

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XVII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА—1957

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор), член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*, кандидат физ.-мат. наук *П. П. Доброправин* (заместитель ответственного редактора)

ГРИГОРИЙ АБРАМОВИЧ ШАЙН

(некролог)

Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР и вся наша астрономическая наука понесла большую утрату. 4 августа 1956 г. после тяжелой болезни скончался старейший сотрудник обсерватории, бывший ее директор — академик Григорий Абрамович Шайн.

Григорий Абрамович родился 19 апреля 1892 г. в г. Одессе в семье ремесленника-столяра. В Одессе он получил среднее образование, окончив экстерном народное и городское училища. Еще в школьные годы его влекла к себе астрономия, и первое его научное сообщение появилось в печати в 1911 г.

В 1912 г. Григорий Абрамович поступает в Юрьевский университет, но вынужден оставить его в 1914 г. в связи с началом войны и призывом в действующую армию, в рядах которой он находился до 1917 г.

После увольнения из армии он заканчивает университетское образование в Перми, куда был эвакуирован Юрьевский университет, и в начале 1920 г. сдает в Пермском университете экзамены на степень кандидата астрономии.

Уже с 1917 г. началась его педагогическая работа сначала в Пермском, а затем в Томском университетах, в должностях сначала младшего ассистента, затем ассистента и преподавателя астрономии. В Томске он вступает в брак с Пелагией Федоровной Санниковой, ставшей его неизменной спутницей и помощницей в жизни и работе.

В 1921 г. Григорий Абрамович и Пелагия Федоровна переходят на работу в Пулковскую обсерваторию. С тех пор Григорий Абрамович целиком отдается научной работе.

В 1924 г. в Симеизскую обсерваторию, бывшую тогда южным отделением Пулковской, прибыл из Англии большой рефлектор. Встали ответственные задачи по монтажке и постановке работ на этом инструменте. Эту трудную обязанность принял на себя Григорий Абрамович, переехавший в 1925 г. в Симеиз, где он проработал до конца своей жизни.

Монтажка рефлектора была выполнена под его руководством в короткий срок, и уже в январе 1926 г. были получены первые снимки, положившие начало большому циклу научных исследований, выполненных в первую очередь самим Григорием Абрамовичем.

За свои научные заслуги Григорий Абрамович в 1939 г. был избран действительным членом Академии наук СССР. Он являлся также членом Английского королевского астрономического общества, почетным доктором Копенгагенского университета, почетным членом Американской академии наук и искусств.

Великая Отечественная война и временная оккупация Крыма прервали работу обсерватории в Симеизе. Научный коллектив был вынужден эвакуироваться и одна из двух групп симеизских астрономов, руководимая Г. А. Шайном, в эти тяжелые годы вела активную работу в Абастуманской астрофизической обсерватории в Грузии. Интересно отметить, что в это время Григорием Абрамовичем, наряду с астрофизическими исследованиями, была выполнена оставшаяся мало известной, но очень важная работа по изучению состава крови путем фотографирования ее спектра поглощения.

В 1944 г. Крым был освобожден, но симеизские астрономы не имели возможности вернуться к наблюдениям — обсерватория была разрушена, инструменты вывезены и в значительной степени уничтожены оккупантами. В таком же состоянии оказалась и другая крупнейшая наша обсерватория — Пулковская. Была поставлена задача — восстановить и значительно расширить наблюдательную базу советской астрономии. Григорий Абрамович принял самое непосредственное участие в планировании этой большой работы, в выборе инструментов, которыми должны быть снабжены восстановленные обсерватории, в выделении основных проблем астрофизики, разрешение которых зависело и от оборудования и от усилий наших астрофизиков. Существенной частью общего плана было восстановление Симеизской обсерватории и строительство в центральном Крыму, в 9 км от Бахчисарая, где условия наблюдений более благоприятны, новой большой обсерватории — самой большой астрофизической обсерватории в нашей стране, оснащенной современными крупными инструментами. Строительством ее и восстановлением старой обсерватории в Симеизе руководит Григорий Абрамович, назначенный в 1945 г. директором Крымской астрофизической обсерватории. Первые инструменты на новой обсерватории начали работать уже в 1949—1950 гг.

По инициативе Григория Абрамовича была начата работа и по сооружению для Крымской обсерватории крупнейшего в нашей стране телескопа-рефлектора с зеркалом диаметром 2.6 м, который должна изготовить отечественная промышленность. Этот телескоп, которому решением Президиума АН СССР присвоено имя академика Г. А. Шайна, сейчас успешно сооружается.

Большая административная работа была тяжела для Григория Абрамовича по состоянию здоровья и он просил освободить его от поста директора, который покинул в июне 1952 г., сохранив за собой должность заведующего отделом физики туманностей и межзвездной среды. Эту работу он выполнял до последних дней своей жизни. За выдающиеся научные заслуги Правительство СССР наградило Г. А. Шайна двумя орденами Ленина и медалью «За доблестный труд в Великой Отечественной войне».



ГРИГОРИЙ АБРАМОВИЧ
Ш А Й Н

За работу по изучению изотопического состава звездных атмосфер ему была присуждена Сталинская премия 4-й степени.

Попробуем теперь дать обзор научных работ Григория Абрамовича. Сделать это сколько-нибудь полно в короткой статье невозможно и мы вынуждены ограничиться самым главным.

Научные интересы Григория Абрамовича были исключительно широки, но во всех его работах можно выделить одну характерную черту: им ставились и решались те задачи астрофизики, которые были наиболее важны для развития этой науки в данный момент. Работы, имеющие характер нащупывания новых путей, поиски, основанные на использовании последних достижений физики, — таков был общий стиль его трудов.

Второй характерной особенностью творчества Григория Абрамовича являлось исключительное внимание к данным наблюдений, к фактам. Он ясно понимал, что астрофизика не может развиваться в отрыве от фактов, что каждый вывод, каждое обобщение, сделанное из какой-то серии наблюдений, должны ставить новые задачи перед экспериментатором, должны опять проверяться наблюдениями.

Григорий Абрамович придавал очень большое значение и качеству наблюдательного материала. Он работал с исключительной тщательностью, стараясь получить все, что позволяет инструмент. Но Григорий Абрамович никогда не был эмпириком, получающим и публикующим только факты. Его наблюдения всегда были направлены на решение определенной актуальной проблемы. Григорий Абрамович выступал против разделения астрономов на теоретиков и «чистых» наблюдателей и сам был примером ученого-естествоиспытателя, всесторонне исследующего природу.

Проверка теории относительности, обнаружение ее следствий было особенно актуальным в 20-е годы текущего столетия. И в 1922 г. появляется работа Г. А. Шайна «Применение принципа относительности к спектрально-двойным и переменным звездам». Обнаружение существования звезд-карликов и звезд-гигантов, первые поиски решения задачи звездной эволюции в те же годы было важным этапом в развитии астрофизики, и Григорий Абрамович ставит перед собой задачу проверить эти эволюционные соотношения на материале, полученном при наблюдениях двойных звезд. Он выполняет такие наблюдения в Пулковке на 30'' рефракторе и публикует важное исследование (в 1925 г.) о соотношениях на диаграмме «светимость—спектр», существующих между компонентами звездных пар.

В эти же годы много внимания было уделено им и вопросам строения нашей звездной системы — Галактики, исследованиям, связанным с изучением распределения в пространстве звезд различных температур и светимостей, изучению соотношений, существующих между различными кинематическими и физическими характеристиками звезд. Тогда же им были опубликованы работы о проверке метода спектральных параллаксов по двойным звездам, о соотношениях масс в двойных звездах, об особенностях в движениях спектрально-двойных звезд, о распределении звезд в пространстве, об их среднем показателе цвета, о спектре и т. д.

Установка нового мощного телескопа в Симеизе открыла большие возможности для работы, и Григорий Абрамович начинает обширные спектроскопические исследования звезд. Одной из первых работ, выполненных им на этом телескопе совместно с В. А. Альбицким, был каталог лучевых скоростей звезд ранних спектральных классов. Этот каталог, опубликованный в 1932 г., оказался по своей однородности и отсутствию систематических ошибок одним из лучших среди каталогов такого типа.

Одновременно Григорием Абрамовичем были начаты исследования, связанные с физической природой особо интересных групп звезд. Много внимания он уделил долгопериодическим переменным звездам, показывающим наряду с линиями спектра, соответствующими низкой температуре, также яркие водородные линии и эмиссионные линии других элементов. Изучая эти звезды, Григорий Абрамович установил ряд важных результатов. В частности, он высказал глубокую мысль, получающую сейчас все новые подтверждения, о том, что явления, происходящие в долгопериодических переменных звездах, могут иметь что-то общее с явлениями солнечной активности (вспышки, флоккулы), но в грандиозном масштабе.

Изучались им и горячие звезды-гиганты, в атмосферах которых Григорий Абрамович смог обнаружить систематические движения вещества с заметными скоростями.

Особо важным для построения теории внутреннего строения и эволюции звезд был вопрос о их вращении вокруг своей оси. И на этот вопрос был дан ответ Григорием Абрамовичем. Выполнив остроумно поставленные наблюдения, он совместно с американским астрофизиком О. Струве доказал, что многие звезды быстро вращаются вокруг своей оси, причем скорость движения точки на экваторе звезды может достигать нескольких сотен километров в секунду. Этот важный вывод необходимо учитывать при построении космогонических теорий.

Вопросы строения звездной системы продолжали привлекать внимание Григория Абрамовича и в Симеизе, где он вновь получил возможность решать подобные задачи, используя собственные наблюдения. Весьма интересна его работа о движении звезд в скоплении «Волосы Вероники». Определив лучевые скорости значительного числа звезд в этом скоплении и имея их собственные движения, он нашел пространственные скорости звезд и показал, что скорости эти недостаточны для того, чтобы звезды могли покинуть скопление. Звезды должны совершать как бы колебания вдоль оси, перпендикулярной плоскости Галактики.

Еще в 1932 г. Григорий Абрамович поставил вопрос: каким должен быть спектр нашего Млечного пути при наблюдении его извне, с других звездных систем? Теоретические расчеты показали, что интегральный спектр должен быть сложным, но в общем довольно близким к солнечному. Возможность проверить эти расчеты представилась в 1937 г., когда обсерватория получила «сверхсветосильный» спектрограф, изготовленный Государственным оптическим институтом в Ленинграде. Наблюдения, выполненные в 1937—1938 гг. Г. А. Шайном совместно с П. П. Доброуравинным, показали, что расчеты, сделанные Григорием Абрамовичем, пра-

вильны — наблюдаемый спектр хорошо соответствовал рассчитанному, давая, однако, указания на наличие межзвездного поглощения.

Григорий Абрамович уделял внимание также изучению планет и комет. Для целого ряда комет им были получены спектры, одна комета была открыта им самим в 1925 г. Особенно интересна его работа о природе кольца Сатурна. Как известно, академик А. А. Белопольский, изучая лучевые скорости колец, показал, что кольца движутся не как твердое тело, а как система отдельных, мелких частиц. Григорий Абрамович сделал следующий шаг в этом направлении. Изучая распределение энергии в спектре колец, он показал, что кольца должны состоять из мелких частиц, очень малого, но все же не молекулярного размера.

Интересные результаты были получены Григорием Абрамовичем в результате исследования спектра солнечной короны, снятого во время затмения 1936 г. Было установлено, как меняется эквивалентная ширина корональных линий с удалением от лимба, что позволило в дальнейшем считать обилие ионов FeXV. Корональные линии были разбиты на группы, в зависимости от их поведения. Эти группы в дальнейшем оказались принадлежащими ионам с близкими потенциалами ионизации, что подтвердило отождествление Эдлена. Было установлено полное отсутствие линий H и K в непрерывном спектре короны, что явилось одним из первых указаний на высокую кинетическую температуру короны.

Как уже упоминалось, война прервала работу обсерватории в Симеизе. Но спектрограммы, полученные на большом рефлекторе и вывезенные в Абастумани, были материалом огромной научной ценности, изучение которого продолжалось в эти годы Григорием Абрамовичем и его сотрудниками. Результатом этих исследований была опубликованная вскоре после войны серия работ, посвященных изотопическому составу углерода в холодных звездах. Был сделан весьма важный для науки вывод о том, что холодные звезды, по крайней мере их атмосферы, гораздо богаче «тяжелым» изотопом углерода (C^{13}), чем Земля и Солнце. Если на Земле и на Солнце один атом C^{13} приходится на 70—100 атомов C^{12} , то в атмосферах углеродных звезд соотношение совсем иное. Там числа атомов C^{12} и C^{13} относятся уже как 5 : 1, а то и 2 : 1. Оба вида атомов участвуют в реакциях типа цикла Бете и соотношение их числа весьма важно для установления наличия или отсутствия этого цикла в холодных звездах как источника их энергии. Активным участником работы по изотопам была также В. Ф. Газе.

На восстановленной обсерватории в Симеизе Григорием Абрамовичем, совместно с В. Ф. Газе, были начаты работы по изучению диффузных газовых туманностей. Ими была разработана оригинальная методика, позволяющая путем использования соответствующей комбинации панхроматической пластинки и светофильтра получать фотографии туманностей в лучах водорода. Этот метод в настоящее время применяется во многих обсерваториях. Прежде всего стало возможным выявлять туманности, слишком слабые для обнаружения в интегральном, белом свете — из-за малой контрастности этого излучения они терялись на звездном фоне.

Выделение свечения водорода резко повышало контраст. Так было найдено много новых туманностей и опубликован их каталог. Но одновременно оказалось возможным изучить и тонкую структуру туманностей, обнаружить в них ряд важных закономерностей.

Прежде диффузные туманности считались, как показывает и их название, аморфными бесструктурными образованиями. Григорий Абрамович показал, что это не так. Туманности обладают определенными характерными структурными особенностями и эти особенности должны иметь объяснение с точки зрения движений и эволюции туманностей, с точки зрения гидродинамики и магнитогидродинамики.

Прежде всего было отмечено наличие туманностей с сосредоточием материи по периферии. В некоторых туманностях наблюдается целая система концентрических оболочек, в других видны только дуги — остатки разрушившихся оболочек. Такие туманности могли быть объяснены только в рамках гипотезы о расширении туманностей с последующим торможением этого расширения сопротивлением межзвездной среды. Тем самым был сделан важный вывод, что диффузные эмиссионные туманности являются расширяющимися образованиями. Этот вывод был подтвержден потом данными, основанными на спектроскопических наблюдениях. Развитием этих взглядов явилось исследование группы туманностей — от едва намечающегося разделения большой туманности на части до сильно обособленных туманностей, образующих как бы скопление. Сопоставление таких групп и туманностей вообще с распределением горячих звезд привело Григория Абрамовича к заключению, что эти звезды и туманности образуются вместе, в едином процессе. Наличие группы туманностей показало, как и в случае звездных ассоциаций, что они образовались недавно, несколько миллионов лет назад.

В то же время оценка масс больших туманностей, оказавшихся равными сотням и тысячам масс Солнца, показала, что туманности не могут быть выброшены одной или несколькими звездами.

Оценка общей массы, рассеиваемой туманностями, привела Григория Абрамовича к заключению, что процесс распада и расширения должен сопровождаться обратным процессом конденсации газа (по-видимому, холодного и несветящегося) в объекты, из которых потом образуются туманности. В противном случае газа в Галактике было бы гораздо больше, чем наблюдается в настоящее время.

Второй характерной особенностью структуры туманностей, на которую обратил внимание Григорий Абрамович, было наличие тонких волокон и тенденция многих туманностей иметь вытянутую форму. Последнее еще более характерно для темных туманностей. Было показано, что вытянутость не может быть вызвана дифференциальным вращением Галактики. Григорий Абрамович объяснил вытянутую форму светлых и темных туманностей совместным действием двух причин — расширения и магнитного поля, которое допускает движение проводящей материи только вдоль его силовых линий. Эта гипотеза была позднее доказана Григорием Абрамовичем сопоставлением с данными о поляризации света звезд. Оказалось,

что направление вытянутости хорошо согласуется с направлением плоскости колебаний поляризованного света. Тем самым был одновременно дан сильный аргумент в пользу гипотезы о межзвездном происхождении поляризации света звезд и о магнитном поле как ее причине. Объяснение вытянутости туманностей наличием магнитных полей имело очень важные следствия. Во-первых, отсюда следовало, что почти однородное поле спиральных ветвей, существование которого следовало из наблюдений поляризации, не есть внутреннее поле облаков газа, а является внешним по отношению к ним. Во-вторых, оно позволило изучать локальную структуру поля, его направление вблизи туманности, а не только среднее направление поля на всем пути от звезды до наблюдателя, как в случае поляризации света. Наконец, объяснение вытянутости позволило доказать, что поле в ветвях Галактики имеет напряженность, достаточную для того, чтобы контролировать движения межзвездного газа. Тем самым было получено сильное подтверждение гипотезы, что само существование ветвей можно объяснить только наличием в них магнитного поля. Круговорот газа, его рассеяние и собиране происходят в спиральных ветвях, и поле не позволяет газу рассеяться по всей плоскости Галактики. В последних работах, увидевших свет уже после кончины Григория Абрамовича, он показал, что в Галактике, наряду с общим полем ветвей, имеются локальные поля, с масштабом порядка 10 пс, часто наклоненные под большим углом к галактической плоскости. Из данных о поляризации света звезд он подтвердил существование недавно открытой спиральной ветви в Стрельце и показал, что регулярное поле Галактики в окрестностях Солнца (в области около 1000 пс) наклонено к плоскости Галактики под углом $18-20^\circ$, причем положение плоскости поля не совпадает с местной системой.

Применяя ту же методику, Г. А. Шайн и В. Ф. Газе смогли обнаружить газовые туманности и в других звездных системах. Было установлено, что и там они связаны с группами горячих гигантов, возможно являющихся какими-то аналогами наших звездных ассоциаций.

Исследуя связь пыли и газа, Григорий Абрамович показал, что в более ярких диффузных туманностях излучение с непрерывным спектром образуется не пылью, а двухквантовыми переходами водорода и, возможно, других атомов. В то же время в слабых эмиссионных туманностях часть излучения с непрерывным спектром образуется пылью, рассеивающей свет звезды. Тем самым было доказано наличие пыли в плотных областях ионизованного водорода, что имело большое значение, так как согласно некоторым теоретическим представлениям пыль в таких областях должна разрушаться.

Можно сказать, что с работами Григория Абрамовича в значительной степени связан тот перелом в изучении диффузных туманностей, который наблюдается в настоящее время. Ранее считалось, что диффузные туманности являются пассивными объектами, лишь перерабатывающими ультрафиолетовую радиацию звезд. Теперь становится все более очевидным, что они являются активными объектами, играющими очень важную роль в эволюции и динамике звезд и Галактики в целом.

Отчасти в связи с работой по изучению межзвездной материи было начато по его инициативе большое исследование, имеющее огромное самостоятельное значение, — определение спектральных классов, яркостей и цветов звезд в области Млечного пути. Эта работа, которой Григорий Абрамович уделял очень много внимания, должна охватить около 200 тысяч звезд. Сейчас уже опубликованы первые каталоги.

Григорий Абрамович никогда не находил удовлетворения в сделанном, никогда не считал, что теперь все ясно, он хорошо видел большие трудности, с которыми еще не справилась наука. Поэтому он всегда внимательно следил за новыми направлениями в астрофизике и смежных науках. Это чувство нового Григорий Абрамович сохранил до последних дней своей жизни.

Наряду с огромной научной и научно-организационной работой Григорий Абрамович уделял очень большое внимание помощи молодым астрофизикам, их воспитанию. Ежегодно в Симеиз приезжало много молодых людей, учившихся у Григория Абрамовича; для каждого из них у него находились время, доброе слово, а если нужно, то и строгая, но доброжелательная критика.

Сама жизнь Григория Абрамовича, его непоколебимая преданность науке, которой он отдал все свои силы, его принципиальность и требовательность к себе и осторожность в выводах всегда были ярким примером для его сотрудников и товарищей по работе. Можно сказать, что весь стиль работы Крымской астрофизической обсерватории складывался под влиянием личности Григория Абрамовича.

До последних дней своей жизни Григорий Абрамович, не считаясь ни с тяжелой болезнью, ни с личными потрясениями, оставался верен себе — все свои жизненные силы он отдавал творческим исканиям нового, непрерывной работе над еще нерешенными проблемами и продолжал вести наблюдения с такой же настойчивостью, как это он делал в самом начале своей жизни ученого.

Смерть прервала деятельность Григория Абрамовича. Он умер в расцвете сил, полный новых творческих замыслов, оставив несколько начатых, но не оконченных работ. Часть их увидела свет после смерти Григория Абрамовича, другая часть была только намечена и не могла быть доведена без него до конца. Исключительно скромный, всегда отодвигающий себя на второй план, человек большой принципиальности, мягкий и деликатный в обращении с окружающими, готовый прийти на помощь — таким останется Григорий Абрамович в памяти тех, кто имел счастье работать с ним и под его руководством.

ПЕЛАГИЯ ФЕДОРОВНА ШАЙН

(некролог)

27 августа 1956 г. после длительной и очень тяжелой болезни скончалась старшая научная сотрудница Крымской астрофизической обсерватории Пелагия Федоровна Шайн, проработавшая в обсерватории более 30 лет.

Пелагия Федоровна Санникова-Шайн родилась 1894 г. в селе Остапино, Соликамского уезда Пермской губернии, в семье крестьянина.

После окончания сельской школы она поступила в гимназию в г. Соликамске, где училась до 1913 г. Материальное положение семьи заставило Пелагию Федоровну начать трудовую жизнь с ранних лет и уже с 5-го класса гимназии она зарабатывает уроками на жизнь и учение.

В 1913 г. Пелагия Федоровна переезжает в Петербург, где поступает на физико-математическое отделение Высших женских (Бестужевских) курсов. Здесь ей снова приходится одновременно учиться и работать, то давая уроки, то поступая на ту или иную временную работу. Окончив Бестужевские курсы в 1918 г., она вновь возвращается на родину, где ведет педагогическую работу, сначала преподавателем математики заводской школы в г. Березники, затем — в школе II ступени в г. Томске.

В Томске она познакомилась с Григорием Абрамовичем Шайном, за которого впоследствии вышла замуж в 1920 г. С тех пор, в течение 35 лет, она была верной спутницей и помощницей в работах академика Г. А. Шайна.

В 1920 г. Пелагия Федоровна поступает в Томский университет. Но уже в 1921 г. она оставляет университет, в связи с переездом в Пулковскую обсерваторию, где она поступает на работу в качестве вычислителя.

В 1925 г. семья Шайнов переезжает на работу в Симеизское отделение Пулковской обсерватории, где ведется работа по монтажу большого рефлектора, руководимая Г. А. Шайном. С тех пор жизнь Пелагии Федоровны связана с Симеизом и обсерваторией.

Тяжелые годы войны и эвакуации, годы, когда Г. А. Шайн временно потерял зрение в связи с катарактой обоих глаз, потребовали от Пелагии Федоровны огромного мужества и напряжения душевных сил. Немало сил потребовалось от нее и в первые два года восстановления обсерватории в Симеизе и начала строительства новой обсерватории, когда

Пелагия Федоровна часто приходилось быть и научным сотрудником, и секретарем-машинисткой, и неизменным помощником Григория Абрамовича, временно лишившегося нормального зрения. Но и в эти годы она всегда была самым активным наблюдателем, стараясь не упустить ни одной минуты наблюдений.

Осенью 1955 г. Пелагия Федоровна тяжело заболела. Уже больной, она пыталась продолжать научную работу, но вскоре, в январе 1956 г., была вынуждена прекратить ее. Тяжелое горе — смерть Григория Абрамовича — ухудшило ее состояние. Пелагия Федоровна пережила Григория Абрамовича не надолго, она скончалась через 23 дня после кончины Г. А. Шайна.

Научная работа Пелагии Федоровны развивалась в нескольких направлениях. В течение 30 лет она принимала участие в работах Г. А. Шайна, но одновременно вела и большую самостоятельную работу, характер которой определялся ее любовью к астрономическим наблюдениям и неутомимостью в их выполнении.

Будучи основным наблюдателем на двойном астрографе в Симеизе, Пелагия Федоровна много внимания отдала изучению переменных звезд. Ею было открыто более 150 новых переменных звезд, значительная часть которых (около 50) была исследована и получила окончательное обозначение.

Но больше всего сил и времени Пелагия Федоровна отдала делу изучения малых планет. Многие сотни определенных точных и приближенных положений малых планет, около 40 открытых ею новых малых планет, из которых более 10 получили окончательное наименование, — таков результат ее многолетней работы в этой области. В 1949 г. Пелагия Федоровна открыла новую комету, оказавшуюся периодической. Комете присвоено ее имя.

Ряд работ выполнен Пелагией Федоровной и по звездной фотометрии и колориметрии, в связи с изучением наличия и характера поглощения света в различных частях звездной системы. Эти работы требовали кропотливого определения яркости и цветов многих тысяч звезд, что и было выполнено ею с поразительным терпением, настойчивостью и аккуратностью.

В последние годы Пелагия Федоровна принимала самое активное участие в большой коллективной работе по определению спектральных классов и цветов звезд в полосе Млечного пути. Она много сделала по разработке методики исследования, начала изучение одной из площадок, но болезнь помешала закончить работу, уже близкую к завершению.

Можно отметить также несколько работ Пелагии Федоровны по спектроскопии и спектрофотометрии, представляющих значительный интерес.

За активную многолетнюю научную работу Пелагия Федоровна была награждена орденом Ленина и медалью «За доблестный труд в Великой Отечественной войне».

Все годы своей работы в Симеизе Пелагия Федоровна была тесно связана с коллективом сотрудников, принимая горячее участие во всех как официальных, так и неофициальных общественных мероприятиях. Много



ПЕЛАГИЯ ФЕДОРОВНА
Ш А Й Н

внимания она уделяла налаживанию быта сотрудников, что в годы эвакуации и первые послевоенные годы имело очень большое значение.

Многие сотрудники обсерватории с благодарностью вспомнят, как в те или иные трудные минуты они обращались к Пелагии Федоровне и всегда находили у нее помощь и совет. И такой доброй, ровной, веселой и остроумной она и останется у нас в памяти.

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ТЕМПЕРАТУР
ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. И. Проник

Дается краткий обзор существующих методов определения электронных температур (T_e) газовых туманностей; выяснены их недостатки в случае применения к диффузным туманностям. Делается попытка найти новые методы определения T_e . В частности, один из них основан на использовании интенсивностей линий $N_1 + N_2$ [OIII], λ 3727 [OII] и относительного обилия кислорода. Так как последнее точно неизвестно, то этот метод дает только относительные значения температур; однако таким образом получается единая для всех туманностей шкала температур. Подробно исследуется энергетический баланс свободных электронов в диффузных туманностях (один из методов определения T_e). Для быстрого определения T_e приводятся соответствующие номограммы. Аналогичные номограммы даются для определения количества ионов NII, OII, OIII и SII в диффузных туманностях по измеренным интенсивностям их линий и найденной T_e . Грубо оценивается ионизация кислорода, азота и серы в диффузных туманностях, исследуется зависимость полной относительной интенсивности всех запрещенных линий $\Sigma \frac{I_i}{I_\beta}$ (где I_β — интенсивность водородной линии H_β) от температуры и ионизации туманности. Показано, что с удалением от возбуждающей звезды кинетическая температура туманности должна падать. Используя имеющиеся в литературе данные наблюдений и метод, описанный в § 4, обнаружено, что такое падение температуры действительно имеет место. Кроме излучения туманности в запрещенных линиях (по-видимому, главным образом в линиях [SIII]) указаны другие возможные причины падения электронной температуры туманности с удалением от звезды. Главная из них — поглощение радиации возбуждающей звезды в далеком ультрафиолете. Последний механизм, если он окажется существенным, может иметь значение для изучения тонкой составляющей межзвездной пыли.

A DETERMINATION OF THE ELECTRON TEMPERATURES OF DIFFUSE GASEOUS NEBULAE, by V. I. Pronik. — A short discussion of the existing methods of determining the electron pressure (T_e) of gaseous nebulae is given with an attempt to find new methods of determining T_e . One of these is based on the use of the intensity of the lines $N_1 + N_2$ [OIII], λ 3727 [OII] and the relative abundance of oxygen. As the latter is not known exactly, this method gives only the relative values of temperature. However in this case a unified scale of temperature for all the nebulae may be derived. The energy balance of free electrons in diffuse nebulae (another method for determining T_e) is examined in details. For a quick determination of T_e nomograms are given. Nomograms are also given for determining the number of ions of NII, OII, OIII and SII in diffuse nebulae as based on the measured intensities of their lines and the derived T_e . A rough estimation of the ionization of oxygen, nitrogen and sulphur in diffuse nebulae is made. The dependence of the full relative intensities of all the forbidden lines $\Sigma \frac{I_i}{I_\beta}$ (where I_β is the intensity of the hydrogen line H_β) on the temperature and ionization of the nebulae is investigated.

It is shown that with increasing distance from the exciting star, the T_{kin} of the nebula should decrease. By using available observational data and the method described in § 4, it was found that such a decrease really exists. Besides the emission of the nebula in forbidden lines (evidently mainly in the lines [SIII]), other possible reasons for the decrease of electron temperature of the nebula with increasing distance from the star are given, the main reason being the absorption of the radiation of the exciting star in the far ultraviolet. The latter mechanism could be important for examining of interstellar dust.

ВВЕДЕНИЕ

Основным параметром, характеризующим физические условия в газовых туманностях, является электронная температура T_e . Электронная концентрация, химический состав, состояние ионизации туманности и т. п. могут быть легко найдены из наблюдений, если известно значение T_e . Большинство имеющихся работ по определению T_e [1—7] посвящены главным образом планетарным туманностям (согласно последним данным, температура их находится в пределах от 8000 до 25000°). Для диффузных туманностей принято считать T_e равной 10000°, т. е. средней температуре областей НII, хотя и неизвестно, в какой степени область НII можно считать диффузной туманностью, или наоборот. Такое значение T_e , полученное чисто теоретически [8, 9], вероятно недалеко от действительного, и для некоторых целей эта оценка вполне достаточна. Для ряда других работ, результаты которых в значительной степени зависят от принятой T_e , желательно иметь более точное значение электронной температуры. К таким работам можно отнести определение химического состава диффузных туманностей, исследования конденсации атомов и образования пыли в областях НI и НII, ионизационного равновесия межзвездного водорода, металлических атомов, заряда твердых пылинок и т. п. Кроме того, приведенное выше значение T_e для областей НII вычислено в предположении следующего стандартного состава этих областей $\frac{n_H}{n_p} = 10^{-12}$; $\frac{n_i}{n_p} = 10^{-3}$, где n_H , n_p и n_i — соответственно число пылинок, протонов и ионов, излучающих запрещенные линии, в единице объема. Однако же известно [29], что диффузные туманности имеют в своем составе пыль в самых разных концентрациях, что, вероятно, не может не сказаться на величине T_e . Поэтому интересно сравнить между собой температуру, наблюдаемую в разных туманностях.

Между тем, получение из наблюдений значений T_e для диффузных туманностей связано со значительными трудностями. Главные из них — очень низкая поверхностная яркость и отсутствие методов определения T_e . Почти все методы определения температур планетарных туманностей непригодны для диффузных туманностей, поэтому зачастую авторы ограничиваются тем, что задают для T_e несколько различных значений и каждый случай изучают отдельно [10].

Поскольку кинетическая энергия электрона, образующегося в результате фотоионизации, зависит от энергии ионизирующего кванта, то при всех прочих равных условиях должна существовать тесная связь T_e с излучением возбуждающей звезды за лаймаповским пределом. К сожалению, это излучение мало изучено, до сих пор принято его считать планковским

с температурой, равной эффективной температуре звезды, хотя нет никакого сомнения в неправомерности такого предположения. Как показал Свингс [11], ядра планетарных туманностей, например, в этой области спектра ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$) могут иметь интенсивные эмиссионные линии; внутри самой туманности возникает эмиссионная линия L_{α} , резонансная линия $\lambda 303 \text{ HeII}$ и др. Характер этого поля радиации совершенно неизвестен. В случае диффузных туманностей со сравнительно малыми плотностями (от нескольких сот до десятка атомов в 1 см^3) таких неопределенностей меньше. Их возбуждают относительно холодные звезды (типа O5—B0, иногда Oe5), для которых имеется спектральное распределение излучения за пределом серии Лаймана, полученное при расчете моделей этих звезд.

Вычисленное в [12, 13] распределение излучения ранних звезд в далеком ультрафиолете дает возможность рассчитать среднюю энергию электрона, образовавшегося в результате фотоионизации атомов водорода и гелия в зонах HII, HeII, и, исходя из энергетического баланса для свободных электронов, найти электронную температуру этих областей.

Иногда, например, при сравнении T_e нескольких туманностей, можно знать не абсолютные значения T_e , а хотя бы относительные, но полученные одним и тем же методом, т. е. необходимо иметь какую-то шкалу температур. Это позволит проследить изменение T_e в пределах одной туманности, например, с расстоянием от возбуждающей звезды. В § 4 настоящей работы описано, как может быть получена такая шкала температур.

Для определения электронной температуры в настоящее время существует несколько методов. Одни из них основаны на использовании интенсивностей запрещенных линий, соответствующих небулярным переходам $^1D_0 \rightarrow ^2P_{1,2}$ и переходам типа полярных сияний $^1S_0 \rightarrow ^2D_0$ ионов OIII и NII; другие исходят из суммарной интенсивности всех запрещенных линий по отношению к интенсивности водородной линии H_{β} (метод энергетического баланса). Электронную температуру T_e можно определить также, исходя из распределения интенсивности за пределом серии Бальмера, или по величине бальмеровского скачка, если таковой наблюдается. К сожалению, лучшие из этих методов нельзя применить к диффузным туманностям.

§ 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ T_e ПО ИНТЕНСИВНОСТЯМ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ РАЗНЫХ ИОНОВ

Чаще всего для определения электронных температур планетарных туманностей используется метод отношения интенсивностей линий $\lambda 4363 \text{ \AA}$ и $N_1 + N_2$ иона OIII [14]. Если записать уравнение статистического равновесия для верхних двух уровней (мы обозначим их через 2 и 3) и исключить из них N_1 — число атомов в основном состоянии (уровень 1), то для отношения населенностей уровней 2 и 3 получим [1]:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{\frac{\omega_3}{\omega_2} e^{-y} \left\{ 1 + \frac{\Omega_{23} e^{-y}}{\Omega_{21} \theta} + \frac{A_{21} \omega_2}{\Omega_{12} \theta N_e C} \right\}}{1 + \frac{A_{32} + A_{31}}{\Omega_{31}} \cdot \frac{\omega_3}{\theta N_e C} + \frac{\Omega_{32} e^{-y}}{\Omega_{21} \theta} + \frac{A_{32} \omega_3 e^{-y}}{\Omega_{12} N_e C \theta}}, \quad (1, 1)$$

где

$$y = \frac{\chi_{13} - \chi_{12}}{kT_e}; \quad C = \frac{8.54 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}}; \quad \theta = 1 + \frac{\Omega_{32}}{\Omega_{31}};$$

при этом число переходов из нижнего уровня A на верхний уровень B в результате электронного удара выражается формулой [2]:

$$q_{A \rightarrow B} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{N_A N_e}{\bar{\omega}_A T_e^{1/2}} \Omega_{AB} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}. \quad (1, 2)$$

Здесь $\bar{\omega}_A = 2J_A + 1$ — статистический вес нижнего уровня, N_A — его населенность, N_e — электронная плотность, A_{ik} — вероятности спонтанных переходов, χ_{AB} — потенциал возбуждения уровня B относительно A . Атомный параметр Ω_{AB} вычисляется методами квантовой механики. Он связан с эффективным поперечным сечением электронного возбуждения $Q_{A \rightarrow B}$ соотношением

$$\Omega_{AB} = \left(\frac{2\pi m v}{h} \right)^2 \frac{\omega_A}{\pi} Q_{A \rightarrow B} \quad (1, 3)$$

и подчиняется теореме сохранения

$$\sum \frac{\Omega_{AB}}{2J_A + 1} \leq (2l + 1),$$

где l — азимутальное квантовое число, а суммирование производится по всем уровням основной конфигурации. Подставив в (1,1) численные значения атомных параметров для OIII (здесь и в дальнейшем Ω взяты по Ситону [15] и A по Гарстангу [16]), получим для отношения интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 4363$ выражения:

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{4363}} = 8.85 \cdot 10^{-6} \frac{14300}{T_e} + 0.86. \quad (1, 4)$$

Отсутствие члена с множителем N_e объясняется тем, что удары второго рода несутся для плотностей $N_e \leq 10^6$.

Аналогичное уравнение получается и для отношения линий $\lambda\lambda 6548 + 6584$ и $\lambda 5755$ [NII] — однажды ионизованного азота:

$$\frac{I_{6548+6584}}{I_{5755}} = 11.4 \cdot 10^{-6} \frac{10900}{T_e} + 1.1. \quad (1, 5)$$

Время жизни иона OII в возбужденном состоянии ${}^2D_{3/2, 5/2}$ сравнительно велико ($1.3 \cdot 10^4$ сек.) и удары второго рода, вообще говоря, могут быть существенными. Поэтому найденное по формуле (1, 1) отношение интенсивностей небулярных линий и линий типа полярных сияний для иона OII кроме T_e зависит еще и от электронной концентрации

$$\frac{I_{3727}}{I_{7330+7319}} = \frac{34.2 \cdot 10^{-6} \frac{8560}{T_e} + 3.8}{0.6 \frac{N_e}{T_e^{1/2}} + 3.8} \quad (1, 6)$$

Однако, как видно из уравнения (1, 6), даже при значении $N_e = 10^2$, которое является максимальным для диффузных туманностей, эта зависимость очень слабая.

Далее, поскольку интенсивности линий $\lambda\lambda$ 6716 и 6730 [SII] в спектрах диффузных туманностей значительны, то представляет некоторый интерес (с точки зрения метода определения T_e) аналогичное уравнение для отношения интенсивностей линий $\lambda\lambda$ 6716 + 6730 и λ 10400 иона [SII]:

$$\frac{I_{6716+6730}}{I_{10400}} = \frac{91.5 \cdot 10^{\frac{6090}{T_e}} + 10.9}{0.6 \frac{N_e}{T_e^{1/2}} + 1.8}. \quad (1, 7)$$

Если, таким образом, известно из наблюдений отношение интенсивностей соответствующих линий, то по одному (или одновременно по нескольким) из приведенных выше уравнений (1, 4)—(1, 7) может быть вычислено значение T_e . О возможности применения этих уравнений для определения T_e диффузных туманностей будет сказано ниже.

Можно получить ряд других уравнений, связывающих электронную температуру и плотность. Совместное решение их дает значения T_e и N_e . Одно из таких уравнений, предложенное Ситоном [3], основано на том предположении, что поскольку потенциалы ионизации OI и NI приблизительно одинаковы, должно иметь место следующее равенство:

$$\frac{N_1(\text{OI})}{N_1(\text{NI})} = \frac{N_1(\text{OII})}{N_1(\text{NII})}, \quad (1, 8)$$

где N_1 — число атомов в основном состоянии данного иона. Выражая N_1 через интенсивности запрещенных линий по формуле

$$I_{AB} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{N_A N_e}{\omega_A T_e^{1/2}} \Omega_{AB} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}} h\nu_{A \rightarrow B} \quad (1, 9)$$

вместо (1,8) получается:

$$\frac{I_{\text{OI}} \cdot I_{\text{NII}}}{I_{\text{NI}} \cdot I_{\text{OII}}} = 0.146 \frac{(1 + 3.4t_e^{1/2}x)(1 + 1.6x)e^{\frac{2.16}{t_e}}}{(1 + 0.1x)}, \quad (1, 10)$$

где

$$x = 10^{-4} \frac{N_e}{t_e^{1/2}}, \quad \text{а } t_e = 10^{-4} T_e.$$

Аналогичные уравнения могут быть получены на основе ряда других предположений, подобных (1, 8), например [17]:

$$\frac{N(\text{OII})}{N(\text{O})} = \frac{N(\text{SII})}{N(\text{S})} \quad \text{или} \quad \frac{N(\text{OIII})}{N(\text{O})} = \frac{N(\text{NeIII})}{N(\text{Ne})} \quad \text{и т. п.} \quad (1, 11)$$

Однако все они являются лишь грубым приближением; их нельзя хоть сколько-нибудь обосновать, так как неизвестны поле радиации внутри туманности, а также коэффициенты поглощения разных ионов, что не дает возможности теоретически рассчитать ионизацию таких элементов, как сера, азот, кислород, неон и др.

