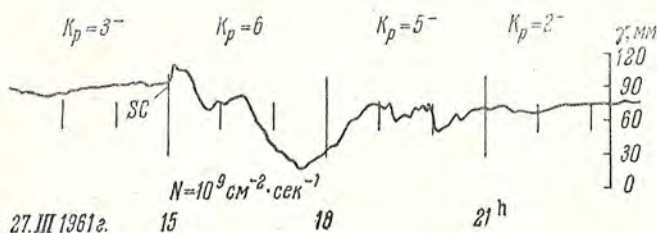
с плазменными облаками, вызывающими на Земле магнитные бури с SC. Именно благодаря особенностям в протекании магнитных бурь с SC (внезапное начало, главная фаза, спад типа Форбуша в интенсивности галактического излучения), плазменные облака, выброшенные из активных областей во время развития хромосферных вспышек, являются наиболее легко отождествляемой компонентой в корпускулярном излучении Солнца.

Определяемая по времени запаздывания SC относительно вспышки скорость плазменных облаков составляет ~ 1000 — 2000 км/сек для сильных протонных вспышек [1—3], уменьшаясь до ~ 600 км/сек для слабых вспышек (см. табл. 4). Интенсивность вариаций магнитного поля во время бурь с SC указывает на значительную плотность плазменных облаков. По яркости зодиакального свечения во время сильной магнитной бури 8 июля 1958 г. найдено [67], что плотность электронов в плазменном облаке составляет ~ 300 см $^{-3}$.

Возрастание потока частиц и смещение спектра к более высоким энергиям (~ 2000 эв) измерено непосредственно в межпланетном пространстве на спутнике Explorer X [43] вслед за внезапным началом магнитной бури, зарегистрированной на Земле в 15^h 03^m 27 марта 1961 г. (фиг. 7). Поскольку бури с главной фазы вызываются, как правило, вспышками, удаленными не более чем на $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана [1—2], возможно, что магнитная буря 27 марта 1961 г., в течение которой резко выраженной главной фазы не зарегистрировано, может быть связана со вспышкой, наблюдавшейся вблизи восточного лимба 26 марта в 10^h 15^m.

Высокая скорость движения плазменных облаков влечет за собой одно важное следствие. Поскольку межпланетное магнитное поле на расстоянии орбиты Земли имеет заметную азимутальную составляющую, прохождение плазменных облаков через межпланетное пространство должно

повлечь за собой деформацию этого поля, что является одной из причин спада Форбуша в интенсивности галактического космического излучения. Другой причиной является увлекаемое плазмой «вмороженное» магнитное поле активной области. Возникновение магнитных бурь с SC от вспышек, удаленных на $50-60^\circ$ от центрального меридиана, указывает, что «агент», распространяющийся через межпланетное пространство, имеет на расстоянии орбиты Земли линейные размеры ~ 2 а. е. Этот факт,



Фиг. 7. Магнитограмма возмущенного магнитного поля 27 марта 1961 г., когда за пределами магнитного поля Земли на спутнике Explorer X зарегистрированы возрастания потока и увеличения скорости частиц вслед за внезапным началом бури

вместе с малой длительностью бурь ($\sim 1-2$ суток), свидетельствует, что возмущение от Солнца распространяется широким фронтом. Возможно, что SC магнитной бури вызывается распространяющейся через межпланетное пространство ударной волной, а уменьшение интенсивности галактического космического излучения в начале спада Форбуша есть следствие деформации азимутальной составляющей межпланетного магнитного поля на орбите Земли и за ее пределами.

Ряд аргументов в пользу существования в межпланетном пространстве приблизительно радиального магнитного поля (с включенными неоднородностями), имеющего заметную азимутальную компоненту на расстоянии орбиты Земли, приведен в [1—5]. Закономерности, получаемые из исследования распространения в межпланетном пространстве высокоэнергичных протонов от слабых вспышек, находятся в согласии с прежними результатами. Из табл. 1 можно видеть, что время запаздывания начала возрастания $f_{\min}$ от западных вспышек значительно меньше, нежели от восточных. Большинство слабых возрастаний $f_{\min}$ наблюдается на фоне понижения интенсивности галактического космического излучения во время магнитных бурь с SC или бурь с постепенным началом (см. фиг. 1 из [1]). Даже в этих условиях время запаздывания высокоэнергичных протонов от восточных вспышек много больше, чем от западных. Это, видимо, связано с тем, что на фоне 27-дневных вариаций интенсивности космических лучей, когда соответствующая активная область находится к западу от центрального меридиана, распространение высокоэнергичных протонов от восточных вспышек затруднено существующими в межпланетном пространстве магнитными полями.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 1961.
2. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 38, 419, 1961.
3. А. С. Дворяшин. Доклад, представленный на Международную конференцию по космическим лучам и магнитным бурям. Япония, 4—15.IX 1961 г.
4. А. С. Дворяшин. Информ. бюлл. Комитета МГГ АН УССР, № 5, 1963.
5. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 293, 1962.
6. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 305, 1962.
7. H. S. Chielmentti. J. Geophys. Res., 66, № 6, 1961.
8. R. A. R. Palmeira, K. G. McCracken. Phys. Rev. Letters, 5, № 1, 1960.
9. J. Hladky, J. Kleczek, L. Krivsky, P. Mokry. Nuovo cimento, 17, № 4, 1960.
10. R. Vogt. Phys. Rev., 125, № 1, 1962.
11. B. G. Wilson, D. C. Rose, M. D. Wilson. Canad. J. Phys., 40, № 5, 1962.
12. А. И. Кузьмин, Г. Ф. Крымский, Г. В. Скрипни, Н. П. Чирков, Г. В. Шафер, Ю. Г. Шафер. Изв. АН СССР, серия геофиз., 26, № 6, 1962.
13. Я. Л. Блох, О. И. Иноземцева, Н. С. Каминер, Ю. И. Копылов, В. К. Копава, А. В. Сергеев. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 3, 1961.
14. H. Carmichael, I. F. Steljes, D. C. Rose, B. G. Wilson. Phys. Rev. Letters, 6, № 2, 1961.
15. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян. Геомагнетизм и аэрономия, 2, № 4, 1962.
16. J. R. Winckler, P. D. Bhavsar, A. L. Masley, T. C. May. Phys. Rev. Letters, 6, 488—491, 1961.
17. J. A. Earl. J. Geophys. Res., 66, № 10, 1961.
18. D. J. Hofmann, J. R. Winckler. Proc. 3 Internat. Space Sci. Sympos. Washington, 1962.
19. Е. В. Горчаков, Г. А. Базилевская. Искусственные спутники Земли, в. 8, 1961.
20. G. F. Pierer, A. J. Zmuda, C. O. Bostrom, B. O'Brien. Proc. 3 Internat. Space Sci. Sympos. Washington, 1962.
21. K. W. Ogilvie, D. A. Bryant, L. R. Davis. J. Geophys. Res., 67, № 3, 1962.
22. L. R. Davis, K. W. Ogilvie. J. Geophys. Res., 67, № 5, 1962.
23. L. R. Davis, C. E. Fichtel, D. E. Guss, K. W. Ogilvie. Phys. Rev. Letters, 6, 492—494, 1961.
24. C. E. Fichtel, D. E. Guss. Phys. Rev. Letters, 6, 495—497, 1961.
25. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 1962.
26. Б. М. Владимирский. Наст. том, стр. 250.
27. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 2, № 1, 1962.
28. K. A. Anderson, D. C. Enemark. J. Geophys. Res., 65, 2657—2671, 1960.
29. R. R. Brown, R. G. D'Arcy. Phys. Rev. Letters, 3, № 8, 1959.
30. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян. Геомагнетизм и аэрономия, 2, № 2, 1962.
31. J. F. Steljes, H. Carmichael, K. R. McCracken. J. Geophys. Res., 66, 1363, 1961.
32. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян. Доклад, представленный на Международную конференцию по космическим лучам. Япония. 4—15.IX 1961.
33. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. ЖЭТФ, 39, 249, 1960.
34. G. C. Reid. J. Geophys. Res., 66, № 12, 1961.
35. J. B. Gregory. J. Geophys. Res., 66, № 8, 1961.
36. J. A. Van Allen, Wei Ching Lin. J. Geophys. Res., 65, 2998—3003, 1960.

37. T. Kelsall. *J. Geophys. Res.*, 66, № 12, 1961.
38. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. *Астрон. ж.*, 39, в. 3, 1962.
39. М. С. Эйгенсон, М. Н. Гневышев, А. И. Оль, Б. М. Рубашев. *Солнечная активность и ее земные проявления*. М., 1948.
40. М. С. Бобров. *Астрон. ж.*, 36, 601, 1959.
41. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский. *Докл. АН СССР*, 131, 1301, 1960.
42. К. И. Грингауз. Доклад, представленный на 2-ой Международный симпозиум по исследованию космического пространства. Флоренция, 1961.
43. H. S. Bridge, C. Dilworth, A. J. Lazarus, E. F. Lyon, B. Rossi, F. Scherb. *J. Phys. Soc. Japan*, 17, Suppl. A-11, 553, 1962.
44. Э. Р. Мустель. *Астрон. ж.*, 38, вып. 1, 1961.
45. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 18, 1958.
46. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. *Астрон. ж.*, 32, в. 2, 1958.
47. Э. Р. Мустель, А. С. Дворяшин. *Астрон. ж.*, 35, вып. 1, 1958.
48. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 27, 167, 1962.
49. Э. Р. Мустель. *Астрон. ж.*, 39, 813 1962.
50. О. Н. Митропольская. *Астрон. ж.*, 36, 616, 1959.
51. А. С. Дворяшин. *Астрон. ж.*, 36, 616, 1959.
52. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 27, 1962.
53. Е. Я. Бугославская. *Сб. «Полные солнечные затмения 1952 и 1954 гг.»*. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 100.
54. W. N. Christiansen, D. S. Mathewson, J. L. Pawsey, S. F. Smerd, A. Voichot, J. F. Denisse, P. Simon, T. Kakinuma, H. Dodson-Prince, J. Figer. *Ann. astrophys.*, 23, 75, 1960.
55. Г. М. Никольский. *Астрон. ж.*, 31, № 4, 1954.
56. Е. А. Пономарев. *Канд. дисс.*, Киев, 1957.
57. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин. *Астрон. ж.*, 36, 544, 1959.
58. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, А. Г. Суховой. *Изв. высш. учеб. заведен., Радиофизика*, 2, № 6, 1959.
59. В. В. Виткевич. *Астрон. ж.*, 35, 12, 1958.
60. В. В. Виткевич. *Астрон. ж.*, 37, 32, 1960.
61. А. Хьюши. *Радиоастрономия. Парижский симпозиум, 1958*. М., 1961, стр. 263.
62. В. В. Виткевич. *Радиоастрономия. Парижский симпозиум, 1958*, М., 1961, стр. 270.
63. O. B. Slee. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 123, 223, 1961.
64. L. Biermann. *Observatory*, 77, 109, 1957.
65. И. С. Шкловский. *Физика солнечной короны*. Физматгиз. 1962.
66. A. Behr, N. Siedentopf. *Z. Astrophys.*, 32, 19, 1953.
67. D. E. Blackwell, M. F. Ingham. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 122, № 2, 1961.
68. Th. Schmidt, H. Elsasser. *Z. Astrophys.*, 56, H. 1, 1962.
69. *J. Geophys. Res.*, 66, № 7, 1961, p. 2255.
70. S. Chapman, Y. Bartels. *Geomagnetism*, Oxford, 1940.

**МАЛЫЕ ЭФФЕКТЫ ВСПЫШЕК
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ НА ФОНЕ ФОРБУШ-СПАДА****Б. М. Владимирский**

По мировой сети станций космических лучей изучены эффекты хромосферных вспышек балла 2 на фоне фазы восстановления Форбуш-спада. Использовались данные нейтронных мониторов периода МГГ [15]. Изучены эффекты 55 вспышек на фоне шести Форбуш-спадов (табл. 2). Показано, что вспышки, происшедшие в активной области, ответственной за Форбуш-спад, характеризуются наличием зон попадания, меньшим запаздыванием и более коротки по продолжительности эффекта по сравнению со вспышками от других активных областей (см. фиг. 1, 2, 6). Эффекты вспышек на фоне высокой магнитной активности не обнаруживаются (фиг. 3). На основании полученных данных можно заключить, что межпланетное магнитное поле в период развития Форбуш-спада имеет вид трубки расходящихся силовых линий, связывающих соответствующую активную область Солнца с Землей (фиг. 8).

SMALL EFFECTS OF FLARES IN COSMIC RAYS ON THE BACKGROUND OF THE FORBUSH DECREASE, by *B. M. Vladimirsky*.— The effects of class 2 chromospheric flares on the background of the recovery phase of the Forbush decrease have been studied from data of the world array of cosmic ray stations. Data obtained by means of neutron monitors during the IGY period [15] are used. The effects of 55 flares on the background of 6 Forbush decreases are studied. It is shown that in comparison to flares from other active regions, the flares from active regions responsible for a Forbush decrease are characterized by presence of impact zone effect, a shorter delay-time and an effect of shorter duration (figs. 1, 2, 6). Flare effects on the background of high magnetic activity are not detected (fig. 3). On the basis of the data obtained it can be concluded that the interplanetary magnetic field during the period of development of the Forbush decrease has the form of a tube with diverging lines of force, connecting the corresponding active solar region with the earth (fig. 8).

1. При исследовании малых эффектов вспышек в космических лучах (к. л.) (под малыми эффектами подразумеваются возрастания менее одного процента в нуклонной компоненте) интервалы времени, включающие Форбуш-спады, обычно не рассматривались (см., например, [1, 2]). Было показано, что в магнитновозмущенные дни малые эффекты вспышек либо отсутствуют, либо очень малы [3, 4]. Однако общеизвестно, что Форбуш-спад значительно продолжительнее, чем соответствующая магнитная буря, так что фаза восстановления интенсивности нередко протекает при очень низком уровне магнитной активности. Вопрос о наличии эффектов малых вспышек на фоне фазы восстановления специально не рассматри-

вался (если не считать эпизодических результатов [5, 6]). Между тем изучение этого вопроса представляет значительный интерес, в частности для: 1) выяснения вопроса о том, все ли хромосферные вспышки сопровождаются генерацией к. л., 2) изучения геометрии магнитного поля в межпланетном пространстве в период Форбуш-эффекта.

То, что вспышки к. л. действительно могут наблюдаться на фоне Форбуш-спада, показывает рассмотрение соответствующих данных о «больших» возрастаниях. Оказывается, более половины известных событий бесспорно произошло на фоне Форбуш-спада, в частности, 7.III 1942 г., 31.VIII 1956 г., 16.VII 1959 г., 12, 15, 20.XI 1960 г., 4.V 1960 г., 3.IX 1960 г., 18, 20.VII 1961 г. (см. [7, 8]). Просмотр событий, зарегистрированных по поглощению в полярной шапке (блокауту) на протяжении июль 1957 г.—декабрь 1959 г. [9—12], показывает, что не менее 60% случаев приходится на отрезки времени, когда интенсивность была существенно понижена благодаря Форбуш-спаду. Важно отметить, что большинство вспышек, давших большое возрастание на фоне Форбуш-спада, произошло в той же активной области, которая ответственна за спад (это, в частности, 7.III 1942 г., 16.VII 1959 г., 15, 20. XI 1960 г., 4.V 1960 г., 18, 20.VII 1961 г.).

2. Изучение эффектов малых вспышек на фоне Форбуш-спада представляет известные трудности, связанные в основном с:

1) большей по сравнению со спокойными днями изменчивостью суточного эффекта (что затрудняет введение поправки на суточную вариацию);

2) увеличением в этот период нерегулярных колебаний интенсивности — флуктуаций неаппаратурного происхождения, обнаруживаемых изменением u -индекса [13];

3) возможным присутствием короткопериодических колебаний интенсивности [14].

Таблица 1

№	Станция	R_{λ} Бэв	№	Станция	R_{λ} Бэв
1	Алма-Ата *	7,3	16	Мурчисон-Бэй	0,1
2	Беркли	4,2	17	Оттава	1,7
3	Чикаго	2,4	18	Рим *	4,7
4	Черчилль	0,3	19	Сальфур-Маунтин	1,1
5	Клаймакс	3,0	20	Резольют-Бэй	0
6	Дип Ривер *	1,3	21	Туле	0
7	Геттинген	2,4	22	Уппсала *	1,3
8	Германия *	7,0	23	Вейсенан	3,2
9	Херстмонсе	2,2	24	Цугшпитце	3,3
10	Лиде	1,6	25	Якутск *	2,2
11	Линкольн	2,6	26	М.-Нориккура *	10,3
12	Лондон	2,1	27	Инверкарджил	2,3
13	Маусон	0,2	28	Ломницкий щит	3,2
14	Маунт Веллингтон *	2,0	29	Остров Хейса	0,2
15	Маунт Вашингтон *	1,9			

Поэтому при изучении эффектов малых вспышек разумно в данном случае применить двойное усреднение: с одной стороны, используя данные мировой сети станций для каждого события, с другой, применяя к полученным результатам метод наложения эпох. Важное значение имеет при этом достаточно аккуратное исправление данных за суточную вариацию. Перечень использованных станций к. л. приведен в табл. 1. Основными критериями при выборе станции были обрезаящая жесткость не более 10 Бэв, относительно небольшая статистическая ошибка измерений, доброкачественность материала. Использовались данные нейтронных мониторов периода МГГ [15]. Данные о вспышках были взяты из каталога Додсон [16]. Для каждого из 55 случаев вспышек (на фоне семи Форбуш-спадов, использовались вспышки балла 2) брались три группы станций и соответственно строились три графика при наложении эпох:

1) 25 станций из перечисленных в табл. 1; для каждой станции вычитался суточный эффект по предыдущему или последующему дню — в зависимости от того, в какой день изменчивость суточной волны по сравнению с данным днем была наименьшей (что определялось по графику);

2) пять станций с широтой $\lambda_g \geq 65^\circ$; суточный эффект на этих станциях согласно [17] за период МГГ очень мал — около 0,1—0,2% и он не вычитался;

3) девять среднеширотных станций (отмечены в табл. 1 значком *).

Эти станции попарно разнесены по долготе на угол, близкий к π , так что сам выбор их приводит к уничтожению первой гармоника суточной вариации.

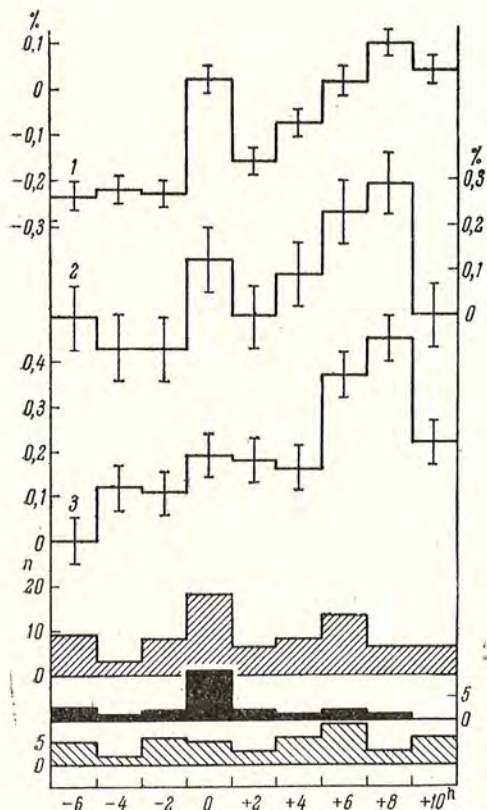
Таблица 2

Форбуш-спад	Номер активной области, ответственной за спад (Mc Math)	Координаты вспышки, ответственной за спад	Число вспышек балла 2		Параметры спада		Эффект вспышек	
			в данной области	в других активных областях	А, %	Т	в данной области, %	в других активных областях
29.VIII 1957 г.	4125	31° S 33° E	3	1	9,0	—	0,34	~0,3
29.IX	4159	22 N 15 E	2	1	5,2	157 ^h	Не обнаружено	~0,3
21.X	4189	26 S 45 W	—	7	9,6	406	—	0,24
26.XI	4263	14 S 37 E	—	3	6,3	158	—	0,17
25.III 1958 г.	4476	14 S 78 E	6	9	7,9	366	0,29	Не обнаружено
16.IX	4741	10 S 80 W	—	10	4,5	326	—	Не обнаружено

Спады Форбуша, на фоне которых изучались эффекты вспышек, перечислены в табл. 2. Там же помещены характеризующие их параметры, взятые из [18]. Из довольно большого числа спадов за период МГГ эти случаи были выбраны потому, что их отождествление с соответствующими хромосферными вспышками не вызывало серьезных сомнений и они были достаточно продолжительными в период высокой вспышечной активности. Хромосферные вспышки, происшедшие в период фазы восстановления спада, были разбиты на две группы: 1) вспышки, происшедшие в той же

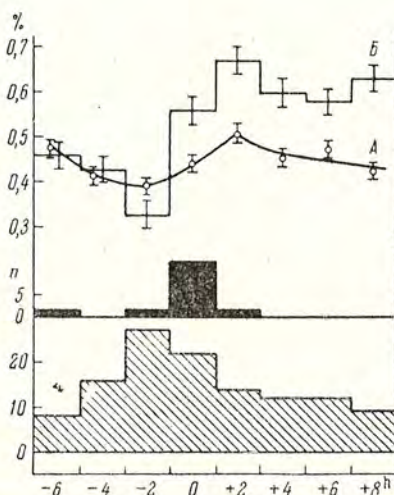
самой активной области, которая ответственна за Форбуш-спад; 2) вспышки, происшедшие в других активных областях. При этом использовались данные о последовательностях активных областей, собранные на станции к. л. Крымской астрофизической обсерватории. Число вспышек той и другой группы для каждого спада отмечено в той же табл. 2. Интервал

времени между минимумом интенсивности спада и моментом вспышки был самым разнообразным — от 8 час до конца восстановления интенсивности (т. е. до 400 час, см. табл. 2). Несколько вспышек в каждой группе произошло на фоне высокой магнитной активности



Фиг. 1. Эффект вспышек балла 2 на фоне фазы восстановления Форбуш-спада в активных областях, ответственных за спад, наложение эпох

1 — 25 станций с исключенным суточным эффектом; 2 — полярные станции; 3 — коррелированные станции. Гистограммы в нижней части — число вспышек в двухчасовом интервале, усредненное в соответствии с основным графиком (снизу вверх): в активных областях, связанных с Форбуш-спадом балла 1 и балла 2; сумма от предыдущих с добавлением вспышек балла 2 других активных областей



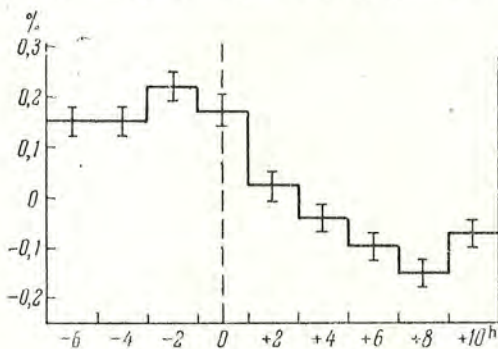
Фиг. 2. Эффект вспышек балла 2 в активных областях, не связанных с Форбуш-спадом, наложение эпох;

A — все случаи; B — исключены 19 вспышек на фоне спадов 23.III 1958 г. и 16.IX 1958 г. Нижние гистограммы — число вспышек в двухчасовом интервале, усредненное в соответствии с основным графиком, балла, 1 — заштриховано

($K_p > 3 +$ на протяжении 9—12 час, считая от начала вспышки). Эти события (всего их было 13) рассматривались в соответствии с результатами, полученными в [3, 4], отдельной группой.

3. Графики усредненной интенсивности для обеих групп вспышек приведены на фиг. 1 и 2. На фиг. 3 приведен график по данным 25 станций с вычтенным суточным эффектом для вспышек на фоне повышенной магнитной активности.

Так как было желательно использовать как можно больше вспышек, наложение эффектов близко расположенных во времени вспышек было неизбежным. В связи с этим ниже графиков интенсивности построены гистограммы вспышечной активности. Для фиг. 1 это вспышечная активность областей, ответственных за спад, отдельно для балла 2 и 1 — две самые нижние гистограммы (балл 1 — штриховка), и суммарная — с добавлением вспышек балла 2 других областей — верхняя гистограмма (частая штриховка). Все усреднено в соответствии с основным графиком.



Фиг. 3. Эффект вспышек балла 2 на фоне высокой магнитной активности (13 случаев)

Для фиг. 2 построена вспышечная активность всех областей (балл 1 — штриховка). Для полярных станций и для группы коррелированных станций введена поправка на систематический ход изменения интенсивности, связанный с восстановлением. Восстановление предполагалось происходящим по линейному закону, вычисленная скорость восстановления 0,02% в час (фиг. 1). Обращаясь к рассмотрению первого из полученных

графиков фиг. 1, можно видеть эффект в нулевом интервале $0,25 \pm 0,03\%$, т.е. в том двухчасовом интервале, где заключены начала исследуемых вспышек. Эффект заметен также и на графике 2 (полярные станции, но в пределах ошибок). На графике 3 (коррелированные станции, разнесены по долготе на угол π) эффект, однако, отсутствует. Такая же картина имеет место и для второй группы вспышек (на фиг. 2 показан только график для первого способа обработки — 25 станций с исключенным суточным эффектом). По этой причине уместно попытаться объяснить это различие.