Рассмотрим теперь эти уравнения с точки зрения возможности при-
 менения их к диффузным туманностям. Прежде всего необходимо отметить,
 что электронные температуры диффузных туманностей значительно меньше
 температур планетарных туманностей, а так как потенциалы возбуждений
 уровней, переход из которых в нижнее состояние дает линии типа поляр-
 ных сияний, сравнительно высоки, то число возбуждений этих уровней
 незначительно. В результате многие из таких линий должны быть очень
 слабыми. Если к тому же число ионов данного сорта мало (скажем, из-за
 ионизации), то эти линии совсем не будут наблюдаемы. Это, прежде всего,
 относится к линии λ 4363 [OII]. Помимо того, что потенциал возбуждения
 этого уровня очень высокий, число ионов OII в диффузных туманностях
 мало. Поэтому уравнение (1, 4), будучи основным методом определения T_e
 планетарных туманностей, становится неприемлемым для диффузных ту-
 манностей. Более подходящим в этом отношении является уравнение (1, 5).
 Линии азота $\lambda\lambda$ 6584 и 6548 [NII] — одни из самых сильных запрещенных
 линий, наблюдаемых в спектрах диффузных туманностей (интенсивность
 их в несколько раз больше интенсивности линии H_{β}). Потенциал возбу-
 ждения самого верхнего уровня равен 4 эв (на 1.5 эв меньше, чем для OII).
 По формуле (1, 5) можно подсчитать, что при наблюдаемых интенсивностях
 линий $\lambda\lambda$ 6584—48 и $T_e \sim 10^4$ интенсивность линии λ 5755 будет со-
 ставлять несколько десятых интенсивности линии H_{β} , что, вообще говоря,
 может быть измерено*.

Другим независимым методом определения T_e диффузных туманностей
 может служить уравнение (1, 6). Хотя потенциал возбуждения уровня 2P
 иона OII равняется 4 эв, линия λ 7325 Å в ближней инфракрасной области
 спектра должна быть заметна. При $T_e \sim 10^4$ и $N_e \sim 100$ интенсивность
 ее будет в 10 раз меньше интенсивности λ 3727, т. е. $\sim 0.2-0.3 I_{\beta}$.

Что касается линий λ 10400 [SII], то, несмотря на то, что потенциал
 возбуждения уровня 2P сравнительно небольшой (3 эв), интенсивность ее
 будет незначительна в основном из-за того, что ионов SII в диффузных
 туманностях очень мало (основная стадия ионизации серы, по-видимому,
 SIII; см. § 3). Другие методы определения T_e , использующие распределе-
 ние интенсивности за бальмеровским пределом или величину бальмеров-
 ского скачка, совершенно не пригодны для диффузных туманностей
 (кроме туманности Ориона).

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ T_e ПО ОТНОШЕНИЮ СУММАРНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ К ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИИ H_{β}

В основе метода лежит закон сохранения энергии для свободных элект-
 тронов: количество энергии, получаемое электронами в единице объема
 за единицу времени, должно равняться количеству энергии, теряемой
 ими в единице объема за единицу времени.

* Поверхностная яркость диффузных туманностей очень мала, поэтому многие
 из слабых линий могут не получиться на спектрограммах из-за непрерывного спектра
 фона ночного неба.

Первоначально этот метод был предложен В. В. Соболевым [5] для определения электронных температур планетарных туманностей. Л. Спидер [8, 9, 18] развил его для определения T_e межзвездного газа (областей HI и HII). Несколько в другой форме, Беккер, Мензел и Аллер [19], а затем Аллер [6] применили этот метод для вычисления T_e электронного газа как функции температуры излучения возбуждающей звезды. Они исходили из уравнения сохранения энергии в континууме.

Принцип метода везде один и тот же: рассматриваются все возможные процессы, при которых электроны приобретают кинетическую энергию (в основном это фотоионизация водорода), и процессы, при которых они теряют ее (рекомбинации, возбуждение запрещенных уровней, свободно-свободные переходы и др.). Обозначив G приобретаемую электронами кинетическую энергию, а L — теряемую ими, составляем уравнение энергетического баланса

$$G=L. \quad (2, 1)$$

Если имеются все данные (энергия ионизирующего кванта, суммарная интенсивность запрещенных линий относительно линии $H_\beta - \sum \frac{I_i}{I_\beta}$, степень ионизации водорода $\frac{n_1}{n^+}$ и др.), то весь процесс определения температуры заключается в подборе такого значения T_e , при котором равенство (2, 1) имело бы место.

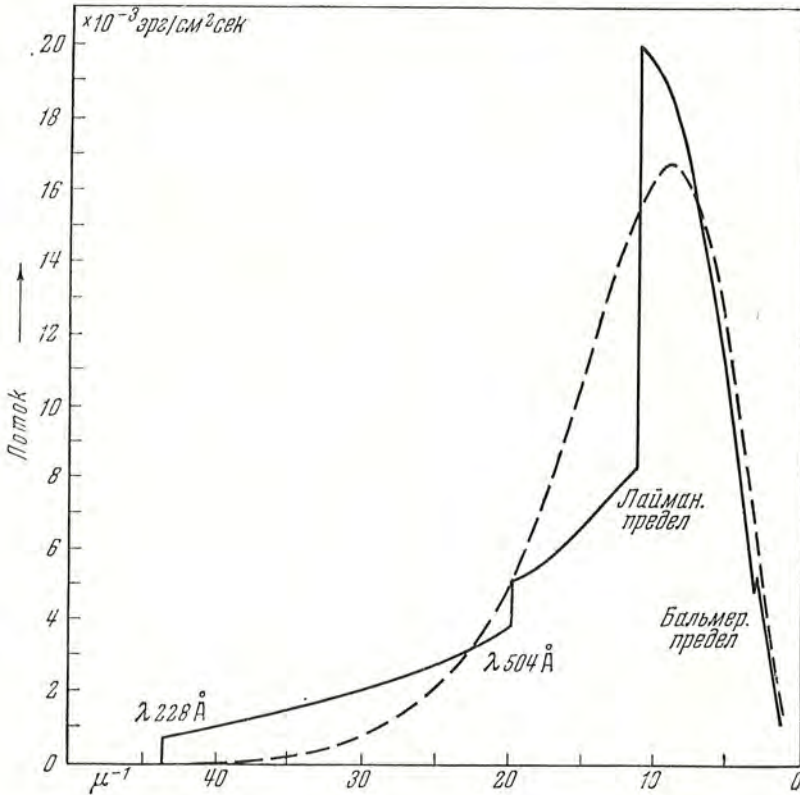
Недостатком метода является то, что полученная таким образом T_e в значительной степени зависит от характера излучения звезды в далеком ультрафиолете, которое далеко не всегда известно (особенно для звезд типа WR и других звезд с эмиссионными линиями). Поэтому в таких случаях полезно решать обратную задачу: по известной T_e , найденной каким-нибудь другим способом, и наблюдаемой $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$ судить об излучении звезды за лаймановским скачком. Иногда таким способом можно проверить правильность отождествления некоторых звезд с возбуждающими объектами или, если таковые не обнаружены, судить о том, является ли свечение туманности тепловым или оно какого-то другого происхождения.

Прежде чем составлять уравнение баланса, рассмотрим подробнее механизмы нагрева и охлаждения электронного газа туманности.

А. Н а г р е в а н и е. Главным источником энергии электронов являются высокочастотные кванты звезды ($\lambda < 912 \text{ \AA}$), которые, ионизируя водород (а в зонах HeII также и гелий), сообщают фотоионизованному электрону значительную часть своей энергии. Естественно, что средняя энергия таких электронов зависит от средней энергии ионизирующих квантов, а последние — от распределения излучения звезды в далеком ультрафиолете. Если считать это излучение планковским с температурой, равной поверхностной температуре звезды, то средняя энергия электрона, образующегося в результате фотоионизации, равна:

$$\bar{\varepsilon}_e = \frac{\int_{\nu_0}^{\nu_1} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}}{\int_{\nu_0}^{\nu_1} \frac{d\nu}{h\nu(e^{h\nu/kT} - 1)}} - h\nu_0, \quad (2, 2)$$

где верхний предел интегрирования ν_1 для зоны HeII соответствует $\lambda 228 \text{ \AA}$, для зоны HII — $\lambda 504 \text{ \AA}$ (лаймановский скачок для HeI).



Фиг. 1. Монохроматический поток излучения с поверхности звезды, полученный при расчете модели атмосферы звезды O5 (сплошная линия). Пунктир — поток излучения для абсолютно-черного тела при $T = 44600^\circ$.

Однако, как показали расчеты Андерхил [12, 13], излучение звезды за лаймановским скачком далеко не соответствует излучению черного тела. На фиг. 1 и 2 приведены графики монохроматического потока излучения с поверхности звезды спектрального класса O5 и O9.5, взятые из ее работы. Для сравнения на этих же рисунках изображены планковские кривые с $T_0 = 44600^\circ$ (для звезды O5) и $T_0 = 36800^\circ$ (для звезды O9.5). Если в длинноволновой и видимой областях спектра согласие хорошее, то в ультрафиолетовой части спектра излучение звезды сильно искажено скачками за пределами серий; для звезды O5 имеется большой избыток излучения в интервале $\lambda\lambda 504-228 \text{ \AA}$.

Плотность излучения на поверхности звезды O5 можно представить следующей функцией от ν :

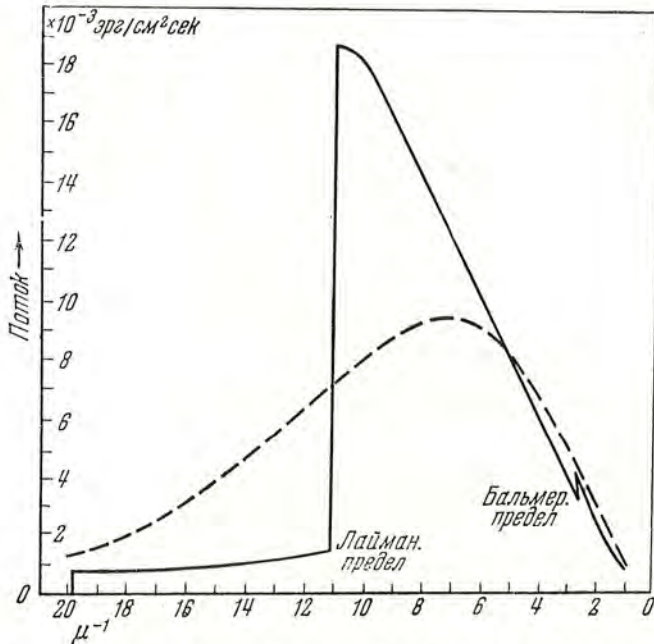
$$\left. \begin{aligned} \rho_\nu d\nu &= 2.81 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right) d\nu \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, & 504 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}, \\ \rho_\nu d\nu &= 1.33 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^{2.31} d\nu \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, & 228 \text{ \AA} < \lambda < 504 \text{ \AA}, \end{aligned} \right\} \quad (2, 3)$$

где индексы 0, 1, 2 при ν соответствуют скачкам при $\lambda \lambda$ 912 \AA , 504 \AA и 228 \AA . Средняя энергия фотоионизованного электрона в зоне НII (сюда доходит только излучение с $\lambda > 504 \text{ \AA}$) равняется:

$$\bar{\epsilon}_{\text{H}} (\text{HII}) = h\nu_0 \left\{ \frac{\int_1^{\nu_0/\nu_1} x^2 dx}{\int_1^{\nu_0/\nu_1} x^3 dx} - 1 \right\} = 6.3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}. \quad (2, 4)$$

Значок Н у $\bar{\epsilon}$ указывает, что электроны образовались при фотоионизации водорода.

В зоне HeII, помимо водорода, источником электронов служит также и гелий. Он ионизуется излучением с $\lambda \lambda$ 504—228 \AA . Это же



Фиг. 2. Монохроматический поток излучения с поверхности звезды, полученный при расчете модели атмосферы звезды O9.5 (сплошная линия). Пунктир — поток излучения для абсолютно-черного тела при $T = 36800^\circ$.

излучение ионизует и водород, а поскольку потенциал ионизации последнего почти в два раза меньше, чем у HeI, то электроны, образующиеся при фотоионизации водорода этим излучением, будут обладать значительно большей энергией, чем электроны, появляющиеся при

ионизации водорода в зоне НII. В результате, средняя энергия фотоионизованного электрона в зоне HeII будет выше, чем в зоне НII.

Аналогично (2, 4), для зоны HeII получим:

$$\bar{\varepsilon}_{\text{He}}(\text{HeII}) = \left\{ \frac{\int_1^{\nu_1/\nu_2} x^{5.31} dx}{\int_1^{\nu_1/\nu_2} x^{6.31} dx} - 1 \right\} h\nu_1 = 6.3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}, \quad (2, 5)$$

$$\bar{\varepsilon}_{\text{H}}(\text{HeII}) = h\nu_1 \left\{ \frac{\int_1^{\nu_1/\nu_2} x^{5.3} dx}{\int_1^{\nu_1/\nu_2} x^{6.31} dx} - \frac{\nu_0}{\nu_1} \right\} = 23.2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}. \quad (2, 6)$$

Выясним, какая доля квантов с $\lambda < 504 \text{ \AA}$ поглощается гелием, а какая водородом. Для этого сравним оптические толщ, создаваемые нейтральными атомами He и H для излучения в этих частотах. Коэффициент поглощения водорода за пределом серии Лаймана равен:

$$\kappa_{\text{H}} d\nu = 6.3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 d\nu.$$

Для HeI у предела серии $\lambda 504 \text{ \AA}$ коэффициент $\kappa = 7.4 \cdot 10^{-18}$; вначале он падает медленно с увеличением частоты, а затем переходит в закон ν^{-3} [20]. Для простоты будем считать:

$$\kappa_{\text{He}} d\nu = 7.6 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^3 d\nu.$$

Тогда отношение оптических толщ примет следующее значение:

$$\frac{\tau_{\text{H}}}{\tau_{\text{He}}} = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} n(\text{H}) \kappa_{\text{H}} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} n(\text{HeI}) \kappa_{\text{He}} d\nu} \approx 0.14 \frac{n(\text{H})}{n(\text{HeI})}.$$

Если в среднем на каждые 100 атомов водорода приходится по 10 атомов гелия, то, поскольку ионизация водорода в зоне HeII несколько выше, чем средняя ионизация HeI в этой же зоне, получается, что $\tau_{\text{H}} \sim \tau_{\text{HeI}}$, т. е. приблизительно одинаковое число квантов с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$ поглощается и водородом и гелием*.

Чтобы окончательно найти среднюю энергию электрона, получаемую им при ионизации HII и HeI, нужно знать относительное число ионизаций водорода излучением с $\lambda 912-504 \text{ \AA}$ и $\lambda < 504 \text{ \AA}$. Число иониза-

* Это не относится к самой границе зоны HeII, где $\tau_{\text{HeI}} > 1$; ионизация гелия здесь сильно падает и почти все излучение с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$ поглощается нейтральными атомами гелия, в результате чего $\bar{\varepsilon}_e$ уменьшается, т. е. условия становятся ближе к условиям в зоне HII.

ций пропорционально числу квантов, коэффициенту поглощения и числу поглощающих атомов, следовательно

$$\frac{\text{число иониз. изл. с } \lambda < 504 \text{ \AA}}{\text{число иониз. изл. с } \lambda \lambda 912-504 \text{ \AA}} = \frac{1.03 \cdot 1.33 \cdot 10^{-31}}{6.3 \cdot 2.81 \cdot 10^{-31}} \frac{\int_1^{v_1/v_2} x^{4.32} dx}{\int_1^{v_0/v_1} x^3 dx} \approx 0.05,$$

т. е. в зоне HeII только около 5% водорода ионизируется излучением с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$. Тогда

$$\bar{\varepsilon}_e(\text{HeII}) = \frac{95 \cdot \bar{\varepsilon}_{\text{H}}(\text{III}) + 5 \cdot \bar{\varepsilon}_{\text{H}}(\text{HeII}) + 10 \cdot \bar{\varepsilon}_{\text{He}}(\text{HeII})}{110} = 7.07 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Таким образом, в случае возбуждающей звезды O5 средняя энергия электронов, получаемая ими при фотоионизации He и H,

$$\text{в зоне HeII } \bar{\varepsilon}_e = 7.07 \cdot 10^{-12} \text{ эрг,}$$

$$\text{в зоне III } \bar{\varepsilon}_e = 6.3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

В переходной зоне (она довольно узка) $\bar{\varepsilon}_e$ принимает промежуточные значения.

Для звезды спектрального класса O9.5 плотность излучения на ее поверхности у границы серии Лаймана равна $0.515 \cdot 10^{-13} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$; сначала она падает с частотой как ν^{-2} до $\lambda 700 \text{ \AA}$, а затем приблизительно постоянна и равна $0.223 \cdot 10^{-13}$ вплоть до следующего скачка при $\lambda = 504 \text{ \AA}$, где она практически полностью обрывается.

Вычисленная для этой звезды средняя кинетическая энергия фотоионизованного электрона в зоне III (зона HeII очень мала и не наблюдается) оказалась равной

$$\bar{\varepsilon}_e = 3.7 \cdot 10^{-12} \text{ эрг,}$$

т. е. приблизительно в два раза меньше, чем $\bar{\varepsilon}_e$ для звезды O5.

Считая зависимость между $\bar{\varepsilon}_e$ и спектральным классом звезды линейной, простым интерполированием получена табл. 1.

В случае оптически толстой туманности, часть ионизации будет обусловлена диффузным излучением самой туманности (рекомбинации на уровень 1), что, как нетрудно убедиться, приведет к уменьшению $\bar{\varepsilon}_e$.

Т а б л и ц а 1

Спектр	$\bar{\varepsilon}_e \cdot 10^{12}$, эрг
O5	6.32
O6	5.72
O7	5.14
O8	4.56
O9	3.99
O9.5	3.70
B0	3.58

Из других возможных источников нагревания, таких, как а) фотоионизация остальных элементов (кроме H и He), б) фотоэффект на крупных пылинках, в) космические лучи и др., заслуживает внимания только второй, однако он сильно зависит от природы пылинок. Так, например, если они металлические — эффект будет довольно большой, если же они диэлектрические, что, по-видимому, имеет место в действительности, то и этот источник энергии электронов отпадает. Заметим, наконец, что в тех областях межзвездного пространства, где водород не ионизован, главным источником нагревания электронного газа являются механизмы а) и в).

Б. О х л а ж д е н и е. 1. Энергия, теряемая электронами при рекомбинациях с протонами, равна числу рекомбинаций на все уровни, умноженному на среднюю энергию электрона

$$E_{\text{рек.}} = n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_n(T_e) \cdot \frac{3}{2} kT_e, \quad (2, 7)$$

где

$$C_n(T_e) = 3.22 \cdot 10^{-6} \frac{e^{-\frac{\gamma_n}{kT_e}}}{T_e^{3/2} n^3} Ei\left(\frac{\gamma_n}{kT_e}\right).$$

В случае оптически толстой туманности ($\tau \gg 1$) суммирование в (2, 7) начинается не от 1, а от 2.

2. Для полной энергии, теряемой электронами при свободно-свободных переходах, квантовая механика дает следующую формулу:

$$E_{ff} = n_e n^+ \frac{27\pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \left(\frac{kT_e}{m}\right)^{1/2} \frac{e^6 \bar{g}}{hc^3 m},$$

где крамерс-гаунтовский фактор $\bar{g} = 1$.

После подстановки численных значений, получаем:

$$E_{ff} = 1.42 \cdot 10^{-27} n_e n^+ T_e^{1/2}. \quad (2, 8)$$

Значения $E_{\text{рек+ff}}$, рассчитанные на одну рекомбинацию электрон-протон, приведены в табл. 2 как функция температуры T_e *.

3. Энергию, теряемую электронами на возбуждения запрещенных линий, можно представить следующим образом:

$$E_{\text{запр}} = E(H\beta) \sum \frac{I_i}{I_\beta}. \quad (2, 9)$$

Здесь $E(H\beta)$ — энергия, излучаемая единицей объема за единицу времени в линии $H\beta$:

$$E(H\beta) = 3.26 \cdot 10^{-6} n_e n^+ \frac{2hRg}{512} \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9814}{T}}, \quad (2, 10)$$

а $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$ — наблюдаемое отношение интенсивностей всех запрещенных линий к интенсивности линии $H\beta$.

Для $E_{\text{запр}}$, таким образом, имеем:

$$E_{\text{запр}} = 22.4 \cdot 10^{-20} n_e n^+ b_4(T_e) \frac{e^{\frac{9814}{T_e}}}{T_e^{3/2}} \sum \frac{I_i}{I_\beta}, \quad (2, 11)$$

или, рассчитав на одну рекомбинацию:

$$\varepsilon_{\text{запр}} = G(T_e) \sum \frac{I_i}{I_\beta}, \quad (2, 12)$$

* Для удобства в дальнейшем, энергию, теряемую электронами при всевозможных процессах, будем относить к одной рекомбинации электрон-протон.

где $G(T_e)$ — функция, определяемая формулой

$$G(T_e) = 22.4 \cdot 10^{-20} \frac{b_4(T_e)}{\sum_1^{\infty} C_n(T_e)} \cdot \frac{e^{\frac{9814}{T_e}}}{T_e^{3/2}}, \quad (2, 13)$$

табулирована в третьей графе табл. 2. Значение параметра $b_4(T_e)$ как функции от температуры взято из работы Беккера и Мензела [21] (случай «В»).

4. Возбуждение водорода электронным ударом. По той простой причине, что T_e в диффузных туманностях сравнительно низка, энергия, теряемая электронами на возбуждение и ионизацию водорода электронными ударами, очень незначительна. Она равняется

$$E_{\text{уд. вод.}} = n_e n_{\text{H}} \left\{ \sum_1^{\infty} b_{1n} \lambda_{1n} + \gamma \lambda_0 \right\}, \quad (2, 14)$$

где n_{H} — число нейтральных атомов водорода в основном состоянии в единице объема. Вероятности возбуждения b_{1n} и ионизации γ электронными ударами вычислены Чемберленом [22].

Таким образом,

$$\varepsilon_{\text{уд. вод.}} = \frac{n_{\text{H}}}{n^+} D(T_e), \quad (2, 15)$$

где

$$D(T_e) = \frac{\sum_1^{\infty} b_{1n} \lambda_{1n} + \gamma \lambda_0}{\sum_1^{\infty} C_n(T_e)}.$$

Четвертая графа табл. 2 содержит значения функции $D(T_e)$.

Роль возбуждения водорода электронными ударами в общем энергетическом балансе становится заметной начиная с $T_e \approx 15000^\circ$ и выше

при $\frac{n_{\text{H}}}{n^+} \approx 10^{-4}$. Благодаря сильной зависимости функции D от температуры

точное значение для $\frac{n_{\text{H}}}{n^+}$ иметь не обязательно. По-видимому,

практически во всех случаях мы имеем $\frac{n_{\text{H}}}{n^+} \leq 10^{-4}$, а поэтому возбуждением водорода электронными ударами можно пренебречь.

5. Охлаждение электронов из-за наличия пыли связано с конденсацией их на поверхности пылинки*. Подробно этот вопрос рассматривался Спизером [8] и с несколько другой точки зрения ван де Холстом [23].

* Из-за целого ряда неопределенностей все расчеты здесь, касающиеся этого механизма охлаждения, имеют характер лишь грубого приближения.

Таблица 2

$T_e \cdot 10^{-3}$	$\varepsilon_{\text{рек.}} + ff \cdot 10^{12}$	$G(T_e) \cdot 10^{12}$	$D(T_e) \cdot 10^{10}$
5	1.18	0.290	—
6	1.45	0.275	—
7	1.67	0.261	—
8	1.91	0.250	—
9	2.16	0.240	—
10	2.40	0.231	0.092
11	2.64	0.224	0.35
12	2.90	0.218	0.95
13	3.14	0.213	2.10
14	3.39	0.209	4.40
15	3.65	0.206	7.80
16	3.90	0.204	12.5
17	4.15	0.202	21.0
18	4.50	0.200	33.0
19	4.66	0.198	63.0
20	4.91	0.197	96.0

Пылинки, среднего размера, $a = 3 \cdot 10^{-5}$ см, диэлектрические, заряжены отрицательно. Электростатический потенциал их зависит от T_e ; в области НИ, согласно [23], он равен:

$$V = -2.2 \frac{T_e}{10000} \text{ в.}$$

Прилипшие к поверхности пылинки электроны либо нейтрализуются там путем рекомбинаций с положительными ионами, либо покидают пылинку в результате столкновения со свободным электроном. Вероятность встречи пылинки с ионом ($\xi_i = 10^{-4}$) очень мала по сравнению с таковой для электрона ($\xi_e \sim 0.1-0.5$), поэтому нейтрализацией можно полностью пренебречь, считая грубо, что число рекомбинаций электронов в точности уравнивается числом ударов, при которых свободный электрон выбивает из поверхности пылинки прилипший к ней электрон.

Число рекомбинаций электронов на пылинки в единице объема за единицу времени дается формулой [8]:

$$n_g n_e \overline{\sigma_g v} = n_e n_g 2\xi_e \left(\frac{2\pi k}{m_e}\right)^{1/2} a^2 T_e^{1/2} e^{-\gamma}, \quad (2, 16)$$

где $\gamma = -\frac{eV}{kT_e}$, n_g — число пылинок в единице объема, a — их средний радиус. Для общей энергии, теряемой таким образом электронами на пылинках, имеем:

$$E_{\text{пыл.}} = n_e n_g 3 \left(\frac{2\pi}{m_e}\right)^{1/2} \xi_e (kT_e)^{3/2} a^2 e^{-\gamma}, \quad (2, 17)$$

или, рассчитав на одну рекомбинацию электрон-протон, получим:

$$\varepsilon_{\text{пыл.}} = \frac{n_g}{n^+} R(T_e), \quad (2, 18)$$

где

$$R(T_e) = 10.9 \cdot 10^{-21} \frac{T_e^{3/2}}{\sum_1^{\infty} C_n(T_e)}.$$

Охлаждение электронов вследствие наличия пыли становится существенным при $\frac{n_g}{n^+} \sim 10^{-11}$ и выше, поэтому в каждом отдельном случае, когда явно имеется много пыли, необходимо знать величину $\frac{n_g}{n^+}$ (для «стандартного состава» принято $\frac{n_g}{n^+} = 10^{-12}$).

Заметим, что в случае металлических частиц, вследствие сильного фотоэффекта на их поверхности, этот же процесс служил бы источником энергии для электронов.

Из других возможных механизмов охлаждения можно отметить свечение туманности в запрещенных линиях, лежащих вне видимой области спектра, и охлаждение на отрицательных ионах водорода.

Были просмотрены все нижние уровни всевозможных ионов, возбуждение которых электронным ударом привело бы к свечению туманности в запрещенных линиях. Оказывается, что такие линии, вообще говоря, могут быть, но они (кроме [SIII]) помещаются либо в очень далекой инфракрасной области и выход энергии в них незначителен, либо в далекой ультрафиолетовой области, так что возбуждение их электронным ударом маловероятно (энергия электронов слишком мала). К тому же число таких ионов очень мало. Излучение [SIII], как будет показано ниже, составляет значительную часть общего излучения туманности в запрещенных линиях.

Что касается отрицательных ионов водорода, то самые благоприятные условия для их существования имеются на границе зоны HII, где еще много электронов и уже достаточно много нейтральных атомов водорода; однако электронное давление в туманностях так мало, что вероятность образования иона H^- почти равна нулю.

В. Уравнение энергетического баланса для свободных электронов. В туманностях со стационарными физическими условиями должны иметь место следующие два равенства: 1) равенство между процессами ионизации и рекомбинации (число ионизаций с основного уровня равно числу рекомбинаций на все уровни)

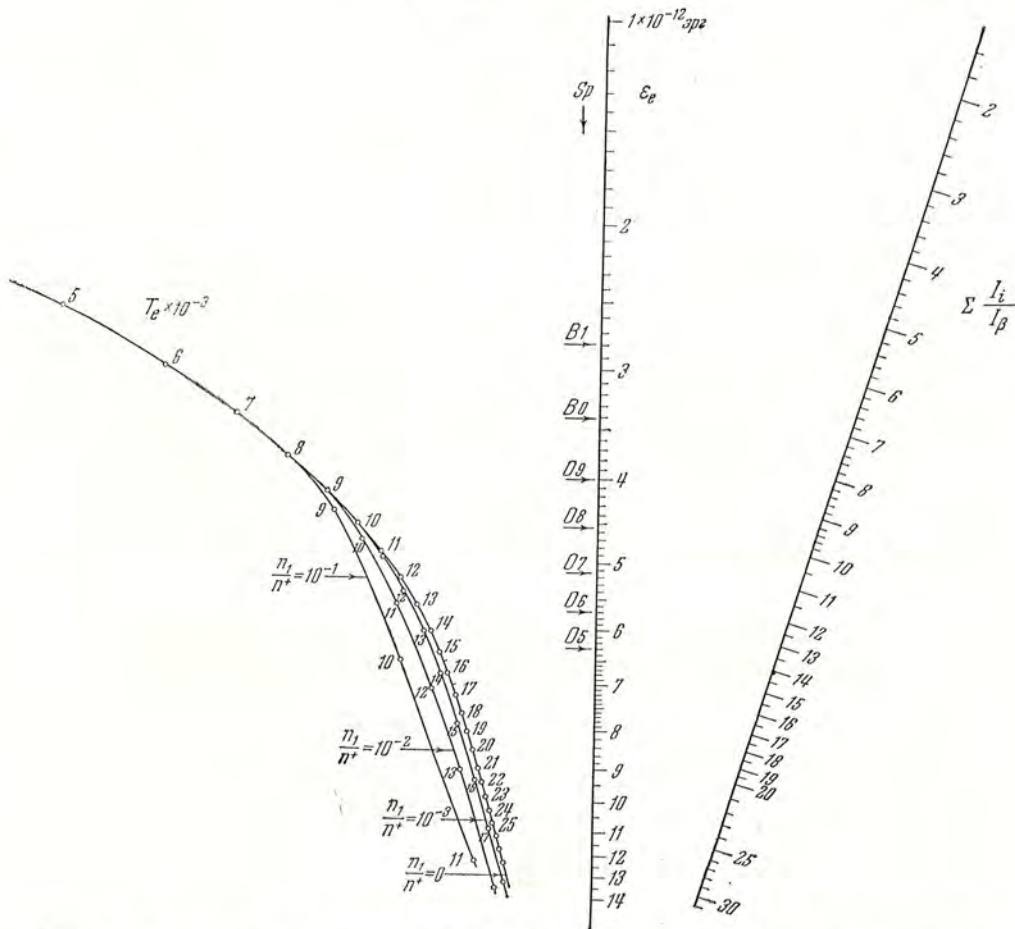
$$n_1 W \int_{\nu_0}^{\nu_1} \frac{I_{\nu}^{\alpha_{\nu}}}{h\nu} e^{-\tau_{\nu}} d\nu = n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_n(T_e) \quad (2, 19)$$

и 2) равенство прибыли и потери энергии свободными электронами (2, 1):

$$G = L \quad (2, 20)$$

Используя (2, 19) и формулы (2, 7), (2, 8'), (2, 11), (2, 14) и (2, 17), равенство (2, 20) запишется:

$$\begin{aligned}
 n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_n(T_e) \cdot \bar{\varepsilon}_e = n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_n(T_e) \cdot \frac{3}{2} k T_e + n_e n^+ 1.42 \cdot 10^{-27} T_e^{1/2} + \\
 + n_e n^+ \cdot 22.4 \cdot 10^{-20} b_4(T_e) \frac{e^{-T_e}}{T_e^{3/2}} \sum \frac{I_i}{I_3} + \frac{n_{II}}{n^+} \left\{ \sum_1^{\infty} b_{1n} \lambda_{1n} + \gamma_{\lambda 0} \right\} + \\
 + 3 n_e n_g \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \xi_e (k T_e)^{3/2} a^2 e^{-\gamma}, \quad (2, 21)
 \end{aligned}$$



Фиг. 3. Номограмма уравнения (2, 21). По заданному спектральному классу Sp и $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$ определяется значение T_e .

где $\bar{\varepsilon}_e$ — средняя энергия электрона, получаемая им при фотоионизации водорода и гелия, вычисленная в п. А этого параграфа.

Разделив обе стороны уравнения (2, 21) на величину $n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_n(T_e)$,

получим:

$$\bar{\varepsilon}_e = \varepsilon_{\text{рек+ff}} + \varepsilon_{\text{запр.}} + \varepsilon_{\text{уд. вод.}} + \varepsilon_{\text{пыль.}} \quad (2, 22)$$

Формулы (2, 7), (2, 8), (2, 12), (2, 15) и (2, 18) раскрывают значения каждой из этих величин, а табл. 2 содержит их численные значения как функцию температуры T_e . Левая сторона уравнения (2, 22) зависит только от спектрального класса возбуждающей звезды (или от T_*), правая — от T_e , $\sum \frac{I_i}{I_3}$, $\frac{n_H}{n^+}$ и $\frac{n_g}{n^+}$. Если последние три величины и спектральный класс возбуждающей звезды известны, то уравнение (2, 22) однозначно определяет электронную температуру T_e . Для быстрого определения T_e составлена номограмма уравнения (2, 21) (фиг. 3). По средней шкале отложены значения $\bar{\varepsilon}_e$ и отмечены спектральные классы возбуждающих звезд, по двум другим шкалам — T_e и суммарная интенсивность запрещенных линий $\sum \frac{I_i}{I_3}$ (охлаждения на пыли номограмма не учитывает). Точки пересечения любой прямой с этими шкалами дают нам значения T_e , $\bar{\varepsilon}_e$ и $\sum \frac{I_i}{I_3}$, одновременно удовлетворяющие уравнению (2, 21).

Помимо определения температуры, уравнение энергетического баланса может быть иногда полезно тем, что дает возможность проверить правильность отождествления некоторых ранних звезд с возбуждающими объектами. Такой случай мы имеем для туманности NGC 6888. Ни одна из отождествляемых возбуждающих звезд не может быть причиной такого сильного свечения в запрещенных линиях [24]. Здесь, по-видимому, мы имеем дело либо с планетарной туманностью, ядро которой может быть не видно, либо с остатком сверхновой, который светится за счет кинетической энергии расширяющейся оболочки.

§ 3. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИОНИЗАЦИИ

Как видно из уравнения энергетического баланса (2, 21), электронная температура есть функция $\bar{\varepsilon}_e$ и $\sum \frac{I_i}{I_3}$. Для звезды данного спектрального класса, при отсутствии заметного поглощения в туманности ($\bar{\varepsilon}_e = \text{const}$) T_e зависит только от $\sum \frac{I_i}{I_3}$, причем с увеличением последней T_e убывает.

С другой стороны, относительная интенсивность запрещенных линий определяется физическими условиями в туманности, главным образом ионизацией и температурой (считая при этом, что относительный химический состав всех туманностей одинаков). Интересно в связи с этим хотя бы грубо выяснить, как влияют изменения ионизации и температуры на величину $\sum \frac{I_i}{I_3}$ в условиях, соответствующих некоторой стандартной диффузной туманности.

Интенсивность любой запрещенной линии в единицах интенсивности линии H_{β} равна:

$$I_{AB} = 0.38 \cdot 10^{14} \frac{\Omega_{AB} \chi_{AB}}{\tilde{\omega}_1} \frac{n_a}{n^+} \frac{T_e}{b_{\downarrow}(T_e)} e^{-\frac{9814}{T_e} - \frac{\chi_{AB}}{kT_e}}, \quad (3, 1)$$

где потенциал возбуждения χ_{AB} выражен в эргах. Формулу (3, 1) можно записать сокращенно:

$$I_{AB} = \frac{n_a}{n^+} \Theta, \quad (3, 2)$$

где Θ — для данной линии функция только температуры. Она табулирована в табл. 4 для небулярных линий ионов NII, OII, OIII, SII и SIII. Табл. 3 содержит значения всех необходимых атомных параметров. Значение Ω_{AB} для SIII — неизвестно, однако, судя по общему ходу зависимости Ω от χ для небулярных линий (см. табл. 3), можно полагать, что оно близко к 3. Рассмотрим сначала, как должна изменяться

Таблица 3

Ион	Переход	$\lambda\lambda$ в Å	$\tilde{\omega}_1$	Ω_{12}	χ_{12}
OII	$2D_{3/2, 3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	3725—3729	4	1.44	3.31
OIII	$1D_2 \rightarrow 3P_{1, 2}$	4959—5007	9	1.73	2.49
SII	$2D_{3/2, 3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$	6730—6716	4	2.02	1.84
NII	$1D_2 \rightarrow 3P_{1, 2}$	6584—6548	9	2.39	1.89
SIII	$1D_2 \rightarrow 3P_{1, 2}$	9069—9040	9	3.0	1.36

Таблица 4

$T_e \cdot 10^{-3}$	Значения функции $\Theta \cdot 10^{-3}$ для небулярных линий ионов				
	NII	OIII	OII	SII	SIII
5	6.50	1.88	0.55	13.45	20.2
6	13.43	3.98	2.02	27.30	34.3
7	25.00	8.73	5.53	48.3	54.3
8	39.40	15.65	11.78	78.5	76.0
9	56.60	24.8	21.3	112.0	102.0
10	76.50	35.7	34.3	148.5	130.0
11	99.0	49.3	51.6	191.0	156.0
12	120.5	63.5	72.0	233.0	182.0
13	144.0	80.0	95.0	278.0	208.0
14	163.0	97.0	121.0	324.0	236.0
15	191.0	115.0	150.0	369.0	262.0
16	216.0	132.0	181.0	411.0	289.0
17	246.0	150.0	214.0	458.0	314.0
18	266.0	169.0	251.0	501.0	342.0
19	284.0	188.0	286.0	546.0	369.0
20	308.0	208.0	322.0	590.0	394.0

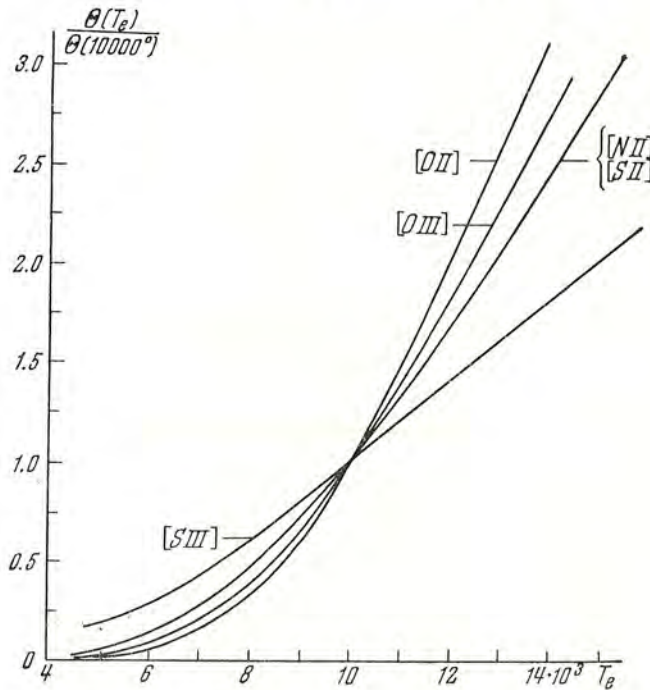
Таблица 5

SI	OI	NI	HeI	HI
10.36	13.55	14.54	24.58	13.53
SII	OII	NII	HeII	III
23.4	35.16	29.6	54.4	
SIII	OIII	NIII	HeIII	
35.0	54.9	47.42		
SIV	OIV	NIV		
47.3	77.0	77.0		
SV				
72.0				

относительная суммарная интенсивность запрещенных линий с температурой. Для удобства введем функцию

$$\Theta(T_e) = \frac{\Theta(T_e)}{\Theta(10000)},$$

т. е. будем относить все интенсивности запрещенных линий к интенсивностям их при $T_e = 10\,000^\circ$. На фиг. 4 приводятся графики функций $\Theta(T_e)$



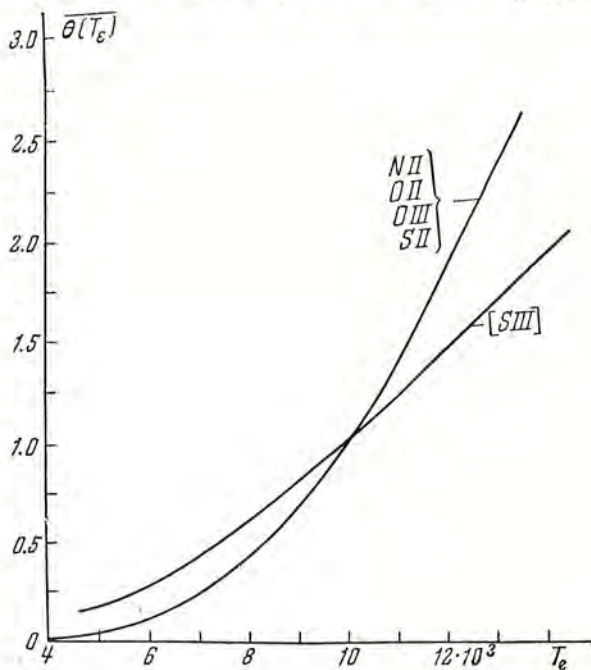
Фиг. 4. Зависимость интенсивностей запрещенных линий разных ионов от T_e (в единицах интенсивности их при $T_e = 10000^\circ$).