Как было показано в [19], важное значение для выделения эффектов малых вспышек имеет тщательность учета суточной вариации. Поэтому сравним остаточный суточный эффект по первой гармонике для случая исключения его по предыдущему или последующему дню с суточным эффектом для коррелированных станций (графики соответственно 1 и 3 фиг. 1). В первом варианте суточная вариация исключается с точностью до изменений ото дня к дню амплитуды и фазы. Если x — изменение амплитуды для двух соседних дней, а φ — изменение фазы, то остаточная вариация Δ_1 будет:

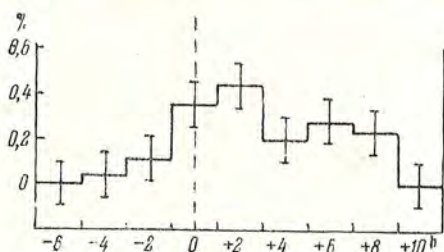
$$\Delta_1 \approx a\varphi \sin\left(\alpha + \frac{\varphi}{2}\right) + x \cos(\alpha + \varphi),$$

где a — амплитуда суточного эффекта, а φ — его фаза. Непосредственных данных о величине x и φ не имеется. Представляется разумным взять в качестве x величину разности между годовой средней и амплитудой в возмущенные дни, что составляет, согласно [20], около 0,45%. Величину φ

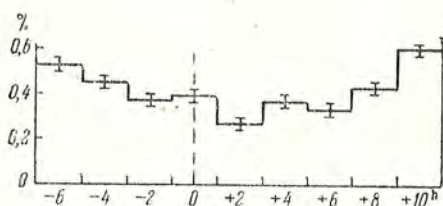
можно положить $\sim 1^h \approx 0,3$ радиана. Это удвоенное значение средне-квадратичного отклонения от годового среднего (при том максимального, для Беркли $0^h,48$, см. [21]). Тогда

$$\Delta_1 \approx 0,3a + 0,15 \sin 15^\circ$$

и, полагая $a \sim 0,3\%$, $\Delta_1 = 0,13\%$. Предполагалось, что всюду знак отклонения плюс, так что эта величина близка к максимальной. На самом деле, по-видимому, в большинстве случаев малые изменения x и ϕ происходят независимо, что вносит, между прочим, дополнительные флуктуации при построении окончательного графика наложения эпох. Для коррелированных станций точность исключения вариации определяется



Фиг. 4. Эффект вспышек балла 2 по коррелированным станциям, наложение эпох (три случая)



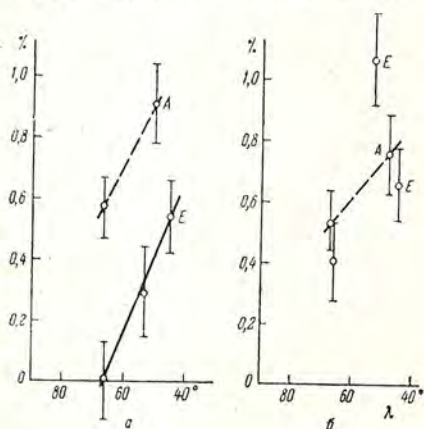
Фиг. 5. Интенсивность, усредненная по способу, аналогичному для фиг. 1, 1 и фиг. 2 в отсутствие вспышек балла 2

точностью подбора станций, т. е. отклонения от угла π их разности долгот. Существенно также, чтобы станции располагались на одной широте, так как фаза изменяется с широтой [21]. В этом случае остаточный суточный эффект будет

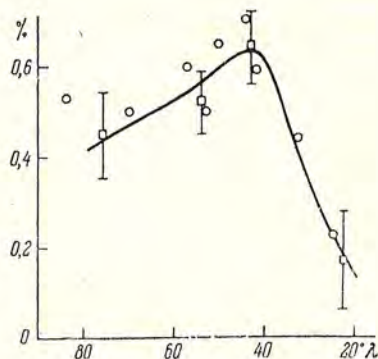
$$\Delta_2 \approx a\delta \sin\left(\alpha + \frac{\delta}{2}\right),$$

где δ — среднее значение отклонения для выбранных пар станций от угла π . Для выбранных пар эта величина $\sim 29^\circ = 0,5$ радиана. Среднее различие в широте $\sim 13^\circ$, что внесет в δ дополнительно 0,18 радиана (оценено по данным [21]); знак, как и в предыдущем случае, всюду берется положительным). В итоге $\Delta_2 \approx 0,20\%$. Здесь не учтено еще, что амплитуда также зависит от широты. Таким образом, первая гармоника суточной вариации для коррелированных станций учитывается менее точно. На наличие эффекта вспышек для этой группы станций влияют, кроме того, еще два существенных фактора: во-первых, неучет второй гармоники (см. [19]), во-вторых, наличие зон попаданий (см. ниже), что должно занижать эффект. Отсутствие эффекта вспышек для коррелированных станций не является, следовательно, поводом к сомнениям относительно реальности эффекта. Это тем более не оправдано, что случаи, которые дают наибольший эффект для метода обработки 1, дают заметный эффект и для коррелированных станций (см. фиг. 4, где график построен для трех событий). Наконец, на фиг. 5 показан контроль методики 1. Для этого на протяжении бури 25.III.1958 г. были выбраны десять интервалов,

в которых не произошло вспышек балла 2 (использовался каталог Додсон [16]). Середина этих интервалов принималась за нулевой интервал при наложении эпох. Следует отметить также, что для обеих рассматриваемых групп событий вспышки не концентрируются существенным образом около какого-либо одного избранного интервала суток. Пик у $+8^h$, как можно видеть из фиг. 1, не связан с процедурой исключения суточного эффекта и скорее всего обусловлен наложением эффектов вспышек. В [22] было показано, что малые вспышки балла 1 после больших



Фиг. 6. Зависимость величины эффектов вспышек от геомагнитных координат
а — вспышки в активных областях, ответственных за Форбуш-спад; б — вспышки в активных областях, не связанных с Форбуш-спадом.
Е — европейские станции, А — американские



Фиг. 7. Широтный эффект вспышек в активных областях, не связанных с Форбуш-спадом
Точки — по данным [23]

вспышек балла 3 и той же активной области дают, по-видимому, в некоторых случаях заметный эффект. Что касается второй группы вспышек (см. фиг. 2) то, как оказалось (см. табл. 2), на фоне спадов 25.III. 1958 г. и 16.IX 1958 г. эффект вспышек вовсе не обнаруживается. В соответствии с этим на фиг. 2 приведены кривые для всех случаев — 31 вспышка (кривая А) и для первых четырех спадов (см. табл. 2) — 12 случаев (график В).

Небольшое число изученных таким образом спадов и в среднем небольшие эффекты возрастаний не позволили изучить влияние параметров Форбуш-спада на амплитуду возрастания.

Для изучения широтного эффекта вспышек станции были разбиты на несколько групп в зависимости от геомагнитной широты, причем были дополнительно привлечены данные низкоширотных станций. Из обеих групп вспышек было выбрано по пять событий с наибольшей амплитудой возрастаний при способе обработки 1, приходящихся грубо на некоторый определенный интервал времени. Широтный эффект изучался с учетом возможного долготного эффекта, для чего отдельно рассматривались американские и европейские станции. Из фиг. 6, а, где зависимость построена для вспышек группы 1, виден отчетливый долготный эффект, свидетельствующий о несомненном существовании зон попадания. Для вспышек группы 2 (фиг. 6, б) зависимости от долготы в пределах ошибок

не наблюдается. В среднем широтный эффект для этой группы вполне аналогичен полученному в [23], что видно из фиг. 7, где широтная кривая построена без учета различия станций по долготе. Кругами обозначены величины для широтного эффекта [23]. Представляется несомненным, что и для данного класса событий приход нельзя считать вполне изотропным, так как «завал» амплитуды эффекта на высоких широтах свидетельствует о конечности размеров источника. Поэтому, между прочим, определение энергетического спектра дополнительного потока по широтному эффекту [23] вряд ли можно считать вполне правильным (см. [2], где обнаружено наличие «сдвинутых» зон попадания для таких эффектов). Детальное изучение вопроса о зонах попадания для вспышек группы 1 представляется затруднительным из-за малости эффектов. Однако нужно отметить, что ситуация фиг. 6, *a* не соответствует нормальным зонам Файрора: станции американского континента у $\lambda \approx 50^\circ$ находились вне 09,04^h-зон, а эффект там был максимальным (0,9%) и, наоборот, станции северной Европы находились в пределах этих зон, а эффект здесь близок к нулю.

4. Из рассмотрения приведенных графиков можно видеть, что эффекты вспышек, происшедших в активных областях, ответственных за спад (группа 1) и случившихся в других активных областях (группа 2), отличаются в двух отношениях: во-первых, возрастание группы 1 приходится на более ранний интервал времени и длится меньше, чем для группы 2 (это обстоятельство не есть случайный эффект усреднения). Во-вторых, группа 1 обнаруживает сильно выраженный эффект зон попадания, тогда как события группы 2 характеризуются, по-видимому, существенно более изотропным приходом частиц.

Что касается первого, то увеличение запаздывания прихода частиц в случае, когда соответствующая вспышка произошла в активной области, не связанной с Форбуш-спадом, можно подтвердить на основе данных по полярным блокаутам. Времена запаздывания из каталога такого рода событий [9] были разделены на две группы: 1) случаи, когда вспышка произошла на фоне фазы восстановления Форбуш-спада той же активной области, которая ответственна за спад; 2) случаи, когда вспышка произошла на «спокойном» фоне или на фоне Форбуш-эффекта от другой области. Результат ясен из табл. 3, где приведены средние для каждой группы (в часах).

Таблица 3

Вспышки в активной области, ответственной за Форбуш-спад		Вспышки на «спокойном» фоне или на фоне спада от других активных областей			
число событий	запаздывание $\bar{w}$	число событий	запаздывание $\bar{w}$	число событий	запаздывание $\bar{w}$
6	$2^h 0 \pm 0^h 8$	8	$9^h 1 \pm 10^h$	6	$18^h 9 \pm 19^h$
6	$2,0 \pm 0,8$	7	$6,1 \pm 7$	4	$5,5 \pm 6$

В данных нижней строки таблицы исключены события, у которых время запаздывания было больше суток (эти случаи соответствуют

приходу частиц вместе с плазмой корпускулярного потока, а не путем простой диффузии). Всюду указаны стандартные отклонения, характеризующие разброс величин. Для случаев группы 1 не было произведено разделение восточных и западных вспышек, так как за одним исключением они все произошли на западе. Важно отметить, что, как показано в [24], чем больше время запаздывания, тем больше время достижения полного поглощения в $f_{\min}$ (т. е. больше время достижения максимума возрастания). Заметим попутно, что $W - E$ асимметрия [8—10], по-видимому, связана именно с эффектом уменьшения запаздывания на фоне спада Форбуша от вспышек той же активной области (такие случаи составляют не менее 30% всех рассмотренных случаев). В нижней строке табл. 3 не наблюдается асимметрия для случаев диффузионного распространения частиц. К сказанному нужно добавить, что в случаях больших возрастаний интенсивности достижение максимума интенсивности происходит за более короткое время для событий типа вспышек группы 1. Чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить возрастание 7.III 1942 г. или 4.V 1960 г. со вспышкой 3.IX 1960 г., происшедшей в период спада, связанного с другой активной областью. Наконец, четко выраженные зоны попадания для первой фазы возрастания наблюдались для вспышек 7.III 1942 г. [7], 4.V 1960 г. [25, 26], 15.XI 1960 г. [26, 27], 18 и 20.VII 1961 г. [28] — событий, которые бесспорно принадлежат к тому же типу, что и случаи группы 1. Зоны попадания не были выражены для 3.IX 1960 г. [28]. Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с уже известными данными.

5. Изложенные выше факты находят естественное объяснение с точки зрения представлений о радиальных магнитных полях в корпускулярных потоках, ответственных за Форбуш-спад. Такие или близкие представления развивались многими авторами [29—33]. При этом диффузия частиц из области ускорения для вспышек, происшедших в той же самой активной области, которая ответственна за Форбуш-спад, должна происходить вдоль силовых линий поля. В этом случае, как было отмечено в [29], должна происходить коллимация частиц. Радиальное поле в выбросе падает с расстоянием пропорционально R^{-2} . Сохранение адиабатического инварианта

$$\sin^2 \frac{\theta}{H} = \text{const}$$

приводит к соотношению $\sin \theta R = \text{const}$, т. е. на больших расстояниях частицы должны двигаться строго вдоль силовых линий. Этим можно объяснить существование зон попадания для такого типа событий. Так как силовые линии трубки остаются связанными с активной областью, они неизбежно искривляются благодаря вращению Солнца. Естественно думать, что этому соответствует тот факт, что видимый источник частиц во многих случаях оказывается смещенным к западу от линии Земля — Солнце. В подобных случаях положение источника определяется положением некоторого сечения трубки силовых линий, которое может не совпадать с положением Солнца. Для лимбовых вспышек смещение долж-

но быть большим, чем для вспышек, расположенных ближе к центральному меридиану (для рассматриваемого класса событий). Очевидно также, что форма и размеры источника будут определяться параметрами трубки. Схема фиг. 8 поясняет сказанное. Таким образом, наличие зон попадания, не совпадающих с нормальными зонами Файрора у вспышек группы 1, делается вполне понятным.

Смещение максимума возрастания интенсивности для вспышек группы 2 — вспышек от областей, не связанных с Форбуш-спадом, — можно объяснить, предположив, что в этом случае диффузия частиц происходит перпендикулярно некоторой составляющей магнитного поля. Можно показать, что требуемые напряженности для этой составляющей поля не противоречат имеющимся данным [34]. В самом деле, для обычной диффузионной кривой, описывающей возрастание

$$n(\varepsilon, t) = \frac{n_0(\varepsilon) \exp - \frac{R^2}{4Dt}}{(2 \sqrt{\pi D(\varepsilon) t})^3},$$

расстояние максимума от начала возрастания обратно пропорционально коэффициенту диффузии D (R — расстояние от источника до пункта наблюдения; $n_0(\varepsilon)$ — спектр частиц в источнике). Помня, что $D = \frac{1}{3} \lambda v$ (λ — пробег рассеяния), можно написать, что

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{\parallel}},$$

где t_2 и t_1 — соответствующие промежутки времени от начала возрастания до максимумов для вспышек группы 2 и 1, а $\lambda_{\perp}$ и $\lambda_{\parallel}$ — пробеги соответственно параллельно и перпендикулярно полю. С другой стороны, отношение этих пробегов

$$\frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{\parallel}} = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

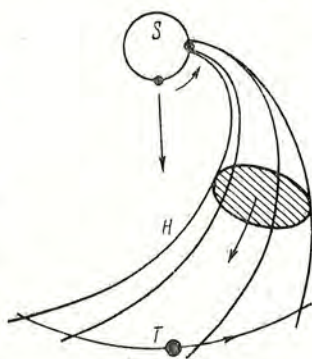
или (см. [35]) для не слишком больших энергий

$$\frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{\parallel}} = \frac{\varepsilon^2}{e^2 H_{\perp}^2 \lambda_{\parallel}^2},$$

откуда можно найти поле

$$H_{\perp} = \frac{\varepsilon}{e \lambda_{\parallel}} \sqrt{\frac{t_2}{t_1}}.$$

Если t_2/t_1 грубо принять равным ~ 3 , для $\lambda_{\parallel}$ взять значение, найденное для случая 4.V 1960 г. в [25] $\sim 4 \cdot 10^{11}$ см, и принять энергию частиц 3 Бэв, получим $H_{\perp} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ эс = 4 γ. Это, конечно, некоторая



Фиг. 8. Вероятная конфигурация межпланетного магнитного поля в период Форбуш-спада. Стрелками указаны возможные направления распространения частиц для двух рассмотренных групп вспышек

эффективная величина, так как скорее всего диффузия поперек поля происходит не на всем расстоянии R . Можно далее легко представить, что для случаев некоторых спадов величина $H_{\perp}$ будет в несколько раз больше, тогда при прочих равных условиях t_2 увеличится настолько, что плавное возрастание интенсивности, связанное со вспышкой, уже не будет замечено. Возможно, именно так следует объяснить отсутствие эффектов вспышек группы 2 для Форбуш-спадов 25.III 1958 г. и 16.IX 1958 г. По-видимому, не случайно оба эти спада связаны со вспышками, далекими от центрального меридиана (см. табл. 2). Зоны попадания, очевидно, не должны быть резко выражены для таких случаев.

Резюмируем изложенное:

1. Малые эффекты хромосферных вспышек обнаруживаются и на фоне Форбуш-спадов, причем как от вспышек в активных областях, ответственных за спад, так и в некоторых случаях от других областей; в последнем случае, возможно, наличие эффекта зависит от координат вспышки, ответственной за спад.

2. Вспышки, происшедшие в активной области, ответственной за Форбуш-спад, и вспышки на фоне Форбуш-эффекта от других областей заметно различаются по крайней мере в двух отношениях: первые обнаруживают зоны попадания и имеют малую продолжительность, вторые имеют большую продолжительность, зоны попадания у них не выражены. Эти группы различаются также величинами времен запаздывания. Упомянутые особенности обнаруживаются также по «большим возрастаниям» и отчасти по событиям, регистрируемым по полярным блокаутам.

3. Межпланетное магнитное поле в период развития Форбуш-спада имеет вид трубки расходящихся силовых линий, связывающих активную область, ответственную за спад, с Землей.

4. Наличие или отсутствие эффекта в космических лучах от хромосферной вспышки может определяться в некоторых случаях, по-видимому, электромагнитной ситуацией в межпланетном пространстве.

В заключение автор считает своим долгом поблагодарить А. А. Степаняна за ряд советов и обсуждение многих вопросов.

18 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, 653, 1961.
2. B. G. Wilson, C. P. Neffa. Доклад на конференции в Киото, сентябрь 1961 г.
3. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, 10, 15, 1961.
4. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 2, 56, 1962.
5. Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, 41, 1961.
6. Л. И. Дорман и Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, 500, 1961.
7. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей, М., 1957.
8. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Dunsink Obs. Publ., 1, 53, 1961.
9. А. С. Дворяшин, А. К. Панкратов, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 90, 1961.

10. T. O b a y a s h i, Y. H a s u r a. J. Geophys. Res., 65, 3143, 1960.
11. C. W a r w i c k, J. Geophys. Res., 67, 1333, 1962.
12. D. J e l l y, C. C o l l i n s. Canad. J. Phys., 40, 706, 1962.
13. К. К. Ф е д ч е н к о. Труды Международной конференции по космическим лучам. 4, М., 1960.
14. R. C h a s s o n. Доклад на конференции в Киото, сентябрь 1961.
15. Cosmic ray intensity during IGY, Tokyo, 1959—1960.
16. H. D o d s o n, R. H e d e m a n. IGY Solar Activity, Rept. № 12, 1960.
17. R. P. K a n e, S. R. T h a k o r e. Proc. Indian Acad. Sci., 52, 122, 1960.
18. А. А. С т е п а н я н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 136, 1961.
19. Е. В. К о л о м е е ц, М. И. Т я с т о. Геомагнетизм и аэрномия, 1, 507, 1961.
20. А. И. К у з ь м и н, Г. И. С к р и п и н. Труды Якутского филиала СО АН СССР, серия физ., вып. 4, стр. 91, 1962.
21. G. S c h w a c h h e i m. J. Geophys. Res., 65, 3149, 1960.
22. Л. И. Д о р м а н, Е. В. К о л о м е е ц. Геомагнетизм и аэрномия, 2, 630, 1962.
23. Е. В. К о л о м е е ц, Г. А. С е р г е е в а. Космические лучи, № 4, 132, 1961.
24. K. S i n n o. J. Geomagnet. and Geoelectr., 13, 1, 1961.
25. Н. С. К а м и н е р, Я. Л. Б л о х, Л. И. Д о р м а н. Космические лучи, № 4, 146, 1961.
26. K. G. M c C r a c k e n. J. Geophys. Res., 67, 435, 1962.
27. J. G. R o e d e r e r, I. R. M a n z a n o, O. R. S a n t o c h i. J. Geophys. Res., 66, 1603, 1961.
28. B. G. W i l s o n, D. C. R o s e, M. D. W i l s o n. Canad. J. Phys., 40, 540, 1962.
29. I. H. P i d d i n g t o n e. Phys. Rev., 112, 589, 1958.
30. G. C o c c o n i, K. G r e i s e n, P. M o r r i s o n, T. G o l d, S. H a y a k a w a. Nuovo cimento, 8, Suppl., № 2, 161, 1958.
31. T. G o l d, J. Geophys. Res., 64, 1664, 1959.
32. K. G. M c C r a c k e n, R. A. R. P a l m e i r a. J. Geophys. Res., 65, 2673, 1960.
33. K. G. M c C r a c k e n. J. Geophys. Res., 67, 447, 1962.
34. P. S. C o l e m a n, C. P. S o n e t t, L. D a v i s. J. Geophys. Res., 66, 2043, 1961.
35. Л. И. Д о р м а н. Изв. АН СССР, серия физ., 26, 799, 1962.

ЭФФЕКТ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРЕДШЕСТВУЮЩЕЙ АКТИВНОСТИ ДАННОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

Б. М. Владимирский

Показано, что величина эффекта вспышек в космических лучах, регистрируемого по полярным блокаутам, не зависит от уровня вспышечной активности в данной области до вспышки (фиг. 1). Наличие или отсутствие малых эффектов вспышек также не зависит от предшествующей вспышечной активности области, но, возможно, зависит от этапа ее эволюции (табл. 2).

THE CHROMOSPHERIC FLARE EFFECT IN COSMIC RAYS IN DEPENDENCE ON THE PREVIOUS ACTIVITY OF A GIVEN SOLAR REGION, by *B. M. Vladimirovsky*. It is shown that the magnitude of a flare effect in cosmic rays, recorded by polar blackouts, does not depend on the level of flare activity in a given region before a flare (fig. 1). The presence or absence of small effects of flares also does not depend on the previous flare activity of a region, but possibly depends on its stage of evolution.

1. Наличие или отсутствие эффекта в космических лучах (к. л.) от той или иной хромосферной вспышки вообще говоря зависит от трех обстоятельств:

- 1) происходила ли генерация космических частиц;
- 2) имелись ли условия для выхода ускоренных частиц из области ускорения;
- 3) благоприятна ли ситуация в межпланетном пространстве для распространения космических частиц в направлении к Земле.

Учет двух последних факторов имеет существенное значение для поисков объективных критериев, отличающих хромосферные вспышки с большим эффектом в к. л. от вспышек, не сопровождающихся эффектом в к. л. Что касается последнего пункта, то в настоящее время имеются указания (см., например, [1, 2]), что благоприятная ситуация для распространения солнечных к. л. к Земле реализуется не всегда. Относительно второго пункта ничего не известно, но можно думать, что изменения в отдельно взятой активной области (связанные, например, с ее эволюцией) могут влиять на выход космических частиц из этой области в межпланетное пространство. В связи с этим интересно, что большие возрастания в к. л. обычно связаны со вспышками в областях с очень высо-

кой активностью. В [3] отмечается, что в данной активной области предшествующая вспышка иногда влияет на эффект в к. л. последующей. Физически это может быть связано с изменением магнитных полей в хромосфере в период развития вспышек. По этой причине представляет некоторый интерес изучить связь вспышечной активности данной области с эффектом вспышек той же области в к. л.

2. Для вспышек, дающих эффект в полярной ионосфере (блокаут), это можно сделать, используя данные, полученные в [4]. Активные области, в которых наблюдались вспышки, связанные с блокаутом, сравнивались по числу вспышек за время прохождения по диску с областями, где наблюдались вспышки балла 3 без эффекта в полярной ионосфере. Каждая активная область учитывалась при этом только при одном определенном прохождении. За период июль 1957 г. — декабрь 1959 г. было рассмотрено по 19 областей указанных типов. Число вспышек подсчитывалось по [5]. Оказалось, что вспышечная активность областей, в которых наблюдались вспышки, давшие блокаут, существенно выше, что можно видеть из табл. 1, где приведено число вспышек различных баллов.

Таблица 1

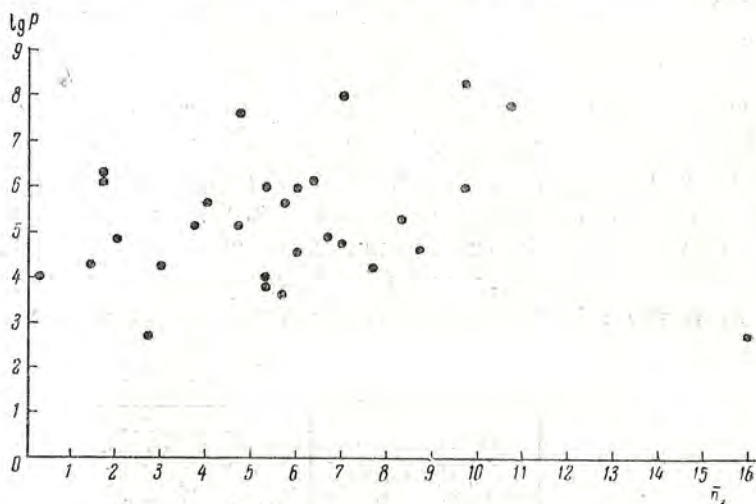
Балл	Число вспышек в 19 активных областях, где наблюдались вспышки, давшие блокаут	Число вспышек в 19 активных областях, где наблюдались вспышки балла 3, не давшие блокаута
1	1087	519
2	122	80
3	34	24
1/(3+2)	7	5

Как видно, различие в основном наблюдается для вспышек балла 1.

Далее была построена зависимость величины эффекта в к. л. от предшествующей вспышечной активности данной области (фиг. 1). По ординате отложен интегрированный по времени поток протонов от вспышки, оцененный по поглощению в полярной ионосфере [6] в логарифмической шкале, по абсциссе — усредненное за три дня до вспышки общее число вспышек данной области. Трехдневный интервал был взят просто, чтобы увеличить число точек, так как если брать больший интервал, выпадает некоторое число вспышек, происшедших недалеко от восточного края диска. Рассматривались вспышки с июля 1957 г. по сентябрь 1960 г. [4]. Можно было убедиться, что результат не изменяется, если брать, например, двух- или семидневный интервал. Коэффициент корреляции для фиг. 1 близок к нулю, так что следует сделать вывод об отсутствии влияния предшествующей активности области на величину эффекта вспышки в к. л. Вывод остается в силе, если учитывать в предшествующей активности только вспышки балла 2 или рассматривать отдельно случаи, когда обстановка в межпланетном пространстве была благоприятной для

регистрации эффекта. Величина эффекта в к. л. явно не зависит от того, на каком по счету прохождении по диску данной области произошла соответствующая вспышка.

3. Для изучения влияния активности данной области на малые эффекты вспышек в к. л. (возрастания менее 1% в нуклонной компоненте) было рассмотрено свыше 50 вспышек балла 2 для активных областей с большим и малым числом вспышек за период прохождения по диску.



Фиг. 1. Зависимость величины эффекта-вспышки в к. л. от предшествующей активности данной области

По оси ординат отложен логарифм интегрального потока протонов вспышки [6], по оси абсцисс — среднее число вспышек данной области за три дня до вспышки, давшей эффект

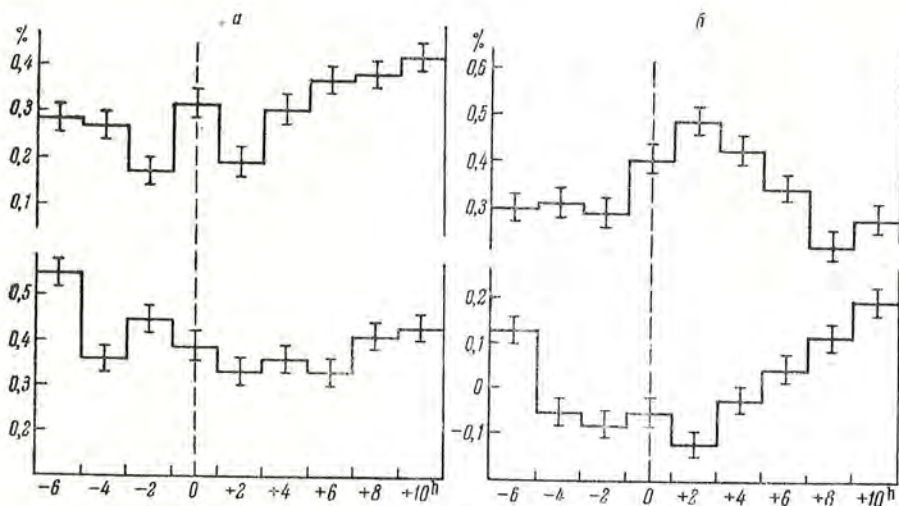
Метод обработки данных по нуклонной компоненте за период МГГ [7] аналогичен примененному в [8]: данные 25 станций (для каждой станции вносилась поправка на суточную вариацию по предшествующему вспышке дню) осреднялись для каждого случая, после чего применялся метод наложения эпох. События, происшедшие на спокойном и возмущенном фоне, рассматривались отдельно. В этот последний разряд случаев относились вспышки, происшедшие на фоне спадов Форбуша или понижений интенсивности, связанных с магнитными бурями с постепенным началом. Схема рассмотрения ясна из табл. 2, где приведены также и результаты.