для указанных выше пяти ионов. Чтобы вывести среднюю зависимость $\overline{\Theta(T_e)}$ для $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$, необходимо хотя бы приблизительно знать, какую долю от общей интенсивности составляют интенсивности линий каждого из этих

ионов. Основываясь на имеющихся в литературе данных наблюдений для спектров диффузных туманностей [10, 24], можно считать, что в среднем около 50—60% интенсивности всех запрещенных линий (без линий [SIII]) приходится на линии [NII]; приблизительно 30% составляет линия λ 3727 [OII], остальное приходится на линии [OIII] и [SII] (заметим, что относительные интенсивности линий разных ионов сильно меняются даже в пределах одной туманности). Исходя из этого, нами выведена средняя зависимость $\overline{\Theta}(T_e)$ для суммарной интенсивности линий четырех ионов NII, OII, OIII и SII (фиг. 5).

Прежде чем включать сюда зависимость от T_e для интенсивности линий [SIII], выясним, какую долю составляют они от общей интенсивности всех запрещенных линий. Судя по тому, что сера в диффузных туманностях может находиться только в трех стадиях ионизации SII, SIII, SIV (см. ниже), причем основная стадия — это SIII, а потенциал возбуждения небулярных линий λ 9069 и 9040 [SIII] очень низкий (1.36 эв), можно полагать, что диффузные туманности должны довольно ярко светиться в линиях [SIII]*.

Точно подсчитать интенсивности этих линий мы не можем, так как неизвестны ни химический состав $\frac{n_S}{n_H}$, ни ионизация серы в туманности, однако порядок величины нетрудно получить. Если взять средний химический состав планетарных туманностей [26] и считать, что он такой же и для диффузных туманностей, то для $\frac{n_S}{n_H}$ имеем значение $0.17 \cdot 10^{-3}$. Предположим, что только $\frac{1}{3}$ всех атомов серы находится в состоянии SIII, тогда по формуле (3, 2) и табл. 3 находим, что при $T_e \sim 10^4 \frac{I[SIII]}{I_\beta} \approx 8$, т. е. интенсивность линий λ 9069 + 9040 [SIII] почти такая же, как интенсивность линий NII, OII, OIII и SII, вместе взятых. Значит, при выводе $\overline{\Theta}(T_e)$ для общей интенсивности



Фиг. 5. К выводу средней зависимости $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$ от T_e .

* Для туманности Ориона эти линии обнаружены и оказались очень интенсивными [25].

сти всех запрещенных линий можно просто взять среднюю от двух кривых, изображенных на фиг. 5. Из этого рисунка видно, что изменение T_e на 2000° в области температур $10\,000^\circ$ изменит $\sum \frac{I_i}{I_3}$ примерно на 50%.

Выясним теперь, насколько небольшие различия в ионизации могут привести к изменению $\sum \frac{I_i}{I_3}$, считая при этом, что $T_e = \text{const}$ и что относительный химический состав всех туманностей одинаков. Начнем с кислорода. Если принять во внимание то, что потенциалы ионизации ионов OII и HeII почти одинаковы (см. табл. 5) и что даже для звезды O5 излучение полностью обрывается на $\lambda 228 \text{ \AA}$ (см. фиг. 1), то имеются все основания полагать, что ионов OIV в диффузных туманностях практически нет. В пользу этого говорит также отсутствие рекомбинационных линий HeII даже в самых центральных частях диффузных туманностей.

С другой стороны, если сравнить потенциалы ионизации и коэффициенты поглощения в непрерывном спектре для OI и NI, то, поскольку водород полностью ионизован, аналогичный вывод можно сделать и относительно ионов OI (если число ионов OI было бы хоть сколько-нибудь значительно, то запрещенные линии $\lambda\lambda 6300$ и 6364 [OI] можно было бы наблюдать). Таким образом, кислород в диффузных туманностях находится только в двух стадиях ионизации OII и OIII, а так как функция Θ в уравнении (3, 2) в области температур $10\,000^\circ$ для этих ионов мало отличается, то взаимный переход $OII \rightleftharpoons OIII$ существенно не изменит сумму интенсивностей $I_{N_1 + N_2} + I_{3727}$.

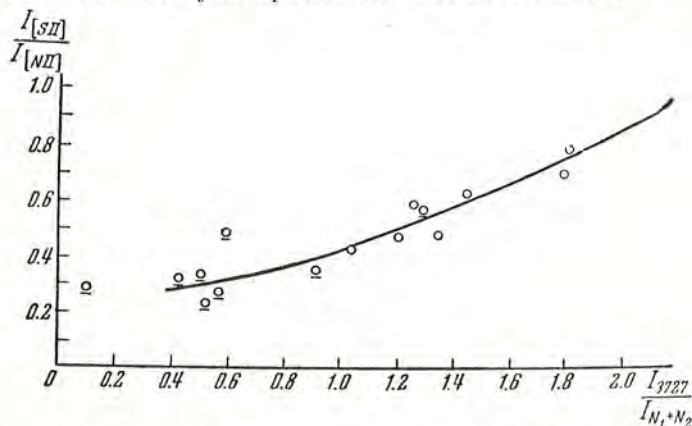
Рассмотрим серу и азот. Потенциал ионизации SIII такой же, как и OII. Линии $N_1 + N_2$ [OIII] хорошо заметны даже на сравнительно больших расстояниях от возбуждающей звезды [24], что говорит о наличии там ионов OIII. Можно полагать, что по крайней мере там, где наблюдаются интенсивные линии $N_1 + N_2$ (в непосредственной близости от звезд), значительная часть серы должна находиться в состоянии SIV. Что касается азота, то он подобно кислороду может находиться только в двух стадиях ионизации NII и NIII. Оба иона в SIV и NIII не светятся в запрещенных линиях: электронная конфигурация у них такая же, как у OIV ($2p$), а поэтому с ростом ионизации (переход SIII в SIV и NII в NIII) интенсивность запрещенных линий может сильно уменьшиться, иногда даже на 40–50%, что сравнимо с изменениями, вызванными возможной разностью температур. Взаимные переходы между ионами SII и SIII существенно не изменят сумму $I_{[SII]} + I_{[SIII]}$.

Грубо можно представить себе следующую картину состояния ионизации S, N и O в типичной диффузной туманности с возбуждающей звездой O5. Возле самой звезды, на сравнительно небольшом расстоянии от нее, доминирующими являются ионы OIII, SIV и NIII. С удалением от звезды ионизация постепенно падает. Приблизительно в том месте, где $N(OII) > \sim N(OIII)$ * сера находится преимущественно во второй

* Для большинства диффузных туманностей в большей части объема их $N(OIII)$ меньше, чем $N(OII)$.

стадии ионизации — SIII, а $N(\text{NIII}) \ll N(\text{NII})$. С дальнейшим увеличением расстояния ионизация падает еще сильнее: OIII переходит в OII, SIII в SII и NIII в NII. Так как оптическая толща для ионизирующего излучения при этом меняется мало (ионизация падает в основном из-за дилуции), то резких границ между зонами ионизации, по-видимому, не существует.

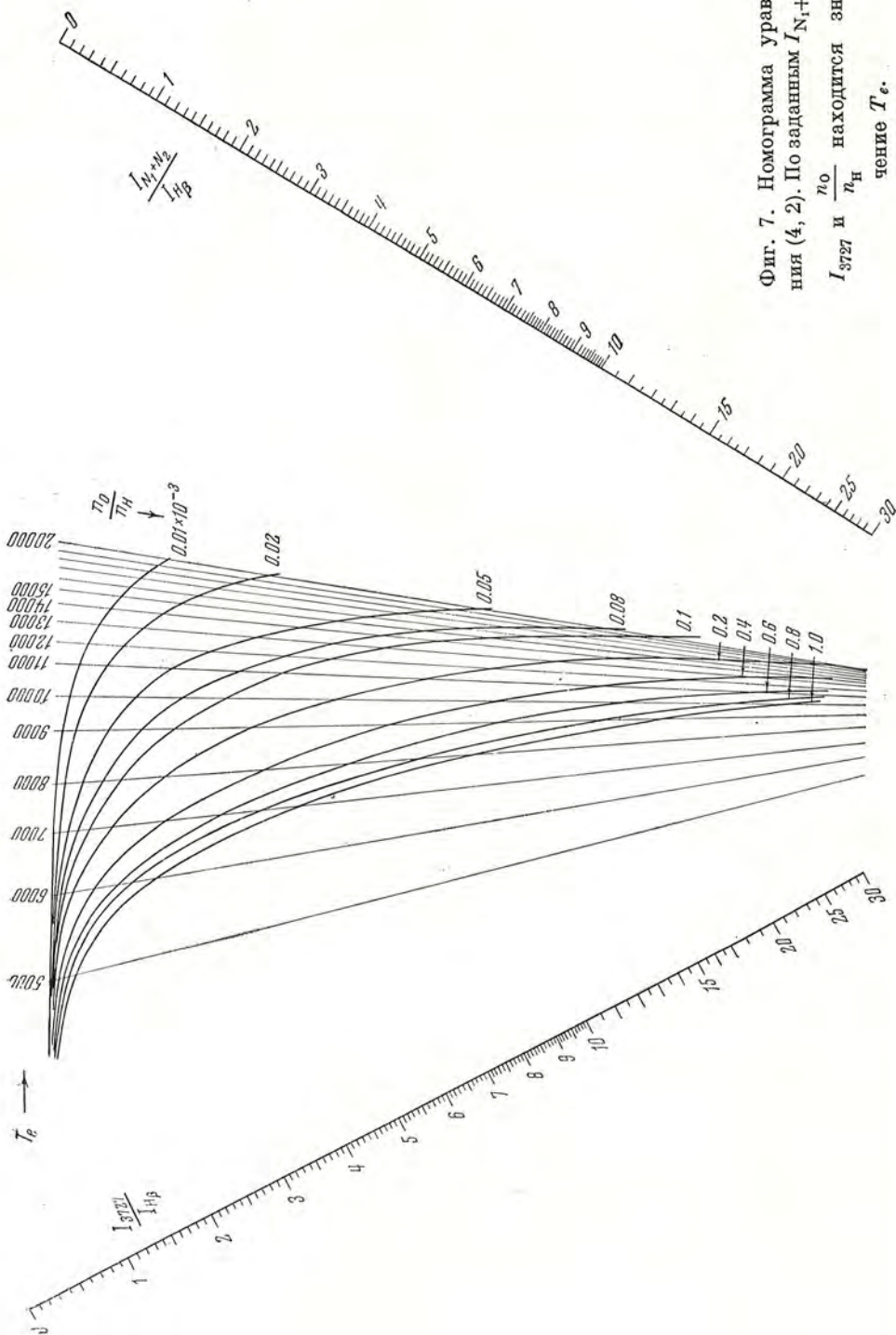
Как при этом будет изменяться $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$? Очевидно, поскольку ионы SIV и NIII не светятся в запрещенных линиях, то с удалением от звезды $\sum \frac{I_i}{I_\beta}$ сначала растет, достигает своего максимального значения там, где больше всего ионов SIII, а затем уже приблизительно постоянна до самой границы



Фиг. 6. Зависимость отношений интенсивностей линий некоторых понов от ионизации в туманностях. Подчеркнутые кружочки указывают на наличие ионов HeII.

туманности. Согласно с уравнением энергетического баланса (2, 24) это означает, что в центре туманности T_e должна быть максимальной, затем она быстро падает с увеличением расстояния от звезды и, начиная приблизительно от того места, где $N(\text{OII}) \geq N(\text{OIII})$, становится постоянной.

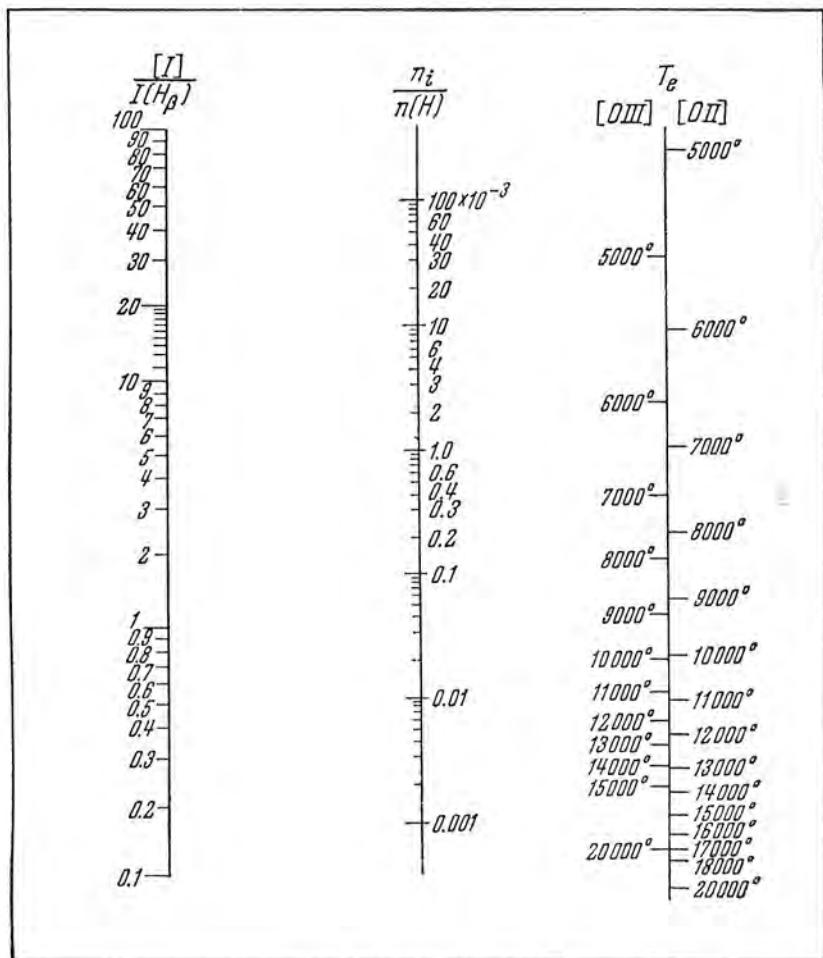
При оценке ионизации в диффузных туманностях, по данным наблюдений, лучше всего пользоваться отношением интенсивностей линий $\frac{I_{[SII]}}{I_{[NII]}}$ и $\frac{I_{3727}}{I_{N_1} + I_{N_2}}$. Первое из них совсем не зависит от T_e , второе — очень незначительно. Нетрудно убедиться, что как первое, так и второе отношения уменьшаются с ростом ионизации. По имеющимся данным наблюдений [24], исправленным нами за межзвездное поглощение, нанесено несколько точек на фиг. 6. По осям отложены значения указанных выше отношений. Небольшой разброс точек, возможно, обусловлен неточностью данных наблюдений. Подчеркнутые кружочки — туманности или части туманностей с хорошо наблюдаемыми линиями гелия. Последнее указывает на повышенную степень возбуждения туманности, что хорошо согласуется с зависимостью отношений $\frac{I_{[SII]}}{I_{[NII]}}$ и $\frac{I_{3727}}{I_{N_1} + I_{N_2}}$ от степени ионизации туманности.



Фиг. 7. Номограмма уравнения (4, 2). По заданным $I_{N_1+N_2}$, I_{3727} и $\frac{\tau_{10}}{\tau_H}$ находится значение T_c .

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ T_e ПО ИНТЕНСИВНОСТЯМ ЛИНИЙ
 $N_1 + N_2[\text{OII}]$ И $\lambda 3727 [\text{OII}]$

Тот факт, что кислород в диффузных газовых туманностях может находиться только в двух стадиях ионизации OII и OIII (см. § 3), дает нам еще один метод определения электронной температуры. Идея его заключается в следующем. Если считать, что относительный химический состав



Фиг. 8. Номограмма для определения числа ионов OII и OIII в диффузных туманностях.

всех туманностей одинаков (скажем такой, как средний химический состав планетарных туманностей), то всегда должно иметь место равенство

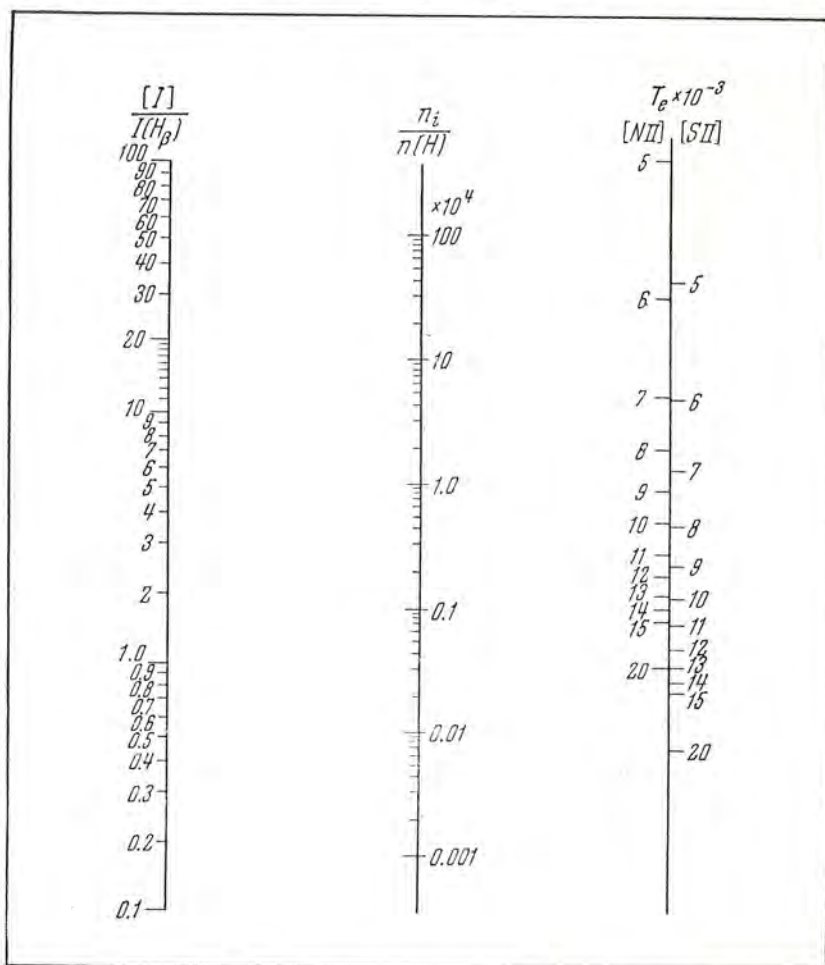
$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} + \frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}} = \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}}, \quad (4, 1)$$

где $\frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}}$ — полное число всех атомов кислорода в единице объема, отнесенное к числу атомов водорода. Если теперь, пользуясь формулой (3, 2),

выразить $\frac{n_{\text{OH}}}{n_{\text{H}}}$ и $\frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}}$ через относительные интенсивности небулярных линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$, то уравнение (4, 1) примет вид:

$$\frac{I_{3727}}{I_{\beta}} \Theta_{\text{OH}}^{-1} + \frac{I_{N_1+N_2}}{I_{\beta}} \Theta_{\text{OIII}}^{-1} = \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}}, \quad (4, 2)$$

где функции Θ_{OH} и Θ_{OIII} зависят только от температуры. Численные значения их имеются в табл. 4. Если бы полное число атомов кислорода было



Фиг. 9. Номограмма для определения числа ионов NII и SII в диффузных туманностях.

известно точно, то уравнение (4, 2) дало бы нам точное значение T_e . Однако разные авторы дают разные значения $\frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}}$, поэтому, принимая какое-нибудь одно из них (или среднее значение), мы тем самым получим единую для всех туманностей шкалу температур. Относительные значения температур будут правильными, хотя абсолютные значения их могут быть не совсем верными.

Для быстрого решения уравнения (4, 2) составлена номограмма (фиг. 7). Соединяя точки двух крайних шкал, на которых нанесены интенсивности линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$, прямой линией можем для любого данного $\frac{n_O}{n_H}$ прочесть сверху значение T_e . Как видно из номограммы, найденная таким образом электронная температура в значительной мере будет зависеть от принятого значения $\frac{n_O}{n_H}$. Из номограммы видно также, насколько ошибки в определении интенсивностей $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$ скажутся на точности определения температуры T_e .

Для определения числа ионов SH , NH , OH и OIH относительно атомов водорода по наблюдаемым интенсивностям их запрещенных линий и найденной T_e даются номограммы (фиг. 8 и 9). Точка пересечения прямой, соединяющей интенсивность линии данного иона и T_e (две крайние шкалы) со средней шкалой дает значение $\frac{n_i}{n_H}$.

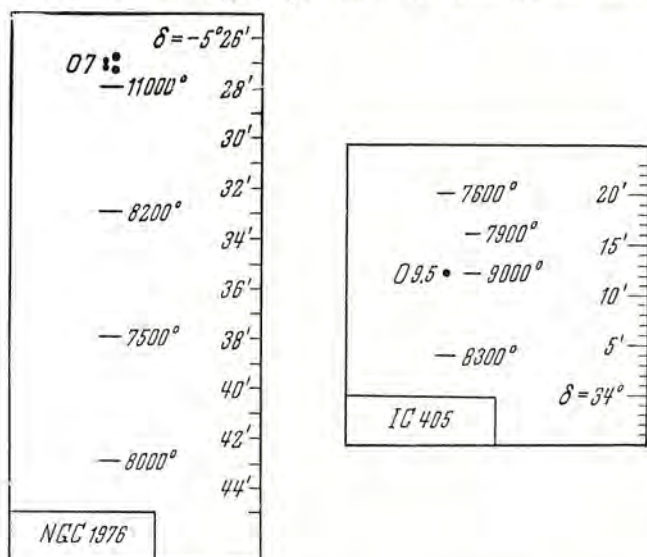
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время автором проводится работа по наблюдению спектров диффузных туманностей, однако для предварительного рассмотрения использованы имеющиеся уже в литературе данные наблюдений. Были исправлены за межзвездное поглощение (по покраснению $O-V$ звезд) интенсивности линий в спектрах некоторых диффузных туманностей (NGC 1976, IC 405, NGC 2264 и др.), полученных Джонсоном [24]. Данные наблюдений для туманности «Северная Америка» (NGC 7000) взяты из работы С. Б. Пикельнера [10].

В связи с некоторыми выводами § 3, особенный интерес представляет собой изменение электронной температуры с расстоянием от возбуждающих звезд. Так как для каждой туманности спектры снимались в нескольких местах ее, то этот вопрос нетрудно было выяснить. Применяя метод, описанный в § 4, обнаружено, что для некоторых туманностей T_e приблизительно постоянна во всем ее объеме (NGC 7000, 2264), для других (например, NGC 1976, IC 405) она заметно падает по направлению от центра к периферии туманности, причем характер этого падения очень похож на тот, который следовало ожидать, исходя из общих соображений относительно ионизации в туманности и энергетического баланса свободных электронов. На фиг. 10 точками отмечены возбуждающие звезды и черточками — положения щели спектрографа на небе относительно этих звезд. Возле каждой черточки указана температура, найденная по методу, описанному в § 4 при значении $\frac{n_O}{n_H} = 0.2 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что абсолютные значения этих температур могут быть далеко не совсем верными, но общий ход изменения температуры безусловно имеет место (он почти не зависит от принятого $\frac{n_O}{n_H}$). Интереснее всего то, что этот ход (см. фиг. 10) оказался именно таков, как это описывалось в § 3. В центре туманности, т. е. в непосредственной бли-

зости от звезды, температура максимальна; с началом удаления от звезды T_e резко падает и дальше уже становится постоянной до самого края туманности.

Можно указать на еще одну возможную причину уменьшения электронной температуры по направлению центр—край туманности — это уменьшение средней энергии ионизирующего кванта звезды с удалением от нее ($\bar{\epsilon}_e = f(r)$); см. уравнение (2, 22). Последнее равносильно покраснению звезды в далеком ультрафиолете, вызванном селективным поглощением в самой туманности. Такое поглощение может быть обусловлено, например, наличием тонкой пыли (радиус пылинок $a \sim 200-300 \text{ \AA}$). Если это



Фиг. 10. Наблюдаемое изменение электронной температуры в туманностях с расстоянием от возбуждающих звезд.

поглощение соответствует закону λ^{-1} , то, как показали вычисления, уже при $\tau_{912 \text{ \AA}} \sim 0.8$ средняя энергия ионизирующего кванта падает в два раза, что понизит температуру приблизительно раза в полтора.

Другим возможным механизмом охлаждения, который усиливался бы к краю туманности, могло бы служить возбуждение электронным ударом нейтрального водорода. Однако, согласно теории ионизации Стремгrena [27], водород ионизован практически полностью до расстояния 0.95 радиуса зоны НII, поэтому внутри туманности этот эффект не может иметь значения. Остальные источники охлаждения, как уже указано в § 2, несущественны.

Наблюдения туманностей, проводимые в настоящее время, имеют целью точно решить, какая из двух причин (излучение в запрещенных линиях или селективное поглощение в туманности) ответственна за уменьшение T_e с удалением от возбуждающих звезд. По-видимому, сам характер этого уменьшения должен быть разным для каждой из этих причин. Второй механизм, если он окажется существенным, может служить индикатором

наличия тонкой пыли (или другого агента), поглощающей излучение звезды за лаймановским пределом и не влияющей на видимую часть ее спектра.

В заключение приношу глубокую благодарность С. Б. Пикельнеру за советы и повседневную помощь, оказанную мне при выполнении этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948, гл. 13.
2. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948, гл. 20, стр. 93.
3. M. J. Seaton. M. N., 114, 154, 1954.
4. H. Andrillat. Compt. rend., 231, 1432, 1950.
5. В. В. Соболев. Уч. зап. ЛГУ, № 82, 1941.
6. L. Aller. Ap. J., 118, 547, 1953.
7. H. Andrillat. Suppl. An. d'Astroph., № 1, 1955.
8. L. Spitzer. Ap. J., 107, 6, 1948; 109, 337, 1949.
9. L. Spitzer, W. Savedov. Ap. J., 120, 1, 1954.
10. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 11, 8, 1954.
11. P. Swings. Ap. J., 95, 112, 1942.
12. A. Underhill. Kobenhavns Med., № 151, 1950.
13. A. Underhill. Publ. Domin. Astr. Obs., 8, № 12, 1951.
14. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1939, стр. 165.
15. M. J. Seaton. Phil. Trans. Am., 245, 469, 1953; Proc. of the Roy. Soc. Am., 400, 1953.
16. R. H. Garstang. M. N., 111, 115, 1951.
17. K. H. Böhm. Ap. J., 123, 379, 1956.
18. L. Spitzer, W. Savedov. Ap. J., 111, 593, 1950.
19. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948, гл. 5.
20. D. Veits. M. N., 106, 432, 1946.
21. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948, гл. 3, стр. 31.
22. W. Chamberlen. Ap. J., 117, 387, 1953.
23. H. C. van de Hulst. Rech. Utrecht, 11, 1, 1946.
24. H. Jonson. Ap. J., 118, 370, 1953.
25. L. Aller. A. J., 61, 183, 1956.
26. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 99, 1954.
27. Д. Стрёмгрен. Астрофизический сборник ИЛ, 1949, стр. 222.
28. D. Menzel, L. Aller. Ap. J., 93, 195, 1941.
29. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. obs., 8, 80, 1952.

ДИАГРАММА ЦВЕТ—СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ ЗВЕЗД, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

*В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина,
Д. Н. Рачковский, К. К. Чуваев*

Получены две системы фотоэлектрических цветов (сине-желтые и сине-фиолетовые), а также фотоэлектрический блеск в желтом фильтре для 234 близких к Солнцу звезд до 10 видимой визуальной величины, абсолютные величины которых известны со средней ошибкой меньшей или равной 0^m34 .

Блеск звезд и сине-желтые цветовые эквиваленты приведены к фотометрическим системам V и $B-V$ соответственно. Сине-фиолетовые цветовые эквиваленты образуют фотометрическую систему, не приводимую к $U-B$, поскольку наблюдения велись на телескопах со стеклянными менисками.

Для получения наиболее точных данных о близких звездах построен сводный каталог блеска и цветов звезд в системах V и $B-V$ по данным Шарова, Джонсона и Моргана, Эггена, Петса, а также настоящей работы. Взяты все звезды, для которых средняя ошибка в абсолютной величине не превосходит 0^m54 . В сводном каталоге даны также пространственные скорости звезд относительно Солнца и их спектры, приведенные к системе МК. Каталог содержит 424 звезды.

Рассмотрение диаграммы цвет—светимость ($M_V, B-V$) подтверждает наличие обнаруженной Эггеном ветви, идущей непосредственно под главной последовательностью. Двухцветная диаграмма, построенная по данным наблюдений авторов, по видимому, указывает на возможность выделения звезд этой ветви по ультрафиолетовым избыткам цвета, несмотря на небольшую ультрафиолетовую чувствительность примененной аппаратуры.

Обнаружено, что звезды нижней части главной последовательности также различаются ультрафиолетовыми избытками в зависимости от положения на диаграмме цвет—светимость.

Исследование сводного каталога не показало связи положения звезд на главной последовательности с их пространственными скоростями.

Рассмотрено положение Солнца на диаграмме цвет—светимость. Оно лежит на самом верхнем крае главной последовательности. Показано, что несоответствие цвета Солнца среднему цвету звезд спектрального класса G4 объясняется большой дисперсией соотношения спектр—цвет для звезд главной последовательности.

THE COLOUR-LUMINOSITY DIAGRAM FOR STARS IN THE VICINITY OF THE SUN, by *V. B. Nikonov, S. V. Nekrasova, N. S. Polosuhina, D. N. Rachkovsky, K. K. Chuvajev*. — Photoelectric colours (blue-yellow and blue-violet) and photoelectric magnitudes with a yellow filter have been observed for 234 stars up to the 10-th visual magnitude, located in the vicinity of the Sun. Stars with a mean error of absolute magnitude equal to or less than 0^m34 were observed.

The magnitudes of the stars and the blue-yellow colours were reduced to the photometrical systems V and $B-V$. The blue-violet equivalents form a photometric

system which cannot be reduced to $U-B$, because observations were carried out with telescopes with glass meniscuses.

In order to derive the most precise data on near-by stars a general catalogue of magnitudes and colours in the systems of V and $B-V$ has been compiled from the data obtained by Sharov, Johnson and Morgan, Eggen, Yates and in the present investigation. All stars, the absolute magnitudes of which have a mean error less than $0^m.54$, were included. In this general catalogue, which contains 424 stars, space velocities relative to the Sun and spectra, reduced to the MK system, are also given.

The colour-luminosity diagram ($M_V, B-V$) confirms the existence of the branch lying just below the main sequence and discovered by Eggen. The two colour diagram, drawn from observational data of the authors, evidently shows that it is possible to distinguish the stars of this branch by their ultraviolet colour excesses, in spite of the small ultraviolet sensitivity of the instruments used.

It has been found that stars of the lower part of the main sequence also have ultraviolet excesses, depending on their position on the colour-luminosity diagram.

The data of the catalogue does not show a dependence of the position of a main sequence star on the colour-luminosity array on its space velocity.

The position of the Sun on the colour-luminosity diagram is found to be at the very upper part of the main sequence. The known fact that the colour of the Sun does not correspond to the mean colour of G4 type stars can be explained by the large dispersion in the spectra-colour relation for main sequence stars.

1. Известно, что диаграммы цвет—светимость являются важным средством для решения многих вопросов проблемы возникновения и эволюции звезд и с этой точки зрения представляют собой исключительный интерес. Тщательное изучение диаграмм, построенных для ряда скоплений и ассоциаций, показало различия, обусловленные, по-видимому, различиями в возрасте, химическом составе и других характеристиках звезд [1], [2].

В связи с этим большое значение приобретает всесторонний анализ структуры диаграммы цвет—светимость общего звездного поля Галактики, так как он может дать сведения о возрастном составе окружающих нас звезд. Анализ тонкой структуры этой диаграммы представляет интерес и как быстрая разведка, дающая основания к отбору для детального спектроскопического исследования наиболее характерных и важных объектов.

Однако изучение диаграммы цвет—светимость общего звездного поля встречается с серьезным затруднением при определении абсолютных величин звезд. Это затруднение складывается из необходимости точного определения истинных расстояний до звезд и тщательного учета влияния общего межзвездного поглощения света. Изложенные обстоятельства вынуждают ограничиться в настоящее время изучением диаграммы лишь для наиболее близких звезд, расположенных в непосредственных окрестностях Солнца, для которых имеются надежные определения тригонометрических параллаксов и для которых можно полностью пренебречь влиянием межзвездного поглощения. В свою очередь это ограничивает нас, в основном, исследованием структуры главной последовательности.

При изучении тонкой структуры диаграммы цвет—светимость речь может идти, конечно, только об использовании данных фотоэлектрических наблюдений в особенности в отношении цветов звезд.

Однако, несмотря на всю актуальность рассматриваемой проблемы, вопрос о реальности тонкой структуры до последнего времени оставался открытым.

Первая работа по фотоэлектрическому изучению диаграммы цвет—светимость была выполнена Эггеном [3], который пришел к заключению, что главная последовательность для близких к Солнцу звезд распадается на две, обладающие ничтожно малой дисперсией. Эта работа повлекла за собой целый ряд весьма важных космогонических выводов [4, 5], что в свою очередь поставило вопрос о желательности тщательной проверки исходных данных наблюдений.

Весьма точные наблюдения Джонсона и Моргана, охватившие небольшое число наиболее близких к Солнцу звезд (с тригонометрическими параллаксами большими $0''.100$) и несколько звездных скоплений, не показали разделения главной последовательности [6].

Указанное расхождение стимулировало дальнейшее продолжение работы. Йетсом был получен каталог величин и цветов для близких звезд [7], обладающий сравнительно невысокой точностью, ввиду трудных условий для фотоэлектрических наблюдений в Англии и недостаточно совершенного метода, примененного им для учета эффекта атмосферной экстинкции. Эгген также предпринял дополнительные наблюдения, распространив их на южное полушарие [8], [9]. Более полный материал Эггена не показал обнаруженного им ранее разделения, но зато дал указание на существование отдельной последовательности, лежащей несколько ниже, чем главная [9].

Еще до опубликования этих исследований Эггена и Йетса у нас в СССР были также начаты две аналогичные работы.

Одна из них была выполнена А. С. Шаровым на $12''$ рефракторе Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта. Им наблюдались обычные сине-желтые цветовые эквиваленты. Необходимые для дискуссии звездные величины брались по данным наблюдений других авторов.

Исследование А. С. Шарова ограничено звездами до $8^m.5$ видимой визуальной величины и охватывает 150 звезд [10]. Рассмотрение полученных им очень точных наблюдений и сопоставление их, в частности, с кинематическими и некоторыми спектральными данными (наличием слабых и сильных линий по данным Роман [11]) не дало указаний на существование тонкой структуры. А. С. Шаров подтвердил также заключение П. П. Паренаго [24] о существовании реальной физической дисперсии для главной последовательности.

Другое исследование было предпринято в Крымской астрофизической обсерватории. Здесь была поставлена задача комплексного подхода к рассматриваемой проблеме. С одной стороны, были проведены фотоэлектрические определения блеска и двух цветов для близких к Солнцу звезд. С другой стороны, ведется тщательное спектроскопическое изучение наиболее характерных представителей этих звезд, отобранных на основании фотометрических наблюдений.

Настоящая работа посвящена первой — фотометрической части этого комплексного исследования.

2. В программу фотоэлектрических наблюдений были включены звезды из сводного каталога тригонометрических параллаксов Дженкинс [12], для которых средняя квадратичная ошибка определения параллакса обеспечивает получение абсолютной величины со средней ошибкой $\pm 0^m34$. Кроме того, программа наблюдений была ограничена звездами со склонением $> -20^\circ$ и видимой визуальной звездной величиной $\geq 10^m0$. Всего наблюдалось 234 звезды.

Наблюдения выполнялись на двух менисковых телескопах с диаметрами 200 мм (МТМ-200) и 500 мм (МТМ-500). На обоих телескопах применялись звездные электрофотометры с усилением постоянного тока. В качестве светоприемников использовались фотоумножители ФЭУ-17.

Из 234 звезд, вошедших в программу, 147 (до 7^m0) наблюдались на МТМ-200 и 124 звезды (от 6^m0 до 10^m0) — на МТМ-500. 37 звезд наблюдались на обоих инструментах и служили для привязки фотометрических систем инструментов. Для этой цели, а также для привязки к другим системам на каждом инструменте наблюдались звезды Северного полярного ряда и некоторые другие, лежащие в достаточно широком интервале спектров.

3. Электрофотометрическая установка на телескопе МТМ-200 была описана ранее [13]. В процессе ее использования были внесены некоторые усовершенствования, из которых главнейшим является введение фотографической регистрации отклонений гальванометра.