Таблица 2

Эволюция активной области	I оборот		II, III и т. д. обороты	
	Высокий	Низкий	Высокий	Низкий
Уровень вспышечной активности				
Число случаев	3	10	8	10
Эффект вспышек балла 2 в к. л.	Не обнаружен?	Не обнаружен	~ 0,2%	~ 0,2%

Зависимости наличия или отсутствия эффекта от уровня предшествующей вспышечной активности области не наблюдается. Поэтому на фиг. 2 суммарно показаны графики, соответствующие левой и правой частям табл. 2, для которых, возможно, существует различие.

4. Подводя итог изложенному, можно сказать, что какой-либо связи между вспышечной активностью данной области и эффектом вспышек в той же области в к. л. не обнаружено. Вспышки, дающие полярные



Фиг. 2. Эффект вспышек балла 2 для активных областей разного возраста
а — начало эволюции; б — середина или конец эволюции. Вверху спокойный фон; внизу — возмущенный

блокауты, происходят, как правило, в активных областях с большим числом вспышек балла 1, однако предшествующая активность не связана с величиной эффекта в к. л.

Этот результат не согласуется с предположением [9] о том, что ускорение частиц на Солнце происходит в данной активной области в течение нескольких последовательных вспышек, которые таким образом накапливаются и затем выбрасываются в межпланетное пространство в период развития мощной вспышки. Тот результат, что малые эффекты вспышек не обнаруживаются на ранних этапах эволюции области, следует рассматривать как сугубо предварительный, что связано с малой статистикой случаев. По этой причине вряд ли сейчас разумно обсуждать природу этого эффекта.

Автор весьма признателен Н. В. Бенюх, выполнившей обработку материала по малым эффектам вспышек.

18 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. О б а у а ш и. J. Geophys. Res., 67, 1717, 1962.
2. Т. О б а у а ш и. J. Geophys. Res., 67, 2039, 1962.
3. Л. И. Д о р м а н, Е. В. К о л о м е е ц. Геомагнетизм и аэрономия, 2, 630, 1962.
4. А. С. Д в о р я ш и н, Л. С. Л е в и ц к и й, А. К. П а н к р а т о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 90, 1961.
5. Н. D o d s o n, R. H e d e m a n. IGY Solar Activity Rept, № 12, 1960.
6. E. L. C h u r p, R. W. W i l l i a m s. Сообщение на конференции в Киото, сентябрь 1961 г.
7. Cosmic ray intensity during IGY, № 1—3, Tokyo, 1959—1960.
8. Б. М. В л а д и м и р с к и й. Наст. том, стр. 250
9. А. А. С т е п а н я н, Б. М. В л а д и м и р с к и й. Астрон. ж., 38, 439, 1961.

ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.
СЛУЧАЙ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВ
ПО ЧАСТОТАМ ВНУТРИ ЛИНИИ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается образование резонансной линии поглощения в атмосфере с магнитным полем. Принимается модель атмосферы Милна-Эддингтона. Получено выражение для выходящего из атмосферы излучения в предположении полного перераспределения поглощенных квантов по частотам между всеми компонентами линии.

THE THEORY OF THE ABSORPTION LINES FORMATION IN A MAGNETIC FIELD. THE CASE OF A COMPLETE REDISTRIBUTION OF QUANTA OVER THE LINE FREQUENCIES, by *D. N. Rachkovsky*.— The formation of a resonance absorption line in an atmosphere with a magnetic field is considered. The Milne-Eddington model is adopted. An expression for the radiation escaping from the atmosphere is obtained assuming complete redistribution of the absorbed quanta in frequencies between all the line components.

Определение магнитных полей в активных областях Солнца связано с необходимостью использования какой-либо теории образования линий, расщепляющихся в магнитном поле. При обработке наблюдений обычно используются теории, развитые В. Унно [1] или В. Е. Степановым [2]. В этих теориях для поглощающей атмосферы принимается модель Милна—Эддингтона. Различие их состоит только в предположении о конкретном механизме образования линии поглощения: теория Унно предполагает чистое поглощение, теория Степанова — чистое рассеяние. Относительно теории Степанова можно сказать, что составление и интегрирование уравнений переноса проведено со значительными упрощениями. В работе автора [3] рассмотрено образование линий с нерасщепленным верхним уровнем. Составление уравнений переноса и их решение проведено более строго, чем в работе Степанова. Совсем недавно Р. Мишар [4] рассмотрел образование линии поглощения в предположении модели Шварцшильда — Шустера с чистым поглощением. Никаких численных расчетов им не было проведено.

До сих пор остается неясным, какое значение может иметь выбор теории на определяемые из наблюдений величины напряженности магнитного поля. Приведенная ниже таблица дает краткий обзор состояния теорий образования линий в магнитном поле.

Механизм образования линии	Модель атмосферы	
	М — Э	Ш — Ш
Истинное поглощение	В. Унно [4]	Р. Мишар [4]
Когерентное рассеяние	В. Е. Степанов [2] Д. Н. Рачковский [3]	—
Некогерентное рассеяние	Д. Н. Рачковский (на- стоящая работа)	—

Данная работа является попыткой построить теорию образования линий поглощения в модели атмосферы Милна — Эддингтона для случая комбинации истинного поглощения и рассеяния в линии при полном перераспределении поглощенных квантов по частоте.

1. Вывод уравнений переноса излучения

В работе [3] были получены уравнения переноса излучения в линии с главным квантовым числом верхнего уровня j_B равным нулю:

$$\cos \theta \frac{dI_{v\pm}}{\rho dS} = (k_v + \sigma_{v\pm}) I_{v\pm} - (1 - \epsilon) A_v \sigma_{v\pm} \int_{4\pi} (\sigma'_{v+} I'_{v+} + \sigma'_{v-} I'_{v-}) d\omega' - (k_v + \epsilon \sigma_{v\pm}) \frac{1}{2} B(T), \quad (1)$$

где

$$A_v = \left(\int_{4\pi} (\sigma'_{v+} + \sigma'_{v-}) d\omega' \right)^{-1}; \quad (2)$$

θ — угол между нормалью к поверхности атмосферы и направлением излучения; k_v — коэффициент непрерывного поглощения; $\sigma_{v\pm}$ — коэффициенты поглощения в линии во взаимноортогональных лучах; $B(T)$ — функция Кирхгофа-Планка при температуре T рассматриваемого элемента объема.

Первое и третье слагаемое в правой части уравнения (1) справедливы не только в случае $j_B = 0$, но и для любой линии с произвольным типом расщепления, как для когерентного, так и некогерентного рассеяния. Поэтому остается рассмотреть как изменится выражение

$$\sigma_{v\pm} (1 - \epsilon) \int_{4\pi} (\sigma'_{v+} I'_{v+} + \sigma'_{v-} I'_{v-}) d\omega'$$

в случае некогерентного рассеяния.

Вычислим общее количество энергии, поглощенной по всем направлениям и во всем интервале частот внутри линии. Для линии с любым типом расщепления имеем:

$$I^a = \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} (\sigma'_{v'+} I'_{v'+} + \sigma'_{v'-} I'_{v'-}) d\omega'. \quad (3)$$

Предположим теперь, что до переизлучения осуществляется полное перераспределение поглощенных квантов между подуровнями верхнего терма. Такое перераспределение может осуществляться вследствие со-

ударений атомов в возбужденном состоянии с изменением проекции магнитного момента атомов. Поглощенный квант вследствие таких переходов может переизлучаться во всех частотах внутри всех компонент, разрешенных правилами отбора для дипольного излучения с верхнего уровня. Рассмотрим предельный случай перераспределения, когда распределение атомов по возбужденным состояниям не отличается от распределения, вызванного изотропным и неполяризованным излучением с интенсивностью, постоянной внутри линии. Заметим, что для линии $j_B = 0$ выведенные ниже уравнения становятся совершенно строгими.

Излучение атомов, возбужденных неполяризованным и изотропным светом, имеет вид

$$j_{v+} = \sigma_{v+} A I^a; \quad (4)$$

$$j_{v-} = \sigma_{v-} A I^a,$$

коэффициент A получаем из условия сохранения энергии

$$I^a = \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} (j'_{v+} + j'_{v-}) d\omega';$$

имеем

$$A = \left(\int_0^\infty dv' \int_{4\pi} (\sigma'_{v+} + \sigma'_{v-}) d\omega' \right)^{-1}. \quad (5)$$

Окончательно уравнения переноса излучения с полным перераспределением поглощенных квантов по частотам будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dI_{v\pm}}{pdS} = & (k_v + \sigma_{v\pm}) I_{v\pm} - (1 - \varepsilon) A \sigma_{v\pm} \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} \times \\ & \times (\sigma'_{v+} I'_{v+} + \sigma'_{v-} I'_{v-}) d\omega' - (k_v + \varepsilon \sigma_{v\pm}) \frac{1}{2} B(T). \end{aligned} \quad (6)$$

2. Решение уравнений переноса излучения

Уравнения (6) и (4) различаются лишь числом интегрирований в членах, соответствующих рассеиванию излучения. Эта особенность уравнений (6) не накладывает на их решение никаких существенных различий по сравнению с решением уравнения (4). Поэтому, отсылая интересующихся методом решения уравнений (6) к работе [3], мы здесь приводим лишь окончательные результаты.

Решение системы (6) имеет вид

$$\begin{aligned} I_{v\pm} = & \frac{B_0}{2} \left\{ g - m + \beta (h + l) + \beta (g - m) \frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} \right\} \frac{\eta_{v\pm} \Phi_{v\pm}}{1 + \eta_{v\pm}} + \\ & + \frac{B_0}{2} \left(1 + \beta \frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} \right) \frac{f_{v\pm}}{1 + \eta_{v\pm}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\Phi_{v\pm}$ и $f_{v\pm}$ — функции В. А. Амбарцумяна [5], обобщенные на

случай поляризованного излучения и некогерентного рассеяния:

$$\varphi_{v\pm} = 1 + (1 - \varepsilon) A \frac{\varphi_{v\pm} \mu}{1 + \eta_{v\pm}} \int_0^\infty dv' \times$$

$$\times \int_{2\pi} \left(\frac{\frac{\varphi'_{v'+} \eta'^2_{v'+}}{1 + \eta'_{v'+}} + \frac{\frac{\varphi'_{v'-} \eta'^2_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_{v'+}}} + \frac{\frac{\varphi'_{v'-} \eta'^2_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_{v'-}}} \right) d\omega'; \quad (8)$$

$$f_{v\pm} = 1 + (1 - \varepsilon) A \frac{\varphi_{v\pm} \mu \eta_{v\pm}}{1 + \eta_{v\pm}} \int_0^\infty dv' \times$$

$$\times \int_{2\pi} \left(\frac{\frac{\varphi'_{v'+} \eta'^2_{v'+}}{1 + \eta'_{v'+}} + \frac{\frac{\varphi'_{v'-} \eta'^2_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_{v'+}}} + \frac{\frac{\varphi'_{v'-} \eta'^2_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{v\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_{v'-}}} \right) d\omega'. \quad (9)$$

Постоянные g , m , h , l равны:

$$m = (1 - \varepsilon) A \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \left(\frac{\eta'_{v'+} \varphi'_{v'+}}{1 + \eta'_{v'+}} + \frac{\eta'_{v'-} \varphi'_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}} \right) d\omega'; \quad (10)$$

$$g = \left(\varepsilon + 2(1 - \varepsilon) A \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \left(\frac{\eta'_{v'+}}{1 + \eta'_{v'+}} + \frac{\eta'_{v'-}}{1 + \eta'_{v'-}} \right)^{1/2} d\omega' \right), \quad (11)$$

$$h = A(1 - \varepsilon) \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \mu' \left(\frac{\eta'_{v'+} \varphi'_{v'+}}{(1 + \eta'_{v'+})^2} + \frac{\eta'_{v'-} \varphi'_{v'-}}{(1 + \eta'_{v'-})^2} \right) d\omega', \quad (12)$$

$$l = A(1 - \varepsilon) \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \mu' \left(\frac{\eta'^2_{v'+} \varphi'_{v'+}}{(1 + \eta'_{v'+})^2} + \frac{\eta'^2_{v'-} \varphi'_{v'-}}{(1 + \eta'_{v'-})^2} \right) d\omega'. \quad (13)$$

Для функции $B(T)$ принято линейное представление

$$B(T) = B_0 (1 + \beta k_v \rho S).]$$

В выражениях (7–13)

$$\mu = \cos \theta \quad \text{и} \quad \eta_{v\pm} = \frac{\sigma_{v\pm}}{k_v}.$$

Заметим, что коэффициент A в (7–13) определяется не выражением (5), а выражением

$$A = \left(\int_0^\infty dv' \int_{4\pi} (\eta'_{v'+} + \eta'_{v'-}) d\omega' \right)^{-1}. \quad (14)$$

Заметим, что при отсутствии внешнего магнитного поля уравнения (6) сведутся к одному уравнению, которое тождественно совпадает с уравнением для некогерентного рассеивания, рассмотренного В. В. Соболевым [6]. Следовательно, при напряженности магнитного поля $H = 0$ решения (7) должны совпадать с решением (170) [6], но с множителем $1/2$, поскольку значения I_+ и I_- в этом случае равны половине общей ин-

тенсивности. Такое сопоставление может явиться некоторой проверкой правильности нашего решения уравнения (6).

Для этой цели преобразуем соотношение (170) [6]

$$\frac{I_v(0, \eta)}{B_0} = \frac{1 + \varepsilon \mu_v}{1 + \mu_v} (1 + \beta x) + (1 - \varepsilon) \frac{\mu_v}{1 + \mu_v} \varphi(x) \left\{ A(1 + \beta x) + A_1 \beta - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x + x'} (1 - \beta x') [K_1(x') + \varepsilon K(x')] x' dx' \right\}, \quad (16)$$

используя следующие обозначения, принятые в [6]:

$$1 - A = \frac{1 - \varepsilon}{2} \int_0^1 \varphi(x') K(x') dx', \\ A_1 = \frac{1 - \varepsilon}{2} \int_0^1 \varphi(x') K(x') x' dx', \\ \varphi(x) = 1 + \frac{1 - \varepsilon}{2} x \varphi(x) \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x + x'} K(x') dx',$$

к виду

$$\frac{I_v(0, \eta)}{B_0} = \frac{1 + \beta x}{1 + \mu_v} + \frac{\mu_v}{1 + \mu_v} \varphi(x) \left\{ A(1 + \beta x) + A_1 \beta - \right. \\ \left. - \frac{1 - \varepsilon}{2} \left[(1 + \beta x) \int_0^1 \varphi(x') K_1(x') dx' - \beta \int_0^1 \varphi(x') K_1(x') x' dx' - \right. \right. \\ \left. \left. - (1 + \beta x) x \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x + x'} K_1(x') dx' \right] \right\}. \quad (17)$$

Некоторые трудности при сравнении (17) с (7) могут возникнуть из-за разных обозначений одних и тех же величин, принятых в [6] и здесь. Поэтому сопоставим обозначения Соболева — справа и наши — слева:

k_v	κ'
$\sigma_{v\pm} = \sigma_v$	σ'_v
$\frac{\sigma_v}{\int \sigma_v dv}$	σ_v
$\eta_{v\pm} = \eta_v$	μ_v
μ	η
$\frac{\mu}{1 + \eta_v}$	x
A	$\frac{\kappa'}{8\pi \int \sigma'_v dv}$

Полагая расщепление линии равным нулю, запишем величины, входящие

в выражение (7), в обозначениях, принятых у Соболева:

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{1-\varepsilon}{2} \int_0^1 \varphi(x') K_1(x') dx'; \\ g &= \left(\int_0^\infty \frac{1+\varepsilon\mu_\nu}{1+\mu_\nu} \sigma_\nu d\nu \right)^{1/2} = A; \\ h &= \frac{1-\varepsilon}{2} \int_0^1 \varphi(x') x' K_1(x') dx'; \\ l &= \frac{1-\varepsilon}{2} \int_0^1 \varphi(x') K(x') x' dx'; \\ \varphi_\pm(\mu) &= \varphi(x); \\ f_\pm(\mu) &= 1 + \frac{1-\varepsilon}{2} x\varphi(x) \mu_\nu \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x+x'} K_1(x') dx', \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где

$$K_1(x) = 2 \int_{\nu(x)}^\infty \sigma_\nu d\nu; \quad K(x) = 2 \int_{\nu(x)}^\infty \mu_\nu \sigma_\nu d\nu,$$

причем $\nu(x) = x_0$, если $x < \frac{1}{1+\mu_{\nu_0}}$, если же $x > \frac{1}{1+\mu_{\nu_0}}$, то $\nu(x)$ определяется из соотношения $x = \frac{1}{1+\mu_{\nu(x)}}$, где ν_0 — центральная частота линии.

Подставляя выражения (18) в (7), легко получаем

$$I_{\nu+} = I_{\nu-} = \frac{1}{2} I_\nu(0, \eta),$$

причем $I_\nu(0, \eta)$ определяется по формуле (17).

В дальнейшем будет получено решение уравнения (6) в предположении модели атмосферы Шварцшильда — Шустера.

12 декабря 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. У н н о. Publ. Astron. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
2. В. Е. С т е п а н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 20, 1958.
3. Д. Н. Р а ч к о в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 97, 1963.
4. R. M i c h a r d. C. r. Akad. Sci., 253, 2857, 1961.
5. В. А. А м б а р ц у м я н, Докл. АН СССР, 38, № 8, 1943.
6. В. В. С о б о л е в. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, 1956.

НАБЛЮДЕНИЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛУНЫ

*Н. П. Есаулов, Н. С. Никулин, В. И. Сидоров,
Н. Н. Степанян, А. И. Цугулиев*

Проводились пробные измерения собственного теплового излучения Луны в области $\lambda\lambda$ 8—14 μ к на телескопе $D = 50$ см и $f = 6,5$ м с фотосопротивлением из германия, легированным цинком и компенсированным сурьмой, и на Башенном солнечном телескопе ($D = 40$ см, $f = 20$ м) с оптико-акустическим приемником. Построены изотермы небольшого участка Луны при разных фазах. Переход от полученных при измерениях потоков излучения к температуре осуществлен путем привязки к абсолютным измерениям [3].

OBSERVATIONS OF THE THERMAL RADIATION OF THE MOON, by *N. P. Esaulov, N. S. Nikulin, V. I. Sidorov, N. N. Stepanyan, A. I. Tsuguliyev*.— Experimental measurements have been made of the moon's own thermal radiation in the spectral region $\lambda\lambda$ 8—14 μ . The observations were made with the 50 cm telescope ($f = 6,5$ m) and a germanium photoconductive cell (zinc and compensated by antimony) and also with the solar tower telescope ($d = 40$ cm, $f = 20$ cm) and an opticalacoustic receiver.

Isotherms of a small region on the moon at different phases are obtained. The measured radiation fluxes are reduced to temperatures by reference to absolute measurements [3].

Нашей задачей было выяснение возможности измерения собственного теплового излучения Луны в области $\lambda\lambda$ 8—14 μ к с большим разрешением по поверхности. Такие измерения необходимы при построении тепловой карты освещенной и неосвещенной Солнцем Луны, а также при определении изменения температуры отдельных точек Луны во времени.

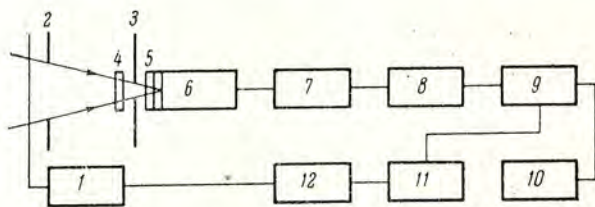
В предположении, что Луна излучает как черное тело с температурой от 140 до 400° К в новолуние и полнолуние соответственно, было рассчитано собственное тепловое излучение Луны. Оно сосредоточено в области $\lambda > 6$ μ к. Так как атмосфера Земли поглощает излучение от 6 до 8 μ к и длиннее 14 μ к, то практически надо измерять от 8 до 14 μ к. Солнечный свет, отраженный от поверхности Луны в этой области, ничтожно мал.

I

Измерение инфракрасного излучения Луны проводилось на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [1]. В плоскости изображения системы Кассегрена с фокусным расстоянием 20 м был установлен оптико-акустический приемник (в [2] описан приемник и техника работы с ним) с чувствительностью 10^{-9} вт/мм²·гц. Окно приемника вырезает участок изображения Луны 2×2 мм, что соответствует 35×35 км на поверхности Луны.

§ 1. Метод измерения

Б л о к - с х е м а п р и б о р а. На фиг. 1 приведена блок-схема. Перед окном 5 оптико-акустического приемника установлены модулятор 1, диафрагмы 2 и 3, ограничивающие телесный угол измеряемого потока и устраняющие возможность попадания инфракрасного излучения от окружающих предметов в окно оптико-акустического приемника,



Фиг. 1. Блок-схема прибора

и фильтр 4 из сурьмянистого индия, обрезающий излучение короче 8 мк. Оптико-акустический приемник 6 и предварительный усилитель 7 конструктивно представляют одно целое. С выхода предварительного усилителя сигнал подается на вход основного узкополосного усилителя 8 и затем на синхроннофазовый демодулятор 9. Опорное напряжение на синхроннофазовый демодулятор подается с генератора ЗГ-10, 11, а выходное напряжение регистрируется электронным потенциометром ЭПП-09 10, с нулем в центре шкалы. Модулятор 1 питается от специального генератора 12, частота которого синхронизируется частотой генератора ЗГ-10 (11).

У с и л и т е л и. Предварительный усилитель (фиг. 2) работает на лампах L_1 и L_2 . Сигнал, подаваемый на вход этого усилителя, снимается с нагрузочного сопротивления в анодной цепи фотоумножителя ФЭУ-2. Амплитуда этого сигнала пропорциональна разности энергий потока от модулятора, находящегося при температуре 280° К, и измеряемого потока, фокусируемого оптикой на окно оптико-акустического приемника. Амплитуда сигнала не превышает $5 \cdot 10^{-5}$ в и поэтому особое значение приобретает борьба с наводками. Для этого усилитель тщательно экранирован и закреплен непосредственно на корпусе оптико-акустического приемника. Очень короткий кабель, по которому на вход усилителя подводится сигнал, имеет двойную экранировку. Предварительный усилитель пропускает довольно широкую полосу частот, коэффициент усиления его около 15. Собственные шумы усилителя значительно меньше шумов оптико-акустического приемника и фотоумножителя. Прежде чем приступить к наблюдениям, обычно производилась проверка юстировки раstra оптико-акустического приемника. Для этого закрывается окно оптико-акустического приемника, а переключатель П ставится в положение 1. При этом напряжение, падающее на нагрузочном сопротивлении фотоумножителя, при помощи экранированного кабеля (а — б) подается на вход

осциллографа ЭНО-1, что позволяет легко и быстро отъюстировать растр, т. е. добиться минимальной постоянной засветки фотоумножителя. После окончания юстировки растра оптико-акустического приемника проверяется коэффициент усиления всего электронного тракта. Для этого кабель (а — б) подсоединяется к специальному выходу генератора, питающего модулятор. При этом на вход предварительного усилителя подается калиброванное по амплитуде напряжение. Во время наблюдений переключатель Π ставится в положение 2, закорачивая кабель (а — б). С низкоомного выхода предварительного усилителя по достаточно длинному кабелю сигнал подается на вход основного узкополосного усилителя, который установлен, как и все остальные блоки прибора, в другом помещении. На входе основного усилителя имеется делитель напряжения $1/1$, $1/10$ и $1/100$. Первые три каскада усилителя L_3 и L_4 охвачены отрицательной обратной связью. Потенциометром в цепи управляющей сетки левого триода L_4 производится плавная регулировка усиления. Далее через катодный повторитель, собранный на правом триоде L_4 , сигнал поступает на узкополосный усилитель с двойным T -мостом в цепи обратной связи L_4 и L_5 . Резонансная частота усилителя 11 $\mu\text{ц}$, полоса пропускания около 1 $\mu\text{ц}$. Коэффициент усиления основного усилителя около 2000. Напряжение, снимаемое со вторичной обмотки выходного трансформатора основного усилителя, подается на синхроннофазовый демодулятор.

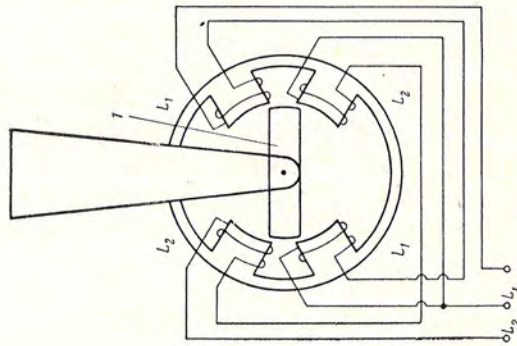
Фотоумножитель и анодные цепи предварительного и основного усилителей питаются от батарей, накальные цепи — от аккумуляторов.

Синхроннофазовый демодулятор. В качестве синхроннофазового демодулятора используется поляризованное реле типа РП-5 (фиг. 3).

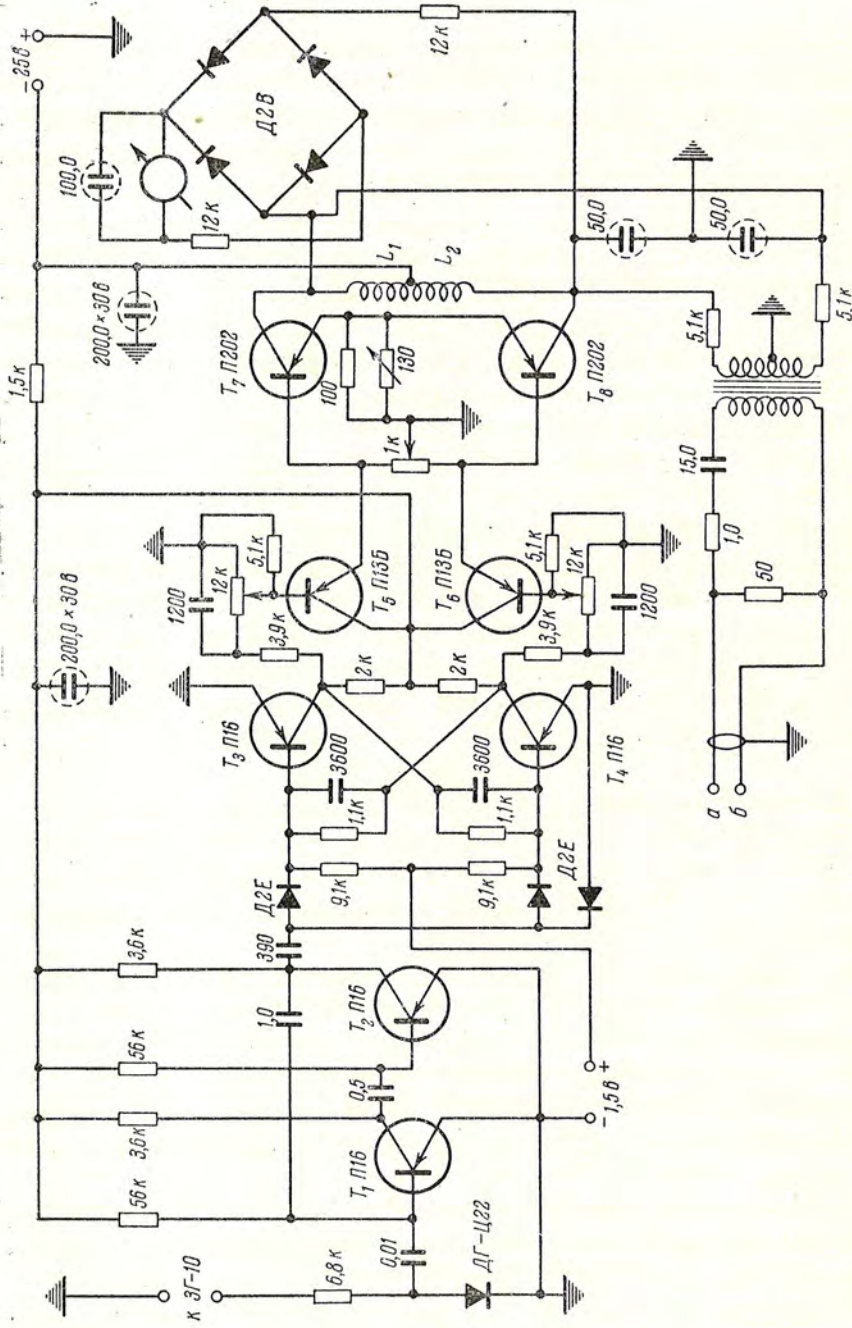
Точка, обозначенная на схеме ∂ , соединяется со входом осциллографа, который позволяет контролировать степень совпадения фазы сигнала с фазой якоря поляризованного реле. После синхроннофазового демодулятора включена интегрирующая RC -цепочка и затем дифференциальный катодный повторитель L_4 , к выходу которого подключен регистрирующий прибор ЭПП-09 с временем пробега кареткой всей шкалы, равным 1 сек .

Полоса пропускания прибора в целом 0,5 $\mu\text{ц}$, т. е. $\tau = 2 \text{ сек}$, и отсюда продолжительность наблюдения одной точки на поверхности Луны должна быть не менее $4\tau = 8 \text{ сек}$.

Дифференциальный катодный повторитель балансируется переменным сопротивлением R . Для устранения дрейфа нуля накал лампы L_4 питается через бареттер, а анодное напряжение стабилизировано стабилонивольтом L_5 . Обмотка поляризованного реле питается напряжением прямоугольной формы с частотой 11 $\mu\text{ц}$, снимаемым с анодов лампы L_3 , которая работает в схеме триггера. Триггер запускается отрицательными импульсами, формируемыми из опорного напряжения схемой, собранной на лампах L_1 и L_2 . Опорное напряжение (с генератора ЗГ-10) с частотой 22 $\mu\text{ц}$ через фазовращатель подается на управляющую сетку левого триода L_1 .



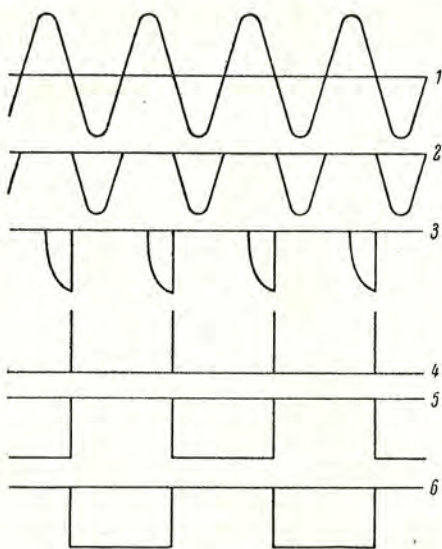
Фиг. 4. Модулятор



Фиг. 5. Схема генератора, питающего модулятор

Модулятор. В приборе применен модулятор, схематически изображенный на фиг. 4. Он собран на базе малогабаритного электродвигателя. Если напряжение попеременно подавать то на пару катушек L_1 , то на L_2 , якорь будет притягиваться соответственно то одной, то другой парой катушек. В нейтральном положении якорь удерживается пружинками, не указанными на схеме. Питается модулятор от специального генератора (фиг. 5), который состоит из мультивибратора $T_1 - T_2$, синхронизированного частотой опорного напряжения 22 гц, триггера $T_3 - T_4$ и усилителя мощности $T_5 - T_6 - T_7 - T_8$, к выходу которого подключены обмотки модулятора L_1 и L_2 . Форма напряжений в различных точках схемы приведена на фиг. 6.

Напряжение на выходе усилителя мощности, частота которого 11 гц, контролируется и поддерживается на одном уровне при помощи измерительного прибора (см. фиг. 5). Это напряжение через разделительный трансформатор и делитель напряжения подается по кабелю $a - б$ (см. фиг. 2) на вход предварительного усилителя для проверки коэффициента усиления всего тракта.



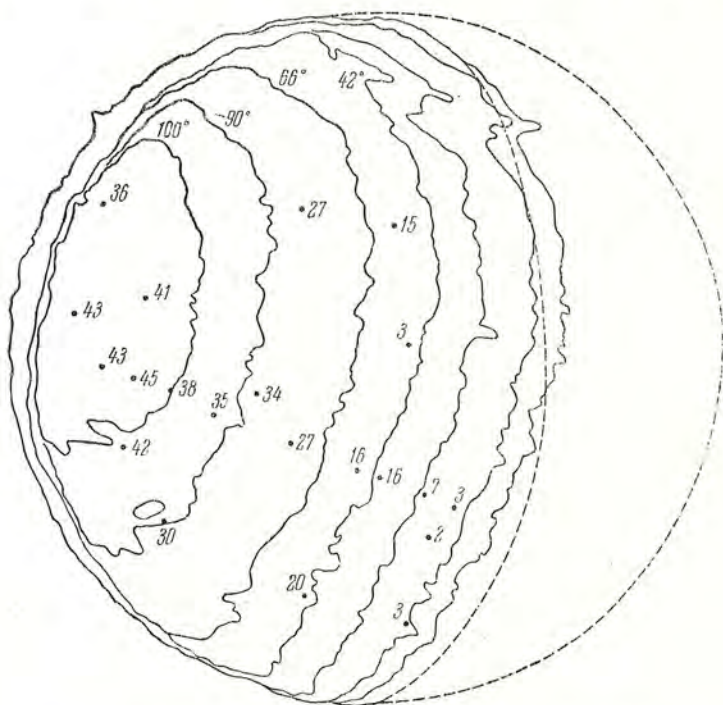
Фиг. 6. Форма напряжений в различных точках схемы генератора, питающего модулятор

1 — на входе схемы; 2 — на базе триода T_1 ; 3 — на коллекторе триода T_2 ; 4 — на базах T_3 и T_4 ; 5 — на коллекторе T_5 ; 6 — на коллекторе T_6 .

§ 2. Результаты измерений

В апреле 1962 г. получены четыре цикла измерений при хороших атмосферных условиях. Следует отметить, что все измерения производились в относительных единицах. Абсолютные измерения потоков требовали бы как абсолютной калибровки приборов, так и точной оценки поглощения и излучения атмосферы, что не было предусмотрено в программе наших наблюдений. Мы хотели выявить колебание потоков от отдельных деталей Луны, находившихся в одинаковых условиях освещения Солнцем, а также изменение потоков от одной точки с изменением фазы. За 5—6 час наблюдений несколько раз измерялось излучение от одной, заранее выбранной точки Луны («стандартной») и от неба. Проверка постоянства этих двух отсчетов в течение ночи наряду с проверкой коэффициента усиления всего тракта по калиброванному напряжению были необходимы для подтверждения нормальной работы аппаратуры и учета возможных малых колебаний прозрачности атмосферы. Поток от неосвещенной части Луны практически совпадал с потоком от неба, поэтому с нашим телеско-

пом и примененным приемником можно было наблюдать детали только на освещенной части диска. Полученные сигналы от разных мест Луны (отсчет велся от уровня «стандартной» точки) были сравнены с картой теплового излучения Луны, полученной в [3]. На фиг. 7 приведена тепловая



Фиг. 7. Сравнение наших наблюдений с данными [3]
Сплошные линии — изотермы по [3]; точки — наши наблюдения

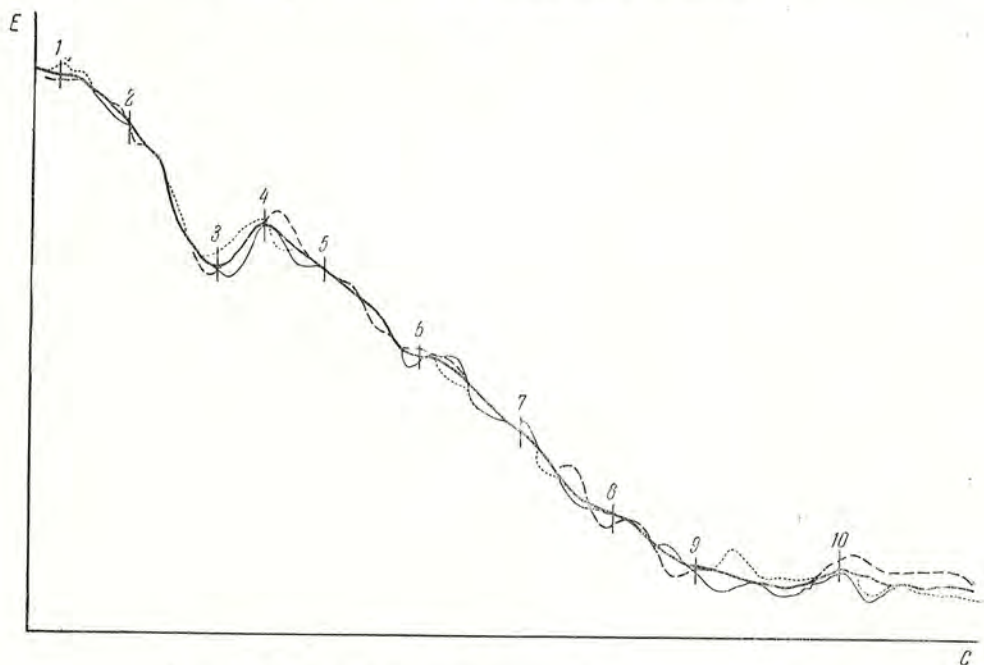
карта Луны по [3]. Цифры, стоящие около точек, пропорциональны потокам излучения. Грубое качественное сравнение показывает, что у нас нет противоречий с наблюдениями [3].

Кроме измерений по точкам, было сделано несколько непрерывных записей при движении изображения Луны по входному окну приемника.

На фиг. 8 приведены три записи одного такого разреза (пунктир, вертикальные черточки и тонкая сплошная линия) и средняя из них (жирная линия). Разрез проходил перпендикулярно терминатору и пересекал кратеры Кант 2, Теофилус 3, Хадлер 6 и Море Нектара 7—9. На терминаторе были Пиренеи 10.

Как видно из фиг. 8, на общее уменьшение излучения (при подходе к терминатору) накладываются отдельные колебания, соответствующие определенным образованиям на поверхности Луны (кратерам, горам). Уменьшение потока в области кратера Теофилус особенно заметно (точка 3 на фиг. 8). Оно занимает большую область, чем геометрическая тень от стенки кратера, наблюдаемая визуально. Следует отметить хорошее совпадение для всех трех разрезов (разброс точек мал).

С 22 по 27 июня 1962 г. при наблюдениях через определенный участок Луны велись непрерывные разрезы, отстоящие один от другого на 4 мм. Длина каждого разреза около $\frac{1}{4}R_{\odot}$ и время его записи ~ 10 мин. Один из разрезов (1), проходящий через кратер Аристарх, повторялся несколько раз за ночь и средний, наиболее ровный участок этого разреза приписался за стандарт. Перед и после записи каждого разреза записывалось излучение неба. Обработка велась следующим образом.



Фиг. 8. Три записи одного разреза на поверхности Луны

1. По наблюдениям первого разреза строился график, по оси абсцисс которого откладывалось время наблюдения, а по оси ординат разность отсчетов стандартного участка первого разреза и неба. По полученным трем точкам проводилась плавная кривая, с которой снимались значения отсчета стандартного участка для моментов наблюдения всех остальных разрезов.

Отсчеты, полученные в каждом разрезе, выражались через эти стандартные значения и наносились на карту Луны отдельно для каждого дня наблюдений. Наблюдения 24 июня не полны из-за облаков и не вошли в обработку.

2. На исследуемом участке Луны была выбрана небольшая область, где излучение практически не менялось (градиент по поверхности мал). Для каждой ночи наблюдений это излучение было принято за единицу и в этой системе выражены все остальные отсчеты.

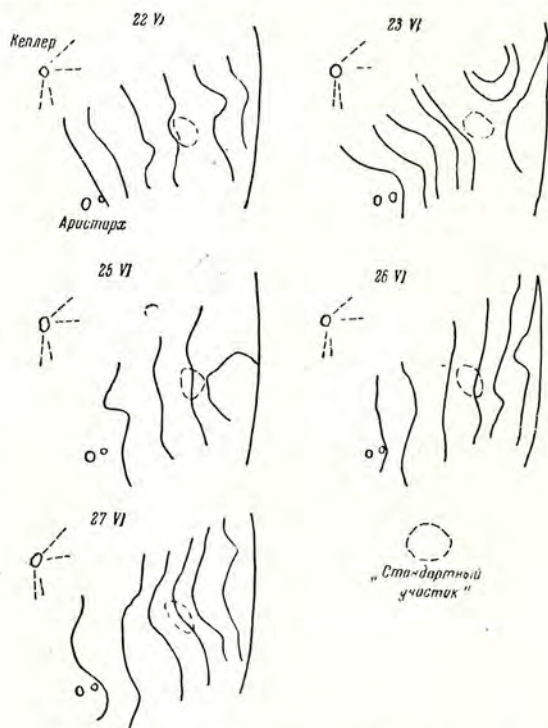
3. Переход от полученных отсчетов, пропорциональных потоку излучения, к температурам осуществлялся привязкой к абсолютным наблюдениям [3]. Из [3] были выбраны карты с наиболее близкими к нашим наблюдениям фазами Луны. По этим картам находилась температура той

области, излучение которой было принято нами за единицу (стандартная область) и построен график, по оси абсцисс которого откладывалась фаза

Дата, июнь 1962 г.	Средний момент наблюдений, UT	Фаза Луны	$T_{\text{станд}}$	Либрация		Наиболее близкие наблюде- ния [3]		
				l	b	Дата	Фаза Луны	l
22	0 ^h	0,81	140°	-2°33	+1°24	27.I 1959 г.	0,92	-4°
						26.III	0,96	-1
23	0 ^h	0,73	98	-0,39	+2,81	1.XII 1958 г.	0,77	-6
25	0 ^h 30 ^m	0,51	82	+0,64	+5,38	27.VI 1959 г.	0,54	+6,4
26	0 30	0,40	75	+1,66	+6,22	29.VI	0,36	
27	0 45	0,28	66°	+2;64	+6,63			

Примечание. Определение $T_{\text{станд}}$ 26 и 27 неуверенные из-за экстраполяции.

Луны, а по оси ординат температура стандартной области по [3] ($T_{\text{станд}}$). С графика были сняты точки $T_{\text{станд}}$ для фаз Луны при наших наблюдениях.



Фиг. 9. Изотермы, полученные для измеряемого участка в разные дни наблюдения (1962 г.)

параллельно краю Луны вне зависимости от положения подсолнечной точки

В области гор при близком положении подсолнечной точки выделяются отдельные более горячие области. Вдали от подсолнечной точки они не заметны.

Следует отметить, что наиболее ненадежным в этих определениях является привязка отсчетов к месту на поверхности Луны.

Для остальных точек изучаемой площадки температуры находились умножением $T_{\text{станд}}$ на корень 5^{ой} степени из отсчетов для соответствующих точек. На фиг. 9 приведены окончательные карты с изотермами через 1—2°. Все основные данные наблюдений приведены в таблице. Наблюдения 23 и 25 июня были сравнены с наблюдениями [3] 1 декабря 1958 г. и 27 июня 1959 г. (наиболее близких по фазам). Общий ход изотерм совпадает, хотя на наших картах видно больше деталей (заметны отдельные холмы). Рассматривая карты на фиг. 9, можно прийти к следующим выводам:

В среднем изотермы в области моря идут парал-

II

Вторая часть работы была выполнена на зеркальном телескопе $D = 50$ см в неподвижном фокусе. Фокусное расстояние телескопа $f = 6,5$ м. Диаметр изображения Луны в фокальной плоскости $\sim 6,5$ см. В качестве приемника использовались лабораторные образцы фотосопротивления из германия, легированного цинком и компенсированного сурьмой. Длинноволновая граница спектральной чувствительности приемника 17 мк с максимумом около 9 мк.

Размеры приемной поверхности фотосопротивления 2×2 мм². Это соответствует изображению площадки 100×100 км² на поверхности Луны.

Приемник охлаждается твердым азотом до температуры 56° К.

Падающий поток модулировался с частотой 400 гц. В качестве усилителя использовался стандартный прибор 28И с предварительным усилителем. Постоянная времени на выходе синхронного детектора, включенного после 28И, $1,5$ сек.

Запись велась на ЭПП-09.

Наблюдения велись в апреле-мае 1962 г. в последней четверти Луны. Наблюдения проводились как в отдельных точках, так и непрерывно вдоль линии, перпендикулярной терминатору. В качестве примера приведем величину падающего на приемник потока энергии от двух измеренных точек Луны, оцененного по вольтовой чувствительности приемника к телу с температурой 100° С. Подсолнечная точка $-2,2 \cdot 10^{-8}$ вт; точка, близкая к терминатору, $-4 \cdot 10^{-8}$ вт в отрицательной фазе сигнала. Следует отметить, что эти потоки измерялись по отношению к потоку от модулятора, находящегося при температуре $\sim 10^\circ$ С.

На непрерывной записи хорошо видны отдельные колебания интенсивности, соответствующие определенным образованиям на поверхности Луны.

Сравнение оптико-акустического приемника и фотосопротивления показывает, что оба они могут быть применены для наблюдения теплового излучения Луны.

Но большая чувствительность к сотрясениям у оптико-акустического приемника и сложная вакуумная система и необходимость заливки жидким азотом у фотосопротивления не позволяют использовать эти приемники в сочетании с более светосильными телескопами.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
2. Н. А. Панкратов. Оптико-механическая промышленность, 1, 37, 1960.
3. A. K. Geoffrian, M. Kornei, W. M. Sinton. Lowell Obs. Bull., 5, № 106, 1960.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ УЧАСТКОВ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

М. Н. Марков, В. Л. Хохлова, А. И. Цугулиев

Проведено измерение теплового излучения двух участков лунной поверхности (в центре Луны и вблизи края в интервале длин волн, соответствующих окну прозрачности 8—14 μ). Наблюдения проводились при помощи радиометра, установленного на 122-сантиметровом рефлекторе Крымской обсерватории с болометром в качестве приемника излучения. Размеры приемной площадки соответствовали на Луне кружку диаметром 42 и 29 км. Получена зависимость теплового потока от альбеда деталей лунной поверхности. Тепловое излучение светлых деталей (гор, материков, светлых лучей и других светлых деталей) меньше, чем темных морей и дна темных кратеров. Различия тепловых потоков от кратера Аристарх и окружающего его моря при фазовом угле, близком к нулю, достигают 10%. Расчеты показывают, что такую разницу в потоках нельзя объяснить только различием альбеда. Поток вглубь вследствие теплопроводности, по-видимому, для Аристарха играет большую роль, чем для окружающих ее областей.

AN INVESTIGATION OF THE THERMAL RADIATION OF SEPARATE AREAS OF THE LUNAR SURFACE IN THE INFRARED, by *M. N. Markov, V. L. Khokhlova, A. I. Tsuguliyev*.— The thermal radiation of two areas of the lunar surface (the center and near the limb) has been measured in an interval of wavelengths corresponding to the transparency band 8—14 μ . The observations were made with a radiometer attached to the 122 cm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory. A bolometer was used as the radiation receiver. The area of reception corresponded on the moon to a circle with a diameter of 42 and 29 km.

The thermal flux and the albedo of details on the lunar surface are found to be in complete agreement. The thermal radiation of bright details (mountains, continents, bright rays and other bright details) is less than that of dark maria and the floors of dark craters. The thermal fluxes from the crater Aristarchus and the surrounding maria differ by about 10% at a phase angle close to zero. Computations show that this difference cannot be explained only by the differences in albedoes. The flow inwards, due to thermal conductivity, apparently plays a greater role in the case of Aristarchus than for the surrounding regions.

Состояние и состав вещества лунной поверхности в известной мере характеризуются ее тепловым излучением. Как известно, полный поток теплового излучения пропорционален ϵT^4 , где ϵ — коэффициент излучения лунной поверхности, а T — ее температура, зависящая от поглощаемого потока солнечного излучения, от излучательной способности лунной поверхности, а также потока, обусловленного теплопроводностью. Раз-

личные участки лунной поверхности могут отличаться один от другого как тепловыми свойствами, так и коэффициентом излучения ϵ . Наибольший интерес представляет изучение теплового излучения от локальных участков лунной поверхности, в пределах которых состав в первом приближении можно предполагать однородным.

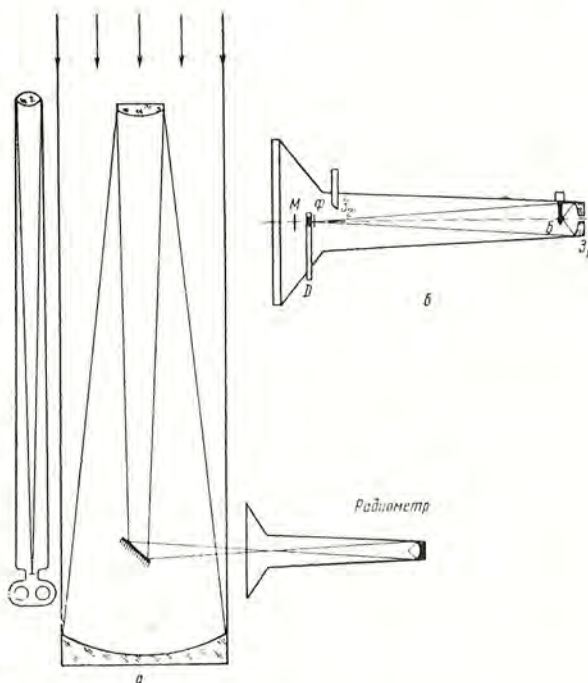
Можно принять, что в среднем детали рельефа (валы кратеров, горки и т. д.) имеют характерные размеры порядка 10 км, в соответствии с чем и выбиралась разрешающая способность инструмента в настоящей работе.

В августе — октябре 1962 г. в Крымской астрофизической обсерватории были выполнены измерения теплового излучения локальных участков лунной поверхности в окне прозрачности земной атмосферы от 8 до 14 мк.

Оптическая схема. Работа проводилась на 50" рефлексоре Крымской астрофизической обсерватории. Изображение Луны в фокусе Кассегрена имело диаметр 22 см. Радиометр, с которым проводились исследования, устанавливался на фланце трубы телескопа. Оптическая схема телескопа и радиометра изображена на фиг. 1, а, б.

В фокальной плоскости телескопа расположен диск D с шестью сменными диафрагмами с диаметрами отверстий 0,91; 1,32; 1,81; 2,62; 3,65 мм, чему соответствуют 14,5; 21; 29; 42 и 58 км на лунной поверхности. Шестое отверстие закрыто матовым стеклом и используется для фокусировки изображения.

За фокальной плоскостью телескопа установлено короткофокусное зеркало, фокусирующее пучок за диафрагмой на приемную площадку болометра B . Пучок перед диафрагмой перекрывается шторкой модулятора M . За диафрагмой установлен фильтр Φ , представляющий собой пластинку из InSb. Фильтр пропускает излучение с длиной волны больше 7 мк. Коэффициент пропускания постоянен в области 8—14 мк и составляет 65%. За диафрагмой может быть введено диагональное зеркало Z_2 , позволяющее контролировать фокусировку изображения на диафрагме или на матовом стекле, а также видеть положение деталей рельефа отно-



Фиг. 1. Оптическая схема

а — телескоп с радиометром; б — радиометр; в — гид с кинокамерой

сительно отверстия диафрагмы. Для привязки измеряемых потоков излучения к деталям на поверхности Луны на трубе гюйгенса телескопа установлена кинокамера с крестом из кварцевых нитей в фокальной плоскости, работающая одиночными снимками (фиг. 1, е).

Приемно-регистрирующая система. Для регистрации инфракрасного излучения в радиометре применен модуляционный метод измерения. Излучение, поступающее на приемник — малоинерционный болометр, — модулируется прерыванием, усиливается переменная составляющая сигнала, которая затем синхронно детектируется, и сигнал уже постоянного тока регистрируется автоматическим пишущим потенциометром. Схема обычна для инфракрасной техники. Особенностью ее, однако, является то, что детектирование производится при сигналах весьма низкого уровня и, таким образом, сигнал с выхода усилителя после детектора поступает прямо на стандартный автоматический потенциометр, имеющий чувствительность $0,1 \text{ мв}$. Применение детектирования на низком уровне существенно упрощает усилитель, так как величина коэффициента усиления уменьшается на несколько порядков, но вместе с тем требует применения детекторов низкого уровня и обладающих к тому же дрейфом на постоянном токе менее 1 мкв . В нашей системе в качестве детектора используется реле типа РП-5.

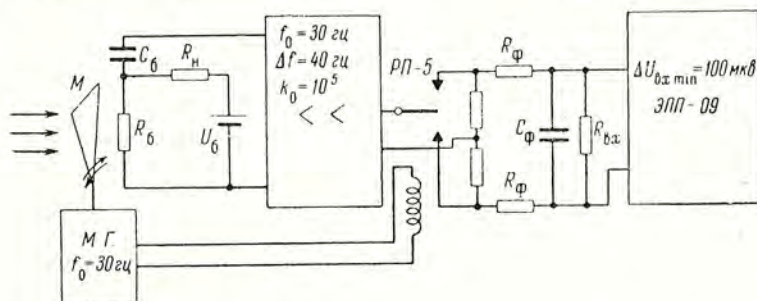
Схема не требует ограничения полосы пропускания основного усилителя, и полоса формируется непосредственно синхронным детектором с фильтрами. Это связано с тем, что превышение уровня помех над сигналом даже на несколько порядков не вызывает нелинейных искажений в усилителе с малым коэффициентом усиления, и, следовательно, сигнал может эффективно фильтроваться синхронным детектором. Вследствие того, что обычные стандартные автоматические потенциометры обладают низким входным сопротивлением, выходной каскад усилителя имеет малое выходное сопротивление, а фильтры синхронного детектора построены из конденсаторов большой емкости и малых сопротивлений ($\sim 1000 \text{ ом}$). Однако, как показал опыт, применение электролитических конденсаторов для таких фильтров (они работают при крайне малых напряжениях) вполне допустимо. Изменением величины емкости постоянная времени может изменяться в пределах $0,5\text{—}1,5 \text{ сек}$.

Упрощение усилителя позволило построить его на экономичных малогабаритных лампах (например, типа 1Ж24 Б) и осуществить питание от батарей. Общая схема приемно-усилительного устройства показана на фиг. 2.

Модуляция излучения с частотой 30 гц осуществляется колеблющимся язычком, являющимся элементом магнитоэлектрического модулятора резонансного типа, обмотки которого входят в контур генератора на полупроводниковых триодах. От этого же модулятора через фазовращательное устройство питается обмотка поляризованного реле РП-5 синхронного детектора. В качестве приемника использовался малоинерционный болометр из сплава висмута со свинцом, аналогичный применяющемуся в инфракрасной спектроскопии [1]. Однако в данном случае используется лишь одна полоска (без компенсации), а поэтому включение производится

с нагрузочным сопротивлением $R_n \gg R_6$. Кроме того, для уменьшения постоянной времени болометр имеет воздушное наполнение ($\tau_6 = 5$ мсек, $Q_{\text{пор}} = 10^{-9}$ вт/гц).