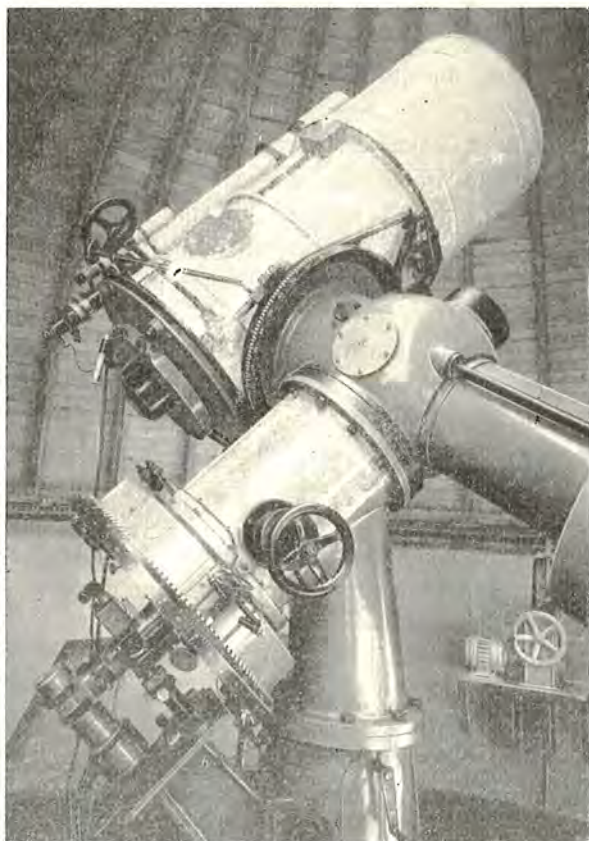
На телескопе МТМ-500 использовался звездный электрофотометр, изготовленный в мастерских Физического института ЛГУ [14]. Фотографическая регистрация отсчетов применялась здесь с самого начала наблюдений. В качестве стандартных источников света, относительно которых определялся блеск звезд, на обоих инструментах использовались радиофосфоры.

В обеих установках использовались одни и те же светофильтры, а именно GG14, BG28 и VG2. Определение блеска звезд велось через желтый фильтр GG14. К сожалению, из-за наличия менисков мы не могли вести наблюдений в достаточно далеком ультрафиолете. Отметим также, что в телескопе МТМ-200 (схема Нэсмита) было три отражения от алюминированных зеркал, а в МТМ-500 (схема куде) — четыре.

Специальное исследование, проведенное на МТМ-500, показало, что эффектами поляризации света на зеркалах и фотокатоде фотоумножителя можно пренебречь. Максимальная степень поляризации света на зеркалах оказалась $\approx 5\%$, а на фотокатоде умножителя $\approx 2\%$. На МТМ-200, где условия в этом отношении более благоприятны (на одно плоское отражение меньше), инструментальная поляризация не исследовалась.

Точная спектральная чувствительность наших установок не была определена экспериментально. Для приближенной характеристики их селективных свойств мы приводим эффективные длины волн, отнесенные к источнику света с равным распределением энергии для установки

МТМ-500: $\lambda_1 = 3700 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4400 \text{ \AA}$ и $\lambda_3 = 5400 \text{ \AA}$. Они были получены на основании проведенных измерений спектральной прозрачности фильтров, имевшихся данных о спектральной прозрачности стекла мениска, а также средних данных для спектральной чувствительности фотоумножителя [15]



Фиг. 1. Телескоп МТМ-500 со звездным электрофотомером.

на небольшой высоте над уровнем моря, где ночи с хорошей и устойчивой прозрачностью встречаются далеко не часто. Это относится и к Крымской обсерватории, расположенной на высоте всего лишь около 600 м.

Для учета экстинкции был применен метод, предложенный в свое время одним из авторов [16] для построения фундаментальных каталогов цветовых эквивалентов и обобщенный позднее Е. К. Никоновой для построения каталогов звездных величин [17]. Использование этого метода показало, что с его помощью можно достичь вполне удовлетворительной точности и при средних условиях наблюдений. Поэтому наблюдения велись не в столь тщательно отобранные ночи, как это делал, например, А. С. Шаров [10].

В рассматриваемом методе для определения значения экстинкции и ее хода в течение ночи применяется стандартная звезда. Для этого необхо-

и данных об отражении от алюминированных зеркал [16].

Следует подчеркнуть, что эти данные носят лишь иллюстративный характер. Ими можно ограничиться, поскольку точные данные о спектральной чувствительности аппаратуры при анализе материала наблюдений не используются.

4. Известно, что надежный учет атмосферной экстинкции имеет важное значение в работах по построению фундаментальных каталогов фотоэлектрических величин и цветов звезд. Даже небольшие ошибки могут здесь привести к потере высокой точности, которой характеризуется фотоэлектрический метод. Особо тщательно должна учитываться атмосферная экстинкция при работе на обсерваториях, расположенных

димо знать с весьма высокой точностью ее фотометрические параметры: внеатмосферные значения блеска и цвета в той фотометрической системе, в которой ведутся наблюдения.

Эти параметры определяются на основании соответствующим образом спланированных повторных наблюдений программных звезд. Таким образом, для определения внеатмосферных значений блеска и цвета стандартной звезды используется вся совокупность повторных наблюдений программных звезд.

Остановимся на этом несколько подробнее.

Введем обозначения. Пусть m наблюденный блеск стандартной звезды, а m'_0 и m_0 — приближенное и истинное внеатмосферные значения блеска. Соответствующие цветовые эквиваленты обозначим через C , C'_0 , C_0 . Для программной звезды сохраним те же обозначения, но будем выделять их звездочкой. Пусть далее $F(z)$ обозначает воздушную массу, на которой наблюдается звезда; $\eta = \frac{F(z^*)}{F(z)}$ — отношение воздушных масс для программной и стандартной звезд, относящихся к моменту наблюдения программной; $\gamma = \frac{dz}{dC}$ — изменение факторов экстинкции общего ($\alpha_m = \frac{m - m_0}{F(z)}$) или цветового ($\alpha_C = \frac{C - C_0}{F(z)}$) с изменением цвета звезды. Обозначим также через $\Delta m_0 = m_0 - m'_0$ и $\Delta C_0 = C_0 - C'_0$ искомые поправки к приближенным значениям блеска и цвета стандартной звезды.

Значения C_0^{**} и m_0^{**} вычисляются по очевидным формулам:

$$C_0^{**} = C^* + \{\alpha'_C + \gamma_C(C_0^{**} - C_0)\} F(z^*),$$

$$m_0^{**} = m^* + \{\alpha'_m + \gamma_m(C_0^{**} - C_0)\} F(z^*),$$

где $\alpha'_C = \frac{C - C'_0}{F(z)}$, а $\alpha'_m = \frac{m - m'_0}{F(z)}$.

Как известно [16, 17], два наблюдения одной и той же программной звезды (индексы 1 и 2) дают следующие соотношения для цвета звезды:

$$\left. \begin{aligned} C_{01}^{**} &= C_0^* - \eta_1 \Delta C_0 + \gamma_C (C_0^* - C_0) F(z_1^*) \\ C_{02}^{**} &= C_0^* - \eta_2 \Delta C_0 + \gamma_C (C_0^* - C_0) F(z_2^*) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

и аналогичные уравнения для ее блеска:

$$\left. \begin{aligned} m_{01}^{**} &= m_0^* - \eta_1 \Delta m_0 + \gamma_m (C_0^* - C_0) F(z_1^*) \\ m_{02}^{**} &= m_0^* - \eta_2 \Delta m_0 + \gamma_m (C_0^* - C_0) F(z_2^*) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Беря разности, находим:

$$C_{01}^{**} - C_{02}^{**} = (\eta_2 - \eta_1) \Delta C_0 + \gamma_C (C_0^* - C_0) [F(z_2^*) - F(z_1^*)] \quad (3)$$

$$m_{01}^{**} - m_{02}^{**} = (\eta_2 - \eta_1) \Delta m_0 + \gamma_m (C_0^* - C_0) [F(z_2^*) - F(z_1^*)] \quad (4)$$

В случае, если [значение $C_0^* - C_0$ не очень велико, то его вполне можно без потери точности заменить величиной $C_0^{**} - C_0'$.

Определив каким-либо способом (например методом Буге или методом Смарта) значения C_0' и m_0' , мы можем для всех соответствующим образом наблюдаемых звезд построить системы условных уравнений (3) и (4). Их решение по методу наименьших квадратов дает величины ΔC_0 и Δm_0 , а также γ_c и γ_m .

Для надежного определения величин γ_c и γ_m из систем уравнений вида (3) и (4) необходимо, чтобы коэффициенты при неизвестных существенно различались между собой (на это указал также и А. С. Шаров, применявший тот же метод учета экстинкции [10]). Выполнение указанных условий требует очень тщательного планирования наблюдений программных звезд. Поэтому на практике удобнее определять значения γ_c и γ_m из специальных наблюдений, хотя это и имеет тот недостаток, что полученные значения, строго говоря, применимы только к ночам, в которые велись специальные наблюдения. Вопрос об изменении γ_c и γ_m от ночи к ночи еще остается открытым и подлежащим специальному исследованию.

В первом приближении можно, однако, полагать, что γ_c и γ_m постоянны [16], [17], хотя некоторые авторы и определяли их средние значения для отдельных ночей [18], [19].

Исходя из указанных соображений на МТМ-500 было предпринято специальное определение величин γ_c и γ_m . Для этого использовались наблюдения двух (индексы 1 и 2) достаточно близких звезд с различными цветами. Выбранные звезды наблюдались поочередно от зенита до значений воздушных масс порядка трех. Затем строились линии Буге, позволявшие определять для любого момента времени значения наблюдаемых цветов и блеска обеих звезд:

$$C_1^* = C_{01}^* + \alpha_{c1} F(z^*)$$

$$C_2^* = C_{02}^* + \alpha_{c2} F(z^*) = C_{02}^* + \{\alpha_{c1} + \gamma_c(C_{02} - C_{01})\} F(z^*).$$

Здесь принимается, что $F(z_1^*) = F(z_2^*)$.

Беря разность этих уравнений, получим:

$$C_2^* - C_1^* = (C_{02}^* - C_{01}^*) + \gamma_c (C_{02}^* - C_{01}^*) F(z^*). \quad (5)$$

Решение системы условных уравнений (5), составленных по всем наблюдениям, давало значения γ_c и $C_{02}^* - C_{01}^*$. Аналогичным образом определялось и значение γ_m .

Наблюдения, выполненные в течение трех ночей, дали практически совпадающие линии Буге и, следовательно, одинаковые значения γ_c и γ_m . Для первого (синие-желтого C_{12}), второго (синие-фиолетового C_{23}) цветов и блеска в желтом фильтре они оказались следующими:

$$\gamma_{c12} = -0^m.05 \pm 0^m.003; \quad \gamma_{c23} = -0^m.010 \pm 0^m.004; \quad \gamma_m = 0^m.002 \pm 0^m.008.$$

Значение γ_{C23} мало и было принято так же, как и γ_m , равным нулю. Это не могло внести больших ошибок в величины C_{23}^* , поскольку разность цветов между программными и стандартными звездами редко превосходила 0^m3 .

На МТМ-200 обработка наблюдений проводилась со следующими значениями величин γ :

$$\gamma_{C12} = -0^m066; \gamma_{C23} = +0^m030 \text{ и } \gamma_m = 0^m000.$$

Эти величины были найдены из критического сопоставления значений, полученных по методу Смарта, из решения уравнений типа (3) и (4) и из сопоставления значений α_{C12} , α_{C23} , α_m , вычислявшихся для звезд разных цветов.

5. Наблюдательная программа была выполнена в течение 1953—1955 гг.

Как указывалось выше, наблюдения велись без достаточно строгого отбора ночей. Не имея возможности предвидеть заранее точность, которая при этом будет обеспечена, часто проводилось большее, а иногда и значительно большее число наблюдений, чем это позднее оказалось необходимым для получения нужной точности не меньшей $\pm 0^m01$ для цвета и $\pm 0^m02$ для блеска.

Порядок наблюдений на телескопах МТМ-200 и МТМ-500 был несколько различным. Если ввести обозначения для отклонений гальванометра: Т — при закрытом фотоумножителе, Ст — для фотометрического радиоактивного стандарта; Ж*, С*, Ф* и Ж_ф, С_ф, Ф_ф — для звезды и фона рядом с нею в желтом, синем и фиолетовом фильтрах, тогда принятые схемы наблюдений будут выглядеть следующим образом:

МТМ-200: Т—Ст—Т; Ж_ф—С_ф—Ф_ф—Ф*—С*—Ж*—Т—Ж*—С*—Ф*—
Ф_ф—С_ф—Ж_ф;

МТМ-500: Т—Ст—Т; Т—Ж*—С*—Ф*—Ф*—С*—Ж*; Т—Ж_ф—С_ф—
Ф_ф—Т.

Время фотозаписи каждого отклонения гальванометра варьировалось от 45 до 60 сек., а иногда и более, в зависимости от состояния прозрачности, качества изображений и блеска наблюдаемой звезды.

Чтобы обеспечить определение экстинкции в любое время года, для каждого инструмента было выбрано по четыре стандартных звезды.

Для МТМ-200: β Aql (3^m9 ; K0); η Pis (3^m72 ; K0); HD 6856 (5^m6 ; G0) и
HD 114710 (4^m3 ; G0);

Для МТМ-500: HD 4628 (5^m8 ; K0); HD 41380 (5^m7 ; K0); HD 103484
(5^m6 ; K0) и HD 172190 (6^m6 ; K0).

Стандартные звезды наблюдались приблизительно один раз в полтора часа и через меньшие промежутки времени в ночи с неустойчивой прозрачностью. В некоторые ночи систематические отклонения полученных внеатмосферных параметров звезд, расположенных в одной области, указы-

вали на неоднородность в распределении прозрачности по небу. Иногда в таких случаях значение экстинкции для интересующего направления определялось по наблюдениям программных звезд, уже имевших надежные определения блеска и цвета. В большинстве случаев наблюдения в ненадежные ночи не принимались во внимание.

6. Процесс обработки материала наблюдений проходил по следующим этапам:

1) По методу Буге или Смарта определялись предварительные внеатмосферные значения C'_{012} , C'_{023} и m'_0 для стандартных звезд.

2) По каждому наблюдению стандартной звезды определялись предварительные значения факторов экстинкции $\alpha C'_{012}$, $\alpha C'_{023}$ и α'_m и строились графики их изменения со временем.

3) Внося в наблюденные значения цветов и блеска программных звезд поправки за экстинкцию и величину γ_{012} , определялись их предварительные внеатмосферные цвета и блеск.

4) По повторным наблюдениям (индексы 1 и 2) программных звезд, наблюдавшихся с данной стандартной звездой, составлялись уравнения вида (3) и (4):

$$C_{01}^{*'} - C_{02}^{*'} = (\tau_2 - \tau_1) \Delta C_0, \quad (6)$$

$$m_{01}^{*'} - m_{02}^{*'} = (\tau_2 - \tau_1) \Delta m_0, \quad (7)$$

предполагающие, что в $C_0^{*'}$ уже внесена поправка за γ_{012} . Решение этих уравнений по методу наименьших квадратов давало значения ΔC_{012} , ΔC_{023} и Δm_0 .

5) В вычисленные ранее предварительные значения цветов и блеска программных звезд вносились поправки за ΔC_{12} , ΔC_{23} и Δm , согласно формулам (1) и (2):

$$C_0^* = C_0^{*'} + \eta \Delta C_0,$$

$$m_0^* = m_0^{*'} + \eta \Delta m_0.$$

Определенные таким образом C_0^* и m_0^* должны образовывать фундаментальные фотометрические системы, так как они получены из условия отсутствия хода внеатмосферных параметров звезд как от η , так и от $F(z)$ [16].

6) Системы цветов, полученные с различными стандартными звездами (индекс « k »), приводились к одной, наиболее надежно определенной (индекс «0»). Если приводимая система была фундаментальной, то использовалась формула

$$C_0^{(0)} = n + pC_0^{(k)}. \quad (8)$$

Если же приводилась система, полученная с приближенными значениями параметров стандартной звезды, применялась формула

$$C_0^{(0)} = n + pC_0^{(k)} + p\Delta C_0^{(k)}\tau_1^{(k)}. \quad (9)$$

Аналогичные редукционные формулы использовались и для блеска звезд.

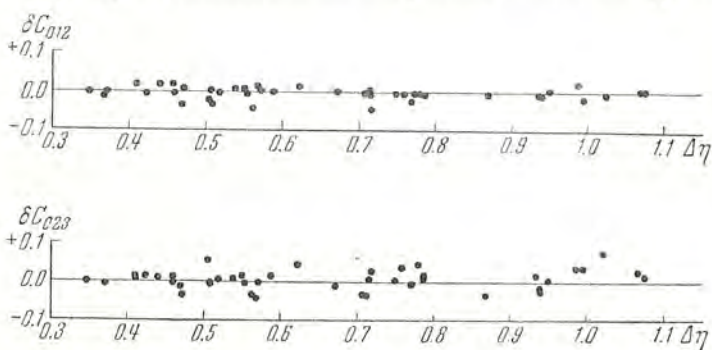
В процессе обработки где возможно применялись графические методы и номограммы. Удобной и практичной оказалась логарифмическая шкалка для измерения отсчетов гальванометра на регистрограммах. Давая необходимую точность, она значительно ускоряла обработку.

7. За основную систему для C_{012} и C_{023} на МТМ-200 была принята система, полученная по наблюдениям со стандартной звездой β Aq1 (система β Aq1). Для МТМ-500 такой системой была система стандартной звезды HD 4628. В обоих случаях выбор определялся числом условных уравнений, образованных для определения внеатмосферных цветов стандартной звезды. Для МТМ-200 таких уравнений было 46 для определения ΔC_{012} и 39 для определения ΔC_{023} , а для МТМ-500 по 69 для каждой поправки.

Ниже приводятся значения поправок с их средними квадратичными ошибками для основных систем МТМ-200 и МТМ-500.

Инструмент	Стандартная звезда	ΔC_{012}	ΔC_{023}
МТМ-200	β Aq1	$+0^m001 \pm 0^m008$	$+0^m079 \pm 0^m009$
МТМ-500	HD 4628	$-0^m009 \pm 0^m001$	$+0^m011 \pm 0^m002$

После внесения поправок в цвета программных звезд за величины ΔC_{012} и ΔC_{023} было проверено, являются ли полученные системы фундаменталь-



Фиг. 2. Зависимость δC_{012} и δC_{023} от $\Delta \eta$.

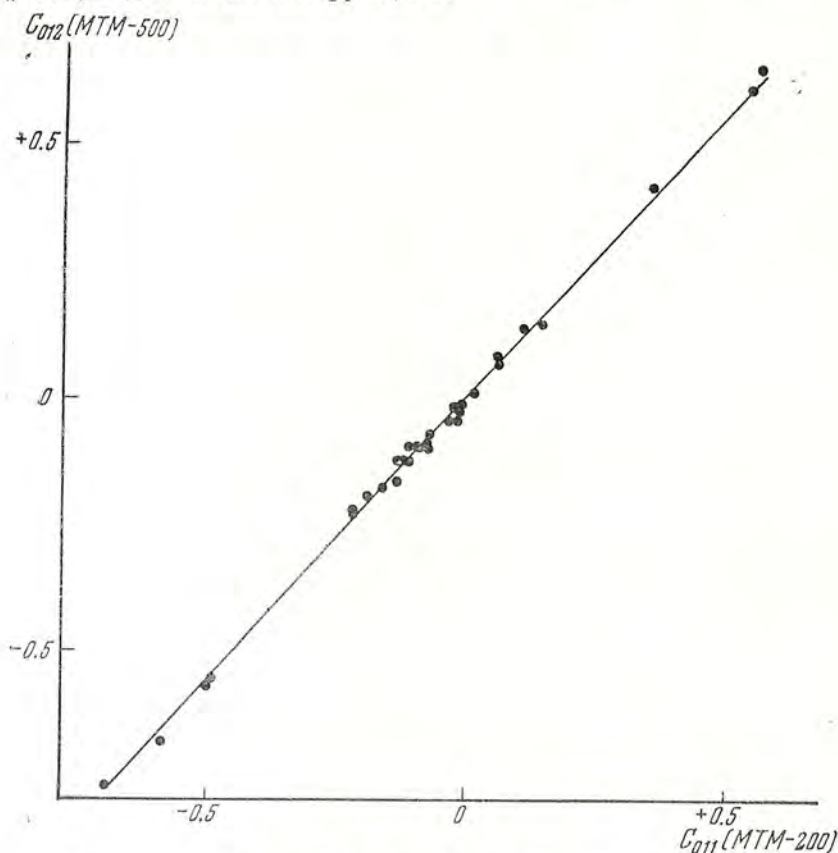
ными. Чтобы убедиться в отсутствии в этом случае хода внеатмосферных величин C_{012}^* и C_{023}^* от η , были построены графики, дающие значения разностей цветов δC_{012} и δC_{023} для повторных наблюдений звезд в зависимости от $\Delta \eta$.

На фиг. 2 приводятся эти графики для основной системы МТМ-500, при совершенно случайном комбинировании повторных наблюдений в пары. Графики подтверждают, что обе системы являются фундаментальными. Аналогичная проверка была проведена и для основной системы МТМ-200.

С помощью формул типа (8) и (9) внеатмосферные цвета других систем были редуцированы к основным фундаментальным системам каждого

инструмента. Затем для каждой звезды были получены средние значения с их средними квадратичными ошибками.

На фиг. 3 для примера сопоставлены средние значения C_{012}^{200} и C_{012}^{500} звезд, общих для обоих инструментов.



Фиг. 3. Сопоставление сине-желтых цветов звезд, полученных на телескопах МТМ-500 и МТМ-200.

С помощью этих звезд были получены редуционные формулы для приведения цветов в системе МТМ-500 к основной фундаментальной системе МТМ-200:

$$C_{012}^{200} = -0^m006 + 0.883 C_{012}^{500} \quad (10)$$

(± 0.002) (± 0.008)

$$C_{023}^{200} = -0^m035 + 0.935 C_{023}^{500} \quad (11)$$

(± 0.008) (± 0.008)

Здесь, как и всюду дальше, в редуционных формулах приводятся средние квадратичные ошибки.

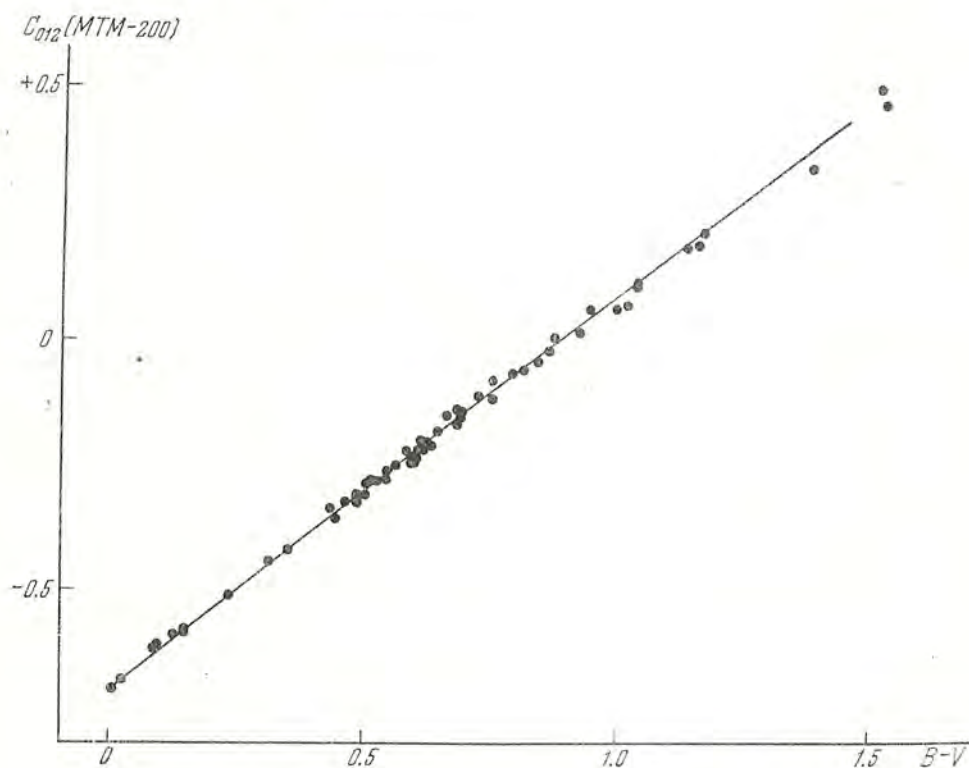
Редуционная формула, связывающая цвет C_{012} в системе МТМ-200 с цветом $(B-V)$ фотометрической системы Джонсона и Моргана, была получена из сопоставления цветов 59 звезд, общих для обоих каталогов:

$$(B-V) = 0^m883 + 1.321 C_{012} \quad (12)$$

(± 0.003) (± 0.009)

На фиг. 4 дано графическое сопоставление обеих систем, а на фиг. 5 сопоставляются цвета звезд, общих с каталогом А. С. Шарова C_{III} .

Фиолетовый фильтр нашей системы цветов C_{023} давал вместе с оптической инструментов (главным образом менисками) эффективную длину волны, значительно отличающуюся от соответствующей в системе $U-B$ Джонсона—Моргана. Поэтому цвета C_{023} к системе $U-B$ не приводились и вошли в каталог без изменений.



Фиг. 4. Сопоставление цветовых систем ($B-V$) и C_{012} .

8. Определение внеатмосферных значений блеска проводилось после того, как уже были получены внеатмосферные цвета звезд, предварительное знание которых необходимо в этом случае [см. уравнение (2)].

Порядок обработки здесь не отличался от принятого при обработке цветов. Основные системы были, как и в случае цветов, проверены на фундаментальность. На фиг. 6 (подобно фиг. 2) приведен в качестве иллюстрации график проверки для системы МТМ-500.

Редукция систем, относящихся к различным периодам и различным стандартным звездам, производилась по формулам вида

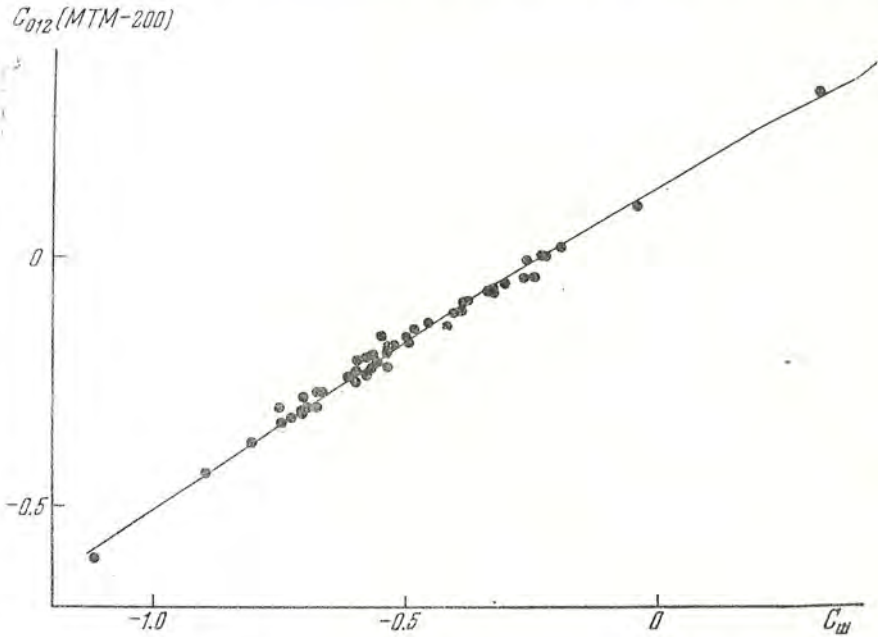
$$m^{(0)} = n + pm^{(k)}, \quad (13)$$

содержащим уравнение яркости и не содержащим уравнения цвета. На такой характер связи между системами указывало непосредственно графическое сопоставление редуцируемых величин.

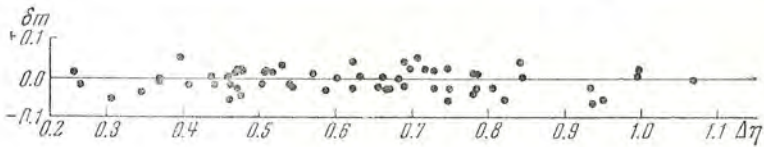
Редукционная формула, связывающая системы блеска для МТМ-200 и МТМ-500, найденная на основании сопоставления общих звезд, получилась следующей:

$$m^{(500)} = -4^m \cdot 137 - 0^m \cdot 995 m^{(200)} + 0^m \cdot 015 C_{12}^{(200)}. \quad (14)$$

С помощью этой формулы все наблюдения блеска звезд были приведены в одну систему. Эта система затем была редуцирована к системе V Джон-



Фиг. 5. Сопоставление цветовых систем C_{III} и C_{012} .



Фиг. 6. Зависимость δm от $\Delta \gamma$.

сона—Моргана с помощью формулы, найденной по 83 общим звездам (графическое сопоставление приведено на фиг. 7).

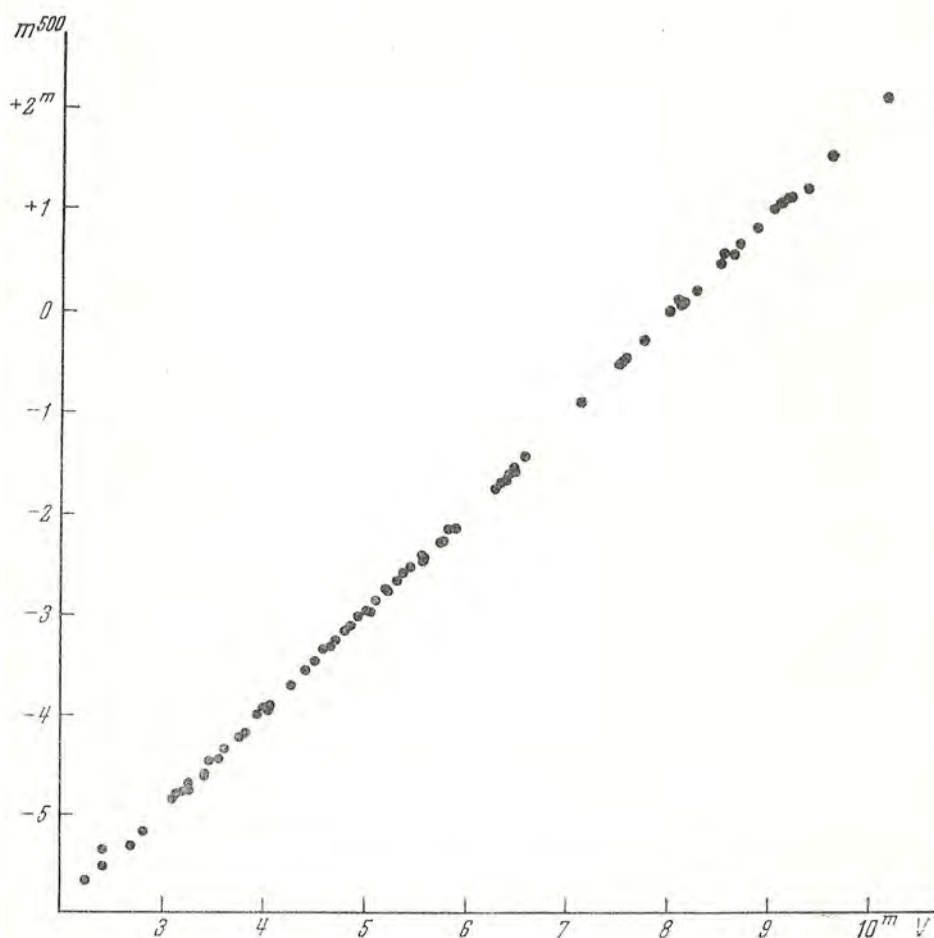
$$V = 7^m \cdot 947 + 0^m \cdot 974 m^{(500)} - 0.005 (m^{(500)})^2, \quad (15)$$

$$(\pm 0.005)(\pm 0.004) \quad (\pm 0.001)$$

Большие значения величин n в формулах (14) и (15) не должны вызывать недоумение, так как нульпункты системы блеска для МТМ-200 и МТМ-500 определялись яркостью стандартных источников света.

Полученные внеатмосферные фотометрические параметры наблюдаемых звезд: блеск в системе V и цветовые эквиваленты $(B-V)$ и C_{023} приведены в пятом—девятом столбцах табл. 1. Эти значения сопровож-

ждаются их средней квадратичной ошибкой, а также число использованных наблюдений n (число наблюдений для цветов $B-V$ и C_{023} одинаково). В первых столбцах таблицы даны: порядковый номер звезды, ее номер в каталоге [тригонометрических параллаксов Дженкинс и эква-



Фиг. 7. Сопоставление блеска звезд в фотометрических системах $m^{(500)}$ и V .

ториальные координаты, отнесенные к равноденствию 1900 г. Приведены также абсолютные величины в фотометрической системе V (M_V) и спектральные классы, редуцированные к системе МК. Способы получения этих двух последних величин, а также данные об остальных столбцах табл. 1 будут рассмотрены ниже.

Для средних квадратичных ошибок каталожных значений блеска и цветовых эквивалентов построенного каталога получены следующие значения:

$$\sigma_V = \pm 0^m.009; \quad \sigma_{B-V} = \pm 0^m.004; \quad \sigma_{C_{23}} = \pm 0^m.008.$$

№	Yale	α (1900)	δ	V	n	$B-V$	n	C_{025}			
1	3	^h 0 00.3	^m -68 23								
2 **	4	00.4	+45 16	^m 8.24 ± 0.00	7	^m 1.46 ± 0.00	7	^m +1.28 ± 0.00			
3	9	01.4	+28 28	6.09	1	17	0.75	0	22	0.79	0
4	16	03.8	+58 36	2.28	1	5	0.33	1	5	0.49	1
5	24	06.2	-16 01								
6 **	49	12.7	+43 27	8.13	1	9	1.58	0	13	1.30	0
7	54	14.9	-65 28								
8	69	20.5	-77 49								
9 **	93	28.2	-63 35								
10 **	97	30.1	- 4 09	5.21	1	8	0.56	3	6	0.62	1
11 **	104	32.2	-25 19	5.55	2	2	0.77	2	2	0.77	1
12 **	109	34.0	+ 2 35	5.88	0	14	0.85	0		0.92	1
13	110	34.2	+20 43								
14	116	35.3	+39 39	7.37	1	10	0.94	0	14	1.00	0
15	120	35.7	-60 01								
16	134	38.6	-18 32								
17 **	155	43.0	+57 17	3.39	1	6	0.60	0	6	0.61	0
18	156	43.1	+ 4 46	5.75	1	6					
19	160	43.9	+ 4 55								
20	162	44.4	-23 46								
21	166	45.1	-11 11	5.24	1	5	0.53	0	5	0.59	2
22 **	177	48.1	-30 54								
23	202	55.3	+71 09	9.96	1	6	1.46	1	9	1.17	1
24	204	56.3	+61 48	9.53	1	4	1.51	1	5	1.24	2
25	205	57.0	+61 50								
26	209	57.8	+ 7 21								
27	217	1 00.4	+63 24	9.02	1	3	1.32	1	3	1.27	2
28 *	219	01.6	+54 26	5.15	1	10	0.69	1	10	0.68	1
29 *	253	09.4	- 8 28	4.99	1	3	0.44	1	4	0.58	1
30	322	28.5	-24 41								
31 **	328	30.4	-30 25								
32	331	30.9	+40 54	4.07	1	5	0.54	1	5	0.60	0
33	350	35.7	+42 07	4.97	1	4	0.61	0	4	0.65	1
34 **	352	36.0	-56 42								
35	354	36.8	+63 20	8.45	1	8	1.20	1	8	1.20	1
36	356	37.1	+19 47	5.25	1	7	0.83	1	7	0.89	1
37	365	39.4	-16 28	3.51	0	7	0.74	1	7	0.78	1
38	371	40.5	+63 22	5.59	1	7	0.82	0	7	0.84	1
39 **	390	47.4	+29 06								
40 **	394	49.1	+20 19	2.62	1	5	0.12	1	6	0.43	0
41 **	405	52.1	-52 06								
42	431	00.1	-18 06	10.15	1	7	1.51	0	6	1.20	0
43	436	01.5	+22 59								
44	445	06.3	-51 19								
45 **	464	10.9	+33 46	4.87	1	4	0.60	2	6	0.63	0
46	479	14.5	-26 25								
47	488	18.0	-24 16								
48 **	500	22.5	+ 3 59	8.72	1	4	1.43	1	4	1.37	1
49	520	30.6	+ 6 25	5.86	1	4	0.98	1	4	1.03	1

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
^m 8.51	2	^m 1.03	2	^m ^m 7.8 ± 0.2	K0	(39.5)
8.24	1	1.46	1	8.0 1	K7 K7	46.6 47.2
6.12 ± 0.04	1 5	0.75	1 4	5.3 2	K0	29.8
2.26 1	1 2 3	0.34 ± 0.01	1 2 3	1.6 2	F2IV	38.4
4.85	2	0.47	2	3.7 5	F6V	26.3
8.06 2	1 2 3	1.57	1 2 3	10.3 1	M1V	51.4
4.22	2	0.58	2	4.9 1	G0V	73.6
2.74	2	0.61	2	3.7 1	G1IV	73.6
5.12	2	0.02	2	2.8 5	A2	12.9
5.20 2	1 2	0.55 0	1 2 4	4.0 2	F8V	34.8
5.56 1	1 2	0.75 3	1 2	4.8 2	K0	95.1
5.86 2	1 3	0.85	1		G1	95.4
5.87 2	2 5	0.86 0	2 3 4	5.9 1	K0V	44.3
7.37	1 5	0.96 2	1 4	6.6 2	K4	80.4
5.88	2	0.54	2	4.5 3	G1	(90.1)
2.00	2	1.05	2	0.8 3	K0III	23.4
3.42 2	1 2 3	0.58 1	1 2 3	4.7 1	G0V	33.1
5.75 0	1 2	0.89	2 4	6.6 1	K3	46.4
12.37	2	0.56	2	14.2 1		270.0
7.11	2	0.86	2	5.9 3	G8	43.9
5.24	1	0.52 1	1 4	4.1 2	F6	26.8
7.13	2	0.91	2	7.2 2	K4	28.5
9.96	1	1.46	1	10.1 1	dM4	77.8
9.55 2	1 3	1.50 1	1 3	9.7 2	dM2	34.6
9.57	3	1.50	3	9.8 2	dM7	(36.1)
4.25	2	0.98	2	1.6 5	K0III	16.4
9.03 2	1 5	1.32	1	8.2 2	K5	105.1
5.13 1	1 2 3 5	0.69 0	1 2 3 4	5.8 1	G5pV	163.0
4.99	1	0.44	1 4	3.4 2	dF1	37.2
6.91	2	0.86	2	5.9 3	K0	24.4
7.11	2	0.89	2	6.1 3	K4	5.4
4.08 0	1 3	0.54 1	1 3 4	3.0 2	F8V	42.5
4.96 1	1 3	0.61 0	1 3 4	4.6 2	G2V	45.5
5.09	2	0.85	2	6.0 1	K2V	24.4
8.45	1	1.20	1	7.6 2	K4	70.2
5.22 1	1 2 3 5	0.84 0	1 2 3 4	5.8 1	K1V	42.6
3.50 1	1 2 3	0.73	1 2 3	5.7 1	G8pV	36.8
5.61 1	1 2 3 5	0.81 1	1 2 3 4	5.8 1	dK2	27.2
3.43	2	0.46	2	1.9 3	F6IV	25.2
2.63 2	1 2 3	0.13 1	1 2 3	1.6 2	A5V	11.3
3.61	2	0.85	2	2.2 3	G5IV	67.2
10.15	1	1.51	1	10.4 1	M3	66.5
1.99	2 3	1.16 1	2 3	0.2 3	K2III	30.1
6.09	2	0.80	2	5.7 2	G5	135.4
4.86 1	1 2 3 5	0.60 0	1 2 3 4	4.6 1	G0V	62.4
6.30	2	0.71	2	6.2 2	G	(25.5)
5.14	2	0.60	2	4.4 3	F6	23.2
8.72	1	1.43	1	7.9 2	K7	17.8
5.84 1	1 2 3	0.97 1	1 2 3 4	6.7 1	dK1	78.6