При выбранных диаметрах отверстий диафрагм радиометра число разрешаемых элементов по диаметру Луны составляет от 60 до 240. Если инерционность измерительного устройства характеризуется постоянной времени $\tau_{\text{изм}}$, то можно полагать, что минимальное время регистрации одного элемента составляет около $3\tau_{\text{изм}}$. Усилительное устройство радиометра позволяло варьировать $\tau_{\text{изм}}$ в пределах 0,3—15 сек. Следовательно, время сканирования Луны по диаметру должно составлять от



Фиг. 2. Блок-схема приемно-усилительного устройства

60—240 сек до 15—60 мин. В данной серии измерений при использовании постоянной времени $\tau_{\text{изм}} \sim 1,5$ сек и диафрагмы, соответствующей 120 элементам, время записи при сканировании по диаметру было около 10 мин. Перемещение изображения Луны относительно диафрагмы радиометра осуществлялось замедлением хода часового механизма телескопа так, что телескоп за время одного разреза отставал от Луны. При переходе от одного разреза к другому телескоп быстрым движением по часовому углу устанавливался в начальное положение. Смещение по углу δ осуществлялось благодаря собственному движению Луны по склонению.

Привязка измерений теплового потока к деталям поверхности. Привязка полученных записей теплового потока к деталям на поверхности Луны осуществлялась следующим образом. В моменты прохождения пера потенциометра ЭПП-09 через деление шкалы времени на ленте наблюдатель при помощи электромагнита дистанционно включал затвор кинокамеры, дающий практически мгновенные экспозиции ($\sim 1/50$ сек). Положение креста нитей кинокамеры относительно диафрагмы радиометра определялось путем совмещения изображения звезды с центром диафрагмы и одновременной съемкой кадра на кинокамере.

Второй способ заключался в том, что четкая небольшая деталь на Луне (например, центральная горка кратера) выводилась на центр отверстия с матовым стеклом и в этот момент производилась съемка кадра. Таким образом на кадре с крестом нитей можно было установить положение точки, соответствующей положению диафрагмы радиометра. Даль-

нейшая обработка состояла в том, что каждый кадр киноплёнки через увеличитель проектировался на отпечаток изображения Луны и на этом отпечатке отмечалось точкой положение диафрагмы радиометра, соответствующее данному кадру.

Точность привязки, проведенной таким образом, определяется деформацией изображения при проектировании с увеличителем, неравномерностью часового движения телескопа, точностью фиксации положения диафрагмы на привязочном кадре. Привязка контролируется также соответствием положения края Луны и на кинокадрах и на записях при измерениях на краевой площадке. Точность данного способа привязки обеспечивает надежное отождествление деталей на лунной поверхности с линейными размерами ~ 30 км.

К а л и б р о в к а и з м е р и т е л ь н о г о у с т р о й с т в а .

В связи с тем, что основной целью работы было исследование тепловых неоднородностей на поверхности Луны, мы не ставили задачу проводить точную калибровку потоков от лунной поверхности по абсолютным значениям. Однако, вследствие того, что зависимость потока излучения от температуры не линейна, для определения относительных изменений температуры T необходимо знать хотя бы приблизительно абсолютное значение T . Калибровка абсолютной чувствительности была произведена следующим образом. В качестве эталонных излучателей использовались твердая углекислота и тающий лед, которые помещались перед входной диафрагмой радиометра. Чувствительность радиометра с фильтром по такой калибровке составляет $1,1 \cdot 10^{-9}$ вт/мм, а пороговая чувствительность (средний квадратичный шум) при постоянной времени $\tau \sim 0,3 \div 0,5$ сек составляла $2,5 \cdot 10^{-9}$ вт, и при $\tau \sim 10 \div 15$ сек $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ вт. Большая часть измерений проводилась с $\tau = 1,5$ сек и пороговой чувствительностью $\sim 1,0 \cdot 10^{-9}$ вт.

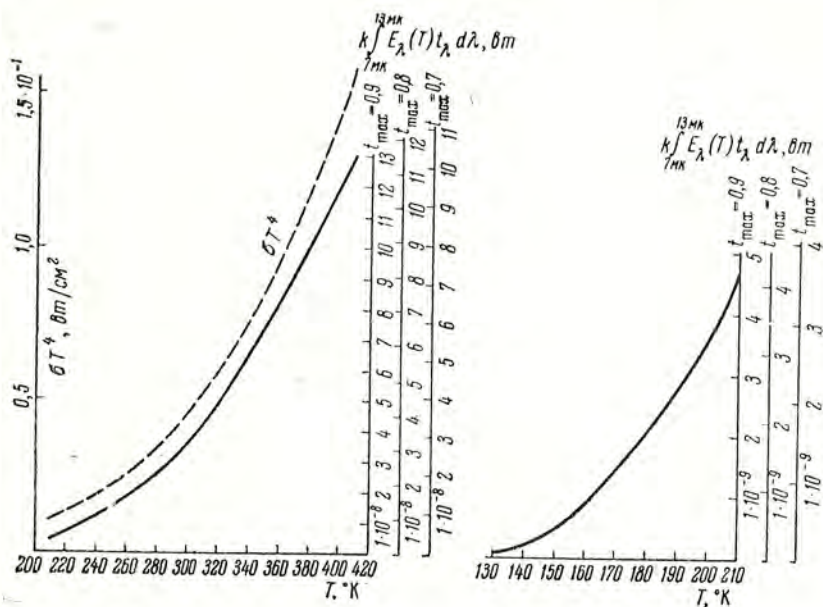
По измерениям вблизи полнолуния величина потока излучения из области подсолнечной точки при диафрагме № 1 ($d = 14,5$ км на Луне) составляет $1,3 \cdot 10^{-7}$ вт. На темной стороне Луны величина потока при той же диафрагме составляет $1,8 \cdot 10^{-10}$ вт. (Измерения производились с диафрагмой № 5, и затем поток пересчитывался к диафрагме № 1.)

Полученные значения потоков позволяют сделать оценку температуры лунной поверхности при некоторых предположениях о прозрачности земной атмосферы в окне $\lambda 8-14$ мк, а также о величине коэффициента излучения лунной поверхности ε в этой области спектра.

Мы приняли, что в исследуемой области спектра Луна является абсолютно черным телом, т. е. $\varepsilon = 1$. Справедливость такого предположения не является доказанной. В видимой области спектра альbedo Луны в среднем составляет около 0,07, т. е. коэффициент поглощения близок к единице. Измерения в красной области (до $7000-8000$ Å) указывают на рост альbedo с длиной волны до 0,2. Дальнейший спектральный ход альbedo неизвестен. Если предположить, что у 10 мк $\varepsilon = 0,5$, это означает, что приняв $\varepsilon = 1$ вместо $\varepsilon = 0,5$, мы занижим значение температуры в $\sqrt[4]{0,5} = 0,84$ раза, т. е. на 16%. Для подсолнечной точки это бы соответствовало ошибке в 60° К. Однако в настоящее время у нас нет другого

выхода при оценках температуры, кроме предположения о том, что $\varepsilon=1$, имея в виду указанную выше неопределенность.

Коэффициент прозрачности атмосферы можно считать известным с точностью до 10—20%. Мы учитывали прозрачность в окне 8—14 мк, согласно измерениям Говарда и Гаринга [2], принимая значения максимума пропускания в окне равным 0,9.



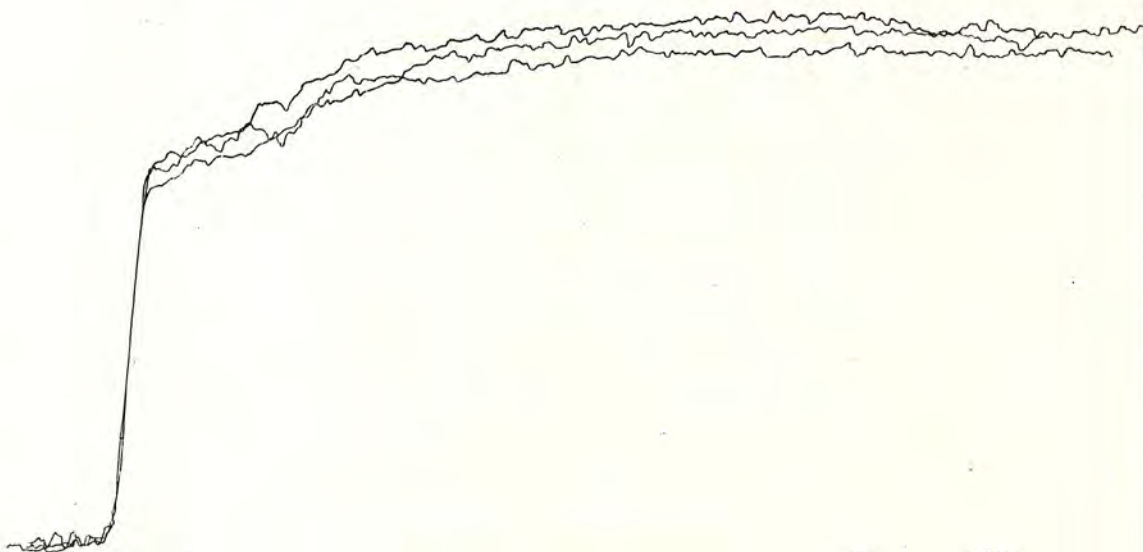
Фиг. 3. График для перевода измеренных потоков в значения температуры T и полного потока с единицы поверхности BT^4

Для пересчета измеренных потоков в температуры была вычислена для ряда значений T функция $\Phi(T) = k \int_{13 \text{ мк}}^{14 \text{ мк}} E_{\lambda}(T) t_{\lambda} d\lambda$, где $E_{\lambda}(T)$ — планковская кривая распределения энергии и t_{λ} — зависимость коэффициента пропускания атмосферы от длины волны, $k = \frac{sA^2}{4}$, где s — площадь диафрагмы и A — относительное отверстие телескопа. На фиг. 3 приведен график $\Phi(T)$. По оси ординат помещены три шкалы, соответствующие значениям $t_{\text{max}} = 0,9; 0,8; 0,7$; определенные при помощи этого графика значения температур подсолнечной точки и темной стороны соответственно равны 400 и 140° К (при $t_{\text{max}} = 0,9$). Необходимо еще раз подчеркнуть приблизительный характер этих чисел.

Точность измерений. Точность относительных измерений неоднородностей теплового потока определяется флуктуациями атмосферной прозрачности и шумами в измерительной установке. Величина шума установки составляет $\sim 0,5\%$ и соизмерима с классом точности регистратора. При температуре Луны 350—400° К это соответствует $\sim 0,2^\circ \text{ К}$ (среднеквадратичные значения).

Флуктуации прозрачности представляют опасность, когда они достаточно быстры. Медленные плавные изменения прозрачности за время,

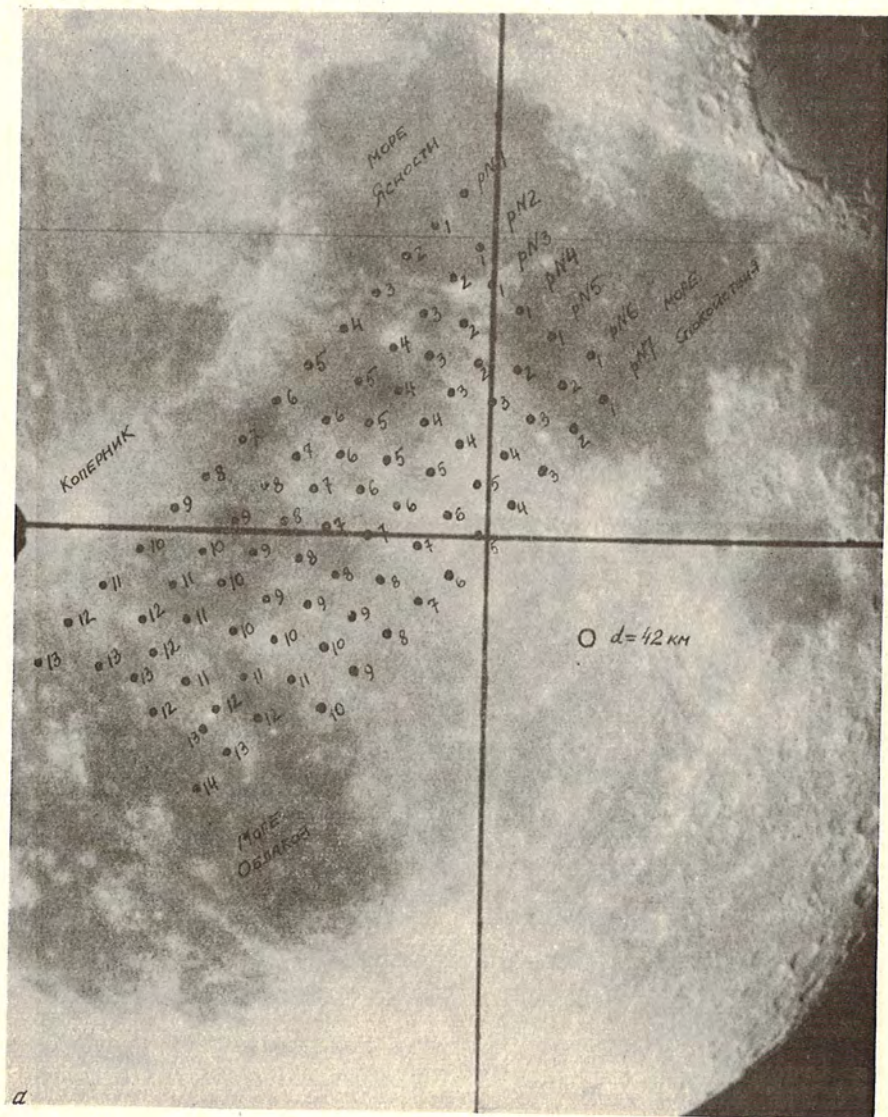
большее 10 мин (время прохождения одного разреза), для выявления дифференциальных различий теплового потока не играют роли. Наблюдения проводились в устойчиво ясные ночи, когда быстрых колебаний прозрачности с периодом ~ 1 мин не было. Медленные изменения прозрачности контролировались путем записи несколько раз в течение ночи одного и того же стандартного разреза приблизительно через часовой интервал. Расхождения в записях составляют $\sim 5\%$, что отчасти могло быть вызвано также изменением высоты Луны над горизонтом (фиг. 4).



Фиг. 4. Записи стандартного разреза, сделанные в течение ночи 17 августа 1962 г.

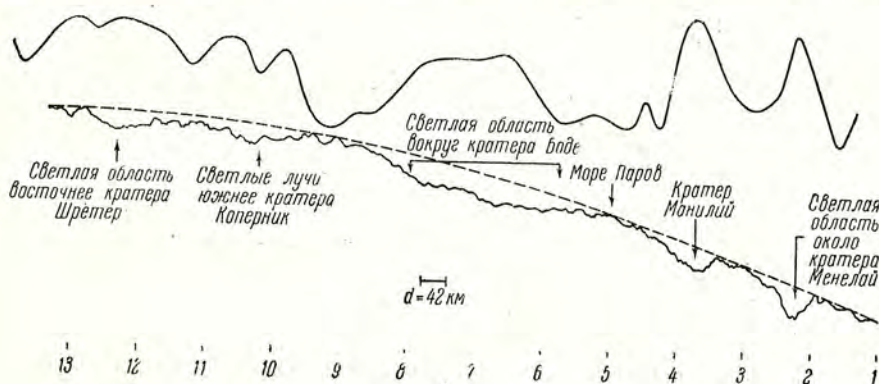
Результаты наблюдений. При проведении наблюдений нам казалось целесообразным обследовать две области на Луне — центральную зону с резко выраженным материковым рельефом и область вблизи восточного края, имеющую сравнительно гладкий фон моря с отдельными яркими деталями на нем, в частности, с самой яркой деталью на Луне — кратером Аристарх. На фиг. 5 приведены фотографии Луны 18 августа 1962 г., отпечатанные с кадров киноплёнки с обозначениями на них разрезов. Точки с номерами на линиях разрезов соответствуют номерам кадров, обозначенных на записях тепловых потоков (фиг. 6—10). На фиг. 6—8 приведены записи теплового потока для некоторых разрезов при диафрагме, соответствующей 42 км на Луне 18 августа 1962 г., на фиг. 6 и 8 сверху приведены также фотометрические кривые для тех же самых разрезов, полученные путем фотометрирования использованной для привязки киноплёнки. Так как плёнка не стандартизировалась, кривые приведены в почернениях, масштаб произвольный.

Фиг. 9 и 10 иллюстрируют две записи теплового потока, полученные во время наблюдений 18 октября 1962 г. с диафрагмой № 3 ($d = 29$ км на Луне). Полученные записи с полной определенностью показывают локальные изменения тепловых потоков на фоне плавных изменений,



Фиг. 5. Фотографии исследованных участков Луны
 а — область в центре; б — область на краю (см. на обороте)

обусловленных изменением фазового угла. На освещенной стороне Луны, не очень близкой к терминатору, когда отсутствуют тени от крупных деталей, имеется определенная связь теплового потока данного участка поверхности с его альбедо. Излучение светлых областей (гор, материков, светлых лучей и других светлых деталей) меньше, чем темных морей

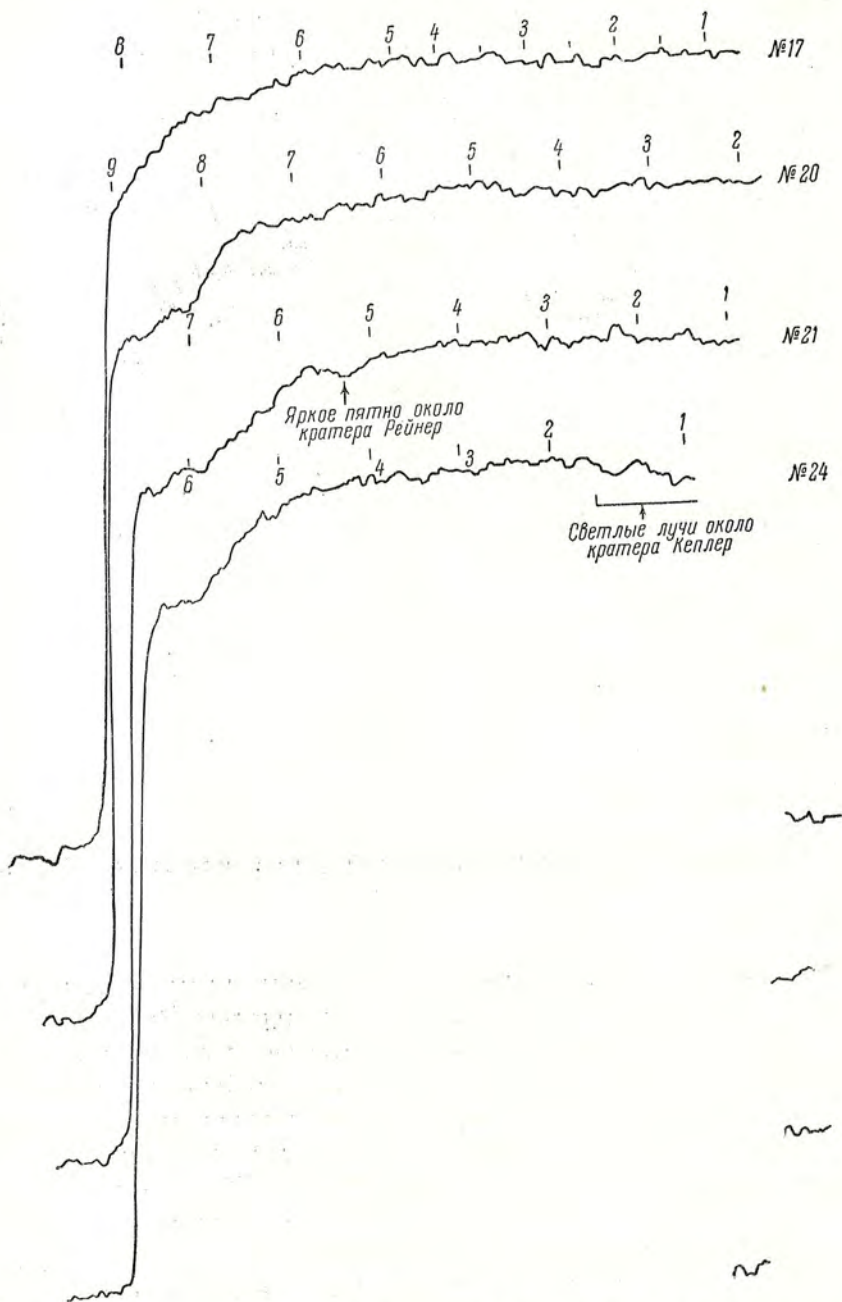


Фиг. 6. Запись теплового потока по разрезу № 2 через центральную область Луны (см. фиг. 5, а)

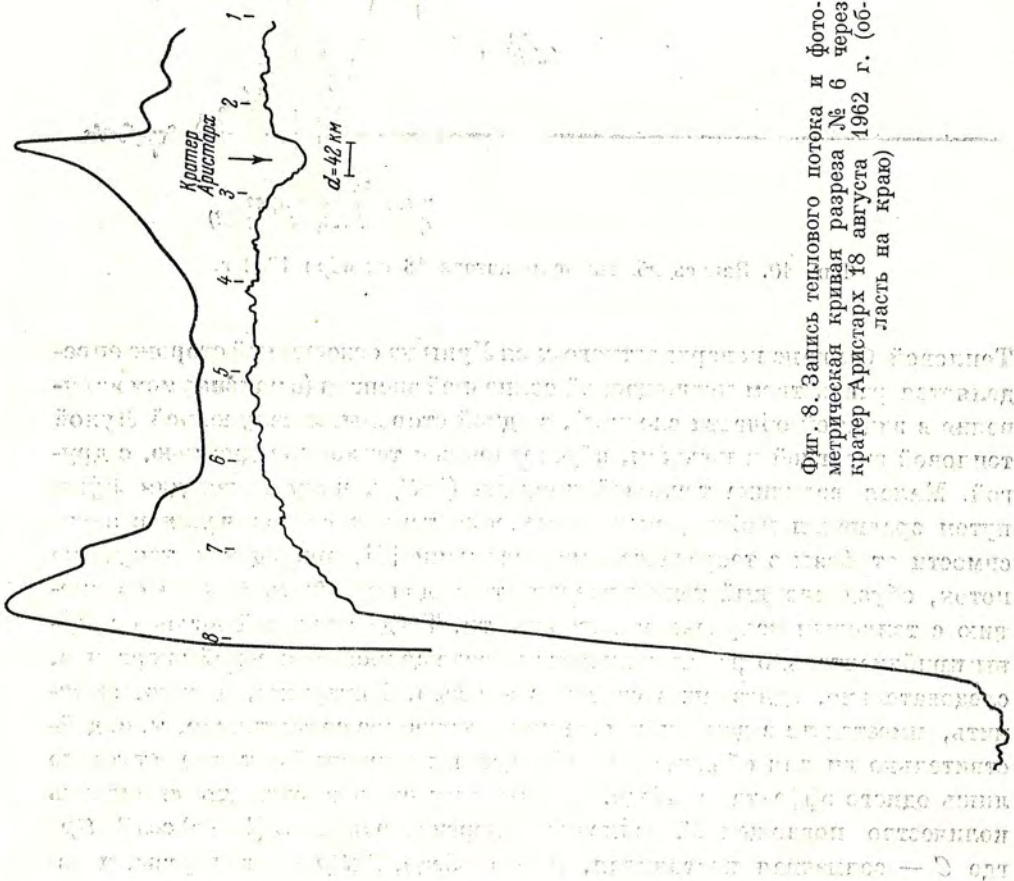
и дна темных кратеров. Все колебания теплового потока на записях отождествляются с деталями на Луне. Такое отождествление проводилось по полученным во время наблюдений фотографиям Луны (см. фиг. 5) и по атласу фотографий Луны [3]. Сравнение записей тепловых потоков и фотоэлектрических кривых на фиг. 6 и 7 не оставляет никаких сомнений.

Для яркого кратера Аристарх тепловой поток 18 августа на 5% меньше, чем окружающих его районов, 18 октября 1962 г. — на 10%. Такое различие может быть связано с уменьшением используемой диафрагмы и, следовательно, с увеличением разрешения, а также с изменением условий освещения (расстояние Аристарха от подсолнечной точки составляет 18 августа 30%, 18 октября — 28%).

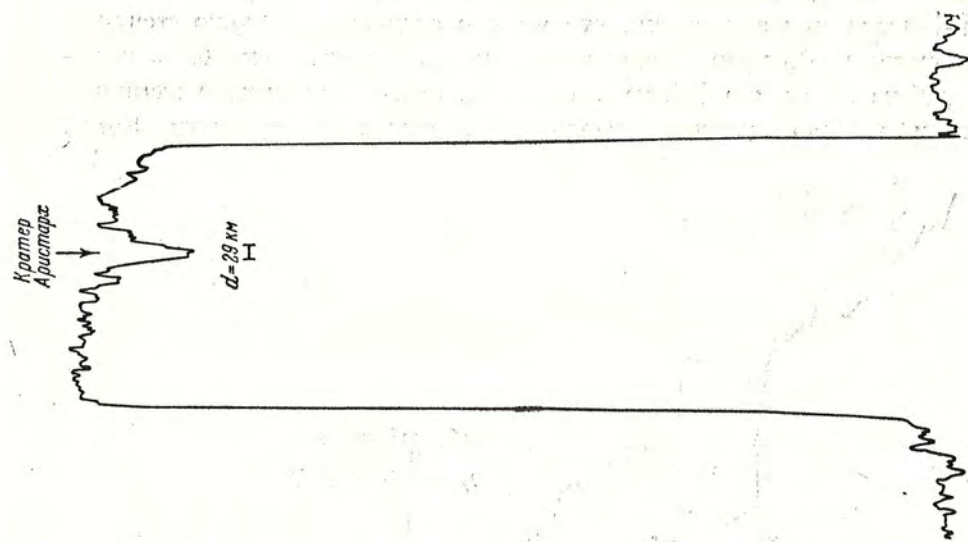
Записи вблизи терминатора показывают различия в затененных и освещенных участках поверхности. На фиг. 10 отчетливо отождествляются освещенные и затененные склоны валов кратеров и центральных гор, эффект альбедо в данном случае маскируется гораздо большими различиями тепловых потоков от затененных и освещенных участков.



Фиг. 7. Запись теплового потока по разрезам № 17, 20, 21 и 24 (см. фиг. 5, б) через область на краю 18 августа 1962 г.