№	Yale	α (1900) δ			V		B-V		n	C_{023}	
		h	m	$^{\circ}$ $'$	m	m	m	m		m	m
50	548	2	37.3	+ 2 57							
51 *	549		37.4	+48 48	4.10	\pm 0.01	6	0.48	\pm 0.01	6	0.57 \pm 0.01
52 *	554		38.1	+ 2 49	3.44		6	0.08		7	0.41 0
53	557		39.2	-51 14							
54	558		39.5	+ 9 42							
55	560		40.4	-19 0	4.49		5	0.42		5	0.61 1
56	599		47.7	-13 11	6.04		8	0.87		8	0.91 1
57	642	3	01.2	+01 36	9.08		5	1.38		6	1.29 1
58	647		01.8	+49 14	4.04		10	0.58		11	0.66 0
59 *	663		07.7	- 1 34	5.06		3	0.60		3	0.64 1
60 *	664		07.8	-29 23							
61	673		09.4	+ 8 37	7.84		6	0.86		6	0.92 1
62	691		14.1	+ 3 00	4.84		6	0.70		6	0.74 1
63	701		15.6	-62 57							
64	703		15.9	-43 27							
65	705		16.0	-62 43							
66	707		17.2	+49 30							
67	712		20.1	- 5 42							
68	724		23.3	-20 10	8.39		9	1.35		8	1.26 0
69	742		28.2	- 9 48	3.75		4	0.85		3	0.95 1
70	753		31.8	+00 05	4.30		3	0.58		3	0.63 1
71	754		31.9	-48 46							
72 **	778		38.2	+68 21	9.07		10	1.35		10	1.23 0
73	788		38.5	-10 06	3.56		3	0.91		3	0.99 1
74 **	831		42.9	-65 07							
75	858		48.4	+75 53	8.24		3	1.13		3	1.18 0
76	865		49.7	- 7 08	9.04		6	1.38		6	1.33 1
77 *	873		52.5	- 1 26							
78	887		56.5	+35 02	8.50		4	0.87		4	0.84 0
79	891		57.5	- 0 32	5.42		3	0.52		3	0.58 1
80	902		59.4	+21 44	6.00		2	0.62		3	0.65 1
81 *	945	4	10.7	- 7 49	4.49		5	0.81		7	0.85 1
82	950		13.4	-53 34							
83	952		13.4	-51 44							
84	990		23.1	+21 41							
85	1010		29.8	+52 42	8.62		9	1.43		11	1.26 0
86 *	1014		30.2	+16 18				1.56		2	1.57 2
87	1039		35.5	+20 43							
88	1046		37.0	+18 47	9.95		5	1.54		4	1.28 1
89	1049		37.4	+27 30	8.02		7	0.92		7	0.94 1
90	1070		43.1	-17 07	5.52		4	0.63		4	0.69 1
91	1071		43.1	-50 14							
92	1077		44.4	+ 6 47	3.21		4	0.46		5	0.53 2
93 **	1084		45.7	+10 54							
94	1103		50.8	+49 42							
95 **	1129		55.9	- 5 52	6.26		7	1.05		8	1.13 1
96	1135		58.2	-21 24	8.36		8	1.46		8	1.26 1
97 *	1152	5	01.5	+18 31							
98	1158		02.9	- 5 13							

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
$\begin{matrix} m \\ m \end{matrix}$		$\begin{matrix} m \\ m \end{matrix}$		$\begin{matrix} m \\ m \end{matrix}$		
10.14 ± 0.01	2	1.34 ± 0.00	2	8.1 ± 0.3	K7	(26.7)
4.11	1 2 3	0.48	1 2 3	3.6	F7V	33.0
3.44	1 2	0.09	1 2	1.9	A2V	20.7
5.41	2	0.56	2	4.7	G0	31.2
4.25	0 2 3	0.31	0 2 3	2.3	F0IV	44.4
4.49	1	0.42	1	3.6	dF5	34.9
6.04	0 1 2	0.87	1 2	6.6	dK0	24.7
9.08	1	1.38	1	7.9	dK7	80.1
4.04	0 1 2 3	0.59	0 1 2 3 4	3.7	G0V	87.3
5.06	1	0.58	1 4	3.5	dF8	26.9
3.85	2	0.52	2	3.1	F7V	53.0
7.84	1	0.89	1 4	5.8	dK1	75.6
4.82	1 1 2 3	0.69	1 1 2 3 4	4.7	G5V	23.2
5.50	2	0.62	2	5.6	dG0	67.6
4.22	2	0.71	2	5.2	G5V	129.1
5.20	2	0.56	2	5.1	G2V	73.3
1.80	0 2 3	0.48	0 2 3	-0.9	F5Ib	6.2
7.84	2	1.16	2	6.8	dK5	64.2
8.39	1	1.35	1	7.5	dK7	54.2
3.73	2 1 2	0.87	2 1 2 4	6.1	K2V	21.7
4.29	2 1 2	0.56	1 1 2 4	3.0	F8V	54.4
8.57	2	1.30	2	8.2	K7	71.0
9.09	3 1 5	1.35	1	8.0	K7	27.8
3.54	3 2	0.92	1 1 2 4	3.7	K0IV	33.2
3.80	2	1.16	2	1.9	K1	62.2
8.24	0 1 5	1.13	1	6.7	dK5	65.2
9.04	1	1.38	1	8.6	dK7	61.7
8.02	2	1.12	2	8.0	dK5	13.1
8.50	1	0.87	1 4	7.2	dK0	96.0
5.42	1	0.51	1 4	4.1	dF6	31.2
5.97	4 1 5	0.62	1	5.2	dG5	29.7
4.45	1 2	0.81	0 1 2 4	6.0	dG8	105.5
7.62	2	1.07	2	6.8	K1	(59.0)
4.26	2	0.36	2	2.9	F5	32.9
8.39	2	1.14	2	7.8	dM0	38.3
8.63	2 1 2	1.42	2 1 2	8.4	dK7	45.8
0.78	2 3	1.55	1 2 3	-0.8	K5III	57.6
8.02	2 5	1.08	2	7.5	K4	(28.9)
9.95	1 2	1.53	1 2	9.9	M3	72.3
8.02	1	0.92	1	6.3	K4	(26.3)
5.52	1	0.63	1	4.6	dG1	22.9
7.55	2	0.89	2	5.7	G5	(65.5)
3.18	2 1 2 3	0.45	2 1 2 3 4	3.7	F8V	30.1
6.74	2	0.54	2	4.3	F6V	(15.5)
9.84	2	1.43	2	9.3	M2	(9.0)
6.24	3 1 2	1.05	1 2	6.3	dK2	61.8
8.35	1	1.46	1	8.9	M0	11.3
4.89	2	0.64	1 2	3.7	dG1	48.6
2.77	0 2 3	0.12	2 3	0.9	A3III	15.9

№	Yale	α (1900)	δ	V	n	B-V	n	C_{923}
99	1164	^h 03.8	^m -57 37					
100 **	1199	12.1	+40 01	^m 4.74 ± 0.01	7	^m 0.61 ± 0.01	8	^m 0.68 ± 0.01
101 *	1211	14.1	- 3 11	7.76	0	1.04	0	1.06
102	1224	18.6	+17 17	4.98	1	0.55	1	0.61
103	1242	23.5	- 3 34	7.95	2	1.50	0	1.28
104	1255	26.4	- 3 42	7.98	1	1.51	0	1.31
105	1280	30.6	-23 31					
106	1289	33.2	+53 26	6.21	1	0.83	0	0.89
107	1314	39.2	+37 15	7.37	2	0.83	1	0.88
108 *	1316	40.3	-22 29					
109	1339	44.9	-51 06					
110	1354	48.5	+20 15	4.40	1	0.62	1	0.64
111	1359	49.3	+ 2 08					
112 *	1365	50.3	+13 55	6.61	1	0.67	0	0.69
113 *	1393	56.9	+ 9 39					
114	1430	^h 06.4	-21 49	8.20	1	1.52	0	1.28
115	1435	07.7	+10 40	6.46	1	0.69	1	0.70
116	1459	10.8	+12 18					
117	1468	13.2	-74 43					
118	1530	29.2	+79 40	5.47	1	0.48	1	0.57
119	1538	31.5	+17 38	9.63	1	1.53	1	1.28
120	1558	35.1	+24 03	8.12	1	1.04	2	1.06
121 *	1571	39.5	+43 41	5.22	1	0.57	0	0.64
122	1573	39.7	+13 00					
123 *	1577	40.7	-16 35					
124 *	1606	47.4	- 5 03	6.60	1	1.04	0	1.11
125	1627	51.4	+ 1 18					
126	1647	57.2	+29 30					
127 *	1708	^h 12.3	+16 43					
128 *	1718	14.2	+22 10	3.55	1	0.35	2	0.47
129 *	1760	22.7	+31 59	4.18	0	0.31	1	0.48
130 *	1805	34.1	+ 5 29					
131 *	1809	35.0	- 3 22	7.20	1	0.95	0	1.00
132	1826	39.2	+28 16					
133	1829	39.8	+80 31	6.56	2	0.73	1	0.74
134 **	1856	47.1	-13 38	5.23	0	0.59	1	0.69
135	1889	54.3	+29 31	6.97	1	0.72	0	0.73
136 **	1916	58.8	+12 35	7.79	1	0.85	0	0.86
137	1923	^h 01.9	+21 52					
138	1937	05.4	+32 46					
139	1946	07.4	-61 0					
140	1973	12.0	+30 56	8.85	1	1.14	0	1.18
141	1977	13.7	-12 18	5.98	1	0.76	0	0.80
142	1979	14.0	+27 32	5.14	1	0.45	1	0.57
143 **	1998	19.6	- 3 26	5.63	0	0.44	1	0.55
144	2037	27.4	+67 38	9.26	0	1.45	0	1.28
145 **	2048	30.5	+ 6 58	5.61	1	0.55	0	0.63
146	2065	34.4	+11 53	7.64	0	0.84	0	0.85
147	2082	38.6	+42 03	8.55	0	0.94	0	0.98

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
^m 4.74	2	^m 0.49	2	^m 4.2 ± 0.2	F6	7.4
4.72 ± 0.02	1 2 3	0.64	1 2 3 4	3.8 2	G0V	89.5
7.78 2	1 2	1.04	1 2	7.0 2	dK2	98.4
4.98	1 5	0.54 ± 0.02	1 4	4.0 2	dF8	40.9
7.95	1	1.50	1	7.1 2	dK7	81.7
7.96 2	1 2 3	1.49 2	1 2 3	9.0 1	MIV	66.0
8.84	2	0.91	2	6.9 4	K4	(65.9)
6.22 0	1 2 5	0.84 1	1 2 4	6.0 1	dK2	27.1
7.35 2	1 5	0.84 2	1 4	6.8 2	dK2	53.2
3.59	2	0.47	2	4.0 1	F7	20.7
3.85	2	0.19	2	2.6 3	A5III	28.9
4.40 0	1 2	0.60 1	1 2 4	4.4 1	G0V	16.6
8.82	2	1.02	2	7.8 3	K4	
6.61	1 2	0.65 2	1 2 4	5.7 2	G5	43.1
4.17	2	0.16	2	1.3 3	A3	45.0
8.20	1	1.52	1	9.4 1	dM0.5	20.4
6.47 2	1 2	0.68 0	1 2 4	5.2 2	dG5	25.6
5.03	2	0.41	2	3.2 4	F5IV—V	24.7
5.08	2	0.71	2	5.4 2	G5	36.4
5.47	1	0.49 1	1 4	3.8 2	F7—F8	(63.5)
9.64 1	1 5	1.53	1	9.6 1	M0.5	71.9
8.13 1	1 5	1.04	1	7.7 2	dK5	48.7
5.27 3	1 2 5	0.56 1	1 2	4.4 2	G0V	26.2
3.42	2	0.42	2	2.0 3	F5III	32.8
-1.47	3	0.01	3	1.4 1	AIV	18.4
6.60	1	1.06 2	1 4	6.5 1	dK4	28.7
7.36	2	0.69	2	4.4 3	dG5	104.1
5.98 2	2 5	0.59	2	4.8 3	dF8	72.2
3.57	3	0.10	3	1.6 3	A3V	11.6
3.55	1	0.35 1	1 4	2.4 2	F0	(19.3)
4.18 1	1 2 3	0.31 0	1 2 3 4	3.0 2	F0V	19.4
0.36 3	2 3	0.41 1	2 3	2.6 1	F5IV—V	20.8
7.20	1	0.96	1 4	6.9 2	K2V	26.8
1.16 1	2 3	1.02 2	2 3 4	1.0 1	K0III	32.0
6.56	1	0.73	1 4	5.8 2	K0	34.0
5.23	1	0.59	1	4.3 1	dG4	30.8
6.98 3	1 5	0.71 1	1 4	5.7 2	dG8	100.6
7.79	1	0.85	1	5.8 2	dK2	23.8
5.27	2	0.65 1	2 4	2.9 3	G2IV	37.4
6.83	2	0.64	2	5.0 3	dG2	92.8
4.69	2	0.41	2	3.2 3	F6	39.3
8.85	1 2	1.14	1 2	7.2 2	K4	90.7
5.98	1	0.77 2	1 4	5.4 2	dG8	70.8
5.11 2	1 2 5	0.46 0	1 2 4	4.0 2	F6V	44.1
5.63	1	0.45 1	1 4	4.2 2	dF3	74.2
9.28 2	1 5	1.45	1	9.0 2	K7	62.0
5.61	1	0.55	1	4.0 2	dF6	31.4
7.64	1	0.84	1 4	6.2 2	dK2	32.9
8.55	1 2	0.94 1	1 2 4	7.4 2	dK4	50.4
						62.4

N ^o	Yale	α (1900)	δ	V	n	B-V	n	C_{022}			
148	2089	8 ^h 39.6 ^m	-38 ^o 32'								
149 *	2098	41.9	-54 21								
150 *	2113	46.0	+71 11	8.03 ± 0.01	4	1.41 ± 0.00	4	1.29 ± 0.00			
151 *	2117	46.6	+28 43	5.94	1	14	0.86	0	15	0.94	0
152 *	2143	52.4	+48 26	3.18	1	7	0.25	1	8	0.41	1
153 *	2153	54.2	+42 11	3.97	1	10	0.44	0	9	0.56	0
154 *	2174	9 01.6	+67 32								
155	2193	06.8	+15 24	6.50	1	8	0.75	0	8	0.77	1
156 **	2198	07.6	+53 07	6.96	1	5	1.45	0	5	1.29	1
157 **	2212	12.0	+29 0								
158 *	2255	24.1	- 2 20	4.52	1	7	0.48	1	6	0.58	1
159	2256	24.7	+ 6 05	7.23	0	12	0.99	0	10	1.06	0
160 *	2266	26.2	+52 08								
161 **	2267	26.4	-13 03	10.02	1	12	1.54	1	8	1.22	1
162 **	2268	26.8	-40 02								
163 *	2280	29.7	+36 16	5.46	1	5	0.79	1	6	0.82	1
164	2304	37.1	+43 10	8.16	0	3	1.13	0	3	1.21	3
165	2316	42.1	+46 29	5.11	1	7	0.60	1	6	0.66	1
166	2345	48.8	+63 16	9.00	1	6	1.47	1	3	1.28	0
167	2366	55.2	+32 25								
168	2390	10 05.3	+49 58	6.60	0	50	1.37	0	50	1.30	1
169 *	2413	11.7	+23 36	5.83	1	8	0.48	1	6	0.57	1
170 **	2420	14.2	+20 22	9.43	1	4	1.57	1	4	1.27	1
171 *	2449	21.9	+49 19	6.44	1	9	0.61	0	8	0.63	1
172 **	2451	22.4	-73 31								
173	2456	23.9	+ 1 22								
174	2457	24.0	+56 30								
175	2459	24.2	+56 30	4.82	1	11	0.52	0	11	0.60	0
176	2556	53.9	+40 58	5.08	1	9	0.59	1	8	0.68	1
177	2567	55.8	+56 55								
178 *	2575	57.6	+62 17								
179 **	2576	57.9	+36 38	7.48	2	2	1.53	0	2	1.26	0
180 *	2582	11 00.5	+44 02	8.74	1	8	1.58	1	6	1.32	1
181 **	2600	05.6	+31 0	8.30	1	8	1.35	0	5	1.30	1
182 **	2611	08.6	+74 01	7.63	1	3	1.03	1	4	1.07	0
183	2614	08.8	+21 04								
184 **	2625	12.9	+32 06	3.89	1	7	0.58	1	6	0.61	1
185	2631	14.8	+66 23	9.24	0	3	1.45	1	3	1.21	2
186 *	2678	29.6	-32 18								
187	2699	35.8	+34 46	5.35	0	13	0.70	1	11	0.75	1
188	2725	41.7	-39 57								
189 *	2738	44.0	+15 08	(2.28)		4	0.09	1	4	0.40	1
190	2739	45.5	+ 2 20	3.63	1	8	0.52	1	9	0.65	1
191 *	2745	47.2	+38 26	6.44	1	19	0.74	0	16	0.74	1
192 **	2762	53.0	-27 08								
193	2767	55.6	- 9 53	5.60	1	6	0.78	1	6	0.83	1
194	2812	12 07.4	- 2 32								
195	2824	10.5	+57 35	3.30	1	12	0.09	1	13	0.41	0
196	2885	26.2	+ 9 22								

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
6.51 ± 0.00		0.89 ± 0.0	2	6.3 ± 0.02	dK2	29.4
1.88	2	0.04	2	0.0	A0V	9.7
8.01	1	1.41	1	7.8	dK7	87.8
5.93	1 5	0.87	1 4	5.3	dK0	43.4
3.14	3 1 2 3	0.21	1 2 3 4	2.2	A7V	38.3
3.97	1 1 2 3	0.43	1 2 3 4	3.2	F5V	43.2
4.78	2 3	0.48	2 3	3.4	F71V—V	7.7
6.51	1 1 5	0.75	1 4	5.5	dG8	63.1
6.98	2 1 2	1.44	1 2	8.0	K7	50.0
7.23	2 5	0.98	2	6.1	dK3	44.8
4.55	4 1 2	0.46	1 2 4	3.7	dF6	13.3
7.23	1 1 2 3 5	1.02	1 4	6.9	dK4	39.6
3.21	2	0.47	2	1.8	F7	100.7
10.02	1	1.54	1	10.2	dM5	33.7
3.55	2	0.34	2	2.4	F2	20.3
5.44	2 1 2 3 5	0.78	1 1 2 3 4	5.6	G81V—V	35.7
8.17	2 1 5	1.14	1 4	7.3	dK5	59.5
5.11	1 1 2 3 5	0.61	1 4	4.2	dG0	18.4
9.02	2 1 2 5	1.45	1 2	8.6	M0.5	41.7
5.38	2	0.66	2	4.0	dG5	82.6
6.59	1 1 2 3 5	1.37	1 1 2 3 4	8.3	K7	41.1
5.85	3 1 5	0.48	1 4	4.7	dF5	50.6
9.41	1 1 2 3 5	1.55	1 2	11.0	M4V	(11.0)
6.45	2 1 5	0.60	1 4	5.0	dG1	83.4
3.97	2	0.36	2	3.5	F6	4.8
9.61	2	1.54	2	10.2	dM2	37.2
8.71	2	1.35	1 2 3	8.5	K7	15.1
4.82	1 3	0.51	1 2 3 4	4.3	F8V	14.2
5.07	1 1 5	0.60	1 4	4.4	dG0	25.2
2.37	2	-0.02	2	0.5	A1	15.5
1.81	3 2 3	1.06	2 3	-0.7	K0III	22.9
7.48	1 1 2 3 5	1.51	1 1 2 3 4	10.5	M2V	103.6
8.77	2 1 2 5	1.54	1 2 4	10.0	dM2	139.8
8.31	1 1 5	1.35	1	7.8	dM0	39.9
7.64	1 1 5	1.03	1	7.1	dK4	26.8
2.57	2	0.15	2	0.6	A4	31.5
3.89	1	0.58	1 4	4.4	dG0	31.6
9.29	3 1 3 5	1.43	1 3	9.6	M1V	132.2
5.98	2	0.77	2	6.0	K2	56.0
5.33	1 1 2 3 5	0.71	1 1 2 3 4	5.6	G8V	17.6
4.89	2	0.65	2	4.7	dG5	83.2
2.14	2 3	0.09	1 1 2 3 4	1.6	A3V	31.9
3.63	0 1 2 3	0.54	1 1 2 3 4	3.6	F8V	38.6
6.49	2 1 2 3 5	0.74	1 1 2 3 4	6.8	G8pV	304.0
7.26	2	1.15	2	7.2	dK5	80.7
5.60	1	0.79	1 4	5.1	dG8	30.6
7.42	2	0.70	2	5.5	dG2	82.6
3.28	1 1 2 3	0.08	1 2 3 4	1.9	A3V	16.1
9.79	2	1.41	2	8.9	dM1	63.8

№	Yale	α (1900) δ		V		n	B-V		n	$C_{0.25}$	
		h m	° ' "	m	m		m	m		m	m
197	2894	12 28.9	+33 56								
198	2895		29.0 +41 54	4.27	± 0.00	9	0.56	± 0.01	9	0.64	± 0.02
199 **	2924	*	36.6 — 0 54	2.76	1	7	0.35	1	6	0.48	1
200	2933		39.7 —52 19	7.05	0	6	0.93	0	7	0.99	0
201	2935		40.3 +39 49	5.99	1	5	0.56	1	3	0.61	1
202	2951		45.6 — 0 13	8.51	1	13	1.42	0	6	1.30	1
203	2974		53.9 — 9 18								
204 *	2976		55.1 + 4 02								
205	2978		55.2 — 2 10	9.77	1	-11	1.19	0	7	1.20	1
206	3002	13	03.8 + 5 46								
207 **	3006		05.1 +18 03	4.34	1	8	0.46	0	3	0.54	0
208 *	3010		06.4 +10 09								
209	3012		06.7 —15 40								
210	3015		07.2 +28 23				0.54	2			
211	3034		11.8 + 9 57	5.22	1	7	0.58	1	4	0.65	1
212 *	3035		11.9 +17 33								
213	3039		13.2 —17 45								
214 *	3047		14.9 +35 40	9.49	1	9	1.49	0	11	1.27	0
215 *	3062		19.9 +55 27								
216	3076		23.5 +14 19								
217	3079		24.9 +10 55	9.06	1	7	1.44	0	3	1.26	2
218	3100		29.6 — 0 05								
219 *	3112		31.8 + 4 13								
220	3133		40.2 +18 20	9.76	0	7	1.43	1	4	1.20	2
221	3135		40.7 +15 26	8.47	0	9	1.47	1	4	1.20	2
222 *	3144		42.5 +17 57	4.52	1	13	0.47	1	10	0.60	1
223 *	3153		44.5 +27 29								
224 **	3175		49.9 +18 54	2.66	1	7	0.56	1	5	0.65	2
225 **	3200		58.5 +46 49	9.16	1	7	1.50	1	9	1.28	0
226	3201		58.6 +11 17								
227	3206	14	00.8 —35 53								
228	3242		11.1 +19 42								
229	3243		12.0 —58 54								
230 *	3246		12.6 +46 33								
231 *	3255		14.4 — 4 41	7.62	1	10	0.84	0	5	0.87	1
232	3262		17.6 +30 06								
233	3264		18.1 + 1 43	6.28	1	17	0.64	1	10	0.68	1
234	3273		21.1 +24 06								
235 *	3274		21.8 +52 19	4.02	1	5	0.48	1	6	0.61	1
236	3285		25.6 — 8 12	9.41	1	9	1.42	1	5	1.28	1
237	3300		30.3 +30 11	4.47	1	4	0.32	1	4	0.50	1
238	3304		31.7 —11 53								
239 *	3313		34.4 —64 32								
240	3325		37.8 — 5 13	3.93	1	4	0.37		1	0.53	0
241	3340		41.2 + 2 19								
242	3343		41.7 +16 57								
243	3354		46.0 —23 53								
244 *	3360		46.8 +19 31	4.57	1	7	0.80	1	4	0.80	0
245 **	3367		48.9 +19 33	6.01	1	8	0.83	0	11	0.92	1

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
$\overset{m}{6.25}$	2	$\overset{m}{1.05}$	2	$\overset{m}{4.9} \pm 0.3$	gK0	42.7
4.28 ± 0.01	1 2 3	0.57 ± 0.01	1 2 3 4	4.4 1	G0V	34.0
2.76	1 2	0.35 0	1 2	2.8 2	dF0	<u>33.0</u> 33.2
7.05	1 2	0.94 1	1 2 4	6.0 2	dK4	34.2
6.01 2	1 2 5	0.55 1	1 2 4	5.1 2	dF8	85.6
8.49 2	1 2 3	1.42 1	1 2 3 4	8.3 2	M0.5V	21.1
7.56	2	0.80	2	6.5 3	dK0	65.4
15.90	3	0.64	3	15.4 3		(63.5)
9.77	1	1.19	1	8.3 2	dK7	72.4
6.82	2	0.66	2	4.9 3	dG2	81.4
4.34	1	0.46	1	3.1 2	dF5	41.4
8.75	2	0.58	2	7.3 3	dG1	57.5
4.94	2	0.48	2	3.8 3	dF6	28.4
4.28 2	2 3	0.056 1	1 2 3 4	4.7 1	G0V	44.2
5.21	1 2	0.57 0	1 2 4	4.6 2	G0V	35.4
6.54 1	2 5	0.91	2	5.7 3	dK2	48.9
4.73 2	2 3	0.70 0	2 3	5.0 1	G5V	63.4
9.48 2	1 2	1.50 1	1 2	9.4 2	M0.5	44.4
2.06	2	0.03	2	-0.1 3	A2V	18.6
4.98 0	2 3	0.72 1	2 3 4	3.0 3	G5V	71.2
9.06 1	1 2 3 5	1.48 2	1 2 3	9.5 2	M1V	60.8
3.41	2	0.10	2	1.1 3	A2	41.0
14.71	3	0.95	3	15.3 1	G8	(142.6)
9.74 3	1 5	1.43	1	9.4 2	M0	(104.9)
8.48 2	1 2 5	1.44 1	1 2 4	9.9 1	dM1	63.4
4.51 0	1 2 3	0.48 0	1 2 3 4	3.3 2	F7V	43.8
7.03 4	2 5	1.08	2	5.8 3	dK5	43.1
2.70 2	1 2 3	0.58 1	1 2 3 4	2.8 1	G0IV	17.2
9.20 5	1 2	1.50 0	1 2	8.8 2	M1	(32.2)
6.30	2	0.71	2	5.2 3	dG5	30.4
2.01	2	1.03	2	0.9 3	K0III-IV	59.2
-0.05 1	2 3	1.25 3	2 3	-0.3 1	K2pIII	120.6
6.66	2	0.99	2	6.6 2	K1	(46.3)
4.20	2	0.09	2	2.4 4	A0	27.7
7.62	1	0.86 3	1 4	6.1 2	dK1	64.6
8.60 1	2 5	1.27	2	7.9 3	K7	62.0
6.28	1 2	0.63 1	1 2 4	6.2 2	dG2	44.8
9.17	2			8.0 3	M0.5	110.6
4.04 1	1 2 3	0.49 1	1 2 3 4	3.2 2	F7V	34.8
9.41	1	1.42	1	7.8 2	dM0.5	130.9
4.48 1	1 2	0.34 1	1 2 4	3.5 2	dF0	16.8
6.21	2	0.45	2	3.9 3	F5V	149.4
3.16	2	0.24	2	1.6 4	F0	30.7
3.93	1	0.37 1	1 4	1.9 2	dF5	41.5
3.75	3	-0.01	3	1.1 4	A0V	19.8
9.31 1	2 5	1.25	2	8.4 3	M0	81.6
7.90	2	0.99	2	6.9 2	dK4	100.2
4.56 1	1 2	0.78 2	1 2	5.4 1	G5	18.2
6.06	2 5	0.83	1 2	5.7 2	dK1	44.2

№	Yale	(1900) δ		V		n	B-V		n	C_{023}			
		h	m	$^{\circ}$	'		m	m		m	m	m	m
246	3373	14	51.0	+74	34	4.68 ± 0.01	2				0.65 ± 0.01		
247 **	3410	15	00.5	+48	03	4.88	7	0.62 ± 0.01	7				
248 **	3416		02.9	+25	16								
249	3419		03.1	+25	18	10.01	1	8	1.40	1	6	1.26	1
250	3425		04.7	-15	54								
251 *	3438		08.8	- 0	58	6.62	0	19	0.75	0	12	0.79	0
252	3455		13.5	+67	44								
253 *	3457		14.2	+ 2	09								
254	3462		15.1	-47	57								
255 **	3478		18.8	- 9	58								
256 **	3480		19.1	+30	39	4.98	1	11	0.56	1	9	0.61	0
257 **	3519		30.5	+27	03								
258	3536		34.3	-44	20								
259	3557		39.3	+ 6	44								
260 *	3567		41.0	-37	36								
261	3570		41.6	+ 7	40	4.41	1	5	0.61	1	4	0.64	1
262	3596		49.2	+42	44	4.65	1	7	0.56	1	7	0.62	1
263	3604		51.8	+15	59	3.79	0	11	0.46	0	11	0.56	0
264	3614		54.5	+28	01								
265	3626		57.2	+33	36								
266 *	3636		58.9	-11	06								
267 **	3644	16	00.0	+58	50								
268	3650		01.5	+39	26	6.67	1	15	0.73	0	13	0.74	1
269	3654		02.9	+38	55								
270	3659		04.3	+ 6	40								
271	3669		05.7	-57	16								
272	3677		07.2	+44	05								
273 *	3681		08.6	+13	48	6.69	0	11	0.76	0	7	0.79	0
274	3684		09.1	- 3	26								
275	3687		10.2	- 8	06	5.52	1	7	0.65	1	9	0.68	1
276	3696		13.0	- 4	27								
277 *	3712		16.5	+67	29	8.60	1	9	1.41	0	6	1.28	2
278 **	3719		17.7	-69	52								
279 *	3740		22.6	+61	44								
280 **	3745		24.5	+18	37	7.02	0	11	0.84	0	5	0.87	0
281	3746		24.7	-12	25	10.06	0	5	1.60	2	4	1.26	2
282	3773		31.1	- 2	07	5.78	1	4	0.82	1	3	0.88	1
283 *	3799		37.5	+31	47	2.80	1	8	0.64	1	8	0.67	1
284 *	3803		39.5	+39	07								
285	3815		41.4	+33	41	8.09	0	3	1.36	1	2	1.33	2
286	3827		45.1	+37	12	8.36	1	3	0.81	1	2	0.88	2
287	3837		47.9	+ 0	11	6.64	1	13	0.76	0	5	0.78	0
288 **	3845		50.1	- 8	09	9.03	1	4	1.60	1	5	1.30	3
289	3857		54.1	+25	55								
290 **	3860		55.5	+65	17	4.85	1	9	0.47	0	9	0.55	0
291	3877		59.8	+47	12	6.77	1	15	0.73	0	12	0.76	0
292	3878		59.8	- 4	54	7.73	0	7	1.17	1	5	1.12	0
293	3880	17	00.0	- 4	55	10.06	1	10	1.46	1	8	1.17	1
294	3881		00.2	+ 0	51								

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
^m 2.06	2	^m 1.57	2	^m -0.5 ± 0.4	gK5	17.3
	1	0.62	1	2	dG1	35.5
	2 5	0.42	2	3	dF5	21.1
10.05 ± 0.03	1 2 5	1.39 ± 0.02	1 2	9.4 2	K7	90.2
9.07	2	0.74	2	7.1 3	dG1	525.6
6.62	1 2	0.76	1 2 4	5.4 2	dK0	135.8
5.17	2	0.52	2	3.5 2	dG0	65.8
5.05	1 2 3	0.54	2 3	2.9 3	F8IV—V	97.8
5.65	2	0.65	2	4.5 2	dG2	149.4
4.92	2	0.45	2	2.3 4	F5V	29.3
4.98	1	0.56	1 4	4.0 2	G0	19.0
2.23	2 3	-0.02	2 3	0.4 3	A0V	17.5
4.67	2	0.42	2	3.3 3	F6	29.7
2.65	3 2 3	1.18	3 2 3	1.0 3	K2III	14.6
6.07	2	0.71	2	5.3 2	G5	33.6
4.42	0 1 2 3	0.60	0 1 2 3 4	4.2 1	G05	67.6
4.62	2 1 2 3	0.55	1 1 2 3 4	3.4 2	F9V	85.2
3.84	3 1 2 3	0.47	0 1 2 3 4	3.0 2	F6V	91.4
8.08	2	0.76	2	6.2 3	dG8	114.3
5.42	2	0.61	2	3.5 4	G0V	92.0
4.17	2	0.46	2	2.0 2	F7	(9.8)
4.02	1 2 3	0.53	2 3	2.4 3	F8IV—V	48.3
6.68	1 1 2	0.73	0 1 2 4	6.2 1	dG8	68.7
8.62	2 5	0.96	2	7.4 3	dK4	55.8
5.95	2	0.99	2	3.0 3	dK1	142.4
7.56	2	0.78	2	6.6 2	G8	(125.6)
6.61	2	0.89	2	5.6 2	dK1	24.6
6.68	2 1 2 5	0.75	1 1 2	5.2 2	dK1	46.5
2.72	2	1.70	2	0.0 4	M1III	32.3
5.52	1	0.65	1 4	4.4 2	dG1	46.2
3.21	2	0.97	2	1.0 3	G8III	15.6
8.60	1 2 3	1.41	0 1 2 3	8.3 1	M0V	31.4
4.86	2	0.56	2	4.5 2	dG0	15.4
2.73	2	0.93	2	0.9 3	gG5	15.8
7.01	1 1 2	0.85	1 1 2 4	5.8 2	dK2	55.8
10.06	2	1.60	1	12.0 1	dM5	27.3
5.77	1 1 2	0.84	1 1 2 4	5.5 1	dK1	33.7
2.81	0 1 2 3	0.64	0 1 2 3 4	3.0 1	G0IV	74.6
3.47	2	0.92	2	2.1 3	G8	12.0
8.11	1 1 2 3 5	1.37	1 1 2 3 4	8.5 1	K7V	33.9
8.38	3 1 2	0.81	0 1 2	6.9 2	dK2	37.3
6.64	1 1 2	0.76	0 1 2	5.7 2	dK0	129.1
9.02	1 1 2	1.59	0 1 2	9.9 1	dM4e	41.8
9.72	1 2 5	1.55	2	9.3 3	dM1	34.2
4.85	0 1 2	0.47	0 1 2 4	4.0 2	dF6	28.0
6.77	0 1 2 5	0.73	1 1 2 4	5.8 2	dK0	77.2
7.75	1 1 2 3	1.16	1 1 2 3 4	7.4 1	K5V	87.6
10.08	1 1 2 3	1.43	3 1 2 3	10.0 1	M3,5V	77.2
6.01	2	0.58	2	4.3 3	F8	39.3

N ₂	Yale	α (1900) δ	V		n	B-V		n	C_{org}	
		h m ° '								
295	3884	17 01.2 —60 37								
296 **	3895	04.6 —15 36								
297 *	3907	09.2 +45 50	9.35 ± 0.00		13	1.52 ± 0.00		5	1.19 ± 0.01	
298 **	3908	09.2 —26 27								
299	3913	10.1 —26 24								
300	3916	10.9 +24 57								
301 *	3919	11.5 —46 32								
302 *	3924	12.1 —34 53								
303	3943	16.1 + 1 32								
304	3946	16.9 +82 36	5.42	1	4	0.62	1	7	0.62	1
305	3955	20.8 + 2 14	7.55	0	12	1.37	1	10	1.27	1
306 *	3970	25.2 — 0 59	5.34		11	0.72	1	9	0.75	1
307 **	3972	25.3 +67 23	6.44	1	22	0.76	0	19	0.78	0
308	3984	28.4 +34 21								
309 **	4000	30.3 +12 38	2.02	1	7	0.17	1	5	0.40	1
310	4009	33.4 +18 37	9.61	1	10	1.53	1	7	1.28	2
311 *	4013	34.0 +61 57	5.23	1	7	0.63	1	8	0.64	1
312	4016	34.3 + 3 37	6.55	1	15	0.96	0	4	1.00	0
313	4029	37.0 +68 26	9.12	1	4	1.54	2	4	1.21	1
314	4044	39.0 +21 40								
315 *	4060	42.5 +27 47	3.35	0	4	0.77	1	4	0.80	1
316	4065	42.9 + 2 45								
317	4098	52.9 + 4 25								
318	4109	55.2 — 3 41								
319	4127	58.4 +26 20								
320	4133	59.8 — 3 02	9.38	1	4	1.51	1	5	1.35	4
321 **	4137	18 00.4 + 2 31	4.05	1	8	0.88	0	8	0.90	1
322	4138	00.7 + 4 39								
323 *	4147	02.6 + 9 33								
324	4148	02.8 +15 56								
325 *	4153	03.2 +30 33	5.03	1	8	0.52	1	7	0.56	0
326 *	4165	04.9 + 3 06								
327	4166	05.1 —43 27								
328	4171	06.3 +38 27	6.39	1	7	0.89	1	8	0.93	1
329	4215	16.1 — 2 55	3.22	1	8	0.98	1	6	0.95	1
330	4236	21.4 + 8 44								
331	4239	21.8 —25 29								
332 *	4245	22.9 +72 41	3.51	1	4	0.50	1	5	0.55	1
333	4254	24.7 — 1 53	8.05	1	3	1.09	0	4	1.16	1
334	4256	25.5 —18 58	6.79	2	2	0.86	0	3	0.90	1
335	4272	29.1 +22 15	8.94	1	6	1.12	0	6	1.18	2
336	4285	32.4 +45 39	9.84	0	6	1.42	0	5	1.19	1
337 *	4293	33.6 +38 41	0.16	1	4	—0.03	0	2	0.34	0
338	4328	41.1 +20 27								
339 *	4330	41.7 +59 29	8.48	1	5	1.59	1	4	1.23	1
340	4340	43.8 +10 39	7.97	0	6	1.07	0	7	1.12	1
341	4345	44.5 +17 20	9.17	1	4	1.33	1	5	1.24	1
342	4398	53.1 + 5 48	9.23	1	5	1.51	0	3	1.34	1
343 *	4399	53.3 +32 46	5.22	1	5	0.60	1	5	0.63	0