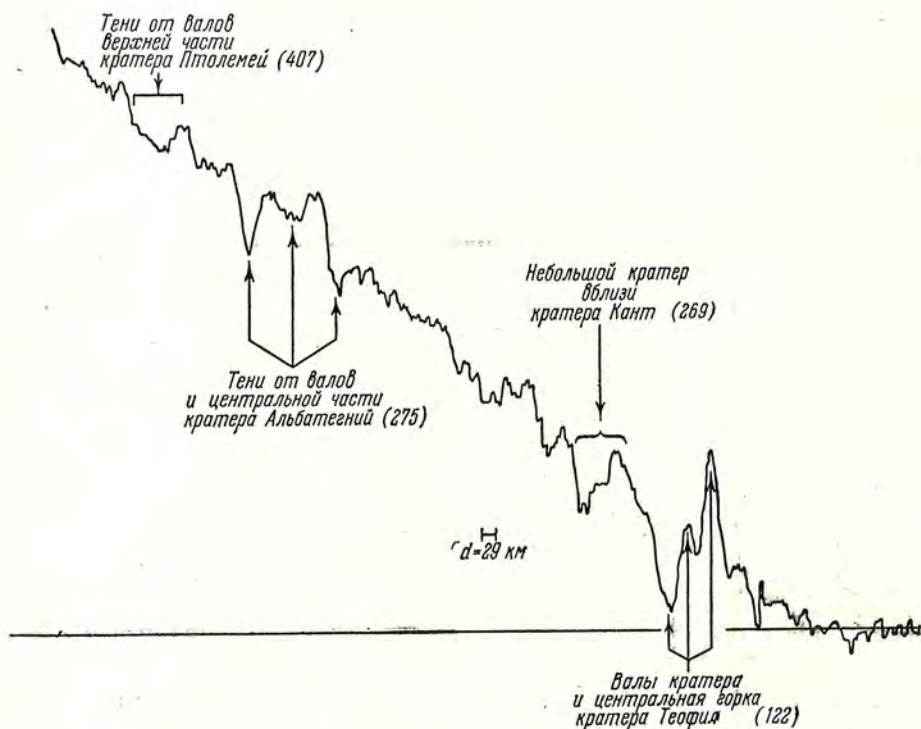


Фиг. 8. Запись температурного потока и фотометрической кривой разреза № 6 через кратер Аристарх 18 августа 1962 г. (область на краю)



Фиг. 9. Запись разреза через кратер Аристарх 18 октября 1962 г.

Зависимость измеряемой температуры участков освещенной Солнцем Луны от альбедо является вполне естественной. Измерения Синтона и др. [4] позволили заключить, что моря в среднем несколько «теплее», чем материки. Во время написания настоящей статьи нами была получена работа Шортхила [5], также наблюдавшего соответствие «температуры» и альбедо деталей отдельных участков поверхности Луны.



Фиг. 10. Запись, вблизи терминатора 18 октября 1962 г.

Тепловой баланс поверхностного слоя Луны на освещенной стороне определяется равенством поглощенной солнечной энергии (с максимумом излучения в видимой области спектра), с одной стороны, и излученной Луной тепловой энергией и потоком, обусловленным теплопроводностью, с другой. Малая величина тепловой инерции $(k\rho C)^{1/2}$, полученная для Луны путем сравнения наблюдаемого изменения теплового излучения в зависимости от фазы с теоретическими расчетами [6], приводит к тому, что поток, обусловленный теплопроводностью, должен быть мал по сравнению с тепловым излучением поверхности. Тогда тепловой поток от Луны приблизительно равен количеству поглощенной солнечной энергии и, следовательно, однозначно связан с альбедо. Интересно, однако, выяснить, имеется ли в данном случае количественное соответствие, т. е. действительно ли для объяснения наблюдаемых вариаций потока достаточно лишь одного эффекта альбедо. Если мы имеем возможность вычислить количество поглощенной солнечной энергии, равное $C(1-a)\cos 2\pi t/p$, где C — солнечная постоянная, a — альбедо, $2\pi t/p$ — угол фазы, и из-

мерить тепловой поток от поверхности, равный $\varepsilon \sigma T^4$, причем получить эти величины с точностью, большей, чем разность между ними, мы сможем оценить тепловой поток, обусловленный теплопроводностью. Однако, как отмечалось выше, проведенные нами измерения теплового потока дают точность абсолютной калибровки не более 10%. В вычислениях отраженной энергии также имеется ошибка, связанная с недостаточным знанием индикатриссы рассеяния солнечного излучения отдельными участками лунной поверхности, зависимости коэффициента поглощения лунной поверхности от λ в красной и ближней инфракрасной области спектра. В связи с этим непосредственно оценить поток, обусловленный теплопроводностью, не представляется возможным.

Относительные измерения потоков позволяют сделать некоторую оценку.

Пусть для первого участка лунной поверхности, например для кратера Аристарх, справедливо соотношение

$$C(1 - a_A) \cos i = \varepsilon_A \sigma T_A^4 + k_A, \quad (1)$$

для соседнего с Аристархом участка моря имеет место соотношение

$$C(1 - a_M) \cos i = \varepsilon_M \sigma T_M^4 + k_M, \quad (2)$$

где C — солнечная постоянная; a — альбе́до; i — угол падения солнечных лучей; k — поток, обусловленный теплопроводностью. Разделив (1) на (2), получим

$$\frac{1 - a_A}{1 - a_M} = \frac{\varepsilon_A \sigma T_A^4 + k_A}{\varepsilon_M \sigma T_M^4 + k_M}.$$

Если измеренное отношение $\frac{\varepsilon_A \sigma T_A^4}{\varepsilon_M \sigma T_M^4} \neq \frac{1 - a_A}{1 - a_M}$, это означает, что потоком вследствие теплопроводности пренебрегать нельзя.

Подсчеты, проведенные нами, показали, что $\frac{1 - a_A}{1 - a_M} = 0,95$. При подсчетах использовались значения альбе́до для Аристарха и моря, согласно [7, 8], спектральный ход альбе́до по измерениям, проведенным в ГАО АН УССР до $\lambda 8000 \text{ \AA}$ и индикатрисса рассеяния, согласно [9]. Измеренное отношение зарегистрированных потоков в окне прозрачности 8—14 мк переводилось в отношение полных потоков по графику фиг. 3.

При $T_M = 380^\circ \text{ К}$ $\frac{\varepsilon_A \sigma T_A^4}{\varepsilon_M \sigma T_M^4} = 0,90$, согласно измерению 18 октября

1962 г. Расхождение между вычисленной величиной $\frac{1 - a_A}{1 - a_M} = 0,95$ и

измеренной величиной $\frac{\varepsilon_A \sigma T_A^4}{\varepsilon_M \sigma T_M^4} = 0,90$ превосходит ошибки, допускае-

мые при вычислениях вследствие возможных ошибок в альбе́до, индикатриссе рассеяния и т. д. В таком случае различия в потоках для Аристарха и окружающих областей нельзя объяснить только различием в альбе́до. Поток внутрь вследствие теплопроводности должен играть

для Аристарха бо́льшую роль, чем для окружающих его областей моря. Ввиду предварительного характера проведенных измерений таким подсчетам нельзя, конечно, придавать особенно большого значения. Дальнейшие измерения позволят уточнить этот вывод.

4 февраля 1963 г.

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР
Астрономический совет АН СССР

Л и т е р а т у р а

1. М. Н. Марков. Докл. АН СССР, 108, 428, 1956.
2. J. N. Haward, J. S. Garing. Infrared Physics, 2, 156, 1962.
3. Атлас фотографий Луны, под ред. Дж. Койпера.
4. A. R. Geoffrian, M. Korner, W. M. Sinton. Lowell Obs. Bull., № 106, 1960.
5. R. W. Shorthill. Measurements of Lunar Temperature Variations during an Eclipse and throughout a Lunation, Boeing Scient. Res. Lab. D-1-82-0196, August 1962 and D-1-82-0176 July 1962.
6. J. C. Jeager, Austral. J. Phys., 6, № 1, 1962.
7. В. А. Федоренко. Труды астрон. общ. Харьковского Гос. ун-та, 2, 49, 1952.
8. J. Van Diggelen. Rech. astron. Obs. Utrecht, 14, 2.
9. Н. С. Орлова. Астрон. ж., 33, 93, 1956.

СЧЕТ ФОТОНОВ В СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКАХ

В. В. Артемьев, И. П. Рознова

Фотоумножители ФЭУ 16 и ФЭУ-64 и аппаратура для сцинтилляционного счета радиоактивных излучений применены для счета фотонов в световых потоках 10^{-9} — 10^{-15} лм видимого диапазона спектра. Обсуждаются статистические проблемы счета фотонов. Дается описание счетного фотометрического устройства, позволяющего измерить световые потоки до 10^{-15} лм при экспозиции 10 мин и потоки до $2 \cdot 10^{-14}$ лм при экспозиции 30 сек.

PHOTON COUNTS IN WEAK LIGHT FLUXES, by V. V. Artemyev, I. P. Rozhnova. — ФЭУ-16 and ФЭУ-64 photomultipliers and apparatus for scintillation counts of radioactive radiation have been used for photon counts in light fluxes (10^{-9} — 10^{-15} lm) of the visual spectral region. Statistical problems of photon counts are discussed. A description is given of the photometric counting device, which permits the measurement of light fluxes to 10^{-15} lm at a 10 min exposure and to $2 \cdot 10^{-14}$ lm at an exposure of 30 sec.

Введение

Для астрономии представляет большой интерес создание чувствительной фотоэлектрической аппаратуры, пригодной для регистрации предельно слабых световых потоков. Такая аппаратура позволит производить фотометрирование очень слабых звезд, автоматизировать астрономические наблюдения.

Более 20 лет назад для звездной фотометрии был применен счет отдельных фотонов счетчиками типа Гейгера — Мюллера [1, 2]. Счетчики позволяли регистрировать кванты в ультрафиолетовой области спектра. Эффективность регистрации была крайне низкой.

Развитие чувствительных приемников света — фотоумножителей — позволило использовать их для счета фотонов. Современные фотоумножители дают возможность регистрировать единичные фотоэлектроны, соответствующие поглощению отдельных фотонов. При квантовой эффективности фотокатодов до 0,10—0,35 электронов/фотон возможно конструирование наиболее чувствительных приемников света оптического диапазона спектра. Счетчики фотонов на фотоумножителях позволили увеличить чувствительность фотометрических устройств. С умножителем Е.М.1.6685, охлаждавшимся сухим льдом (-78°C), регистрировались звезды 23^m [3]. Экспериментальный экземпляр умножителя СА С7138, охлаждавшийся жидким воздухом (-183°C), позволил измерять свето-

вые потоки до 10^{-11} лм с точностью 1 %. Нижним порогом измерения были потоки 10^{-14} лм [4]. Так как счетчики фотонов открывают заманчивые перспективы в звездной фотометрии и астрономической автоматике, представляет интерес разработка и испытание соответствующих регистрирующих устройств.

1. Статистика счета фотонов

Известно, что абсолютно-черное тело с единицы поверхности при абсолютной температуре T в диапазоне длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ в единицу времени и единицу телесного угла испускает энергию

$$I(\lambda, T) d\lambda = \frac{1,191 \cdot 10^{-12}}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{1,438/\lambda T} - 1} [\text{вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стерад}^{-1}],$$

где λ выражено в см.

Так как энергия фотона $E = h\nu$, где ν — частота; h — постоянная Планка, то поток $I(\lambda, T) d\lambda$ абсолютно-черного тела состоит из dn_Φ фотонов:

$$dn_\Phi = \frac{I(\lambda, T) \lambda d\lambda}{hc} = \frac{1,191 \cdot 10^{-12}}{\lambda^4 hc} \cdot \frac{d\lambda}{e^{1,438/\lambda T} - 1}.$$

В спектральном диапазоне от λ_1 до λ_2 поток фотонов равен:

$$n_\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1,191 \cdot 10^{-12}}{\lambda^4 hc} \cdot \frac{d\lambda}{e^{1,438/\lambda T} - 1}.$$

Если вероятность выбивания фотоэлектронов при длине волны падающего кванта λ — $p(\lambda)$, то единичный световой поток абсолютно черного тела даст на выходе ФЭУ n импульсов в секунду/сек $^{-1}$ причем n равно:

$$n = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1,191 \cdot 10^{-12} p(\lambda) d\lambda}{\lambda^4 hc [e^{1,438/\lambda T} - 1]}. \quad (1)$$

Общее число фотонов в световых потоках в 10^{-9} — 10^{-13} лм оптического диапазона спектра весьма велико. Поэтому несмотря на то, что эффективность регистрации фотонов в среднем не превышает 8—12 %, радиоэлектронный канал должен обладать достаточно высокой пропускной способностью, чтобы обработать и сосчитать поток хаотически распределенных во времени импульсов без заметных потерь.

Регистрация слабых световых потоков затруднена тем, что термоэмиссия фотокатода ФЭУ дает на выходе ФЭУ импульсы, тождественные импульсам от фотонов. Число падающих в единицу времени фотонов, число испущенных катодом фото- и термоэлектронов являются случайными величинами. Поэтому должны учитываться статистические особенности регистрации потоков случайных импульсных сигналов как при использовании получаемых результатов, так и при конструировании радиоэлектронной аппаратуры.

Можно принять, что фото- и термоэмиссия дают потоки случайных сигналов пуассоновского типа. Вероятность отсчетов за время t равна:

$$p(k) = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt}, \quad (2)$$

где n — средняя плотность потока. В результате измерений скорости счета при освещении ФЭУ и в темноте определяют среднее число в единицу времени шумов и полезных сигналов с шумами:

$$n_{\text{ш}} = \frac{k_{\text{ш}}}{t_{\text{ш}}}; \quad n = \frac{k}{t} \quad (3)$$

где $k_{\text{ш}}$ и k — число отсчетов шумов и сигнала + шум за время $t_{\text{ш}}$ и t . Скорость счета фотонов составляет $n_0 = n - n_{\text{ш}}$. Можно показать, что стандартное отклонение σ_0 для n_0 равно:

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\text{ш}}}{t_{\text{ш}}}}. \quad (4)$$

Относительная ошибка измерения средней скорости счета фотонов составляет:

$$\delta = \frac{\sigma_0}{n_0} = \frac{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_{\text{ш}}}{t_{\text{ш}}}}}{n - n_{\text{ш}}}. \quad (5)$$

Выражения (4) и (5) могут быть использованы при расчете времени экспозиции t , необходимого для измерения потока фотонов с допустимой погрешностью δ , если уровень шумов ФЭУ — $n_{\text{ш}}$.

Возможности измерения световых потоков счетчиком фотонов ограничены «сверху» пропускной способностью радиоэлектронной аппаратуры, а «снизу» — уровнем шумов ФЭУ и временем экспозиции.

Рассмотрим ограничения точности измерения при сравнительно больших световых потоках. Из выражения (2) следует, что вероятность прихода импульса между моментами t и $t + dt$, после прихода предыдущего импульса, равна e^{-nt} . Вероятность прихода импульса в интервале dt составляет $n \cdot dt$. Поэтому вероятность интервала t между последовательными импульсами равна:

$$p(t) = ne^{-nt}. \quad (6)$$

Средний интервал $t = 1/n$. Дисперсия t велика и составляет:

$$\sigma_t^2 = \bar{t}^2 - \bar{t}^2 = \int_0^{\infty} t^2 p(t) dt - \frac{1}{n^2} = \frac{1}{n^2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что интервалы между последовательными импульсами могут значительно отличаться от среднего значения $\bar{t}$. Вследствие наличия «мертвого» времени аппаратуры, когда она не может зарегистрировать очередной сигнал, так как занята проработкой предыдущего, возможны потери части сигналов.

Если считать, что попадание импульса в период проработки предыдущего не удлиняет «мертвого» времени аппаратуры τ («мертвое» время непродлевающегося типа), то регистрируется доля η всех поступающих импульсов

$$\eta = (1 + n\tau)^{-1}. \quad (8)$$

При малых интенсивностях шумов и световых сигналов число отсчетов совпадает с числом поступающих импульсов. При увеличении интенсивности число отсчетов растет, но все более медленно, приближаясь к предельному значению $m = \frac{1}{\tau}$. Потеря части импульсов при больших интенсивностях световых потоков приводит к отклонению характеристик счетчика от линейной зависимости между интенсивностью потока и скоростью счета n_0 . Это отклонение можно определить из выражения (5).

Наличие «мертвого» времени аппаратуры проявляется не только в нарушении линейности фотоэлектрических характеристик. Так как импульсы, следующие через время $t < \tau$, теряются, флуктуации числа отсчетов в единицу времени сглаживаются, причем тем больше, чем больше интенсивность светового потока. Влияние «мертвого» времени подробно рассмотрено в работе [5]. Показано, что среднее число отсчетов $\bar{M}$ за время T составляет

$$\bar{M} = \frac{nT}{1 + n\tau}, \quad (9)$$

где τ — средняя величина «мертвого» времени.

Дисперсия числа отсчетов равна

$$\sigma_M^2 = \frac{nT}{(1 + n\tau)^3} \cdot [1 + n^2\sigma_\tau^2], \quad (10)$$

где σ_τ^2 — дисперсия «мертвого» времени, если величина τ флуктуирует.

Потеря части импульсов и сглаживание флуктуаций величины интервалов между импульсами приводят к ухудшению точности измерения светового потока. Из выражения (9) следует, что, если зарегистрировано M импульсов, то число пришедших импульсов составляет:

$$N = \frac{M}{1 - \frac{M\tau}{T}}.$$

Как следует из этого выражения, дисперсия N равна:

$$\sigma_N^2 = \frac{M}{(1 - m\tau)^2}$$

или относительная ошибка измерения скорости счета:

$$\delta_N = \left(\frac{1 + n\tau}{N} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Если скорость счета импульсов шума значительно меньше скорости счета фотонов, то шумами можно пренебречь и относительная ошибка измерения светового потока из-за статистики счета определяется выражением (11). Если скорость счета шумов велика, то ошибка измерения увеличивается, так как требуется измерение шумов, которое вносит дополнительную ошибку.

Следует установить порог чувствительности счетчика фотонов. Если скорость счета шумов $n_{ш}$, то стандартное отклонение $\sigma_{ш} = \sqrt{n_{ш}/t_{ш}}$. Счетчик будет обнаруживать световые потоки, дающие превышение в скорости счета большие, чем $\sigma_{ш}$. С вероятностью 99,999 % можно утверждать, что

световой сигнал присутствует, если скорость счета $n > 4\sigma_{ш}$. Поэтому за пороговый поток можно принять такой, для которого

$$n = 4 \sqrt{\frac{n_{ш}}{t}}, \quad (12)$$

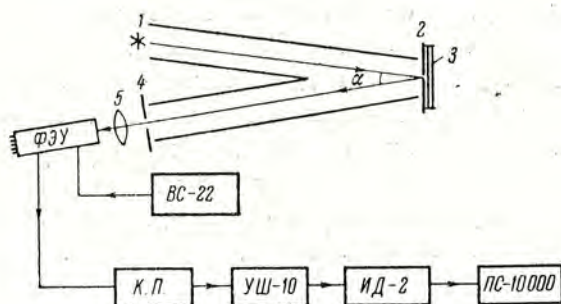
где t — время экспозиции.

Число шумовых импульсов, при прочих фиксированных условиях, растет пропорционально площади фотокатода. Однако в астрономических исследованиях имеют дело с фокусированными световыми потоками. Световое пятно занимает лишь небольшую часть фотокатода. Поэтому желательно снижение чувствительной площади фотокатода и согласование ее величины с площадью светового пятна.

Настоящая работа была предпринята с целью испытаний счетчика фотонов, сконструированного с использованием блоков аппаратуры, применяемой для сцинтилляционных измерений радиоактивности. Необходимо было исследовать характеристики фотоумножителей и найти оптимальные режимы счета. Интерес для регистрации слабых световых потоков представляло также испытание фотоумножителя ФЭУ-64, недавно разработанного Б. М. Глуховским. ФЭУ-64 имеет специальную диафрагму, ограничивающую чувствительную поверхность фотокатода.

2. Конструкция счетчика

Блок-схема счетчика фотонов приведена на фиг. 1. Импульсы с фотоумножителя через катодный повторитель поступали в широкополосный импульсный усилитель УШ-10, обеспечивающий фронт нарастания им-



Фиг. 1. Блок-схема счетчика фотонов

1 — лампа накаливания, $T_{л} = 2850^\circ \text{K}$; 2 — присовая диафрагма; 3 — экран, покрытый ВаО; 4 — набор сменных калиброванных диаграмм; 5 — линза Фабри

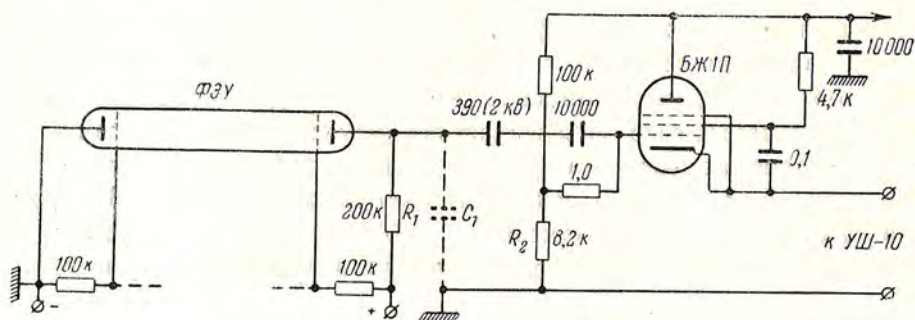
пульсов 0,04 мсек. Импульсы отбирались по амплитудам дискриминатором (ИД-2) в диапазоне от 1 до 100 в и регистрировались электронным регистратором РС-10000. Источником высоковольтного питания ФЭУ являлся стабилизированный выпрямитель ВС-22. Отрицательный полюс заземлялся и положительное напряжение подавалось на анод ФЭУ.

Источником световых потоков известной интенсивности являлся точечный осветитель, схема которого также изображена на фиг. 1. Свет от

лампочки накаливания 1 проходил через диафрагму 2 и освещал экран 3, покрытый слоем ВаО. Отраженный световой поток через вторую диафрагму 4 и фокусирующую линзу 5 поступал на фотокатод ФЭУ. Поток света Φ , попадающий на фотокатод, вычислялся по формуле

$$\Phi = \pi \delta(\lambda) \frac{\rho_0^2 \rho^2}{r_0^2 r^2} I \cos \alpha,$$

где $\delta(\lambda)$ — коэффициент отражения экрана со слоем ВаО; ρ_0 — радиус диафрагмы 2; ρ — радиус диафрагмы 4; r_0 — расстояние от лампочки накаливания до экрана; r — расстояние от экрана до диафрагмы 4; I — мощность лампочки накаливания в свечах, α — угол между осями падающего



Фиг. 2. Схема выходных цепей фотоумножителя и катодного повторителя

на экран и отраженного потока. Осветитель позволял получать световые потоки до 10^{-11} лм. Дальнейшее ослабление светового потока осуществлялось применением нейтральных светофильтров, помещавшихся перед диафрагмой 4. Все узлы осветителя и фотоумножитель были смонтированы на металлической плите и закрывались металлическим кожухом.

Были испытаны умножители двух типов — ФЭУ-16 и ФЭУ-64.

ФЭУ-64 имеет сурьмяно-цезиевый фотокатод. Особенностью ФЭУ является дополнительная диафрагма, расположенная вблизи фотокатода, которая ограничивает эффективную площадь до 30 мм^2 . Для питания использовался равномерный делитель. Схема делителя и выходных цепей представлена на фиг. 2. Паспортные данные испытанных экземпляров приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер ФЭУ-64	Чувствитель- ность фотокатода, мк/лм	$S = 100 \text{ а/лм}$			$S = 1000 \text{ а/лм}$		
		$U_{\text{пит.}}, \text{ в}$	$I_m, \text{ а}$	Порог, лм	$U_{\text{пит.}}, \text{ в}$	$I_m, \text{ а}$	Порог, лм
1.3.62	75	810	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$48 \cdot 10^{-13}$	1080	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-13}$
33.11.61	43,5	970	$7 \cdot 10^{-10}$	$4,7 \cdot 10^{-13}$	1280	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-13}$
12.2.62	65	990	$2,7 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-13}$	1320	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-13}$

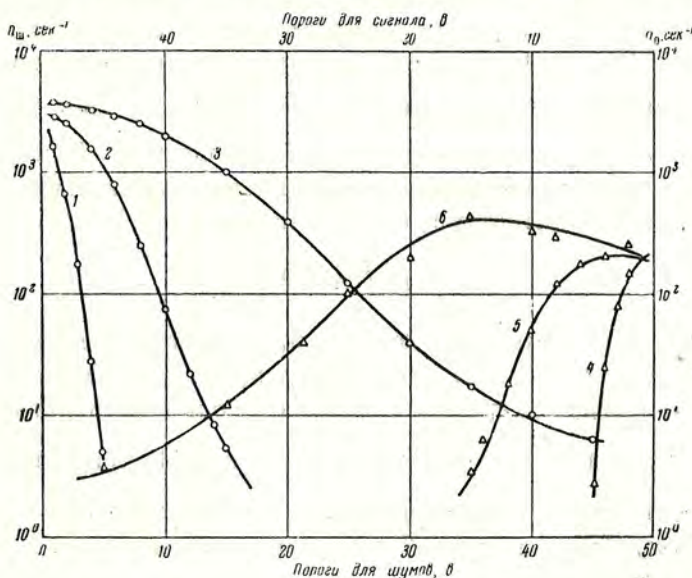
При счете фотонов интерес представляет импульсный режим работ ФЭУ. Для сравнения ФЭУ была заимствована методика, применяемая

в радиометрии ядерных излучений. Источником коротких световых вспышек малой интенсивности являлся сцинтилляционный кристалл нафталина с добавкой антраниловой кислоты. Кристалл помещался на фотокатод ФЭУ и облучался Co^{60} . Определялась амплитуда сигналов, соответствующих краю комптоновского γ -спектра Co^{60} , а также амплитуда импульсов шумов, соответствующая стандартной скорости счета. Получаемое отношение сигнал/шум использовалось для отбора ФЭУ.

Были приняты меры по экранировке установки от внешних помех. Все измерения проводились при комнатной температуре.

3. Результаты

Для выбора оптимального режима измерения были сняты интегральные амплитудные спектры шумов и сигнала + шум при различных напряжениях на ФЭУ. Так как фотон может выбить отдельный электрон, важно обеспечить счет импульсов, вызванных единичными электронами



Фиг. 3. Амплитудные спектры импульсов ФЭУ-16

1—3 — спектры шумовых импульсов при напряжениях питания на ФЭУ соответственно 1400, 1600, 1800 в; 4—6 — спектры импульсов сигнала ($\Phi = 3,6 \cdot 10^{-11}$ лм) на ФЭУ при напряжениях соответственно 1400, 1600, 1800 в

с фотокатода. Как было показано в работе [6], сурьмяно-цезиевые фотокатоды эмиттируют отдельные термоэлектроны, причем амплитудное распределение выходных импульсов подобно закону Пуассона. Было также установлено, что побочные явления (газовый разряд, автоэлектронная эмиссия и т. д.) искажают амплитудное распределение. Фотоумножители, в которых побочные явления велики, не позволяют считать все единичные электроны.

Амплитудные интегральные распределения импульсов от ФЭУ-16 приведены на фиг. 3. При достаточно высоких напряжениях питания

наблюдалось плато на кривой скорости счета шумов, которое соответствует регистрации всех единичных электронов с фотокатода. На рисунке представлены также амплитудные распределения импульсов при освещении ФЭУ световым потоком в $3,6 \cdot 10^{-11}$ лм. С уменьшением порога дискриминации скорость счета фотонов n_0 сначала растет, а потом падает. Это падение связано с потерей части импульсов из-за «мертвого» времени аппаратуры.

Фотокатод испытанного экземпляра ФЭУ-16 эмиттировал около $6,2 \cdot 10^2$ электронов/сек $\cdot$ см². В наиболее благоприятном режиме счета скорость счета шумов составляла 980 сек⁻¹. Световой поток в $3,6 \cdot 10^{-11}$ лм давал превышение над шумами в 340 сек⁻¹. Из выражения (12) следует, что для этого ФЭУ минимальный световой поток равен $2 \cdot 10^{-12}$ лм, если экспозиция — 1 мин.