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$B-V$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
^m 7.47	2	^m 0.86	2	^m 7.0 ± 0.2	G8	(34.5)
2.42	2	0.05	2	0.8 3	A2V	9.8
^m 9.39 ± 0.03	1 2 5	^m 1.52 ± 0.00	1 2	10.2 1	dM3	54.5
4.29	2	0.85	2	5.6 1	dK2	32.1
6.31	2	1.12	2	7.5 1	dK7	34.4
3.14 0	2 3	0.09 1	2 3	0.8 3	A3IV	46.9
5.49	2	0.82	2	6.0 1	dK0	42.3
5.94	2	1.02	2	6.6 1	dK4	40.7
6.96	2	0.56	2	4.8 4	G0	167.3
5.41 1	1 2 3 5	0.62 0	1 2 3 4	4.6 2	G0V	106.6
7.57 2	1 2 3	1.36 0	1 2 3	8.1 1	K7V	57.8
5.32 3	1 2	0.72 0	1 2 4	3.8 2	G8IV—V	79.5
6.45 1	1 2 5	0.76	1 2 4	5.8 2	dK1	52.0
6.54	2	0.64	2	5.1 3	dG2	56.8
2.04 3	1 2	0.17 0	1 2 4	0.8 2	A5III	25.4
9.61	1	1.53	1	10.2 1	M1	49.4
5.24 1	1 2 3 5	0.61 1	1 2 3 4	4.3 1	G1V	44.2
6.55	1	0.98 2	1 4	6.1 2	dK3	22.7
9.13 1	1 3	1.52 1	1 2 3	10.7 1	M3.5V	35.0
7.55 1	2 5	0.76	2	5.9 3	dK0	69.5
3.39 2	1 2 3	0.77 1	1 2 3 4	4.6 1	G5IV	38.9
3.73 1	2 3	0.05 1	2 3	1.3 3	A0V	12.8
9.53 0	2 3	1.76 3	2 3	14.4 1	M5V	140.2
4.62 0	2 3	0.37 1	2 3	2.8 3	F3V	46.1
7.05	2 5	0.80	2	5.5 3	dK1	74.0
9.39 0	1 2	1.52 1	1 2	10.0 1	dM0	41.2
4.04 1	1 2	0.87 1	1 2	5.4 1	K0V	29.3
6.80	2	0.58	2	5.0 3	G0V	128.1
3.72	2	0.15	2	1.6 3	A7	27.1
8.71 5	2 5	0.66	2	7.9 3	G0	(8.2)
5.04 1	1 2 3	0.51 1	1 2 3 4	3.8 2	F7V	9.8
5.66	2	0.48	2	3.5 3	dF6	28.9
8.40	2	1.27	2	7.8 2	K7	(29.3)
6.40 1	1 2 3 5	0.88 0	1 2 3 4	6.4 2	K2V	32.8
3.24 1	1 2 3	0.96 1	1 2 3 4	1.8 2	K0III—IV	78.9
7.80	2	0.69	2	5.3 3	G2	81.6
2.79	2	1.06	2	1.1 3	K1	47.6
3.56 2	1 2 3	0.50 1	1 2 3 4	4.0 1	F7V	41.0
8.05	1	1.09	1	6.6 2	dK4	58.6
6.79	1	0.86	1	6.1 2	dK3	49.0
8.94	1 2	1.11 1	1 2	8.2 3	dK7	49.4
9.88 2	1 2 5	1.44 1	1 2	9.4 2	dM0.5	41.9
	1 3	-0.01 1	1 3	0.6 1	A0V	19.2
4.21 1	1 2	0.45 1	2 3	2.7 3	F6V	40.3
8.48 1	1 2 3	1.58 3	1 2 3	10.7 1	M4	$\frac{38.8}{40.8}$
7.97	1	1.07	1	6.7 2	dK5	43.0
9.20 2	1 2 5	1.29 5	1 2	8.0 2	K7	(47.4)
9.23	1	1.51	1	8.8 2	dM1	75.6
5.22 0	1 2	0.60 0	1 2 4	4.0 2	dG0V	51.0

N	Yale	α (1900)	δ	V		n	B-V		n	C_{922}		
		^h	^m	[°]	[']							
344 *	4431	18	59.7	-37	12							
345 *	4440	19	01.1	+70	30							
346 *	4456		03.5	+16	42	6.06 ± 0.01		4	0.72 ± 0.02	4	0.73 ± 0.01	
347 *	4483		09.5	+49	40	5.85	1	7	0.67	0	0.72	0
348 *	4494		12.1	+ 5	03	9.12	1	3	1.53	1	1.22	2
349	4539		19.8	+33	01	6.38	0	18	0.79	0	0.85	0
350	4541		20.2	+11	44	5.12	0	6	0.77	1	0.81	1
351 **	4542		20.5	+ 2	55	3.34	0	5	0.31	1	0.48	0
352	4554		23.6	+49	14	8.05	1	8	0.94	0	0.96	1
353	4581		29.5	+58	23							
354	4583		29.6	+ 4	21	9.35	1	5	1.38	1	1.24	1
355	4607		32.6	+69	29	4.69	1	9	0.80	1	0.83	1
356 **	4611		33.8	+49	59	4.46	1	6	0.38	1	0.51	1
357 *	4634		39.2	+50	18							
358 *	4648		41.8	+33	22	7.68	1	9	1.00	0	1.05	0
359 *	4654		42.6	+33	30	4.93	2	4	0.48	1	0.57	1
360	4665		45.9	+ 8	36	0.65	2	5	0.29	1		
361 *	4705		50.4	+ 6	09				0.87	1	0.88	1
362	4713		51.8	-12	49	9.30	1	9	1.34	1	1.25	1
363	4722		53.2	+29	33	7.89	1	4	0.79	1	0.83	1
364	4746		57.8	+ 3	03							
365	4747		58.0	+15	20							
366 **	4754		58.9	-66	26							
367	4759		59.5	+29	39							
368	4760		59.6	+16	48	5.77	0	4	0.59	1	0.66	0
369	4762		59.7	+23	05							
370 **	4782	20	04.6	-36	21							
371 *	4785		05.5	+20	37							
372	4793		06.6	+15	53							
373 **	4804		09.1	-27	20							
374	4834		13.9	+76	55	8.89	1	4	1.30	0	1.32	1
375	4849		16.5	+66	32	5.91	0	15	0.60	0	0.66	0
376	4864		21.5	-31	11							
377	4911		34.2	+24	08							
378	4920		34.6	+ 4	37	7.88	1	9	1.24	0	1.21	0
379	4932		36.2	+19	34							
380	4947		40.2	-25	38							
381 **	4959		42.2	+33	36							
382	4966		43.3	+61	27	3.38	1	4	0.91	1	0.94	1
383	5012		51.3	+61	48	8.58	1	8	1.48	0	1.25	1
384	5070	21	00.4	+ 6	41	8.30	2	4	1.25	1	1.27	1
385 *	5077		02.4	+38	15	4.84	1	5	1.26	0	1.25	1
386	5098		07.4	+17	21							
387 **	5107		09.6	+ 9	36	4.44	1	2	0.49	1	0.58	0
388 **	5114		10.8	+37	37	3.69	0	3	0.37	0	0.53	1
389	5117		11.4	-39	15							
390	5139		16.2	+62	10	2.45	1	4	0.22	1	0.39	2
391	5152		18.2	-65	49							
392 **	5243		39.4	-58	08							

Таблица 1 (продолжение)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
^m 4.19	2	^m 0.52	2	^m 2.6 ± 0.4	dF7	59.0
13.18	3	0.05	3	12.3	F7	(37.4)
^m 6.05 ± 0.01	1 2	^m 0.71 ± 0.01	1 2 4	4.9	dG5	29.0
5.87	2 1 2 3	0.65	1 1 2 3	3.9	dG2	85.2
9.10	2 1 2 3	1.50	2 1 2 3	10.2	M3.5V	86.8
6.37	1 1 2	0.80	1 1 2 4	5.2	K1	53.0
5.12	1 1 2	0.76	0 1 2 4	4.0	G8IV	25.5
3.35	2 1 2	0.32	1 1 2 4	2.3	F0IV—V	126.1
8.05	0 1 2	0.93	1 1 2	6.1	dK4	36.2
6.60	2	0.87	2	4.5	dK3	118.1
9.35	1	1.38	1	8.7	dK7	82.6
4.68	0 1 3	0.80	0 1 3 4	5.9	K0V	63.8
4.47	1 1 2	0.39	0 1 2 4	3.6	F5IV	55.6
5.96	3	0.64	3	3.6	G2V	33.4
7.65	4 1 2	1.00	0 1 2 4	5.9	K4	39.8
4.97	2 1 2 3	0.47	1 1 3 4	3.3	F5V	46.2
0.75	1 2 3	0.25	2 1 3 4	2.3	A7IV—V	45.3
3.71	2 3	0.86	1 1 2 3 4	2.93	G8IV	30.6
9.30	1 1	1.34	1	8.0	dK7	51.6
7.91	3 1 5	0.79	1	6.3	dG8	44.3
7.46	2	1.12	2	6.7	dK3	40.0
7.22	7 2 5	0.75	2	5.6	dG8	32.8
3.58	2	0.75	2	4.7	G5IV	61.6
5.74	2	0.74	0 2 4	4.1	dK0	50.8
5.79	3 1 2 5	0.59	2 1 2 4	4.7	dG0	99.8
7.29	1 2 5	0.84	2	5.8	dK3	45.7
5.34	2	0.85	2	6.5	dK7	129.7
6.48	3	0.38	3	4.1	dF3	138.4
7.29	2	0.84	2	5.1	dK2	43.0
5.75	2	0.89	2	6.1	dK3	91.5
8.91	3 1 5	1.30	1	8.3	dK7	75.1
5.92	0 1 2 5	0.59	1 1 2 4	5.0	dG0	32.8
6.56	2	0.73	2	5.1	dG5	40.0
6.35	2	0.70	2	5.4	dG8	48.9
7.88	1	1.24	1	6.6	dK5	70.1
6.48	7 2 5	0.64	2	6.6	dK5	87.2
4.11	2	0.43	2	5.1	dG2	47.0
2.46	1 2 3	1.03	2 2 3	3.9	dF7	27.2
3.40	2 1 2 3	0.92	0 1 2 3 4	0.7	K0III	52.8
8.56	3 1 2 3	1.48	1 1 2 3	2.7	K0IV	103.2
8.30	1	1.25	1	9.2	dM1	28.1
	1 3	1.22	3 1 3	6.6	dK5	89.0
7.34	2	0.50	2 2 4	1	K5V	106.1
4.45	1 1 2	0.50	1 1 2 4	5.4	dF6	113.7
3.71	2 1 2	0.40	4 1 2	3.1	dF6	31.4
6.76	2	1.42	2	2.1	dF0n	51.2
2.43	2 1 2 3	0.23	1 1 2 3	8.8	dM1	68.4
4.29	2	0.45	2	1.4	A7IV—V	15.4
8.86	2	1.31	2	4.5	F8V	45.9
			2	7.2	M1	(92.7)

№	Yale	α (1900) ζ		V		n	B-V		n	C_{023}	
		h	m	$^{\circ}$	'		m	m		m	m
393 **	5245	21	39.7	+28	17	4.46 \pm 0.00		4	0.45 \pm 0.01	4	0.56 \pm 0.01
394 **	5258		41.5	-16	35	2.83	1	6	0.23	1	0.48
395	5314		55.7	-57	12						
396	5318		57.1	+0	56	9.15	1	3	1.49	1	1.27
397 **	5345	22	02.4	+24	51	3.75	1	4	0.42	1	0.54
398	5362		05.2	+5	42						
399 *	5377		08.4	+69	38						
400	5392		11.4	+56	33						
401 *	5395		11.7	-54	07						
402	5398		12.3	+12	24						
403 **	5407		16.5	-1	53						
404 **	5438		24.4	+57	12	9.59	1	7	1.65	0	1.36
405 *	5516		41.7	+11	40						
406	5520		42.5	+43	49	10.04	1	6	1.39	1	1.05
407	5562		50.8	-32	06						
408 **	5563		51.8	+16	02	8.68	0	10	1.52	0	1.29
409	5565		52.1	-30	09						
410	5568		52.6	+20	14	5.44	0	10	0.67	1	0.71
411	5572		55.0	-23	04						
412	5584		59.4	-36	26						
413	5587		59.8	+14	40						
414 *	5615	23	08.0	+48	52	4.49	1	5	0.25	1	0.48
415	5616		08.5	+56	37	5.61	1	4	0.99	1	1.07
416	5658		17.8	-11	19	7.81	1	3	0.87	0	0.92
417 **	5677		21.8	+0	42						
418 **	5716		32.7	+45	55						
419	5721		33.7	-73	15						
420	5724		34.8	+5	05						
421	5725		35.2	+77	04	3.21	1	7	1.03	1	1.10
422	5763		44.0	+1	52	9.01	1	2	1.51	0	1.20
423 **	5772		47.5	+74	59	6.35	1	11	0.98	0	1.02
424 *	5807		56.9	+26	33	5.72	0	11	0.69	1	0.67

Примечания

- 2 ADS 48.
6 ADS 246; $\Delta m = 3^m 0$; яркая звезда сп. дв.
9 SDS; $\Delta m = 0^m 4$.
10 ADS 490; $\Delta m = 0^m 6$; яркая звезда сп. дв.
11 ADS 520; $\Delta m = 0^m 0$.
12 Параллакс $\pi'' = 0.014 \pm 0.007$.
17 ADS 671; яркая неразреш. дв.
22 Сп. дв.
29 ADS 1003; $\Delta m = 2^m 5$; $\Delta M = 0^m 4$; $\Delta c_1 = -0^m 03$.
28 Субкарлик.
31 SDS; $\Delta m = 0^m 4$.
34 SDS; $\Delta m = 0^m 0$; $P = 219$ лет.
39 Сп. дв.; $P = 2^d$.

Таблица 1 (окончание)

\bar{V}	Каталоги	$\overline{B-V}$	Каталоги	M_V	Спектр	$v, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
m 4.46	1	m 0.45	1 4	m m 2.7 ± 0.2	dF6	43.4
2.83	1	0.23	1	1.9 2	A7-9	29.3
4.74	2	1.01	2	7.0 1	dK4V	87.8
9.15	1	1.49	1	9.2 2	dK7	33.1
3.76 ± 0.00	1 2 3	0.43 ± 0.00	1 2 3 4	3.1 2	F5V	19.4
3.51	2	0.10	2	1.6 3	A21V	31.4
5.50	3	0.38	3	3.4 3	dF5	8.7
4.17	2 3	0.29	1 2 3	2.1 3	F01V	54.4
5.43	2	0.59	2	4.9 2	dF8	50.6
7.01	2	0.60	2	5.0 3	dG1	105.1
3.85	2	-0.04	2	1.9 2	A0V	21.1
9.59	0 1 5	1.65	1	11.6 1	F7V	(16.4)
4.19	2 3	0.50	0 2 3	2.6 3	F7V	55.2
10.05	1 1 5	1.39	1	11.5 1	dM5e	20.3
6.49	2	1.07	2	7.0 1	dK5	15.0
8.67	0 1 2 3 5	1.51	0 1 2 3	9.5 1	dM2	39.0
1.11	2	0.10	2	1.9 1	A3V	13.7
5.47	2 1 2 3 5	0.67	0 1 2 3 4	4.8 2	dG0	34.0
7.96	2	1.34	2	8.5 1	dK7	38.4
7.44	2	1.50	2	9.6 1	dM1	120.0
2.48	2	-0.01	2	-0.1 4	B9V	11.7
4.49	1		1 4	2.8 2	F0	18.5
5.57	1 1 2 3 5	1.00	1 1 2 3 4	6.5 1	K3V	67.6
7.81	1	0.87	1	6.5 2	dK3	56.6
4.93	2	0.04	2	4.7 4	A4	16.8
3.88	2 3	1.02	2 3	2.0 3	G8III-IV	50.1
7.10	2	0.95	2	7.2 2	K1	(34.5)
4.13	2 3	0.50	1 2 3	3.2 2	F7V	42.7
3.21	1 1 2 3	1.03	1 1 2 3 4	2.2 2	K11V	44.2
8.98	2 1 2 3	1.50	1 1 2 3	10.0 1	M2V	75.9
6.34	1 1 2	0.96	1 1 2 4	6.1 1	dK7	16.9
5.75	2 1 2 3 5	0.66	1 1 2 3 4	5.4 1	G2V	80.0

40 Сп. дв.; $P = 107^d$

41 SDS.

45 Сп. дв.; $P = 9^d 9$.48 ADS 1865; $\Delta m = 0^m 2$.

51 ADS 2081.

52 ADS 2080; $\Delta m = 2^m 5$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 03$.

59 ADS 2406.

60 ADS 2402; $\Delta m = 3^m 0$.72 Тройная система: $9^m 5$; $11^m 6$; $11^m 6$, $\Delta M = 0^m 28$.

74 Дв. система, яркая звезда сп. дв.

77 ADS 2894; $\Delta m = 2^m 8$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 04$.

81 ADS 3093.

86 ADS 3321.

- 93 ADS 3475; $\Delta m = 0^m 1$.
 95 Сп. дв.
 97 ADS 3701; $\Delta m = 0^m 1$.
 100 ADS 3886.
 101 ADS 3900.
 108 ADS 4334; $\Delta m = 2^m 6$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 03$; $\Delta c_2 = -0^m 02$.
 112 ADS 4519; $\Delta m = 2^m 2$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 05$; $\Delta c_2 = -0^m 04$.
 113 ADS 4617; $\Delta m = 1^m 6$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 03$; $\Delta c_2 = -0^m 02$. В спектре яркой звезды металлич. линии (Ар. J., 119, 146, 1954).
 121 ADS 5425; $\Delta m = 3^m 0$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 02$.
 123 ADS 5423; компонент — белый карлик.
 124 $\Delta m = 3^m 6$; $\Delta M = 0^m 04$; $\Delta c_1 = -0^m 02$.
 127 ADS 5961.
 128 ADS 5983; $\Delta m = 4^m 5$; $\Delta M = 0^m 01$; $\Delta c_1 = -0^m 1$.
 129 ADS 6109.
 130 ADS 6251; компонент — белый карлик.
 131 $\Delta m = 1^m 8$; $\Delta M = 0^m 2$; $\Delta c_1 = -0^m 06$; $\Delta c_2 = 0^m 05$.
 134 ADS 6420; $\Delta m = 0^m 6$.
 136 ADS 6554.
 143 Сп. дв.; $P = 1^d 6$.
 145 ADS 6886; яркий компонент сп. дв.; $P = 14^d$.
 149 SDS; тройная система A + $11^m 0$ + $12^m 0 = 6^m 5$.
 150 ADS 7067.
 151 Слабый компонент $13^m 0$.
 152 ADS 7114.
 153 $\Delta m = 1^m 7$; $\Delta M = 0^m 2$; $\Delta c_1 = -0^m 04$; $\Delta c_2 = -0^m 02$.
 154 ADS 7203; $\Delta m = 3^m 2$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 02$.
 156 ADS 7251; $\Delta m = 0^m 0$.
 157 ADS 7284; $\Delta m = 0^m 0$; $P = 34$ года.
 158 $\Delta m = 3^m 2$; $\Delta M = 0^m 05$; $\Delta c_1 = -0^m 02$; $\Delta c_2 = -0^m 01$.
 160 ADS 7420.
 161 Неразреш. астрометр. дв.
 162 SDS; $\Delta m = 0^m 6$ до $1^m 2$, спутник переменного блеска.
 163 ADS 7441.
 169 ADS 7712.
 170 AD Leo — вспыхивающая звезда, неразреш. астрометр. дв.; $P = 265$ лет.
 171 $\Delta m = 6^m 0$.
 172 Сп. дв.
 178 ADS 8035; $\Delta m = 2^m 9$; $P = 44$ года; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 02$.
 179 Lal 21185; неразреш. дв.
 180 Слабый компонент $14^m 7$.
 181 ADS 8083; $\Delta m = 2^m 0$.
 182 Слабый оптический спутник Yale 2612, $11^m 5$.
 184 ADS 8119; оба компонента сп. дв.
 186 Слабый компонент $15^m 0$.
 189 ADS 8314.
 191 Субкарлик.
 192 Сп. дв.
 199 ADS 8630; $\Delta m = 0^m 0$.
 204 Белый карлик.
 207 ADS 8804; $\Delta m = 0^m 0$; $P = 26$ лет.
 208 $\Delta m = 3^m 0$.
 212 ADS 8841; $\Delta m = 2^m 7$; $\Delta M = 0^m 1$; $\Delta c_1 = -0^m 04$; $\Delta c_2 = -0^m 02$.
 214 ADS 8861; $\Delta m = 2^m 4$.

Примечания к таблице 1 (продолжение)

- 215 ADS 8891; $\Delta m = 1^m6$; яркий компонент сп. дв.; слабый компонент имеет металлич. линии.
- 219 Белый карлик.
- 222 ADS 9025.
- 223 ADS 9031; $\Delta m = 0^m5$; $P = 156$ лет.
- 224 Сп. дв.; $P = 495^d$.
- 225 ADS 9090; $\Delta m = 0^m0$.
- 230 Звезда со слабыми линиями.
- 231 Слабый компонент 14^m5 .
- 235 Слабый компонент 11^m0 .
- 239 SDS; $\Delta m = 5^m4$.
- 244 ADS 9413; $\Delta m = 2^m0$; $\Delta M = 0^m2$; $\Delta c_1 = -0^m04$; $\Delta c_2 = -0^m02$.
- 245 Сп. дв.
- 247 ADS 9494; слабая звезда сп. дв. и затм. перем. i Boo.
- 248 По наблюдениям Эггена $V = 4^m97$; по наблюдениям Йетса $V = 4^m79$.
- 251 ADS 9544; $\Delta m = 0^m0$; у Джонсона и Моргана [6] набл. раздельно.
- 253 ADS 9584.
- 255 Сп. дв.; $P = 277^d$.
- 256 ADS 9617; $\Delta m = 0^m3$.
- 257 Сп. дв.
- 260 $\Delta m = 7^m4$.
- 266 ADS 9909; $\Delta M = 0^m2$.
- 267 Сп. дв.; $P = 3^d1$.
- 273 ADS 9969; $\Delta m = 0^m1$.
- 277 $\Delta m = 2^m1$; у Джонсона и Моргана [6] набл. раздельно.
- 278 Сп. дв.; $P = 13^d$.
- 279 ADS 10058.
- 280 ADS 10075; $\Delta m = 0^m0$; $P = 217^d$.
- 283 ADS 10157; $\Delta m = 2^m6$; $P = 34$ года; $\Delta M = 0^m1$; $\Delta c_1 = -0^m02$; $\Delta c_2 = -0^m02$.
- 284 $m = 4^m96$ по Эггену; $m = 4^m79$ по Йетсу.
- 288 $\Delta m = 0^m0$.
- 290 Сп. дв.; $P = 52^d$.
- 296 ADS 10374; $\Delta m = 0^m5$.
- 297 $\Delta m = 0^m3$.
- 298 ADS 10417; $\Delta m = 0^m0$.
- 301 SDS; $\Delta m = 3^m1$.
- 302 SDS; тройная система; $\Delta M = 0^m3$; $\Delta c_1 = -0^m05$; $\Delta c_2 = -0^m02$.
- 306 ADS 10598; $\Delta m = 0^m1$; $P = 46$ лет.
- 307 Сп. дв.
- 309 Неразреш. астрометр. дв.
- 311 ADS 10660; $\Delta m = 2^m6$; $P = 81$ год.
- 315 ADS 10786.
- 321 ADS 11046; $\Delta m = 1^m7$.
- 323 ADS 11076.
- 325 ADS 11077; $\Delta m = 3^m4$; $P = 55$ лет.
- 326 ADS 11113.
- 332 Сп. дв.; $P = 281^d$.
- 337 α Lyr. ADS 11510.
- 339 ADS 11632; $\Delta m = 0^m8$.
- 343 ADS 11871; $\Delta m = 1^m8$; $P = 62$ года; $\Delta M = 0^m2$; $\Delta c_1 = -0^m03$; $\Delta c_2 = -0^m02$.
- 344 SDS; $\Delta m = 0^m1$.
- 345 Белый карлик.
- 346 Яркий компонент сп. дв.; $P = 22^d$
- 347 ADS 12169; $\Delta m = 0^m2$.

- 348 Слабый компонент 18^m0.
 351 Неразреш. астрометр. дв.; $P = 1250^d$.
 356 ADS 12695.
 357 ADS 12815.
 358 ADS 12885; $\Delta m = 0^m2$.
 359 ADS 12913; $\Delta m = 3^m6$.
 361 ADS 13110.
 366 По-видимому переменная.
 370 SDS; $\Delta m = 6^m2$.
 371 ADS 13442; $\Delta m = 2^m5$; $\Delta M = 0^m1$; $\Delta c_1 = -0^m04$.
 373 Сп. дв.
 381 Сп. дв.
 385 ADS 14636; у Джонсона и Моргана [6] наблюдалась отдельно.
 387 ADS 14773; $\Delta m = 0^m0$.
 388 ADS 14787; $\Delta m = 2^m5$; $P = 50$ лет; яркий компонент сп. дв.
 392 Визуально-двойная; $\Delta m = 0^m2$.
 393 ADS 15270; $\Delta m = 1^m4$; $P = 514$ лет.
 394 ADS 15314; сп. дв.; $P = 1.3^d$.
 397 Сп. дв.; $P = 10^d$.
 399 ADS 15719.
 401 SDS; $\Delta m = 4^m6$.
 403 Сп. дв.
 404 ADS 15972.
 405 ADS 16261.
 408 Сп. дв.
 414 У Шарова $\overline{B-V} = 0.45$.
 417. Пекулярная звезда сп. кл. А с аномально сильными линиями хрома.
 418 Сп. дв.; $P = 20^d$.
 423 ADS 17062; сп. дв.; $P = 8^d$.
 424 ADS 17175; $\Delta m = 3^m0$; $P = 26$ лет; $\Delta M = 0^m1$; $\Delta c_1 = -0^m03$.

Таблица 2

HD	x (1900)	y	V	$B-V$	C_{023}
358	h m	$^{\circ}$ $'$	m m	m m	m m
	0 03.2	+28 32	2.02 ± 0,02	-0.14 ± 0.0	0.23 ± 0.02
8538	1 19.3	+59 43	2.64 0	+0.12 1	0.42 1
20902	3 17.2	+49 30	1.81 1	+0.48 2	0.57 1
33111	5 02.9	- 5 13	2.77 2	+0.11 2	0.42 1
33564	5 06.1	+79 07	5.02 1	-0.43 0	0.58 1
72945/46	8 30.5	+ 6 58	5.60 0	+0.56 0	0.63 1
96833	11 04.0	+45 02	3.06 2	+1.14 2	1.19 3
103287	11 48.6	+54 15	2.47 1	-0.03 2	0.33 1
120315	13 43.6	+49 49	1.87 2	-0.20 2	0.12 2
129989	14 40.6	+27 30	2.38 1	+0.93 2	0.94 0
136064	15 13.5	+67 44	5.16 1	+0.52 1	0.61 1
139006	15 30.5	+27 03	2.21 2	-0.01 1	0.29 1
140573	15 39.3	+ 6 44	2.64 1	+1.13 1	1.23 0
161096	17 38.5	+ 4 37	2.76 1	+1.19 1	1.19 1
162003	17 43.7	+72 12	4.25 2	+0.45 1	0.56 1
164058	17 54.3	+51 30	2.22 1	+1.52 0	1.61 0
165777	18 02.6	+ 9 33	3.73 2	+0.09 2	0.42 2
179957/58	19 09.5	+49 40	5.89 2	+0.65 2	0.70 1
197989	20 42.2	+33 36	2.46 2	+1.04 0	1.05 1

HD	α (1900)	δ	V	B-V	C_{025}
Звезды северного полярного ряда					
NPS3			m 5.54 ± 0.00	m +0.22 ± 0.0	m 0.50 ± 0.00
4			m 5.75 0	m +0.21 0	m 0.49 0
5			m 6.48 1	m +0.08 0	m 0.43 0
6			m 7.11 1	m +0.17 0	m 0.45 1
7			m 7.52 1	m -0.02 1	m 0.34 0
8			m 8.10 0	m +0.40 0	m 0.50 1
9			m 8.82 0	m +0.30 1	m 0.52 1
10			m 9.05 1	m +0.27 1	m 0.46 1
3s			m 6.33 1	m +0.43 0	m 0.52 0
1r			m 5.03 1	m +1.64 1	m 1.61 0
2r			m 6.34 1	m +1.61 1	m 1.48 1
3r			m 7.41 1	m +1.41 0	m 1.40 1
4r			m 8.22 1	m +1.06 0	m 1.09 1

При среднем числе 7 наблюдений на каждую звезду это дает для средних квадратичных ошибок одного наблюдения:

$$\sigma_{0r} = \pm 0^m.023; \quad \sigma_{0(B-V)} = \pm 0^m.010; \quad \sigma_{0(C25)} = \pm 0^m.021.$$

В табл. 2 приведены внеатмосферные параметры звезд, служивших для взаимных привязок фотометрических систем.

Несмотря на сравнительно нестрогий подход к отбору ночей для наблюдений, полученная точность вполне удовлетворительна и достаточна для изучения диаграммы цвет—светимость.

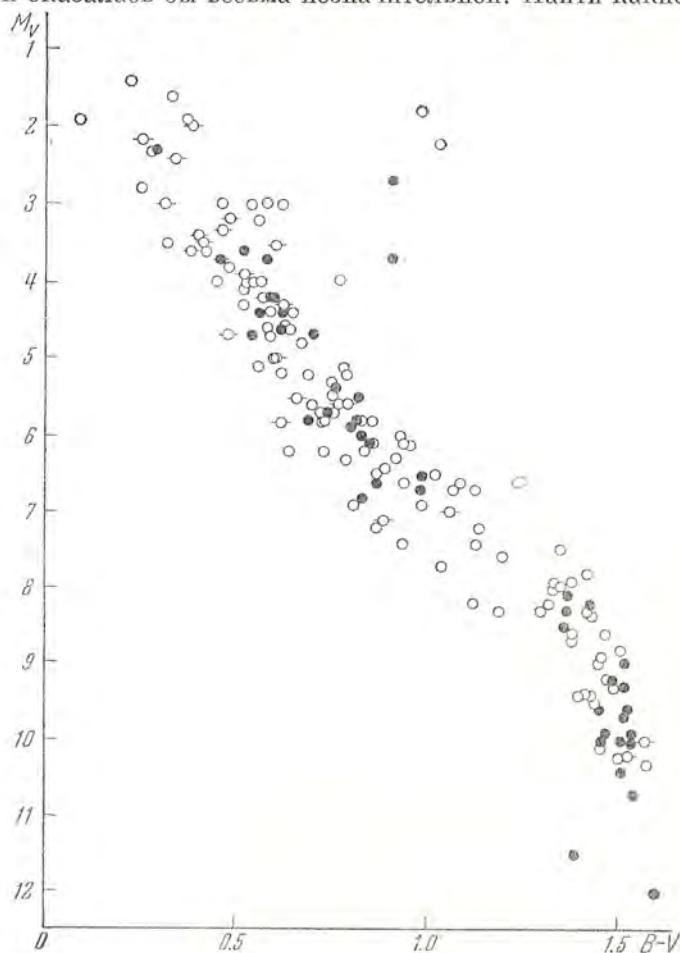
9. Полученные данные позволяют построить диаграмму цвет—светимость для каждого цвета, а также провести анализ строения главной последовательности с помощью двухцветной диаграммы.

Диаграмма цвет—светимость для системы B—V приведена на фиг. 8. Сплошными кружками здесь выделены звезды, для которых абсолютные величины определены с наибольшей точностью ($\sigma_M = \pm 0^m.14$). Чертой отмечены данные для главных компонентов двойных звезд. Способ выделения их изложен в § 10.

Рассмотрение диаграммы подтверждает, как нам кажется, существование тонкой структуры главной последовательности и, в частности, обнаруженной Эггеном [9] ветви главной последовательности, лежащей ниже последней примерно на одну звездную величину и отчетливо выделяющейся в пределах цвета (B—V) $0^m.7$ — $1^m.2$. Как было подмечено Эггеном, звезды, принадлежащие к этой ветви, характеризуются, по-видимому, некоторым избытком ультрафиолетового излучения. Эта тенденция выявляется и по данным, правда очень малочисленным, Джонсона и Моргана [6].

На фиг. 8 намечается также некоторая тенденция к разделению главной последовательности и для наиболее красных звезд с цветовыми эквивалентами $> +1^m.3$.

Если признать реальным существование отдельной ветви, начинающейся от значений $(B-V)$ порядка 0^m5 (что соответствует примерно спектральному классу G0), то физическая дисперсия главной последовательности оказалась бы весьма незначительной. Найти какие-либо пути



Фиг. 8. Диаграмма цвет—светимость по данным наблюдений Крымской астрофизической обсерватории.

● — $\Delta M_V \leq 0^m14$; ○ — $0^m14 < \Delta M_V \leq 0^m34$; —○— двойные звезды.

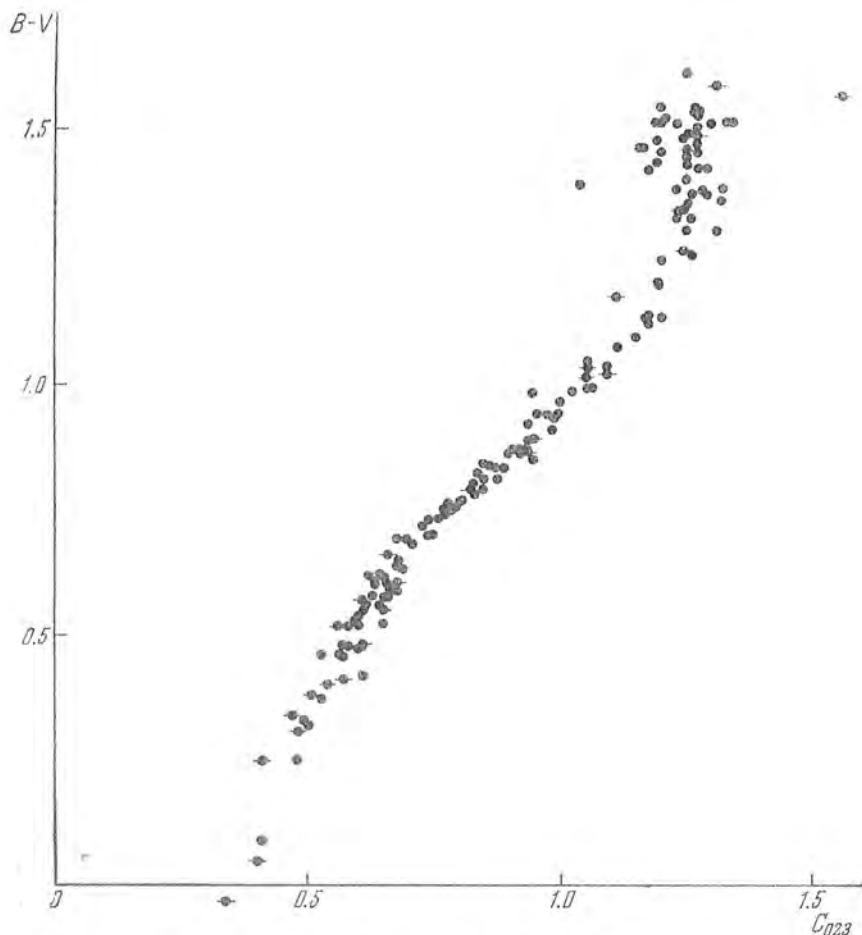
для выяснения этого важного вопроса представляется весьма существенным.

Очень большой интерес представляет в связи с этим применение метода двухцветных диаграмм [6], [20].

Предположим, что между положением звезды на диаграмме $(M, B-V)$ и ультрафиолетовым избытком в ее излучении имеется связь. Тогда наличие четких последовательностей на двухцветной диаграмме явилось бы серьезным подтверждением существования различных ветвей диаграммы цвет—светимость. Наоборот, отсутствие такого четкого разделения говорило бы скорее в пользу того, что ультрафиолетовый избыток связан

с некоторым плавно меняющимся параметром (например, химическим составом).

Двухцветная диаграмма, построенная по наблюдениям авторов, приведена на фиг. 9. По осям координат здесь отложены сине-фиолетовые (C_{023}) и сине-желтые ($B-V$) цветовые эквиваленты. Дисперсия диаграммы для значений $(B-V) < +1.^m3$, если принять во внимание, что

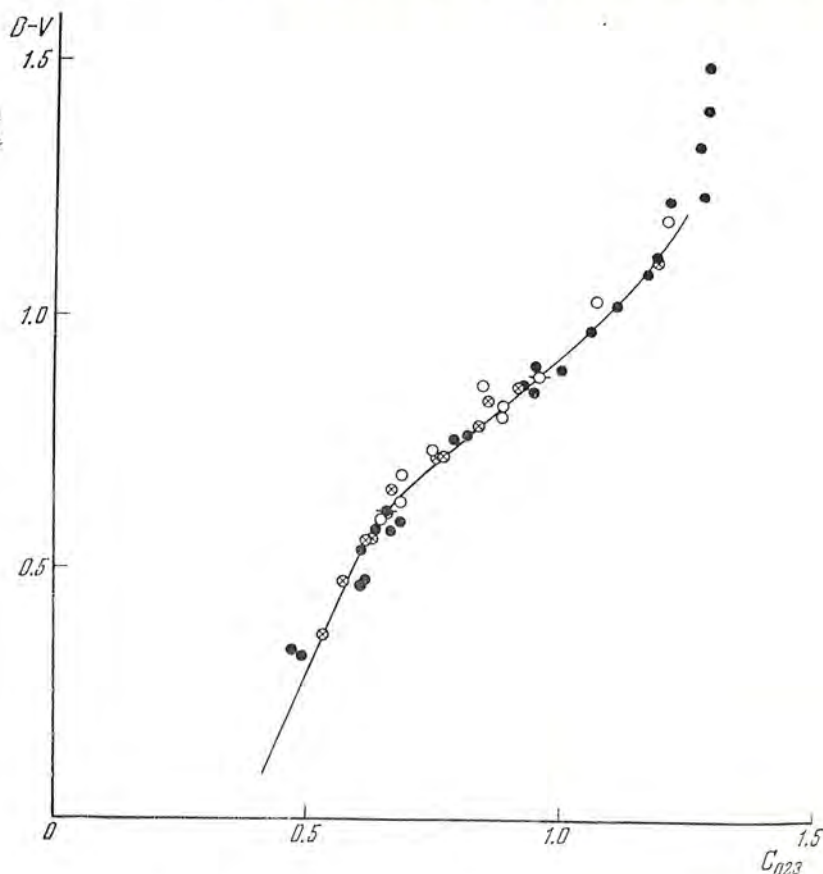


Фиг. 9. Двухцветная диаграмма по данным наблюдений Крымской астрофизической обсерватории.

в нее входят звезды всех частей диаграммы (M , $B-V$), сравнительно невелика. Дисперсия же для значений $(B-V) > +1.^m3$ огромна. Наиболее красные звезды образуют как бы некоторое «облако» в верхней части рисунка. Черточками по-прежнему отмечены двойные звезды.

Для выявления зависимости между положениями звезд на двухцветной диаграмме и диаграмме цвет—светимость на фиг. 10 снова воспроизведена двухцветная диаграмма. Но здесь до значений $(B-V) < +1.^m3$ нанесены только звезды, располагающиеся выше (черные кружки), немного ниже (кружки с крестиками) и значительно ниже (светлые кружки) средней линии главной последовательности (сплошная линия).

Фиг. 10 показывает, что у звезд, расположенных ниже главной последовательности, намечается некоторая тенденция к ультрафиолетовому избытку. Она выражена очень слабо, по-видимому, из-за недостаточной чувствительности примененной аппаратуры в ультрафиолетовой области. Намечается также тенденция к некоторому недостатку ультрафиолетового



Фиг. 10. Двухцветная диаграмма для звезд, отклоняющихся от средней линии главной последовательности.

● — звезды, лежащие выше главной последовательности; ○ — звезды, лежащие на нижней ветви главной последовательности; ⊗ — звезды, лежащие между главной последовательностью и нижней ветвью; — главная последовательность.

излучения у звезд, расположенных над главной последовательностью. Это может быть также обнаружено по данным Джонсона и Моргана для ближайших звезд.

На фиг. 9 весьма резко выделяются звезды, лежащие в нижней части главной последовательности с $(B - V) > +1.3$, показывающие весьма значительный разброс. Особенно выделяется в этом отношении звезда № 406 (Yale 5520), изолированно расположенная и на диаграмме цвет—светимость. Для более детального рассмотрения этой очень интересной области на фиг. 11 приведены диаграммы цвет—светимость для обоих цветовых эквивалентов (а и б), а также двухцветная диаграмма (в). Чтобы облегчить

сопоставление всех этих диаграмм, звезды обозначены здесь своими номерами из табл. 1. На том же рисунке еще раз повторена двухцветная диаграмма, но с указанием спектров звезд (g). Двухцветная диаграмма как будто говорит в пользу разделения рассматриваемой части последовательности на две ветви, как это, например, намечено на рисунке светлыми и зачерненными кружками, но мы еще очень далеки от окончательного решения этого вопроса. Тем более остается открытым вопрос о ходе ветвей, если они реальны. Является ли нижняя ветвь продолжением ветви, идущей ниже главной последовательности в более ранних спектральных классах; представляет ли она обособленную группу звезд или, наоборот, именно она является продолжением главной последовательности? Для решения этих вопросов необходимо привлечение большего материала и детальное спектроскопическое и спектрофотометрическое изучение звезд.