Чувствительность счетчика фотонов и точность измерения световых потоков зависят как от характеристик ФЭУ, так и от рабочих напряжений и порогов амплитудной селекции. Поэтому удобно иметь статистический критерий, позволяющий находить оптимальный режим и сравнивать разные ФЭУ. Использование отношения сигнал/шум неудобно, так как при одном и том же значении $R = \frac{n_0}{n_{ш}}$ относительная ошибка измерения $\delta = \sigma_0/n_0$ будет меньше в режиме с большим n_0 . Для использования в радиометрии ядерных излучений был предложен информационный критерий качества регистрирующей аппаратуры [7]:

$$N = \log_2 (\sqrt{n} - \sqrt{n_{ш}}), \quad (13)$$

где n — скорость счета сигнала + шум, а информация N измеряется в двоичных единицах. При этом общее время измерения $T = t + t_{ш}$ распределено между измерениями сигнала и шума оптимальным образом:

$\frac{t}{t_{ш}} = \sqrt{\frac{n_{ш}}{n}}$. При счете фотонов этот критерий применим. Из двух счетчиков, для которых информационный критерий равен N_1 и N_2 ($N_1 > N_2$), первый счетчик будет за время T измерять световой поток в k раз точнее, чем второй, причем

$$k = \frac{\sqrt{n_1} - \sqrt{n_{ш1}}}{\sqrt{n_2} - \sqrt{n_{ш2}}}.$$

Общее количество получаемой информации

$$I = N + \frac{1}{2} \lg T, \quad (14)$$

и между информацией I и относительной ошибкой измерения δ существует соотношение

$$I = -\lg \delta. \quad (15)$$

Применение критерия N к полученным данным показало, что максимальная информация приобретается с испытанным экземпляром ФЭУ-16 при напряжении 1800 в и пороге дискриминации 15 в.

Таким образом было установлено, что ФЭУ-16 пригоден для счета фотонов и имеет пороговую чувствительность 10^{-12} лм.

Испытания нескольких экземпляров ФЭУ-64 показали их высокие качества при измерении слабых световых потоков. ФЭУ испытывались при напряжениях питания 600—1000 в и равномерном делителе. Интегральные распределения импульсов шумов приведены на фиг. 4. ФЭУ-64

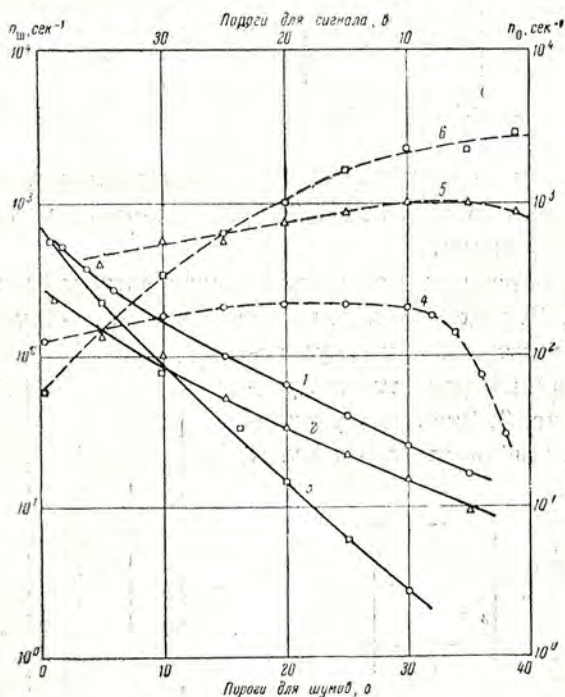


Рис. 4. Амплитудные спектры импульсов ФЭУ-64

1 и 4 — шум и сигнал ФЭУ № 33. 11.61, $U_{\text{пит}} = 1000$ в; 2 и 5 — шум и сигнал ФЭУ № 12. 2.62, $U_{\text{пит}} = 1000$ в; 3 и 6 — шум и сигнал ФЭУ № 1.3.62, $U_{\text{пит}} = 800$ в

давали в оптимальном режиме в 8—10 раз меньшую скорость счета шумов, чем ФЭУ-16. С другой стороны, обеспечивалась более эффективная регистрация фотонов. По своим характеристикам выделялся экземпляр ФЭУ-64 (1.3.62), давший наибольший прирост в скорости счета при освещении. Общее число шумовых импульсов составляло 565 сек^{-1} при 800 в. Режим работы становился нестабильным при повышении напряжения питания до 860 в. Характеристики ФЭУ-64 в наилучших режимах приведены в табл. 2.

Общее число эмиттированных термоэлектронов на единицу поверхности составляло $(0,7 \div 2) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Амплитудное распределение импульсов при освещении ФЭУ потоком в $3,6 \cdot 10^{-11}$ лм приведено на фиг. 4. Интересным обстоятельством была регистрация импульсов, амплитуда которых в 1,5—2 раза превышала амплитуду импульсов от отдельных электронов. Расчеты показали, что число этих импульсов слишком велико, чтобы можно было объяснить их появление наложением двух или трех одноэлектронных импульсов.

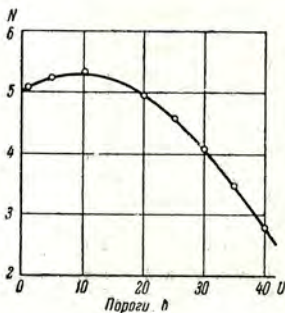
Таблица 2

Номер ФЭУ	Напряжение питания, в	Скорость счета фотонов при $\Phi = 3,6 \cdot 10^{-11}$ лм, сек ⁻¹	Скорость счета шумов, сек ⁻¹	Информационный критерий (двоичные единицы)	Минимальный световой поток при экспозиции 30 сек, лм
33.11.61	800	448	42	3,97	$3,8 \cdot 10^{-13}$
12.2.62	1000	1090	135	4,55	$2,8 \cdot 10^{-13}$
1.3.62	800	62 *	79	1,58 *	$1,8 \cdot 10^{-14}$

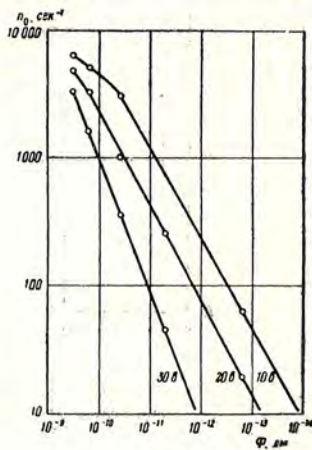
* Данный экземпляр ФЭУ испытывался при освещении потоком в $1,62 \cdot 10^{-13}$ лм.

Изменение величины критерия N со снижением порога амплитудной селекции, показано на фиг. 5. Максимум на кривой соответствует оптимальному режиму счета.

С применением нейтральных светофильтров световой поток ослаблялся в 10^2 — 10^3 раз. Определялась величина пороговых световых потоков и линейность фотометрических характеристик. Полученные результаты представлены на фиг. 6. Отмечена удовлетворительная линейность в пределах



Фиг. 5. Изменение информационного критерия N с изменением порога амплитудной селекции



Фиг. 6. Скорость счета при различных световых потоках и порогах амплитудной селекции

статистической ошибки измерения между изменением интенсивности светового потока Φ и скоростью счета n_0 . Отклонение от линейности при $\Phi > 10^{-10}$ лм объясняется «мертвым» временем аппаратуры. Со снижением порога амплитудной селекции скорость счета фотонов растет, так как регистрируется все большее число импульсов от единичных электронов. Для измерения световых потоков $\Phi > 10^{-10}$ лм необходимо применить более высокие пороги амплитудной селекции. На фиг. 6 заметна тенденция возрастания линейной части характеристик при увеличении порога амплитудной селекции.

Для определения пороговой чувствительности ФЭУ был использован световой поток $\Phi = 1,62 \cdot 10^{-13}$ лм. При оптимальном пороге амплитудной селекции были получены результаты: $n_{ш} = 79$ сек⁻¹, $n = 141$ сек⁻¹. Скорость счета фотонов составила 62 сек⁻¹. При использовании порога-

вого критерия 4 σ это определяет минимальный световой поток, равным $1,8 \cdot 10^{-14}$ лм, если экспозиция 30 сек.

При дальнейшем ослаблении светового потока и увеличении экспозиции до 10 мин был зарегистрирован поток в $5 \cdot 10^{-15}$ лм. Стабильность шумов ФЭУ и параметры аппаратуры позволяют удлинить возможное время экспозиции t во много раз. Чувствительность будет увеличиваться при этом пропорционально $\sqrt{t}$.

Таким образом, была достигнута чувствительность в $1,8 \cdot 10^{-14}$ лм при экспозиции 30 сек. Такая чувствительность достигнута без применения охлаждения.

Следует отметить, что использование счетчиков фотонов очень перспективно для астрономических и астрофизических наблюдений. Они позволяют достигнуть не только высокой чувствительности в регистрации световых потоков. Применяемая импульсная аппаратура весьма надежна и удобна в эксплуатации. Возможно использование импульсных усилителей, амплитудных дискриминаторов и регистраторов, серийно выпускаемых промышленностью для ядерной физики. Выходные данные получаются в цифровой форме в виде двоичного или десятичного кода. Это позволяет непосредственно вводить их в цифровую вычислительную машину для обработки, без дополнительного преобразования.

Выводы

1. Сконструированный счетчик фотонов позволил достигнуть чувствительности $1,8 \cdot 10^{-14}$ лм при экспозиции 30 сек.

2. Показана линейность фотоэлектрических характеристик в диапазоне 10^{-10} — 10^{-14} лм.

3. Испытаны характеристики фотоумножителя ФЭУ-64 и показана перспективность его использования для фотометрирования слабых световых потоков.

В заключение авторы выражают свою признательность Н. Н. Нечаевой за ценную помощь в проведении измерений и обработке результатов.

8 сентября 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. L. Locher. Phys. Rev., 42, 525, 1932.
2. С. Ф. Родионов. ЖЭТФ, 10, 294, 1940.
3. W. A. Baum. Astron. J., 60, № 1, 25, 1955.
4. B. M. Young, L. P. Coore. Trans. Illum. Eng. Soc., 24, 1, 46, 1959.
5. В. И. Гольдманский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз, 1959.
6. Н. С. Хлебников, А. Е. Меламид, Т. А. Ковалева. Радиотехника и электроника, 7, 3, 518, 1962.
7. В. В. Артемьев, ПТЭ, 1962 (в печати).

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ СЧЕТА ФОТОНОВ И УСИЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА ДЛЯ СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

Н. А. Димов

Описываются результаты экспериментального исследования метода счета фотонов и сравнение этого метода с усилением постоянного тока. Измерения проводились с фотоумножителями ЕМІ 9502В.

Показано, что при использовании пороговой амплитудной дискриминации отношение сигнал/темновой фон улучшается приблизительно на 20%. Непосредственное сравнение методов (фиг. 3) для светового потока 10^{-12} лм при одинаковой постоянной времени показало, что отношение сигнал/шум для рассматриваемых методов практически одинаково.

В заключение сопоставлены преимущества и недостатки обоих методов.

A COMPARISON OF THE METHOD OF PHOTON COUNTS AND THE METHOD OF DIRECT CURRENT AMPLIFICATION FOR WEAK LIGHT FLUXES, by N. A. Dimov.— The results of an experimental investigation of the method of photon counts and its comparison to that of direct current amplification are described. The measurements were made with EMI 9502 B photomultipliers.

It is shown that the use of threshold amplitude discrimination leads to an improvement of the signal to background ratio by about 20%. A direct comparison of the methods (fig. 3) for a light flux of 10^{-12} lm at an identical time constant shows that the signal to noise ratio is practically the same for both methods.

In conclusion the advantages and shortcomings of each of the methods are compared.

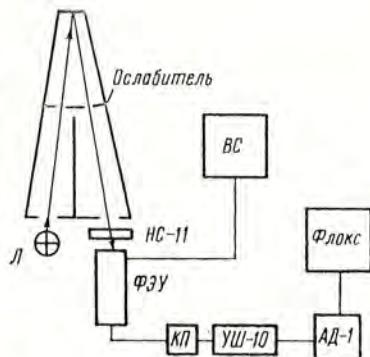
Экспериментальное сравнение методов счета фотонов и усиления постоянного тока представляет интерес в связи с тем, что при разработке фотоэлектрической аппаратуры для регистрации слабых световых потоков (10^{-10} лм) решающее значение имеет достижение наибольшего отношения сигнал/шум. Сравнение методов проводилось с фотоумножителями ЕМІ типа 9502 В. Появившиеся позднее отечественные умножители ФЭУ-64, по-видимому, не уступающие по своим характеристикам фотоумножителям ЕМІ, изучены В. В. Артемьевым и И. П. Рожновой (Институт электромеханики) [1]. Их выводы, полученные совершенно независимо, находятся в хорошем согласии с нашими.

Влияние пороговой амплитудной дискриминации на улучшение отношения сигнал/шум можно объяснить тем, что средняя амплитуда импульсов темнового фона меньше средней амплитуды импульсов, вызван-

ных фотонами [2, 3]. Для сравнения методов важно установить величину и условия получения улучшения отношения сигнал/шум.

Для этой цели нами использована стандартная аппаратура. Блок-схема установки показана на фиг. 1. В качестве дискриминатора применялся пороговый амплитудный дискриминатор типа АД-1 («Крыжовник») с предварительным широкополосным усилителем УШ-10.

Между усилителем и фотоумножителем (ФЭУ) включен согласующий катодный повторитель КП. Для подсчета импульсов в этих опытах использовался пересчетный прибор типа ПС-10000 («Флокс»). Напряжение на фотоумножителе от высоковольтного выпрямителя типа ВС-16 подбиралось так, чтобы изменение его на ± 100 в не влияло на число импульсов темнового фона в секунду. В этом случае можно считать, что все электроны, вылетевшие с катода, регистрируются пересчетным прибором. Установка напряжения производилась при пороговом ограничении, равном нулю.

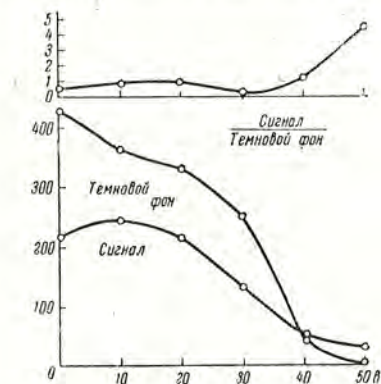


Фиг. 1. Блок-схема установки для счета фотонов

Фотокатод умножителя освещается через ослабитель света лампочкой Л. Ослабитель подобен применявшемуся в [1]. Величина светового потока

устанавливалась при помощи дополнительного фильтра НС-11 равной 10^{-12} лм. Следует отметить, что световой поток такой величины уверенно регистрировался только фотоумножителями ЕМ1 и терялся в шумах темнового тока для фотоумножителей типа ФЭУ-15, ФЭУ-16 и ФЭУ-19.

Результаты проведенных измерений показаны на фиг. 2. На оси абсцисс отложены величины порога ограничения в вольтах, на оси ординат — число импульсов в секунду, зарегистрированное пересчетной установкой. Кривая «сигнал» дает разности между полным числом импульсов и числом импульсов темнового фона. Отдельно приведена кривая изменения темнового фона в зависимости от порога ограничения.



Фиг. 2. Зависимость числа импульсов в секунду от величины пороговой амплитудной дискриминации для фотоумножителей ЕМ1 типа 9502 В

Выше на рисунке показана также кривая, характеризующая изменения отношения сигнал/темновой фон.

Из фиг. 2 видно, что при напряжении ограничения порядка 15 в имеется улучшение ($\sim 20\%$) отношения сигнал/темновой фон, а затем при напряжении 30 в довольно резкое ухудшение. Дальнейшее улучшение отношения не представляет интереса, так как при этом (см. нижнюю часть фиг. 2) резко снижается число импульсов в секунду. Существенным

следует считать то улучшение отношения сигнал/темновой фон, когда происходит уменьшение темнового фона без уменьшения сигнала.

Таким образом, можно говорить только об улучшении отношения на величину порядка 20% при ограничении 10—15 в.

Для непосредственного сравнения метода счета и метода усиления постоянного тока сделаны две записи одного и того же светового потока 10^{-12} лм (фиг. 3). Постоянная времени усилителя постоянного тока и измерителя скорости счета одинакова и выбрана равной 1 сек. Записи

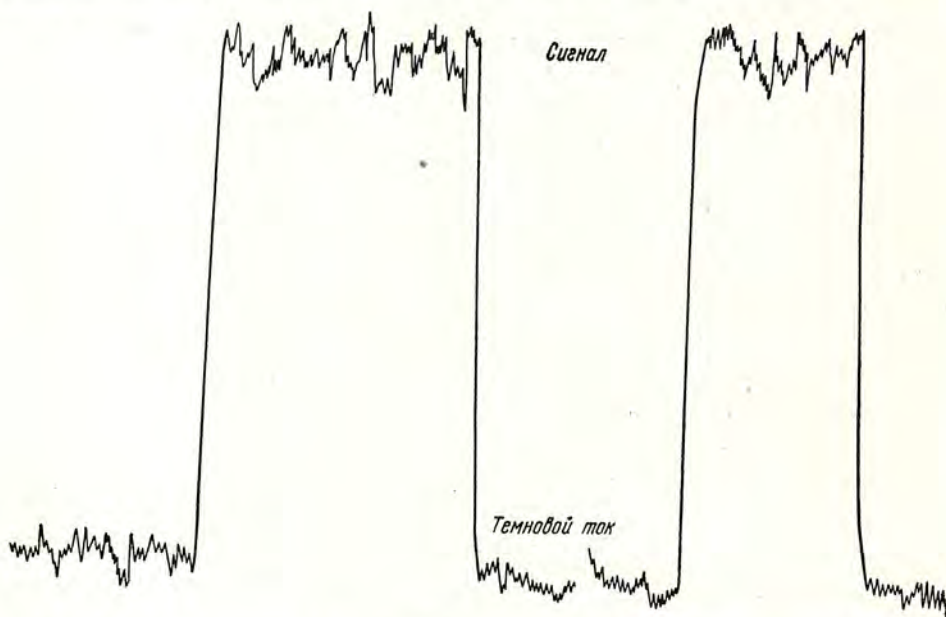


Рис. 3. Запись светового потока 10^{-12} лм усилителем постоянного тока (слева) и измерителем скорости (справа)

сделаны на электронном потенциометре ЭПП-09, причем входное сопротивление усилителя постоянного тока подбиралось так, чтобы при записи обоими методами амплитуда была приблизительно одинакова.

Оценка отношения сигнал/шум показывает, что оба метода дают в общем одинаковые результаты. Такие же результаты получаются при регистрации более слабых световых потоков, когда из-за малого отношения сигнал/шум для измерений по постоянному току используется RC -интегратор, а для счета фотонов установка, подобная изображенной на фиг. 1. Таким образом, сравнивая оба метода применительно к конкретной задаче, следует учитывать в основном рациональность использования той или иной аппаратуры. Мы не будем рассматривать здесь технику усиления постоянного тока. Отметим только, что она существенно проще техники счета фотонов и что современные усилители постоянного тока настолько стабильны, что более существенной оказывается зависимость темнового тока фотоумножителя от температуры.

Однако необходимо отметить некоторые достоинства метода счета фотонов сравнительно с усилением постоянного тока.

Во-первых, начиная с некоторого напряжения, на фотоумножителе число импульсов от фотоэлектронов не зависит от изменений этого напряжения. Во-вторых, накопление можно производить в течение сколь угодно большого времени.

Третье преимущество метода счета заключается в том, что можно весьма простым способом оценивать оптимальное время интегрирования, необходимое для получения заданной точности. При этом можно пользоваться простым соотношением

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{n}},$$

где ε — относительная ошибка, n — число статистически распределенных импульсов от фотоэлектронов. При наличии темнового фона задача несколько усложняется. Однако и в этом случае она проще, чем при использовании усиления постоянного тока.

Четвертым, немаловажным достоинством метода является то, что информация о сигнале выражается в ч и с л е импульсов. Методы преобразования информации в таком виде отличаются большим разнообразием и высокой точностью. Наконец, отметим то обстоятельство, что при использовании метода счета исключаются погрешности, вносимые диодной системой фотоумножителя [4]. Однако, как видно из рассмотрения фиг. 3, для фотоумножителей ЕМІ эта погрешность практически отсутствует.

Существенным, по нашему мнению, недостатком метода счета сравнительно с накоплением сигнала постоянного тока является то, что метод счета не обеспечивает точного измерения большого диапазона яркостей звезд. Применяя усиление постоянного тока, мы можем, уменьшая сопротивление нагрузки, производить измерение более ярких звезд. В методе счета такие измерения ограничены временным разрешением аппаратуры, которая может без ошибок сосчитать не более 10^4 — 10^5 статистически распределенных импульсов в секунду. Поэтому диапазон измеримых звездных величин в зависимости от величины темнового фона оценивается как 4^m — 5^m .

Однако это ограничение не является непреодолимым и в дальнейшем, вероятно, окажется более выгодным применение метода счета, а не усиления постоянного тока.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. А р т е м ь е в, И. П. Р о ж н о в а. Наст. том, стр. 297.
2. Н. J. J. В r a d d i c k. Repts am Progress im Phys., 23, 166, 1960.
3. В. Б л и ц т е й н. Настоящее и будущее телескопов умеренного размера. ИЛ, 1960, стр. 94.
4. А. Ван-дер-З и л. Флуктуации в радиотехнике и физике, ГЭИ, 1958, стр. 267.

**ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ СЧЕТА С ЛИНЕЙНОЙ
ВЫХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ***А. В. Брунс, А. И. Смирнов*

Изложен метод построения схем измерителя скорости счета с линейной выходной характеристикой. Выведенные формулы представлены в удобном для практических расчетов виде. Даются указания по расчету и налаживанию схем измерителей скорости счета с заданной линейностью выходного напряжения.

A DEVICE WITH A LINEAR OUTPUT CHARACTERISTIC FOR MEASUREMENTS OF THE COUNT RATE, by *A. V. Bruns, A. I. Smirnov*. A method is proposed for the design of schemes of a measuring device of the count rate with a linear output characteristic. The formulas obtained are represented in a form convenient for practical use. Instructions are given for the computation and adjustment of measuring devices of the count rate with a given linear output voltage.

Радиотехнические импульсные схемы в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки и техники. В частности, при проведении некоторых экспериментов необходимо осуществлять счет импульсов. Счетные схемы можно разделить на две группы — схемы, считающие абсолютное число импульсов, и схемы измерения среднего числа импульсов, поступающих на вход устройства, в единицу времени.

Схемы второй группы называются измерителями скорости счета (ИСС) и получили широкое распространение там, где по условиям эксперимента необходимо иметь непрерывный контроль средней скорости счета. Работа ИСС хорошо освещена в технической литературе [1, 2]. Наибольшее практическое применение получили ИСС с дозирующими конденсаторами.

Измеритель скорости счета с дозирующим конденсатором

На фиг. 1 приведена схема ИСС с дозирующей емкостью. Зависимость выходного напряжения от числа поступающих на вход импульсов определяется соотношением

$$U_{\text{вых}} = E \frac{NC_{\text{д}}R_{\text{н}}}{1 + NC_{\text{д}}R_{\text{н}}}, \quad (1)$$

где E — амплитуда нормализованных импульсов; N — среднее число импульсов в секунду; G_d — емкость дозирующего конденсатора; R_n — нагрузочное сопротивление.

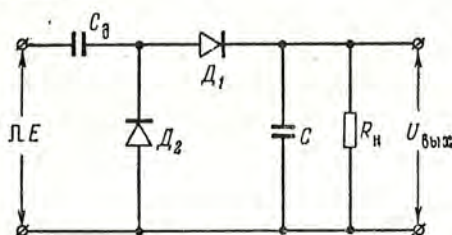
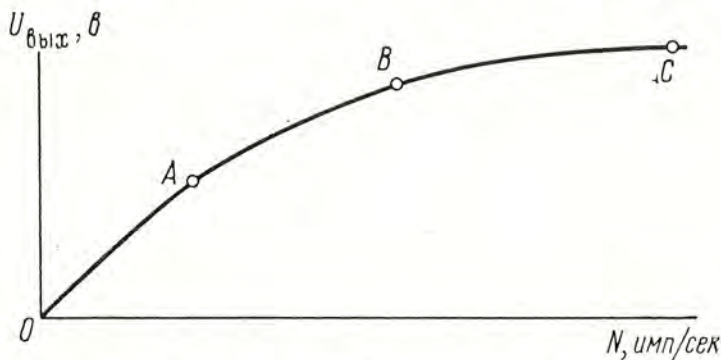


Рис. 1. Измеритель скорости счета с дозирующим конденсатором

На фиг. 2 графически представлена зависимость $U_{\text{вых}}$ от N . На приведенном графике можно выделить три характерных участка — линейный участок OA , переходной AB и участок насыщения BC . Наиболее линейный участок OA соответствует малому выходному напряжению.



Фиг. 2. Зависимость выходного напряжения ИСС с дозирующим конденсатором от числа поступающих на вход импульсов

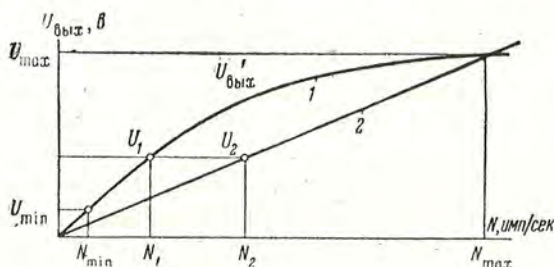
По мере увеличения частоты следования импульсов N напряжение на выходе ИСС возрастает, при этом линейность характеристики ухудшается. Это следует также из анализа формулы (1). Если $NG_dR_n \ll 1$, то зависимость выходного напряжения от числа поступающих на вход нормализованных импульсов N может быть представлена в виде

$$U_{\text{вых}} \approx ENC_d R_n, \quad (2)$$

т. е. напряжение на выходе измерителя скорости счета прямо пропорционально числу импульсов, поступающих на вход.

Однако в этом случае выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ будет составлять незначительную долю от амплитуды нормализованных импульсов $E_{\text{имп}}$. Если схема нагружена на низкоомное сопротивление, например, стрелочный прибор, этот недостаток мало ощутим, но если по условиям эксперимента нужно измерять не ток, а напряжение на выходе схемы, необходимо работать при больших амплитудах E . Удобно производить

измерения частоты следования импульсов прибором с линейной шкалой, проградуированной в единицах частоты. Так как выходная характеристика ИСС не линейна, то показания прибора будут отличаться от истинного значения N . Определим чему в данном случае будет равна относительная ошибка измерений δ . Обычно задается определенная точность, с которой необходимо измерять число импульсов N , а также допустимые пределы измерения числа импульсов. Предположим, что $N_{\min}$ и $N_{\max}$ пределы измерения числа импульсов (см. фиг. 3).



Фиг. 3. Графическое построение для вывода формулы относительной ошибки измерений (отклонение от линейности)

На графике фиг. 3 кривая 1 представляет изменение напряжения на выходе ИСС и описывается выражением

$$U'_{\text{вых}} = E \frac{N_1 C_d R_n}{1 + N_1 C_d R_n},$$

где $U'_{\text{вых}}$ и N_1 — текущие координаты кривой 1.

Показания такого измерительного прибора соответствовали бы прямой 2, уравнение которой

$$U_2 = \frac{U_{\max}}{N_{\max}} N_2,$$

где $N_{\max}$ — верхний предел измерений числа импульсов; $U_{\max}$ — показания прибора при $N_{\max}$; U_2 и N_2 — текущие координаты прямой 2.