Диаграмма цвет—светимость, построенная для сине-фиолетового цветового эквивалента C_{023} , в своей верхней части мало отличается от диаграммы фиг. 8. Это понятно ввиду сравнительно малой дисперсии соответствующей части двухцветной диаграммы (фиг. 9).

Рассмотрение диаграммы, цвет—светимость в связи с кинематическими характеристиками звезд будет произведено ниже, на более полном материале.

10. В настоящее время имеется значительное число независимых определений блеска и цветов близких к Солнцу звезд, выполненных Эггеном, Джонсоном и Морганом, Йетсом, А. С. Шаровым и нами. Поэтому представляется весьма интересным и нужным собрать воедино весь имеющийся материал наблюдений и на его основании построить возможно более полную и точную диаграмму цвет—светимость.

Такая работа выполнена нами для блеска звезд, приведенного к системе V , и сине-желтых цветовых эквивалентов, приведенных к системе $(B-V)$ *.

Имеющиеся коротковолновые цветовые эквиваленты $(U-B)$ Джонсона и Моргана и наш C_{023} слишком отличны между собой, чтобы можно было приводить их к одной системе. На это мы уже указывали выше. В остальных работах определялся лишь один цвет.

Для получения сводного каталога блеска близких звезд мы использовали списки Джонсона—Моргана, Эггена, Йетса и наш, а для цветов: Джонсона—Моргана, Эггена, А. С. Шарова и полученный нами.

В сводный каталог были включены также звезды, средняя квадратичная ошибка определения абсолютной величины которых достигает $\pm 0^m 54$.

Приведение цветов использованных каталогов к системе $(B-V)$ не представляло затруднений. Для этого у Эггена даны соответствующие формулы [8]; А. С. Шаров так же, как и мы, редуцировал свои наблюдения к этой системе.

* Как известно, система U, B, V Джонсона и Моргана была принята на IX Международном астрономическом конгрессе 1955 г. в Дублине в качестве международной для фотоэлектрических наблюдений.

Значения блеска звезд каталога Йетса редуцировались по формуле:

$$V = +0.014 + 1.019I_{PV} - 0.160IC, \quad (17)$$

где I_{PV} — блеск звезды в системе Йетса, а IC — показатель цвета.

Нередко при сравнении двух фотометрических каталогов, каждый из которых обладает превосходной точностью, наблюдаются весьма значительные расхождения. Это может быть объяснено либо неучтенными систематическими ошибками каталогов, либо тем, что фотометрические системы каталогов различны и включают различные критические области спектра (например, Бальмеровский скачок). Выше мы видели, что сравнение цветовых эквивалентов нашего каталога и каталога А. С. Шарова, хотя они и охватывают заметно различающиеся области спектра, показало хорошее согласие. Это подтверждает законность сведения в одну фотометрическую систему ($B - V$) цветов всех рассмотренных выше систем сине-желтых цветовых эквивалентов. Что касается блеска звезд, полученных с желтыми фильтрами, то все эти системы весьма близки между собой и правомерность редукции их к системе V не вызывает сомнений.

В процессе составления сводного каталога возникает вопрос о весах используемых каталогов. Здесь можно наметить два пути. Один путь состоит в придании веса обратно-пропорционально квадрату средней квадратичной ошибки одного значения величины в данном каталоге. Другой путь — в определении весов из сопоставления каталогов между собой. Нами был принят последний путь.

Предположим, что мы сопоставляем несколько каталогов, имеющих n общих звезд. Пусть σ_{ik}^2 — есть среднее по всем n звездам значение квадратов разностей рассматриваемого фотометрического параметра в каталогах, обозначаемых нами как « i » и « k ». Считая, что каталоги совершенно независимы, а фотометрические системы их сопоставимы, можем написать:

$$\sigma_{ik}^2 = \sigma_i^2 + \sigma_k^2, \quad (18)$$

где σ_i^2 и σ_k^2 являются некоторыми величинами, характеризующими точность каталога при сравнении его с другими (его внешнюю точность). Составив на основании сопоставления всех используемых каталогов систему уравнений (18), можно определить величины $\sigma_1^2, \sigma_2^2, \dots$ и для весов каталогов брать значения $p_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$.

Использованные каталоги имеют весьма небольшое число общих звезд: 37 для цветов и 19 для блеска. Поэтому значения весов, приведенных в табл. 3, должны рассматриваться лишь как ориентировочные. При вычислениях они округлялись до целого значения (табл. 3).

Данные сводного каталога включены в табл. 1 и содержат: средние взвешенные значения по всем использованным каталогам для величин \overline{V} и цветовых эквивалентов ($\overline{B - V}$) с их ошибками, сопровождающимися указанием на каталоги, использованные при осреднении (согласно номе-

Таблица 3

№	Каталог	P_V	$P_{(B-V)}$	Ссылка
1	Крымской обсерватории	2	2	Настоящая работа
2	Эггена	1	1	[8]
3	Джонсона и Моргана	2	2	[6]
4	А. С. Шарова	2	—	[10]
5	Йетса	—	1	[7]

рам каталогов в табл. 3). Ошибки определялись как средние квадратичные отклонения значений различных каталогов от величин \bar{V} и $(\overline{B-V})$. Ошибки не указаны, когда данные о звезде имеются только в каком-либо одном каталоге. Далее в сводном каталоге даются: спектральные классы (по данным каталогов МК и HD, Маунт Вилсон и Кейпера), приведенные с помощью редуциционных графиков к системе МК. Наконец, в последней графе даются пространственные скорости звезд относительно Солнца, вычисленные по данным каталога Дженкинс и каталога лучевых скоростей Вилсона [21]. Значения в скобках показывают тангенциальную составляющую и относятся к звездам, для которых неизвестны лучевые скорости.

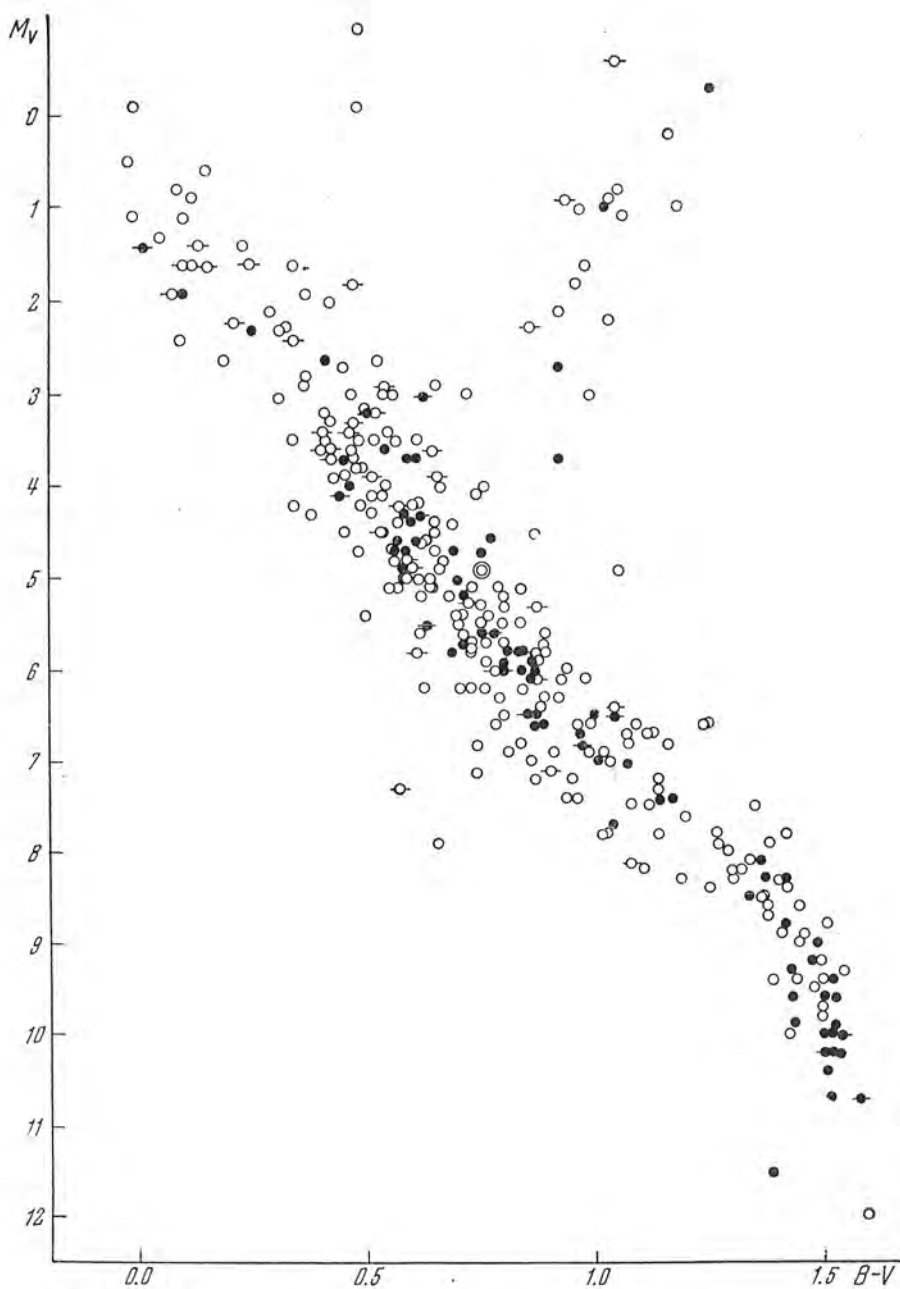
В примечаниях к каталогу даются сведения о двойственности звезд, а также некоторые другие данные, существенные при его использовании. Многие звезды каталога являются двойными: визуальными, спектральными и оптическими; есть также и кратные звезды.

Во всех случаях, когда это представлялось возможным, из наблюдаемых суммарных значений цветов и блеска двойных с помощью рассчитанных графиков поправок выделялись соответствующие значения главного компонента. Величины поправок даются в примечаниях. Звезды, для которых вычислялись поправки, отмечены звездочкой у порядкового номера в каталоге.

Поправки для получения блеска главного компонента (ΔM в отличие от Δm — разности блеска компонентов) брались из имеющихся таблиц [20]. Поправки к цветам ΔC_1 и ΔC_2 вычислялись в предположении, что цвет звезды однозначно определяется на диаграмме цвет — светимость по ее абсолютной величине. Далее оценивалась неточность поправок, вызванная как реальной дисперсией диаграммы, так и дисперсией, обусловленной ошибками в определении абсолютной величины.

Двойные звезды, для которых неточность в поправках цветов превосходила $\pm 0^m.02$, отмечены в табл. 1 двумя звездочками и на диаграммы не наносились. Это условие соответствует разности блеска компонентов $\leq 2^m.0$.

Сведения о блеске компонентов брались из каталога ADS, каталога Дженкинс и в некоторых случаях из примечаний к каталогу Эггена [8].



Фиг. 12. Диаграмма цвет—светимость по данным сводного каталога.

\bullet — $\Delta M_V < 0^m14$; \circ — $0^m14 < \Delta M_V < 0^m54$; $\text{---}\circ\text{---}$ — двойные звезды; \odot — Солнце.

11. Сводная диаграмма цвет—светимость в системе (M_V , $B-V$) приведена на фиг. 12. Как и на фиг. 7, звезды со средними ошибками в определении блеска $\pm 0^m.1$ нанесены черными кружками. Препными значками отмечены также главные компоненты двойных звезд.

Рассмотрение сводной диаграммы подтверждает выводы, полученные выше.

На сводную диаграмму нанесено также и Солнце с фотометрическими параметрами, определенными Е. К. Никоновой [17], [23]:

$$M_{V\odot} = +4^m.88 \pm 0^m.04; \quad (B-V)_{\odot} = +0^m.74 \pm 0^m.04.$$

Солнце оказывается лежащим на самом верхнем крае главной последовательности в области, примыкающей к субгигантам.

В своей работе А. С. Шаров обратил внимание на то, что полученный Е. К. Никоновой цвет Солнца не соответствует средней зависимости

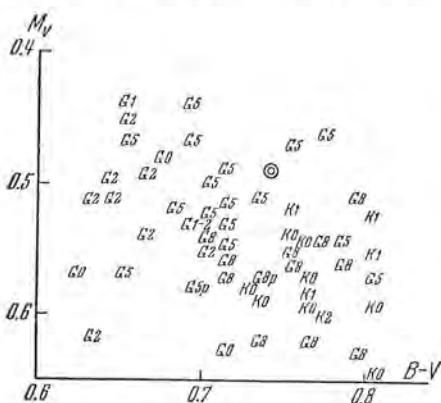
между спектром и цветом звезд: для спектра Солнца средняя зависимость дает значение цвета, равное $+0^m.66$.

Объяснение этого кажущегося расхождения лежит в том, что соотношение между спектрами и цветами звезд главной последовательности обладает

весьма большой дисперсией. Это наглядно видно из рис. 13, на котором приведена часть диаграммы цвет—светимость для главной последовательности, включающей и Солнце, с

указанными для каждой звезды спектрами. Диапазон спектров для данного цвета оказывается значительным.

Для цвета, близкого к солнечному, встречаются спектры от G0 до K0, хотя в среднем получается действительно поздний подкласс G.

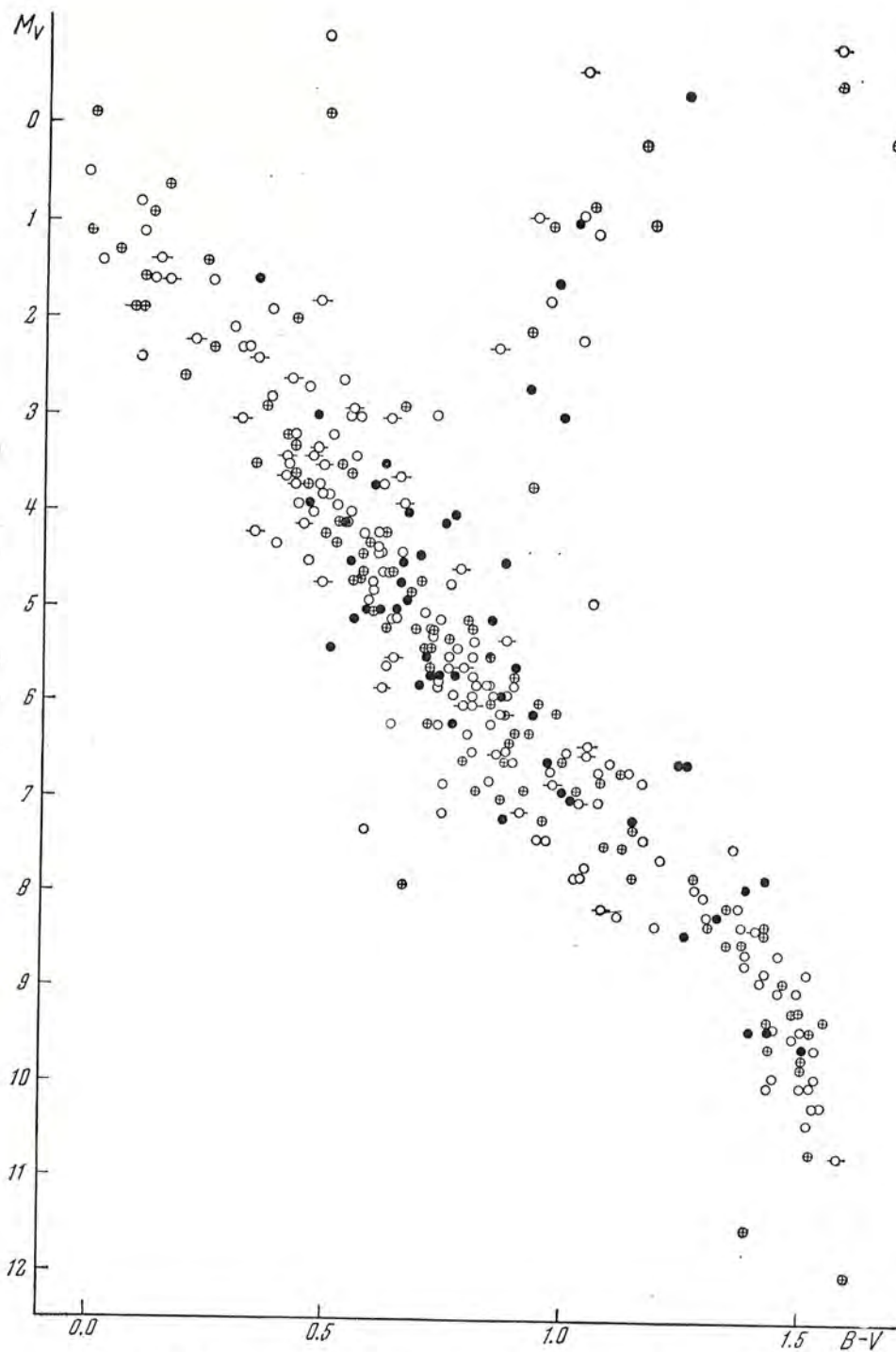


Фиг. 13. Положение Солнца на диаграмме цвет—светимость (с указанием спектров звезд).

В чем здесь дело — в неточности ли спектральной классификации, или в большой дисперсии соотношения спектр—цвет — должно выясниться с окончанием спектроскопических исследований, проводимых в обсерватории.

Большой интерес представляет сопоставление положения звезд на диаграмме (M , $B-V$) с их кинематическими характеристиками. Для этой цели были вычислены пространственные скорости звезд относительно Солнца. На фиг. 14 воспроизведена сводная диаграмма с указанием скоростей. Звезды со скоростями в интервале 0—40, 40—80 и более 80 км/сек обозначены перекрещенными, светлыми и черными кружками соответственно.

Из рисунка следует, что заметной зависимости между положением звезд на диаграмме цвет—светимость и их пространственными скоростями нет, и в этом смысле они образуют однородную группу.



Фиг. 14. Диаграмма цвет—светимость с указанием скоростей звезд.

\bullet — $v > 80$ км/сек; \circ — $80 > v > 40$ км/сек; \otimes — $40 > v > 0$ км/сек.

В заключение следует подчеркнуть, что применение метода двухцветных диаграмм для изучения главной последовательности представляется весьма перспективным. Для этого необходимо вести наблюдения в возможно более далеком ультрафиолете. С этой целью на обсерватории переделан телескоп МТМ-200. Теперь имеется возможность заменять мениск с гиперболическим зеркалом на сфероидальное зеркало. Наблюдения ультрафиолетовых цветовых эквивалентов избранных звезд главной последовательности уже начаты с этой оптической системой. Предполагается также аналогичная переделка телескопа МТМ-500.

В заключение мы рады принести глубокую благодарность всем товарищам, в той или иной мере помогавшим выполнению настоящей работы: Т. С. Белякиной, А. И. Оляковой, Л. Н. Шваюк, П. Ф. Чугайнову, а также аспиранту Бюраканской обсерватории К. А. Григоряну.

Л и т е р а т у р а

1. H. Johnson. *Ap. J.*, **120**, 325, 1954.
2. H. L. Johnson and W. A. Hiltner. *Ap. J.*, **123**, 267, 1956.
3. O. Eggen. *Ap. J.*, **112**, 141, 1950.
4. П. Паренаго. Труды Второго совещания по вопросам космогонии. Изд. АН СССР, 1953, стр. 334.
5. П. Паренаго. Вопросы космогонии, **2**, 261, 1954.
6. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Ap. J.*, **117**, 313, 1953.
7. G. G. Yates. *M. N.*, **114**, 218, 1954.
8. O. J. Eggen. *A. J.*, **60**, 65, 1955.
9. O. J. Eggen. *A. J.*, **60**, 401, 1955.
10. А. С. Шаров. Диссертация, МГУ, 1955.
11. N. G. Roman. *Ap. J.*, **112**, 554, 1950; **116**, 123, 1952.
12. L. F. Jenkins. General catalogue of trigonometric stellar parallaxes. Yale Univ. Observ., New Haven, Conn, 1952.
13. В. Б. Никонов и Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs., **9**, 41, 1952.
14. В. А. Домбровский. *Астр. журн.*, **30**, 603, 1953.
15. П. О. Чечик, С. Н. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. Электронные умножители, 2-ое изд., Гостехиздат, 1957.
16. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуман. obs., № 14, 1953.
17. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs., **4**, 114, 1949.
18. S. Shapley. *Ap. J.*, **116**, 251, 1952.
19. H. F. Weaver. *Ap. J.*, **116**, 612, 1952.
20. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs., **12**, 134, 1954.
21. R. L. Wilson. General catalogue of stellar radial velocities. Washington, 1953.
22. П. Г. Куликовский. Справочник астронома любителя. Гостехиздат, 1954.
23. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs., **12**, 56, 1954.
24. П. П. Паренаго. *Астр. журн.*, **20**, 223, 1944.

СРАВНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА В и Ве ЗВЕЗД

А. А. Боярчук

Настоящая работа посвящена сравнению химического состава В и Ве звезд. Это сравнение из-за невозможности использования в нашем случае кривых роста производилось в виде сравнения эквивалентных ширины линий в спектрах В и Ве звезд, имеющих одинаковую температуру и электронное давление, т. е. одного и того же спектрального класса и класса светимости. Для этой цели была разработана и осуществлена точная количественная классификация звезд O9.5—B8. Сравнение эквивалентных ширины линий показало, что нет систематического различия между В и Ве звездами в химическом составе и величине турбулентной скорости. Было проведено сравнение контуров водородных линий, которое показало, что они одинаковы у В и Ве звезд. Из этого следует, что относительное содержание водорода у В и Ве звезд в среднем одинаково и что основным фактором, расширяющим водородные линии, и в случае Ве звезд является Штарк-эффект. Кроме того, из сравнения контуров водородных линий В и Ве звезд и номеров последних видимых балмеровских линий следует, что В и Ве звезды имеют в среднем одинаковые электронные давления.

Таким образом, средний химический состав Ве звезд, по-видимому, не отличается от среднего химического состава В звезд.

A COMPARISON OF THE CHEMICAL COMPOSITION OF B AND Be STARS, by A. A. Boyarchuk.—The chemical composition of B and Be stars is compared. As curves of growth cannot be used in this case, the comparison was made by comparing equivalent widths of lines in the spectra of B and Be stars, possessing the same temperature and electron pressure, i. e. of identical spectral class and luminosity. For this purpose a precise quantitative classification of O9.5—B8 stars was worked out. The comparison of equivalent widths of lines showed that there is no systematic difference of chemical composition and the values of turbulent velocities for the B and Be stars. The profiles of hydrogen lines were compared and found to be practically the same for these stars. It follows that the relative abundance of hydrogen in B and Be stars is the same (on the average) and that the main factor, broadening the hydrogen lines in the case of Be stars is the Stark effect too. From a comparison of the profiles of hydrogen lines of the B and Be stars and the numbers of the last Balmer lines it follows that the electron pressure of these stars is on the average the same.

Therefore the average chemical composition of Be stars evidently is practically identical with that of the B stars.

Звезды класса В с эмиссионными линиями являются одними из наиболее интересных объектов нашей Галактики. Линии в спектрах этих звезд за короткие промежутки времени, порядка десятков лет, претерпевают большие изменения как в интенсивности и положении, так и в форме контуров. Иногда эмиссионные линии исчезают вообще, а затем появляются

вновь. Все это свидетельствует о неустойчивом характере атмосфер этих звезд.

Изучение Ве звезд интересно в первую очередь с точки зрения звездной эволюции. Существует довольно распространенная гипотеза, что эволюция звезд главной последовательности идет от более горячих звезд к более холодным, при этом происходит потеря энергии и ее массы. В связи с этим очень важно решить вопрос о месте Ве звезд среди других звезд. Представляют ли собой Ве звезды особую группу среди других В звезд, или же они являются определенной эволюционной стадией, через которую должны проходить все В звезды. Для выяснения этого вопроса очень важно установить, в чем заключается различие между Ве и В звездами и в чем эти звезды сходны.

На основании проведенных исследований [1] сейчас установлено, что Ве звезды в среднем имеют скорость вращения на 150 км/сек больше, чем В звезды. В вопросе о светимостях, температурах и пространственно-кинематических характеристиках, большая часть данных свидетельствует о том, что они одинаковы у В и Ве звезд [2]. В то же время такая важная характеристика, как химический состав, до сих пор осталась не исследованной. Настоящая работа и посвящена исследованию вопроса о сходстве химического состава атмосфер В и Ве звезд.

§ 1. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения производились на большом спектрографе (дисперсия 23.4 Å/мм у Н γ) 1220 мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [3] с ноября 1953 г. по август 1956 г. В программу наблюдений были включены 20 Ве звезд ярче 4^m.5 и со склонением, большим —10° и 11 В звезд, которые были взяты в качестве звезд сравнения. Все полученные спектрограммы были прокалиброваны, а затем измерены на саморегистрирующем микрофотометре Молля. Далее обычным путем [4] были определены эквивалентные ширины всех линий, имеющих в спектре.

Полученные эквивалентные ширины приведены в табл. 1 для звезд спектральных классов О9—В2, в табл. 2 — для звезд В3, в табл. 3 — для звезд В5—В6 и в табл. 4 — для звезд В7—В8. В этих таблицах в первом столбце указана длина волны линии, во втором — химический элемент, которому принадлежит данная линия. В следующих столбцах приведены данные о линиях в спектрах каждой звезды. В первом столбце у каждой звезды дается эквивалентная ширина линии W_λ , во втором — число спектров, использованных для определения W_λ .

Точность определения W_λ зависит от величины W_λ , вида контура линии, плотности негатива в районе линии и расположения линии на кривой спектральной чувствительности.

В среднем для $W_\lambda > 1\text{Å}$, относительная ошибка при числе используемых спектров больше трех равна примерно 3% в случае нормальной плотности негатива и для $W_\lambda < 1\text{Å}$ — 6%. Если звезда имеет резкие линии, то относительная ошибка для линий с $W_\lambda < 1\text{Å}$ уменьшается до 5%, для $W_\lambda > 1\text{Å}$ ошибка остается прежней.

Таблица 1

BS1948-5 6175 8047 130 264 5056 1225 4916

Линия	Элемент	ε Ori O9.5Ib		ζ Oph O9.5V		59 Cyg O9.5Ve		ζ Cas B1Ia		γ Cas B0.5Ve		α Vir B1V		ε Per B0.7III		ζ Tau B1.5Ve	
		W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n
6563	H _γ	2.23*	3	2.25	3	14.50*	2	2.14*	3	14.90*	3			1.86	2	30.0*	2
4922	HeI	0.63	4	0.67	4			0.55	3	0.27	5	0.42	3	0.65	3	0.58	6
4861	H _β	1.58	5	2.51	4	0.37*	2	0.84	3	0.54*	6	3.74	3	3.00	4		
4713	HeI	0.28	5	0.20	3	0.10	2	0.26	3			0.15	2	0.34	3	0.40	6
4686	HeII	0.16	5	0.31	2												
4650	OII, CIII	0.93	5	1.04	2	0.29	2	0.93	3	0.59	6	0.34	3	0.62	3	0.31	5
4641	OII							0.32	3	0.36	6	0.21	3	0.46	3	0.15	5
4575	SiIII							0.15	3			0.15	2	0.16	3		
4568	SiIII							0.23	3			0.16	3	0.21	3		
4553	SiIII							0.30	3			0.30	3	0.34	3		
4542	HeII	0.16	5	0.21	2												
4481	MgII							0.16	3			0.10	2				
4471	HeI	0.77	5	1.06	2	0.83	2	0.51	3	0.61	4	0.71	3	0.88	3	1.40	6
4415	OII							0.45	3	0.20	7	0.23	2	0.32	4	0.30	5
4388	HeI	0.23	5	0.53	2	0.34	2	0.31	3	0.33	7	0.51	3	0.66	4	0.63	6
4340	H _γ	1.20	5	2.92	3	2.08	2	0.85	3	1.06	5	3.50	3	2.90	4		
4144	HeI	0.18	5	0.30	2	0.36	2	0.23	3	0.27	5	0.27	2	0.47	3	0.58	6
4120	OII, HeI	0.13	5	0.19	2	0.20	2	0.34	3	0.20	5	0.40	3	0.42	3	0.30	5
4116	SiIV	0.30	5	0.25	2			0.16	3								
4102	H _δ	1.35	5	2.33	3	2.63	2	0.75	3	1.28	5	3.20	3	2.60	3		
4089	SiIV	0.46	5	0.28	1	0.29	2	0.20	3	0.17	5	0.20	3	0.29	3		
4070	OII	0.28	5	0.27	1	0.10	2	0.21	3								
4026	HeI	0.61	5	0.91	3	0.66	2	0.42	3	0.52	4	0.84	3	0.93	3	1.30	6
4009	HeI	0.12	5	0.30	2	0.47	2	0.22	3	0.30	4	0.35	2	0.45	3	0.52	6
3970	H _ε	1.54	4	2.74	3	2.28	2	0.92	3	1.72	3	3.15	2	2.70	3		
3927	HeI		3							0.16	2						
3889	Hζ	1.35	3	2.58	2	2.16	2	0.75	2	1.42	2			2.00	2		
3835	H _θ			2.30	1			0.87	1	1.70	1						

Таблица 2

6585 5191 1934 496

Линия	Элемент	ε Her B2.5IV		b ² Cyg B2.5Ve		ε Per B4IIIe		γ UMa B2.5V		ω Ori B3Ile		φ Per B2p	
		W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n
6563	H _γ	4.20	3	0	3	23.50*	3	4.20	4			19.00*	2
4922	HeI	0.91	3	0.89	1	0.63	3	0.84	6				
4861	H _β	5.40	5	5.26	2	3.61	3	7.00	5	1.68*	1	3.87*	4
4713	HeI	0.28	5	0.22	2	0.32	3	0.26	5	0.24	1		
4481	MgII	0.28	5	0.26	2	0.29	3	0.27	5	0.26	1		
4472	HeI	1.33	5	1.47	2	0.82	3	1.39	5	0.92	1	0.97	3
4388	HeI	0.80	5	0.97	2	0.62	3	0.76	3	0.63	1	0.29	3
4340	H _γ	5.89	5	5.55	2	4.68	3	7.10	3	3.16	1	1.00	3
4267	CII	0.22	5	0.12	2	0.18	3	0.14	3				
4144	HeI	0.76	4	1.02	2	0.61	3	0.43	3	0.83	1	0.57	3
4131	SiII	0.10	4	0.16	2	0.20	3	0.13	3				
4128	SiII	0.12	4										

* Эквивалентная ширина эмиссионной линии.

Таблица 2 (продолжение)

Линия	Элемент	ι Her B2.5IV		b ² Cyg B2.5Ve		ε Per B4IIIe		η UMa B2.5V		ω Ori B3IIe		φ Per B2p	
		W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n
4121	HeI	0.30	4	0.19	2	0.15	3	0.19	3	0.48	1		
4102	H _δ	5.81	3	5.46	2	5.82	3	6.80	4	2.48	1	1.64	3
4026	HeI	1.39	5	1.47	1	0.88	3	1.33	4	0.83	1	0.60	3
4009	HeI	0.61	4	0.88	1	0.25	3	0.50	5	0.39	1	0.25	2
3970	H _ε	5.67	3	5.78	1	4.96	3	6.90	5			2.29	2
3927	HeI	0.54	1			0.20	2	0.17				0.33	2
3920	ClI					0.11	2	0.10	3				
3889	H _γ	5.83	1			4.43	2	6.36	3			2.18	1
3835	H _β							5.98	2				
3820	HeI					0.52	1	0.86	2			0.66	1

BS 1087 8762 5778 4787 1156 6092 Таблица 3 1122

Линия	Элемент	φ Per B5IIIe		ο And B5IIIe		θ CrB B5Ve		ζ Dra B5IIIe		23Tau B6IIIe		τ Her B5V		δ Per B5III	
		W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n
6563	H _α	36.0*	2	2.40	2	2.24	2	11.00*	6	3.85*	2	4.66	4	3.25	3
4922	HeI	0.15	4	0.72	3	0.77	1	0.59	2	0.56	2	0.63	2	0.54	3
4861	H _β	0.00	6	5.40	3	6.36	4	3.17	6	4.67	2	6.18	3	6.49	3
4713	HeI	0.36	2									0.24	1		
4481	MgII	0.41	3	0.27	3	0.21	1	0.29	6	0.34	2	0.29	3	0.29	3
4471	HeI	0.71	3	0.68	3	0.70	3	0.72	6	0.60	2	0.86	3	0.68	3
4388	HeI	0.42	2	0.49	3	0.43	3	0.40	6	0.44	2	0.65	3	0.39	3
4340	H _γ	3.75	4	5.30	3	6.71	4	5.68	6	6.18	2	7.85	3	5.82	3
4267	ClI	0.20	3	0.17	3	0.20	2	0.10	3	0.28	2	0.10	3	0.13	3
4144	HeI	0.48	3	0.45	3	0.35	3	0.38	4	0.25	2	0.41	3	0.39	3
4130	SiII	0.19	2	0.23	3	0.28	2	0.26	1	0.23	2	0.26	3	0.20	3
4102	H _δ	4.10	4	5.73	3	6.98	2	5.20	5	6.14	2	7.08	3	5.61	3
4026	HeI	0.75	4	0.84	3	0.67	2	0.69	5	0.72	1	1.04	3	0.88	3
4009	HeI	0.33	4	0.50	3	0.26	2	0.28	4			0.41	3	0.32	3
3970	H _ε	4.04	3	5.25	3	6.00	2	5.00	4			7.02	2	5.31	2
3927	HeI	0.19	2	0.21	2							0.42	1	0.24	2
3889	H _γ	3.96	2					5.80	1						
3835	H _β	3.40	2					5.60	1						
3820	HeI	0.90	2												

BS 2345 3983 5085 335 1165 1791 6396 Таблица 4 1713 2343

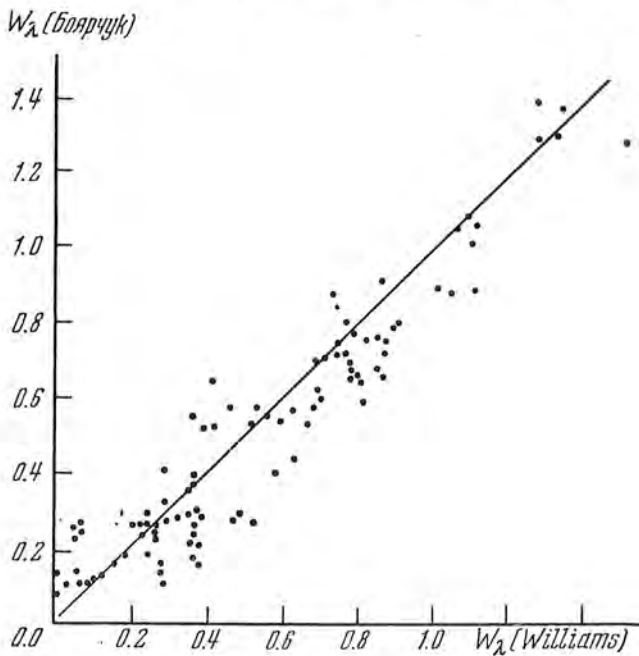
Линия	Элемент	β CMi B8Ve		α Leo B7V		β Lib B8V		φ And B7IIIe		η Tau B8II-IIIe		β Tau B7III		ζ Dra B7III		β Ori B8Ia		ν Gem B6IIIe	
		W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n	W _λ	n
6563	H _α	3.19	2	3.64	3	4.92	2	0.40	2	5.43	3	3.64	3	2.08	3	0?	4	2.14	2
4922	HeI	0.10	3	0.22	2	0.40	4	0.20	1	0.34	4	0.24	3	0.35	4	0.30	3	0.31	4
4861	H _β	7.38	5	7.47	4	7.08	7	5.66	4	4.90	5	5.69	3	6.36	4	1.24	5	5.40	4
4584	FeII	0.11	3	0.11	3	0.14	5	0.06	4										

* Эквивалентная ширина эмиссионной линии.

Таблица 4 (продолжение)

Линия	Элемент	β CMi B8Ve		α Leo B7V		β Lib B8V		ζ And B7IIIe		η Tau B8IIIe		β Tau B7III		ζ Dra B7III		β Ori B8Ia		ν Gem BIIIe	
		W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n
4481	MgII	0.31	3	0.21	3	0.35	6	0.27	3	0.36	4	0.23	3	0.26	4	0.41	4	0.26	3
4471	HeI	0.41	3	0.23	3	0.49	6	0.38	3	0.35	4	0.35	3	0.38	4	0.39	4	0.57	4
4388	HeI	0.45	3	0.29	2	0.35	5	0.38	4	0.30	4	0.23	3	0.28	4	0.22	4	0.40	4
4340	H γ	8.81	3	7.70	3	7.00	7	6.35	3	5.76	5	6.32	3	6.79	4	1.93	5	5.66	4
4267	CII							0.08				0.11	3	0.07	3	0.19	5	0.16	4
4233	FeII			0.09	2	0.12	3	0.05	2						0.11	2	0.05		
4144	HeI	0.11	3	0.15	3	0.14	3	0.24	3	0.27	4	0.17	3	0.20	3	0.19	5	0.35	4
4130	SiII	0.24	4	0.17	3	0.24	3	0.21	4	0.21	4	0.18	3	0.24	3	0.49	5	0.28	3
4102	H δ	8.49	4	8.15	4	7.26	3	6.26	4	5.70	5	6.22	3	7.08	3	1.68	5	6.00	3
4026	HeI	0.37	4	0.53	3	0.46	5	0.39	3	0.31	5	0.47	3	0.44	3	0.32	4	0.79	3
4009	HeI			0.23	3	0.15	2	0.16	1	0.22	4	0.21	2	0.19	3	0.12	3	0.28	2
3970	H ϵ	8.03	4	7.72	3	6.62	3	5.23	2	5.31	4	6.30	2	6.71	3	1.88	4	5.50	3
3933	CaII							0.17	2			0.16	2	0.15	2	0.56	3		
3889	H δ	6.82	2	7.06	3	7.25	2	5.14	2			6.70	2	6.39	2	1.76	2		
3835	H η	6.00	1	6.60	3									5.93	1				

Для того чтобы иметь возможность судить о точности наших определений эквивалентных ширин, было произведено сравнение с эквива-



Фиг. 1. Сравнение наших определений эквивалентных ширин линий с определениями Вильямса [5].

лентными ширинами, определенными Вильямсом [5]. На фиг. 1 нанесены эквивалентные ширины линий спектров семи общих звезд. По оси абсцисс

отложены данные Вильямса, по оси ординат — данные из табл. 1—4 настоящей работы.

Небольшой разброс точек говорит о том, что наши определения, по-видимому, имеют хорошую точность. Из рассмотрения фиг. 1 видно, что, вероятно, существует небольшое различие в проведении непрерывного спектра и контуров линий, которое выражается в том, что наши определения в среднем на 5% меньше, чем у Вильямса.

§ 2. КЛАССИФИКАЦИЯ

Для того чтобы обнаружить существование возможных различий в химическом составе Ве звезд и В звезд, нужно сравнить эти звезды между собой, причем каждый раз обе сравниваемые звезды должны иметь один и тот же спектральный класс и класс светимости. Иначе нельзя будет отделить различия в спектрах двух звезд, обусловленные их температурами и светимостями, от различий, вызванных неодинаковостью химического состава этих звезд.

Проведение такого сравнения требует наличия как можно лучше определенных спектральных классов и классов светимости. В настоящее время наилучшей системой спектральной классификации является система МК, разработанная Морганом и др. [6]. Однако система построена по глазомерным оценкам интенсивности линий на снимках спектров с малой дисперсией.