При напряжении на выходе U_1 число импульсов должно быть N_1 , однако, прибор даст показания, соответствующие N_2 . Следовательно, относительная ошибка δ будет равна:

$$\delta = 1 - \frac{N_1}{N_2}. \quad (3)$$

Определив отношение N_1/N_2 из условия $U_1 = U_2$ (см. фиг. 3), будем иметь

$$\delta = 1 - \frac{U_{\max}/N_{\max}}{R_n C_d (E - U_1)}. \quad (4)$$

Из выражения (1) напряжение на выходе измерителя скорости счета при $N = N_{\max}$ равно:

$$U_{\max} = \frac{E R_n C_d}{1 + R_n C_d N_{\max}},$$

откуда

$$R_n C_d = \frac{U_{\max} / N_{\max}}{E - U_{\max}} \quad (5)$$

Подставив (5) в (4), получим выражение для относительной ошибки:

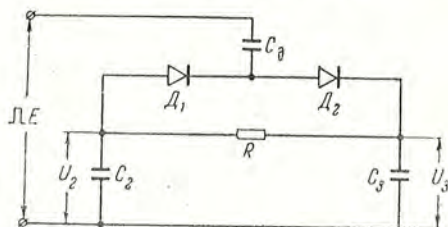
$$\delta = \frac{U_{\max} - U'_{\text{вых}}}{E - U'_{\text{вых}}}.$$

Наибольшее значение δ будет при $U'_{\text{вых}} = U_{\min}$

$$\delta_{\max} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{E - U_{\min}}. \quad (6)$$

Легко убедиться, что при нелинейности порядка нескольких % и максимальном выходном напряжении единиц вольт, амплитуда поступающего на вход нормализованного импульса E должна быть сотни вольт. Это условие трудно выполнить практически, особенно, если схема ИСС проектируется на полупроводниковых приборах, так как напряжение питания последних не более одного или нескольких десятков вольт.

Предлагаемый нами метод повышения линейности выходного напряжения заключается в том, что схема ИСС строится из отдельных ячеек, работающих при малых выходных напряжениях, а выходное напряжение всей схемы измерителя скорости счета — сумма напряжений на каждой ячейке.



Фиг. 4. Схема видоизмененной ячейки ИСС

Измеритель скорости счета с линейной выходной характеристикой.

Схема отдельной такой ячейки представлена на фиг. 4.

Выведем формулу зависимости изменения напряжения на сопротивлении R от числа поступающих на вход нормализованных импульсов. Рассматривая задачу в общем виде, предположим, что на интегрирующих конденсаторах C_2 и C_3 ($C_2 \approx C_3 \gg C_d$) имеется какое-то начальное напряжение $U_{20} = U_{30} = U_0$.

Соответственно начальный заряд на конденсаторах:

$$g_{20} = C_2 U_{20}; \quad g_{30} = C_3 U_{30}.$$

Определим, чему равно изменение напряжения ΔC_d на дозирующем конденсаторе C_d в результате действия нормализованного импульса в установившемся режиме ($N = \text{const}$, $t \gg RC_{\text{инт}}$). При поступлении на вход схемы (см. фиг. 4) положительного импульса с амплитудой E напряжение на C_d будет:

$$U'_d = E - (U_0 + \Delta U_3),$$

где ΔU_3 — приращение напряжения на конденсаторе C_3 в установившемся режиме.

По окончании действия импульса напряжение на C_d установится равным:

$$U_d'' = -(U_0 + \Delta U_2),$$

где ΔU_2 — приращение напряжения на конденсаторе C_2 в установившемся режиме.

Откуда изменение напряжения на дозирующем конденсаторе C_d :

$$\begin{aligned} \Delta U_d &= U_d' - U_d'', \\ \Delta U_d &= E - (\Delta U_2 + \Delta U_3). \end{aligned} \quad (7)$$

Следовательно, заряд, переносимый с конденсатора C_2 на конденсатор C_3 дозирующим конденсатором C_d в установившемся режиме при действии одного импульса, будет:

$$q = C_d \Delta U_d.$$

При действии N импульсов в секунду заряд, получаемый конденсатором C_3 от C_2 , будет:

$$Q = C_d \Delta U_d N.$$

Найдем теперь выражение для выходного напряжения схемы. Заряд, теряемый ежесекундно конденсатором C_3 , вследствие утечки через сопротивление R численно равен разности потенциалов между C_2 и C_3 , деленной на это сопротивление. Обозначив разность потенциалов между C_2 и C_3 через $U_{\text{вых}}$:

$$U_{\text{вых}} = (U_0 + \Delta U_3) - (U_0 - \Delta U_2) = \Delta U_3 + \Delta U_2 \quad (8)$$

получим

$$C_d \Delta U_d N = \frac{U_{\text{вых}}}{R}. \quad (9)$$

Подставляя в (9) выражения (7), (8) и произведя необходимые преобразования, запишем формулу выходного напряжения схемы фиг. 4:

$$U_{\text{вых}} = E \frac{NC_d R}{1 + NC_d R}. \quad (10)$$

Из рассмотрения формулы (10) видно, что выходное напряжение схемы фиг. 4 зависит от числа приходящих импульсов и не зависит от начальных потенциалов конденсаторов C_2 и C_3 . Если соединить n таких ячеек параллельно по входу, а их нагрузочные сопротивления R соединить последовательно (фиг. 5), то разность потенциалов между точками a и b будет равна:

$$U_{cn} - U_{c2} = n \frac{ENC_d R}{1 + NC_d R}, \quad (11)$$

где n — число ячеек, R — нагрузочное сопротивление одной ячейки.

Полное сопротивление нагрузки схемы из n ячеек

$$R_{\text{нагр}} = nR$$

или

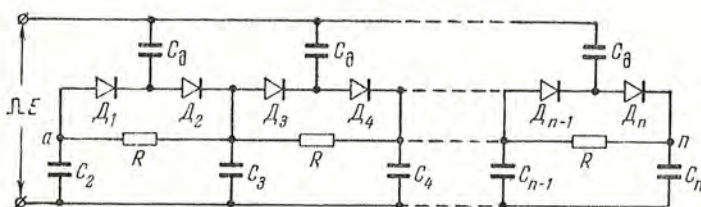
$$R = \frac{R_{\text{нагр}}}{n}; \quad (12)$$

подставив (12) в (11), будем иметь

$$U_{Cn} - U_{C2} = E \frac{NC_{\text{д}} R_{\text{нагр}}}{1 + \frac{1}{n} NC_{\text{д}} R_{\text{нагр}}}.$$

Обозначим $U_{Cn} - U_{C2} = U_{\text{вых } n}$. Для выходного напряжения схемы из n ячеек получим

$$U_{\text{вых } n} = E \frac{NC_{\text{д}} R_{\text{нагр}}}{1 + \frac{1}{n} NC_{\text{д}} R_{\text{нагр}}}. \quad (13)$$



Фиг. 5. Схема построения ИСС с заданной линейностью выходной характеристики

Относительная ошибка измерений σ_n схемы с n ячейками, определенная ранее приведенным методом, будет равна

$$\delta_n = \frac{U_{\text{max}} - U'_{\text{вых}}}{En - U'_{\text{вых}}}. \quad (14)$$

Наибольшее значение δ_n будет при $U'_{\text{вых}} = U_{\text{min}}$

$$\delta_{n \text{ max}} = \frac{U_{\text{max}} - U_{\text{min}}}{En - U_{\text{min}}}. \quad (15)$$

Сравнивая выражения (6) и (15), можно сказать, что в схеме (фиг. 5) относительная нелинейность выходной характеристики будет значительно меньше, чем в схеме обычного ИСС.

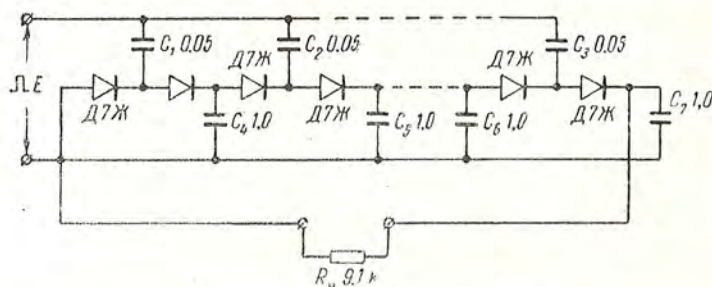
Практическая схема измерителя скорости счета с линейной выходной характеристикой, указания по расчету и налаживанию

В практическом исполнении схемы с n ячейками нагрузочное сопротивление из n сопротивлений (см. фиг. 5) может быть заменено одним общим $R_n = nR$ как на схеме, приведенной на фиг. 6. На фиг. 7 приведены выходные характеристики этой схемы, снятые при числе ячеек $n = 1, 2, 3, 4$ и амплитуде нормализованных импульсов $E = 14$ в. При расчете схемы исходными данными являются:

а) пределы частоты следования нормализованных импульсов

$$N_{\text{min}} \text{ и } N_{\text{max}},$$

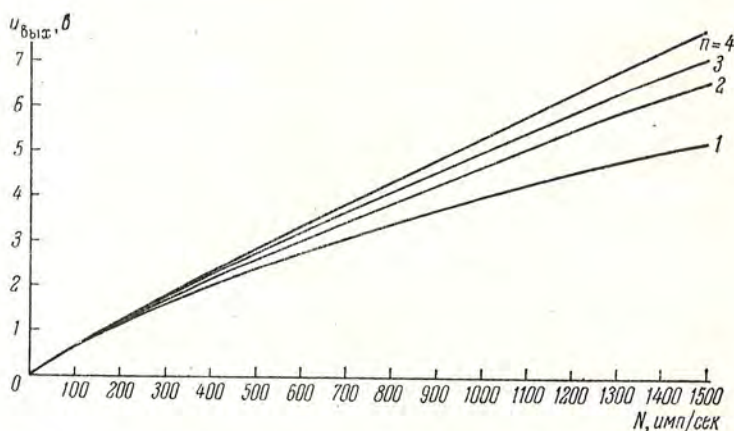
- б) пределы изменения выходного напряжения $U_{\max}$, $U_{\min}$,
 в) сопротивление нагрузки R_n ,
 г) относительная ошибка измерений (отклонение от линейности) δ_n .



Фиг. 6. Практическая схема ИСС с заданной линейностью выходной характеристики

Расчет схемы ИСС целесообразно выполнять в таком порядке:

1. Задаемся амплитудой нормализованных импульсов E .
2. Из выражения (15) определяем n — необходимое число ячеек.
3. Пользуясь соотношением (13), вычисляем емкость дозирующего конденсатора C_d .



Фиг. 7. Выходные характеристики ИСС с числом ячеек $n = 1, 2, 3, 4$

Найденная величина C_d может отличаться от значений в шкале номинальных величин. Поэтому при расчете C_d по формуле (13) необходимо принять значение сопротивления R_n на 5—10% меньше заданного. Вычисленная емкость конденсатора C_d округляется до ближайшей номинальной величины. Установку нужных пределов измерения выходного напряжения удобно производить подбором сопротивления R_n , шунтируя включенное в схему для этой цели сопротивление нагрузки, переменным сопротивлением. Величина интегрирующих конденсаторов обуславливает точность измерений. Так, например, для получения достаточ-

ной в большинстве случаев точности порядка 3% необходимо выбирать величину интегрирующей емкости из условия $C_{\text{интгр}} \geq 10 C_d$ [2].

Авторы выражают благодарность Д. Н. Рачковскому за ряд полезных замечаний.

Декабрь 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. М. Б о н ч - Б р у е в и ч. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. Гостехиздат, 1956.
2. А. А. С а н и н. Электронные приборы ядерной физики. Физматгиз, 1961.
3. Ю. М. Ц о д и к о в. Автоматика и телемеханика, 23, № 4, 1962.
4. Г. С. Б а б и ч е н к о, А. А. Б о г д а н о в, Б. И. Х а з а н о в. Приборы и техника эксперимента, № 3, 1958.
5. В. И. С а ф о н о в, И. Н. И в а н о в. Измерительная техника, № 1, 1961.
6. А. В. Б р у н с. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 331, 1962.

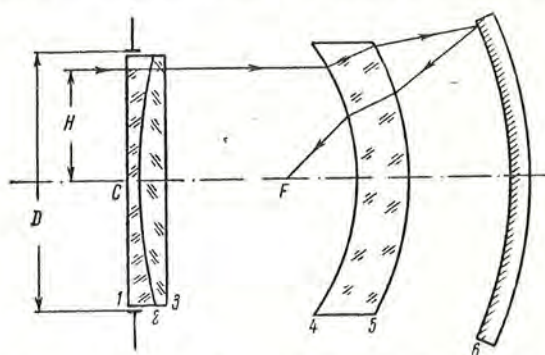
СВЕТОСИЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ СИСТЕМА

Г. М. Попов

Описана светосильная зеркально-линзовая менисковая система с двойным ходом лучей через мениск; варианты системы приведены в таблице. Дан метод вычисления асферической поверхности коррекционной пластинки и определения внеосевых аберраций ее.

A FAST MIRROR-LENS SYSTEM, by G. M. Popov.— A fast mirror-lens meniscus system with a double passage of the light ray through the meniscus is described. The variants of the system are given in the table. A method for computing the aspherical surface of the correction plate and determining its off-axis aberrations is proposed.

Для решения многих задач в астрономии необходима светосильная оптическая система с достаточно большим полем; выбор этих систем



Ахроматизованная зеркально-линзовая система с двойным ходом лучей через мениск

весьма ограничен [1]. Мы подробно исследовали систему вида (см. фигуру) и нашли, что она обладает высокой светосилой ($1 : 0,7-1 : 0,8$) и полем зрения ($20 \div \div 30^\circ$) при диаметре отверстия, достигающем 20 см. Это концентрическая система, содержащая мениск и зеркало (лучи дважды проходят через мениск) и плоскопараллельную пластинку, склеенную из стекол с одинаковым

средним показателем преломления, но различными дисперсиями («хроматическая» пластинка), предназначенную для компенсации хроматизма концентрической системы. Концентрическая система рассчитывается таким образом, чтобы свести к минимуму сферическую аберрацию для бесконечно удаленного объекта. Методика расчета аналогичных систем подробно излагалась нами в [1—3], а потому мы ограничимся лишь приведением результатов расчета различных вари-

№ систе- мы	r_4	r_5	r_6	n_D	D	R	ΔS				A
							$H = -20$	$H = -32$	$H = -40$	$H = -48$	
1	-100,0	-200,0	-260,525	1,5163 (K8)	100,0	-90,238	-0,0012	+0,003	+0,0029	+0,0003	1 : 0,902
2	-100,0	-192,0	-257,213	1,5163 (K8)	100,0	-90,590	-0,002	-0,0007	+0,0013	+0,0004	1 : 0,906
3	-100,0	-177,778	-251,34	1,5163 (K8)	100,0	-91,435	-0,005	-0,0061	-0,0032	+0,0004	1 : 0,914
							$H = -28$	$H = -42$	$H = -56$	$H = -60$	
4	-100,0	-200,0	-261,17	1,5163 (K8)	112	-90,393	+0,0142	+0,025	+0,0213	0	1 : 0,84
5	-100,0	-175,0	-250,0	1,5163 (K8)	120	-91,587	-0,009	-0,0103	0	0	1 : 0,764

антов системы (без пластинки) в таблице. Здесь приведены: конструктивные элементы концентрической системы — радиусы r_4 , r_5 , r_6 и показатель преломления стекла мениска n_D для $\lambda = 5893 \text{ \AA}$, диаметр апертурной диафрагмы D ; радиус кривизны поля R (без учета дефокусировки), численно равный фокусному расстоянию системы; далее в четырех столбцах даны значения продольной сферической aberrации для различных зон H . В последнем столбце приведены значения относительного отверстия A . Все размеры даны в миллиметрах. Заметим, что в таблице (за немногими исключениями) приведены системы с aberrацией, близкой к минимуму; характерной особенностью этих систем является изменение знака сферической aberrации при некотором значении толщины мениска (например, системы № 1 и 3 в таблице), причем сферическая aberrация принимает минимальное значение (система № 2 в таблице). Все системы имеют кружок наименьшего рассеивания не свыше 0,03 мм диаметром в монохроматических лучах при $\lambda = 5893 \text{ \AA}$. Для «хроматической» пластинки $r_1 = r_3 = \infty$; r_2 находим из условия исправления хроматизма положения (и увеличения) в системе.

Такая ахроматизованная система (см. фигуру) была рассчитана нами; конструктивные элементы ее следующие (размеры даны в миллиметрах):

$$\begin{aligned}
 r_1 &= \infty & d_1 &= 5,35714 \text{ (TK16)} \\
 r_2 &= 357,143 & d_2 &= 21,4286 \text{ (Ф1)} \\
 r_3 &= \infty & d_3 &= 157,143 \\
 r_4 &= -178,571 & d_4 &= 99,2063 \text{ (TK16)} \\
 r_5 &= -277,778 & d_5 &= 161,454 \\
 r_6 &= -439,232 & d_6 &= -161,454 \\
 r_7 &= -277,778 & d_7 &= -99,2063 \text{ (TK16)} \\
 r_8 &= -178,571 & & \\
 f &= 164,661; A = 1 : 0,82; D = 200;
 \end{aligned}$$

Поле по диаметру составляет $2w = 25^\circ$.

Кружок наименьшего рассеивания на оси, образованный лучами от C (6563 Å) до F (4861 Å), не превосходит 0,03 мм по диаметру. На краю поля протяженность пятна рассеивания в меридиональной плоскости в лучах от C до F составляет около 0,05 мм. Вся оптика системы сферическая; ее следует в особенности рекомендовать для фотографирования метеоров и искусственных спутников Земли. Система может также использоваться в качестве камеры для спектрографа; при этом «хроматическая» пластинка оказывается излишней. Опытный экземпляр подобной системы был изготовлен нами совместно с сотрудником Крымской астрофизической обсерватории АН СССР В. И. Проппом; диаметр входного зрачка этой системы $D = 80$ мм, относительное отверстие $A = 1 : 0,6$, поле искривлено ($2w = 40^\circ$); спектральные линии на негативах имеют ширину не выше 0,03 мм. Камера используется для небулярного спектрографа. Диаметр и светосила системы могут быть значительно увеличены, если применить ретушь одной из плоских поверхностей пластинки, исправляющую остаточную сферическую aberrацию системы; это позволяет применять системы с более тонкими менисками. Толщина d пластинки теперь является функцией H :

$$d(H) \simeq \frac{1}{n-1} \int \eta(H) dH, \quad (1)$$

где $\eta(H)$ — угловая сферическая aberrация концентрической системы; n — показатель преломления стекла пластинки. Разложив $d(H)$ в степенной ряд и сохранив лишь три первых члена разложения, получим

$$d(H) = \frac{1}{n-1} \left(\frac{H}{4} \eta_3 + \frac{H}{6} \eta_5 + \frac{H}{8} \eta_7 \right), \quad (2)$$

где η_3, η_5, η_7 — угловая сферическая aberrация 3, 5 и 7-го порядков соответственно [2]. Асферическая пластинка вносит внеосевые aberrации, величину которых в меридиональной плоскости можно оценить по формуле

$$\alpha \simeq \left(1 + \frac{n+1}{2n} w^2 \right) \eta(H) - \eta(h), \quad (3)$$

где α — меридиональная внеосевая угловая aberrация, w — угол поля, $h = H \cos w$.

Формула (3) легко выводится, если учесть, что пластинка представляет собой тонкий клин (с меняющимся углом) и полностью исправляет сферическую aberrацию системы на оси. Формулы (1), (2) и (3) являются общими и могут быть применены к произвольной концентрической системе с асферической пластинкой в центре кривизны системы (пластинка работает в параллельном пучке лучей).

20 ноября 1962 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 27, 309, 1961.
2. Г. М. Попов. Оптико-механическая промышленность, 3, 12, 1961.
3. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 341, 1962.
4. B o u w e r s. Achievements in Optics, Elsevier Publ. Co. Inc., 1946.

ХРОНИКА

В течение 1962 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и совещаниях. На XIII Международную конференцию по астронавтике в Варне (Болгарская Народная Республика) выезжал профессор В. К. Прокофьев. Ряд сотрудников участвовали в конференции по переносу лучистой энергии в Москве, в конференциях молодых специалистов в Москве и Ленинграде, летнем астрофизическом семинаре в Тарту, в конференции по атомным столкновениям в Ужгороде и др., а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

6—8 сентября в обсерватории состоялся Симпозиум, посвященный проблемам нестационарных звезд. В работе Симпозиума приняло участие 48 советских и 7 зарубежных астрономов.

16—19 октября в обсерватории проходил очередной Пленум Комиссии по исследованию Солнца.

12—15 декабря в обсерватории вел работу технический семинар по электрофотометрии. В нем приняло участие 30 астрономов из различных обсерваторий Советского Союза.

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом, проведения совместных работ, получения наблюдательного материала сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений: Главной Астрономической обсерватории АН СССР, Главной Астрономической обсерватории АН УССР, Одесской, Абастуманской, Бюраканской, Алма-Атинской, Ташкентской, Шемахинской обсерваторий, Московского, Киевского, Ленинградского, Ростовского-на-Дону, госуниверситетов, Института физики Земли АН СССР, Физического института АН СССР, Сибирского физико-технического института, Института электромеханики, институтов Тарту, Риги, Львова, Харькова и др.

Продолжалась совместная работа Крымской астрофизической обсерватории с Краковской астрономической обсерваторией (Польская Народная Республика) по созданию фундаментального каталога фотометрических величин и цветов опорных звезд в площадках Каптейна. В обсерваторию приезжал директор Краковской обсерватории проф. Е. Рыбка для согласования некоторых вопросов по этой работе.

В 1962 г. продолжал прохождение астрофизической практики М. Калинин (БНР).

Кандидат физ.-матем. наук Б. Ковачев (БНР) с февраля с. г. работает в отделе физики звезд обсерватории и ведет наблюдения спектрально-двойных звезд для определения химического состава и физических условий в тесных двойных звездах.

В ноябре 1962 г. в аспирантуру обсерватории по специальности Солнечная физика поступил гражданин Китайской Народной Республики Чжу Цань-Шэнь.

Инженер Г. Блажев (БНР) ознакомился в обсерватории с автоматическими устройствами телескопов (20.IV—28.V).

16—19 мая в обсерватории находился проф. С. Чепмен (Англия), который выступил с докладом «О теории магнитных бурь».

В июне обсерваторию посетил сотрудник Парижского института физики атмосферы Ги Израэль, зам. директора обсерватории С. Мишель и директор Марсельской обсерватории проф. Ференбак (Франция). Ференбак выступил с докладами «Приме-

нение интерференционных методов в астрофизике» и «Метод массового определения лучевых скоростей звезд».

26 июня проф. Билс (Канада), посетивший обсерваторию с кратковременным визитом, прочитал доклад «О работе обсерватории Доминион (Оттава)».

Во время Симпозиума по нестационарным звездам 6—8 сентября с. г. в обсерватории находились: проф. Штернберг (Чехословацкая Социалистическая Республика), проф. Аро (Мексика), проф. Садлер (Англия), проф. Оорт (Голландия), проф. Гольдберг (США), проф. Хагихаро (Япония), проф. Пекер (Франция). С докладами на этом Симпозиуме выступили Аро «Об излучении звезд типа Т Тельца», Пекер «О природе вторичных колебаний блеска новых звезд», Хагихаро «Лучевое давление на нестационарные газовые облака».

В октябре в обсерватории был индийский ученый Неру, который ознакомился с исследованиями по космическим лучам, ведущимися в обсерватории.

1 октября сотрудники института им. Г. Герца д-р Крюгер и д-р Фюрстенберг (Берлин, Германская Демократическая Республика) выступили в обсерватории с докладами «Радиоастрономическое оборудование и программа работы института им. Г. Герца», «Результаты исследований радиоизлучения Солнца и Галактики в институте им. Г. Герца».

С 10 по 28 ноября в обсерватории работал научный сотрудник обсерватории Маунт Вилсон (США) д-р Говард. Он изучал магнитные поля активных областей на Солнце при помощи магнитографа ВСТ. Совместно с А. Б. Северным им выполнена работа по изучению изменения магнитных полей в связи с солнечными вспышками. Р. Говард сделал доклад на Ученом совете обсерватории «Измерение солнечных магнитных полей на обсерватории Маунт Вилсон».

С 29 ноября по 3 декабря обсерваторию посетила делегация фирмы Карл Цейсс (Иена, ГДР), в ее составе были инженеры А. Йенш, Х. Киттлер, В. Пфафф, Х. Бек, Х. Шнайдер, Э. Зайферт. Они ознакомились с 2,6-метровым зеркальным телескопом и другими установками обсерватории. 1 декабря А. Йенш сделал на Ученом совете обсерватории доклад о двухметровом Таутенбургском телескопе.

В последней декаде декабря обсерваторию посетил Г. З. Димитров (США).

В командировку во Францию выезжали сотрудники обсерватории доктор физ.-матем. наук В. Б. Никонов и кандидат физ.-матем. наук К. К. Чуваев. За время командировки (один месяц) они ознакомились с постановкой работ по астрофизике в Парижской и Медонской обсерваториях, обсерватории Пик дю Миди, Астрофизическом институте, а также обсерваториях Марселя и Сен-Мишель (Верхний Прованс). В. Б. Никонов и К. К. Чуваев ознакомились также с работами по электронной фотографии и системами улучшения микроклимата приборов.

В 1962 г. сотрудниками обсерватории Р. Е. Гершбергом, В. В. Прокофьевой, В. И. Проппиком, И. И. Проник, Е. Ф. Шапошниковой защищены кандидатские диссертации.

В звании старшего научного сотрудника утверждены А. А. Боярчук, Э. Е. Дубов, К. К. Чуваев.

Оставили работу в обсерватории доктор физ.-матем. наук В. Е. Степанов (в связи с переходом в Сибирское отделение АН СССР), канд. физ.-матем. наук М. З. Хохлов.

Известия
Крымской астрофизической
обсерватории

Том XXX

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор Издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Т. А. Прусакова
Корректоры И. А. Талалай, Н. А. Алпатова,
Р. П. Шаблеева

Сдано в набор 4/VI 1963 г. Подписано к печати 17/IX 1963 г.
Формат 70×108^{1/16}. Печ. л. 20,5 +5 вкл.
Усл. печ. л. 28,08+5 вкл. Уч.-изд. л. 23,8 (0,6 вкл.)
Тираж 1200 экз. Изд. № 1809 Тип. зак. № 2335

Т-12618

Цена 1 р. 24 к.

Издательство Академии наук СССР.
Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства АН СССР.
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
44	5 св.	χ Cas	$\times$ Cas
46	3 св.	χ Cas	$\times$ Cas
46	25 сн.	χ Cas	$\times$ Cas
59	4 сн.	первая	первое
100	10 св.	E_v	F_v
104	1 сн.	7611—28 [S II]	6717—31 [S II]
119	Таблица 1 Столбец 2	—16 2831	—16 4831
122	Подпись под фиг. 3 5 и 4 сн.	контур V, где I_v — наблюдаемая интенсивность	контур. Правая вертикальная шкала — градусы K°, левая вертикальная шкала $\tau_v = \ln I'_v/I_v$, где I_v — наблюдаемая интенсивность
279	Подпись под фиг. 6 1 сн.	5 — на коллекторе T_5 ; 6 — на коллекторе T_6	5 — на коллекторе T_3 ; 6 — на коллекторе T_4