Мы же располагаем довольно точными количественными характеристиками линий. Кроме того, многие Ве звезды вообще еще не классифицированы в системе МК. Поэтому мы решили классифицировать все звезды, используя эквивалентные ширины линий. Так как наша классификация будет основана на количественных определениях эквивалентных ширин линий, то будут употребляться иные критерии, чем при глазомерных оценках. Для нахождения критериев классификации мы поступили следующим образом. Используя в качестве исходных данных уже имеющиеся оценки спектральных классов в системе МК, были построены зависимости эквивалентных ширин и их отношений от спектрального класса, причем, для того чтобы знать, как эквивалентная ширина данной линии зависит от светимости, каждый класс светимости наносился определенным значком. Отношения эквивалентных ширин являются более точным классификационным критерием, чем сама эквивалентная ширина. Мы можем получить более чувствительные зависимости критериев от спектральных классов, комбинируя возникающие и исчезающие в данном классе линии. Кроме того, в отношении эквивалентных ширин меньше сказывается ошибка в проведении непрерывного спектра.

Для того чтобы эти зависимости были более уверенны, мы, кроме своих определений эквивалентных ширин, употребили для их построения еще данные Вильямса [5]. Они были приведены к нашим определениям эквивалентных ширин при помощи фиг. 1. По построенным таким образом зависимостям была проведена предварительная классификация звезд.

Некоторые отношения эквивалентных ширин являются следствием других. Поэтому число этих отношений нужно уменьшить настолько, чтобы все оставшиеся были независимыми. При выборе, какие из отношений нужно оставить, а какие нет, решающую роль играли следующие факторы: крутизна зависимости, разброс точек и интервал спектральных классов, для которых можно использовать данное отношение. Лучшее отношение должно иметь большую крутизну зависимости, меньший разброс точек и больший интервал спектральных классов. Кроме того, если отношение употребляется для спектральной классификации, то нужно выбирать такое, которое по возможности не зависело бы от светимости. Если отношение выбирается для классификации по светимости, то нужно, чтобы оно как можно сильнее зависело от светимости. У гелия и особенно у водорода эквивалентная ширина линий заметно уменьшается с возрастанием светимости. Сейчас хорошо установлено, что это является следствием действия Штарк-эффекта. Линии других элементов большей частью показывают обратную зависимость: их эквивалентная ширина растет с увеличением светимости, например, линии OII $\lambda 4649$, SiII $\lambda 4130$, SiIV $\lambda 4089$. Возможно, это объясняется тем, что при переходе от звезд с низкой светимостью к звездам с более высокой светимостью возрастает турбулентная скорость, что приводит, согласно теории кривых роста, к увеличению эквивалентной ширины линии.

Рассматривая графики зависимости эквивалентных ширин линий от спектрального класса и от светимости, можно так выбрать отношение эквивалентных ширин двух линий, что, хотя эквивалентная ширина каждой линии отдельно и зависит от светимости, их отношение практически не будет зависеть от светимости или эта зависимость будет очень слабая. Такое отношение будет являться хорошим критерием спектральной классификации. Самым лучшим критерием этого вида является отношение W_λ двух последующих стадий ионизации одного и того же элемента, например $\frac{\text{Si IV}}{\text{Si III}}$, $\frac{\text{Si III}}{\text{Si II}}$. Отношения эквивалентных ширин линий гелия к эквивалентным ширинам линий других элементов, которые имеют противоположный ход зависимости $W_\lambda(M)$, являются также довольно хорошим критерием для определения класса светимости.

С учетом всего сказанного и на основании предварительной классификации были выбраны и построены окончательные зависимости отношения эквивалентных ширин от спектрального класса и класса светимости.

Список критериев и область их применения даются в табл. 5. Вначале даются критерии классификации по спектральным классам, затем — критерии светимости. Крестом отмечены спектральные классы, для которых можно употреблять данный критерий.

Величины критериев даны графически в зависимости от спектрального класса. Они представлены на фиг. 2—8, а также 10—11. Обращает на себя внимание зависимость эквивалентных ширин водородных линий от спектрального класса. Мы видим, что W_λ для водорода меняется со све-

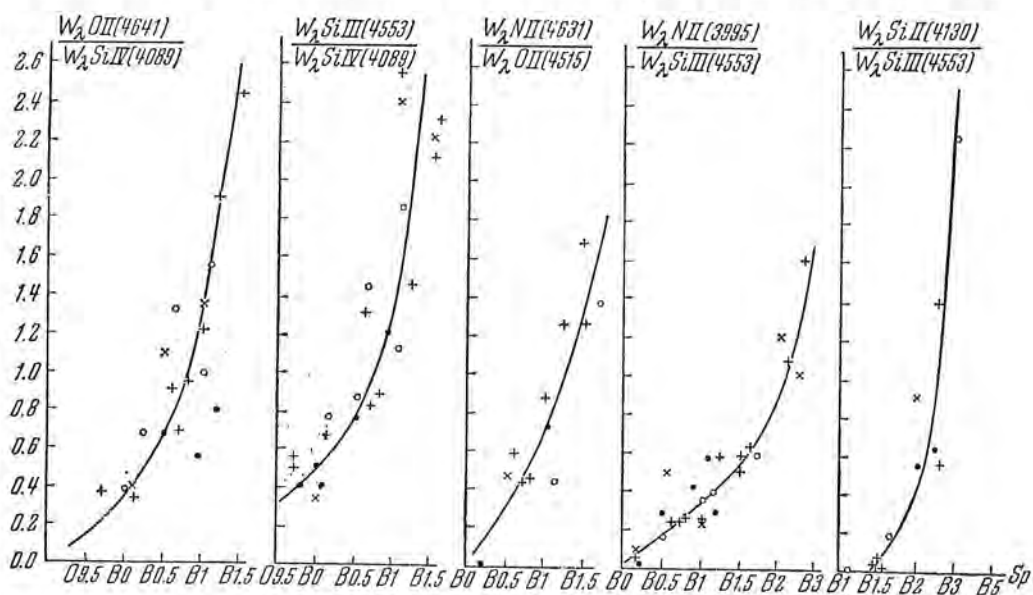
Критерий	O9.5	B0	B0.5	B1	B1.5	B2	B3	B5	B6	B7	B8
Спектр											
4641 OII	+	+	+	+							
4089 SiIV	+	+	+	+							
HeII 4542	+	+	+	+							
SiIII 4553	+	+	+	+							
SiIV 4089	+	+	+	+							
NII 4631	+	+	+	+	+						
OII 4415	+	+	+	+	+						
NII 3995		+	+	+	+	+	+				
SiIII 4553		+	+	+	+	+	+				
CII 4267			+	+	+	+	+	+	+	+	+
MgII 4481			+	+	+	+	+	+	+	+	+
SiII 4130					+	+	+				
SiIII 4553					+	+	+				
SiII 4130						+	+	+	+	+	+
HeI 4471								+	+	+	+
Светимость											
NII 3995				+	+	+					
HeI 4026											
MgII 4481				+	+	+	+	+	+	+	+
HeI 4471											
SiIV 4089	+	+	+	+							
HeI 4471	+	+	+	+							
SiIII 4553		+	+	+	+	+					
HeI 4471		+	+	+	+	+					
H δ , H ϵ , H ζ	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+

тимостью, особенно для классов более поздних, чем B3, гораздо сильнее, чем со спектральным классом. Отсюда можно сделать вывод, что водородные линии нельзя употреблять в качестве критерия классификации по спектральным классам. Второе, зная спектральный класс, можно весьма уверенно определить светимость, используя эквивалентные ширины водородных линий.

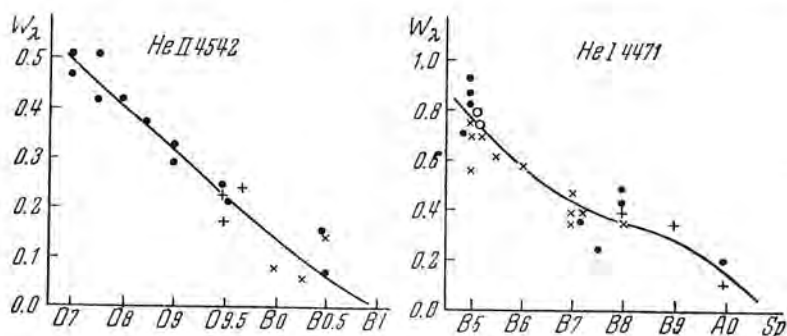
По этим зависимостям и были проклассифицированы все наши Be и B звезды. Классификация производилась путем последовательных приближений. Сначала находился спектральный класс. Зная спектральный класс, определяли класс светимости. Потом можно было сделать второе приближение, но в большинстве случаев было достаточно первого приближения.

Для классификации по светимости наиболее чувствительным критерием является величина эквивалентных ширин водородных линий. Водород — самый чувствительный химический элемент к Штарк-эффекту, а следовательно, и к светимости. Но классифицировать Be звезды по величине

эквивалентных ширин водородных линий не всегда допустимо, так как наличие в линии эмиссии ведет к уменьшению W_λ , а это в свою очередь дает завышенную светимость. Поэтому классификация Ве звезд по светимости производилась путем сравнения контуров их водородных линий с контурами водородных линий В звезд, имеющих известный класс



Фиг. 2. Критерии для спектральной классификации звезд.
Значки \bullet , \times , \circ и $+$ означают соответственно V — IV, III, Ib, Ia классы светимости.



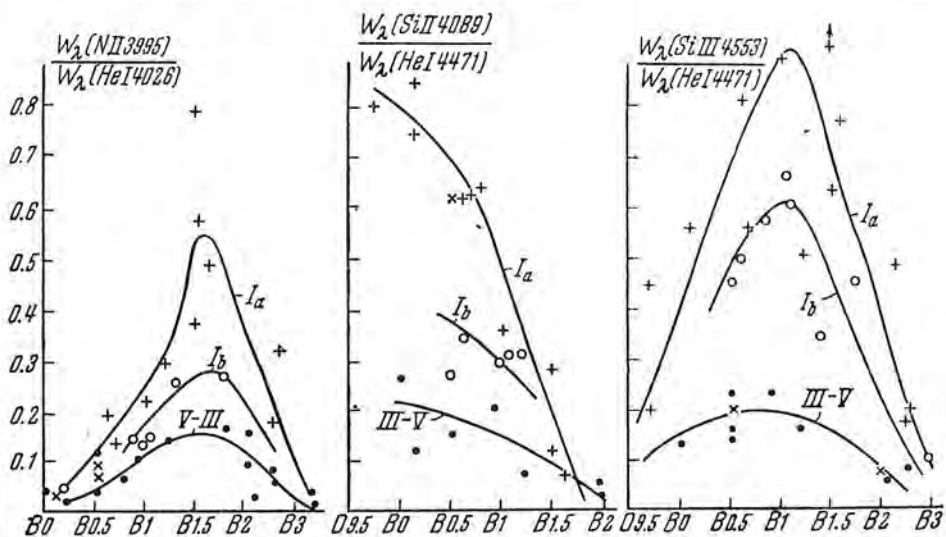
Фиг. 3. Критерии для спектральной классификации звезд.
Обозначения те же, что на фиг. 2.

светимости. При этом, естественно, особое внимание уделялось крыльям линий, так как центральные части водородных линий определяются в основном эффектом Доплера и, кроме того, у Ве звезд они могут быть искажены эмиссией. Если совпадение контуров достаточно хорошее, то считалось, что они имеют одинаковый класс светимости.

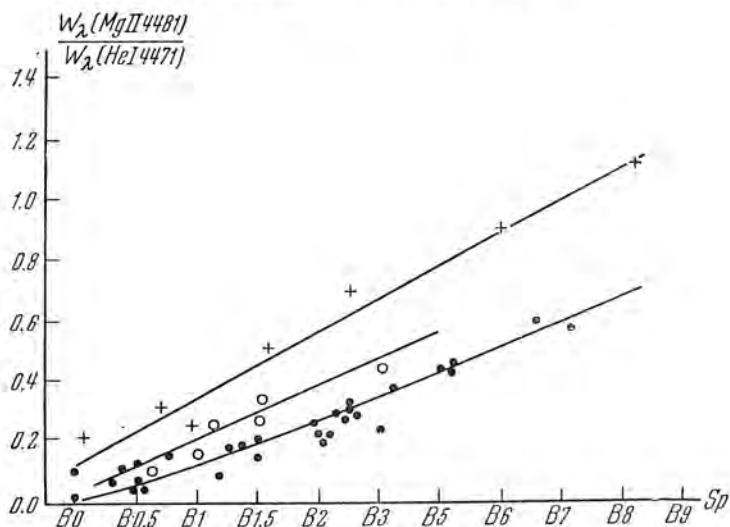
Более детальное рассмотрение контуров водородных линий будет произведено ниже.

Точность классификации неодинакова для различных интервалов

спектральных классов. В ранних В звездах, до В3, имеется очень много линий различных элементов, и классификация здесь довольно точна. Но в спектральных классах В5—В8 линий значительно меньше, в основном здесь Н, HeI и по одной линии SiII, CII, MgII. Поэтому точность

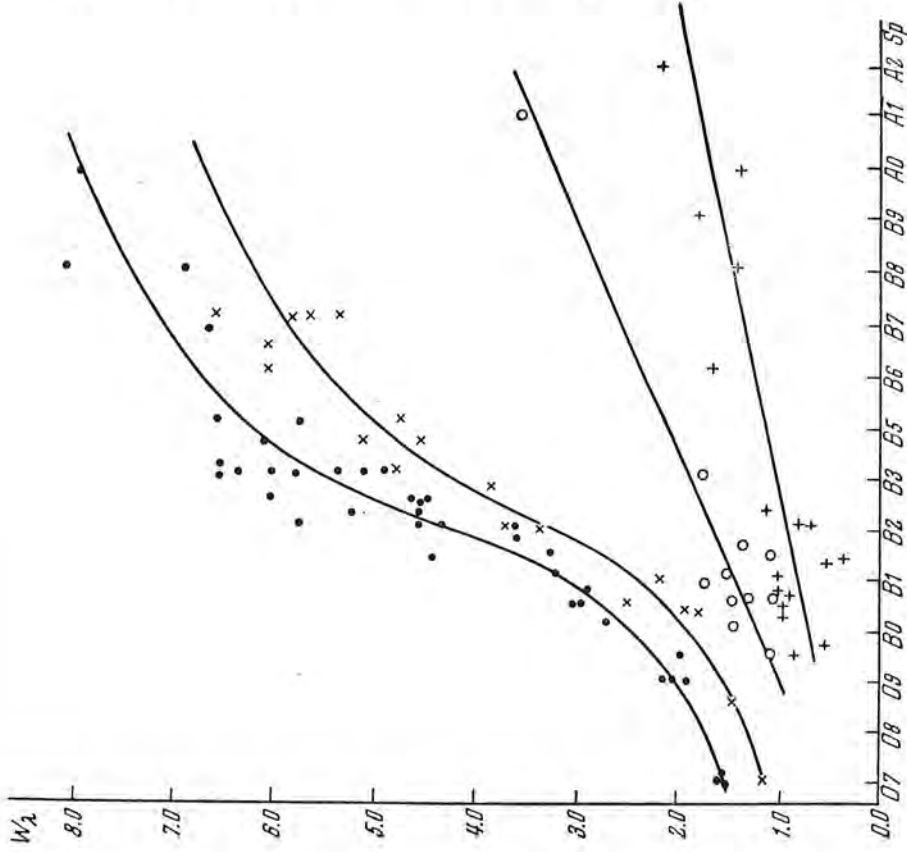


Фиг. 4. Критерии для спектральной классификации звезд.
Обозначения те же, что на фиг. 2.

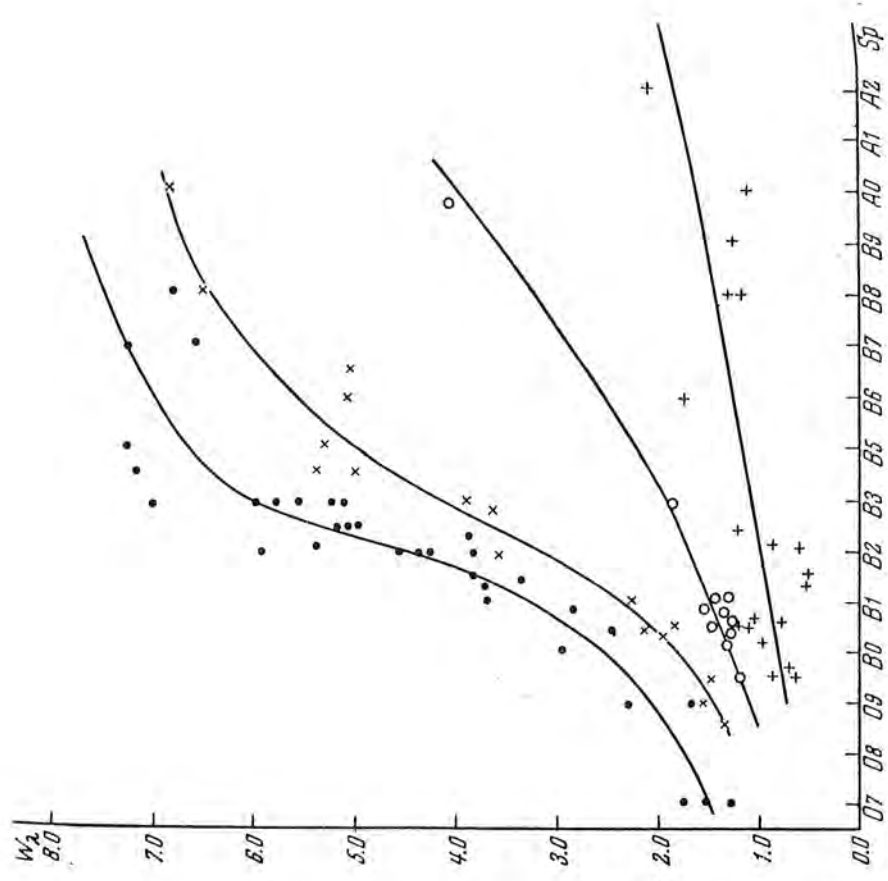


Фиг. 5. Критерии для спектральной классификации звезд.
Обозначения те же, что на фиг. 2.

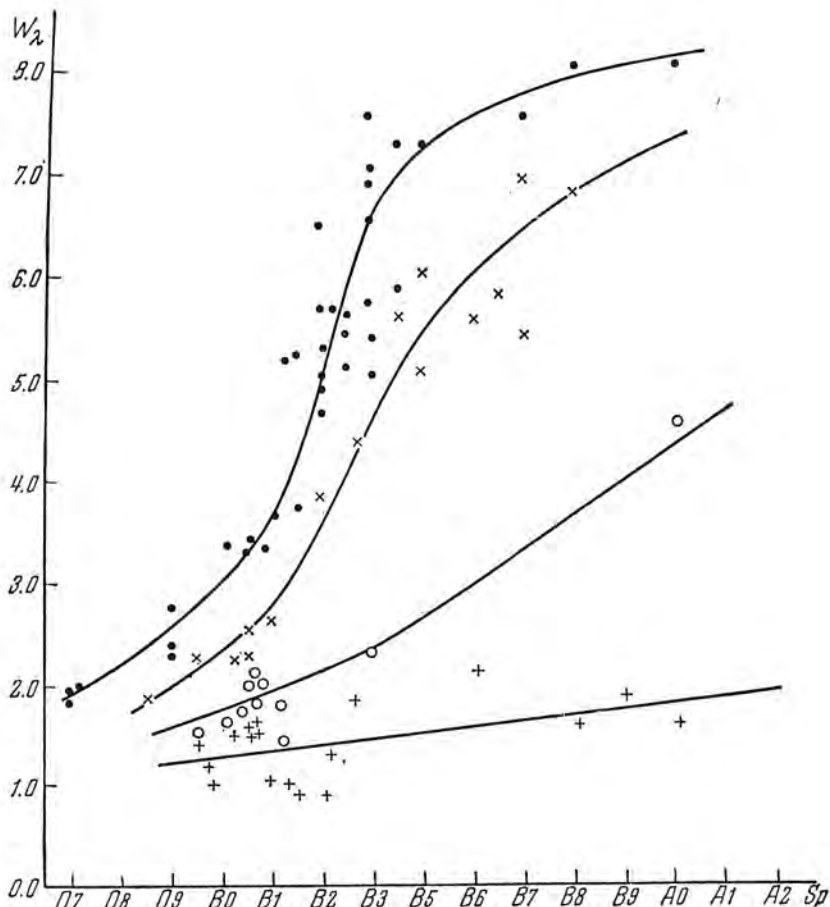
классификации здесь значительно меньше. Кроме того, на точность влияет еще следующее обстоятельство. В ранних спектральных подклассах В, где различие температуры между двумя соседними подклассами гораздо больше, чем в поздних подклассах, крутизна зависимости величины критериев от спектральных классов больше, так как, в конечном счете,



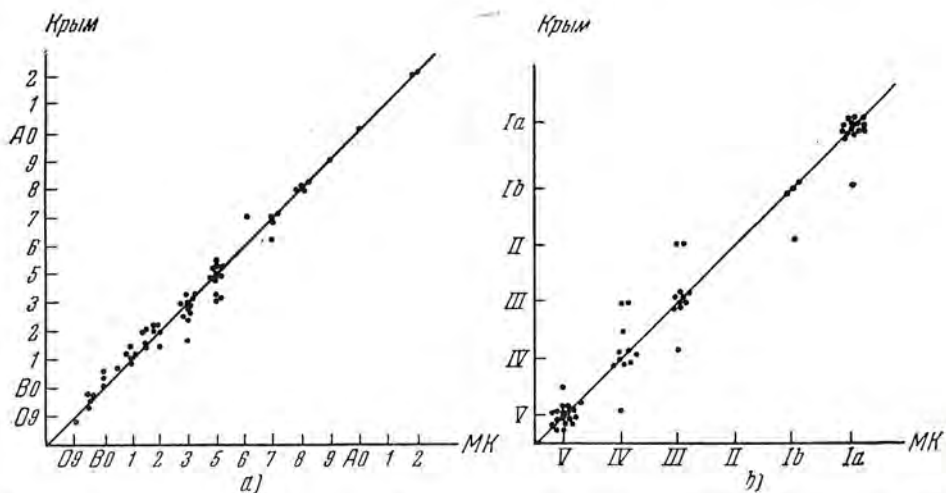
Фиг. 6. Зависимость эквивалентной ширины H_2 от спектрального класса. Обозначения те же, что на фиг. 2.



Фиг. 7. Зависимость эквивалентной ширины H_2 от спектрального класса. Обозначения те же, что на фиг. 2.



Фиг. 8. Зависимость эквивалентной ширины H_γ от спектрального класса. Обозначения те же, что на фиг. 2.



Фиг. 9. Сравнение нашей классификации звезд с классификацией системы МК.

величина эквивалентной ширины линии зависит от температуры и в меньшей степени от давления. Это дает возможность классифицировать ранние В звезды точнее, чем один подкласс. Морган в своей системе классификации частично учел это и ввел для ранних В звезд подклассы: O9.5, B0.5, B1.5. При употреблении количественной классификации можно этот интервал разбить еще пополам.

На фиг. 9 представлено сравнение наших определений спектральных классов и классов светимости с определениями в системе МК, произведенными путем глазомерных оценок интенсивностей линий.

Из рассмотрения этих рисунков можно сделать следующие выводы.

1. Наши определения спектральных классов и классов светимости не имеют систематических отклонений от классов в системе МК, т. е. наша система спектральной классификации совпадает с МК.

2. Отклонения на один подкласс очень редки. Это говорит о том, что точность классификации в системе МК вполне достаточна для определения подкласса.

§ 3. СРАВНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА В и Ве ЗВЕЗД

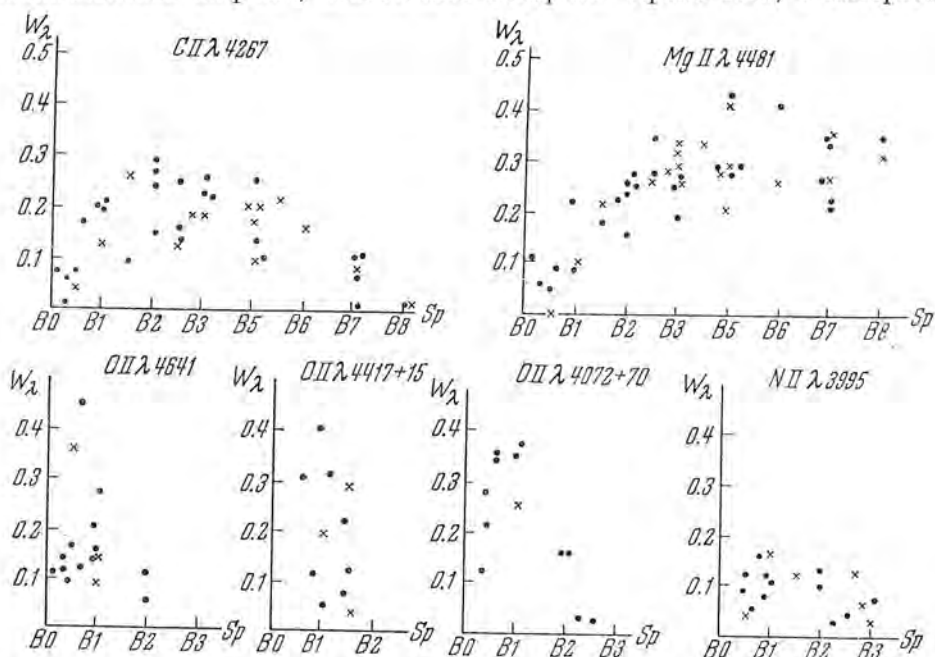
После выполненной в предыдущем параграфе количественной классификации В и Ве звезд по спектральным классам и классам светимости, мы можем перейти к одному из основных вопросов настоящего исследования — к вопросу о сходстве химического состава обращающих слоев В и Ве звезд.

Несмотря на то, что Ве звезды наблюдаются более 50 лет, еще совсем не ясны те причины, которые вызывают появление эмиссии в спектрах этих звезд. В настоящее время можно считать установленным лишь то, что быстрое осевое вращение звезд способствует истечению материи с их поверхности в экваториальной области, созданию оболочки, а следовательно, и появлению эмиссии в спектре звезд. Но быстрое осевое вращение звезд нельзя считать единственной решающей причиной появления эмиссии в спектрах звезд. Хотя В звезды имеют в среднем скорости осевого вращения меньше, чем Ве звезды, существуют отдельные В звезды, имеющие большие скорости осевого вращения. Например: ζ Oph — 450 км/сек [7], γ Her — 370 км/сек [8]. Поэтому, очевидно, существуют и другие причины, влияющие на появление эмиссии. Одной из них мог бы являться различный химический состав обращающих слоев В и Ве звезд.

Если предположить, что появление эмиссии в спектрах Ве звезд является следствием их особого химического состава, то, очевидно, отклонение от обычного химического состава будет вполне определенным, т. е. отклонение относительного содержания какого-либо элемента в обрабатываемом слое Ве звезды от относительного содержания этого же элемента в обрабатываемом слое В звезд будет всегда в одну сторону. Величина этого отклонения может быть различна и, по-видимому, должна коррелировать с величиной эмиссии в спектре данной звезды.

Для решения этой задачи лучше всего воспользоваться методом кривых роста и получить химический состав достаточного числа В и Ве звезд,

а затем сравнить их между собой. Но, к сожалению, в нашем случае воспользоваться кривыми роста мы не можем по следующим причинам. Ве звезды являются объектами, обладающими очень быстрым осевым вращением. Вследствие этого линии, имеющие небольшую величину эквивалентной ширины, невозможно измерить. Кроме того, в интервале



Фиг. 10. Сравнение эквивалентных ширин линий Si II , Mg II , O II и N II в V и Ve звездах.
● — V звезды, × — Ve звезды.

спектральных классов B5 — B8 вообще нет достаточного числа линий, пригодных для построения кривой роста.

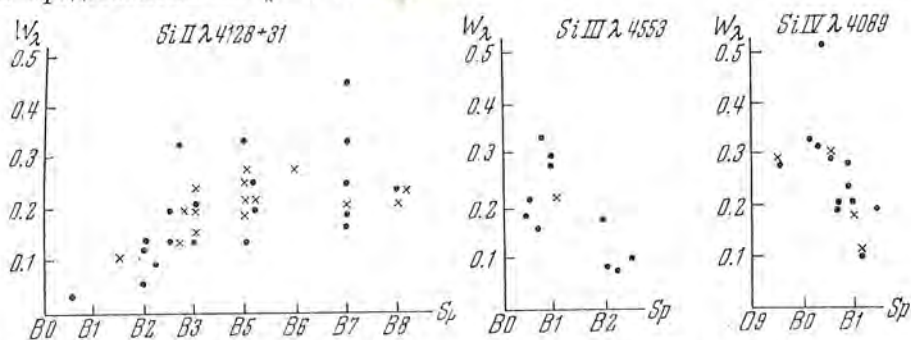
Существует другая возможность — сравнение эквивалентных ширин линий различных элементов в спектрах V и Ve звезд. Если подобрать к Ve звезде звезду сравнения V так, чтобы спектральный класс и класс светимости совпали, то температура и давление в атмосферах обеих звезд будут одинаковы. Следовательно, различие в эквивалентных ширинах одной и той же линии в спектрах V и Ve звезд будет означать различие в содержании данного элемента.

Сравнение между собой V и Ve звезд попарно может исказить результат, так как трудно найти две звезды, которые имели бы в точности одинаковый спектральный класс и класс светимости. Кроме того, каждая звезда обладает своими особенностями. Поэтому сравнение V и Ve звезд лучше произвести путем сравнения зависимостей эквивалентной ширины от спектрального класса для Ve и V звезд, используя уже полученные нами уточненные спектральные классы.

Как видно из предыдущего параграфа, Ve звезды имеют обычно класс светимости Ia , III и V . Почти все сверхгиганты класса светимости Ia имеют эмиссию в H_α . Мы их рассматривать не будем, так как их не с чем сравнивать, и судить об отклонении их химического состава можно лишь

используя кривые роста. Поэтому будем рассматривать В и Ве звезды класса светимости III и V.

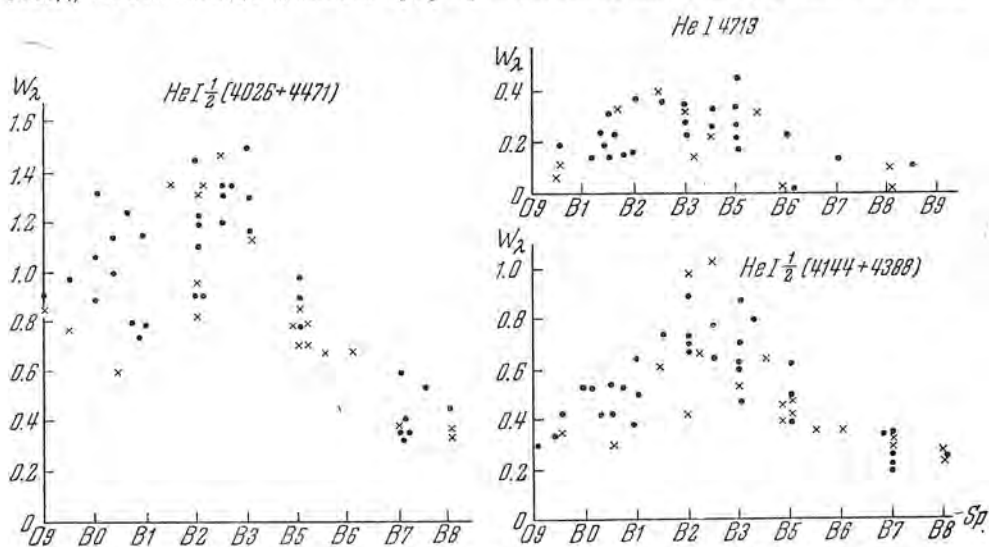
Построим графики зависимости эквивалентных ширин наиболее характерных линий каждого элемента от спектрального класса. Эти зависимости представлены на фиг. 10—12.



Фиг. 11. Сравнение эквивалентных ширин линий кремния у В и Ве звезд. Обозначения те же, что и на фиг. 10.

Точками обозначены В звезды, крестиками — Ве звезды. Для построения этих графиков, так же как и для построения классификационных графиков, были привлечены данные из работы Вильямса [5].

Если существует различие в химическом составе атмосфер В и Ве звезд, то эти звезды должны будут разделиться на этих графиках так же,



Фиг. 12. Сравнение эквивалентных ширин линий гелия у В и Ве звезд. Обозначения те же, что и на фиг. 10.

как отделяются сверхгиганты классов светимости Ia и Ib от карликов класса V на аналогичных графиках.

Может показаться, что нельзя уловить различие в химическом составе атмосфер В и Ве звезд, рассматривая эти зависимости, так как мы использовали для классификации те же линии и аналогичные зависимости. Но это не так. Для классификации мы использовали обычно несколько

критериев, а не один, и из всех определений брали среднее. Поэтому отклонения положения Ве звезд от положения В звезд на графиках могут лишь немного уменьшиться, но все же останутся заметными, если они есть вообще.

Рассмотрим подробно эти графики.

ОII. Представлен линией λ 4641 и блендами линий λ 4415+4417 и λ 4070+4072. Наиболее сильная линия λ 4649 не рассматривается из-за возможного блендирования с линией CIII λ 4650. Из всех этих графиков видно, что положение Ве звезд не отличается от положения В звезд, т. е., по-видимому, относительное содержание кислорода в среднем одинаково в атмосферах В и Ве звезд. Ве звезд, попадающих в спектральный интервал В0—В2, всего три, γ Cas, ζ Tau, MWC 380. Поэтому выводы об относительном содержании кислорода не очень уверенны.

NI. Рассматривается линия λ 3995. Здесь результат определяется более уверенно (6 звезд Ве и 12 звезд В). Систематического отклонения не обнаруживается.

СИ. Рассматривается только линия λ 4267. Линия λ 3920 блендируется с линией λ 3927 и поэтому была исключена из рассмотрения. Нет систематического отклонения положения В и Ве звезд, но разброс точек довольно велик. Поэтому были взяты средние значения отдельно для В и Ве звезд для пяти спектральных интервалов. Сравнение средних показывает, что эквивалентная ширина у Ве звезд всегда меньше, чем у В звезд. Величина отклонения в среднем равна $0.02-0.01 \text{ \AA}$ при $W_\lambda \approx 0.20 \text{ \AA}$.

MgII 4481. Рассмотрение было произведено так же, как в случае СИ. Средние значения эквивалентных ширин Ве звезд и В звезд отличаются между собой не больше, чем на 0.02 \AA , причем это отклонение имеет различный знак у разных подклассов. По-видимому, это случайные отклонения, являющиеся следствием ограниченного числа звезд, и их нельзя интерпретировать как действительное различие в содержании магния у В и Ве звезд.

Si. В зависимости от спектрального класса, кремний представлен линиями различных ионов: O9—B1—Si IV 4089, B0—B2—Si III 4553, B1—B8—SiII 4128+4131. Рассмотрим их по порядку.

SiIV 4089. Здесь всего лишь четыре Ве звезды и 11 В звезд. Систематических отклонений незаметно. Подкласс В1 следует рассматривать с очень небольшим весом, так как здесь зависимость эквивалентной ширины от спектрального класса круто падает вниз, и небольшие ошибки в определении спектрального класса могут сильно исказить всю картину.

SiIII 4553. Здесь всего лишь одна звезда, которая своим положением ничем не отличается от В звезд.

SiII 4128+4131. Здесь имеется самый многочисленный материал по ионам кремния. Применялась та же процедура, что и в случае СИ. Средние значения эквивалентных ширин у В и Ве звезд не отличаются между собой.

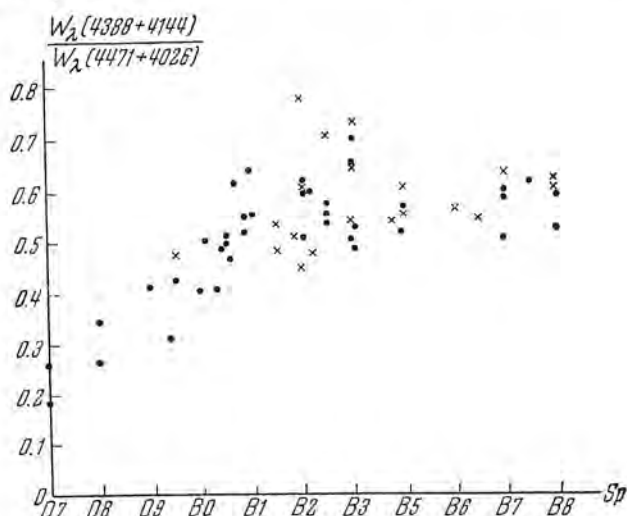
На основании рассмотрения всех трех ионов кремния можно заключить, что относительное содержание кремния в атмосферах Ве звезд не отличается от содержания в атмосферах В звезд.

HeI. Чтобы уменьшить влияние ошибок измерения, мы построим зависимости от спектральных классов полусумм эквивалентных ширин $\frac{4471 + 4026}{2}$ и $\frac{4388 + 4144}{2}$.

Рассмотрение этих зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

а) Ве звезды имеют в среднем немного меньшую эквивалентную ширину по сравнению с В звездами, за исключением подклассов В2—В3, где они равны.

б) Разброс точек очень велик, больше, чем это можно объяснить неточностью измерений.



Фиг. 13. Сравнение величины отношения $\frac{W_{\lambda}(4388 + 4144)}{W_{\lambda}(4471 + 4026)}$ у В и Ве звезд.

Обозначения те же, что на фиг. 10.

При интерпретации этого факта нужно помнить, что линии гелия чувствительны к Штарк-эффекту. Возможно поэтому, что меньшая величина эквивалентной ширины является следствием либо более высокой светимости Ве звезд по сравнению с В звездами, либо меньшего содержания HeI в атмосферах В звезд. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Имеет смысл построить отношение эквивалентных ширин линий серии $2^1P^0 - n^1D$ к эквивалентным ширинам серии $2^3P^0 - n^3D$, т. е. отношение $\frac{4388 + 4144}{4471 + 4026}$. Это отношение, представленное на фиг. 13, зависит от физических условий в среде, в частности от температуры, коэффициента диллюции и т. д. На это указывали О. Струве и К. Вурм [9], а также Л. Гольдберг [7]. Из фиг. 13 видно, что нет никакого систематического различия в положении В и Ве звезд. Такой же результат получили Бербиджи [8]. Этот факт, по-видимому, можно истолковать в пользу предположения о подобии строения атмосфер В и Ве звезд.

На основании этого обсуждения можно, по-видимому, считать, что

в основном нет систематического различия в химическом составе атмосфер В и Ве звезд.

Некоторую неопределенность представляет случай гелия. Тот факт, что эквивалентные ширины немного меньше у Ве звезд, чем у В звезд, можно истолковывать либо как признак несколько большей светимости Ве звезд, либо как действительное отклонение от обычного химического состава В звезд. Какое из этих толкований более правильно, должны доказать дальнейшие исследования.

Вопрос об относительном содержании водорода будет рассмотрен в следующем разделе.

Употребляемый метод сравнения химического состава звезд имеет свои недостатки, связанные с условиями возникновения линии в атмосфере звезды.

Первый из них заключается в том, что не всегда эквивалентная ширина линии возрастает пропорционально числу атомов в атмосфере звезды, образующих данную линию. Как видно из рассмотрения кривых роста, существует определенная величина эквивалентной ширины, когда при дальнейшем изменении в числе поглощающих атомов величина эквивалентной ширины почти не меняется. Это так называемая пологая часть кривой роста, где

$$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \sim \sqrt{\lg N}.$$

Большинство измеренных линий как раз и приходится на эту часть кривой роста. Здесь отклонение в величине эквивалентной ширины линии на 10% означает отклонение в числе атомов, образующих эту линию, на 40%. Этот недостаток можно устранить лишь применением кривых роста, но их, как уже отмечалось выше, нельзя использовать в нашем случае из-за малочисленности линий.

Если бы мы строили зависимость чисел атомов, образующих данную линию от спектрального класса, то разброс точек был бы гораздо больше, чем на фиг. 10—12. Но взаимное расположение В и Ве звезд на этих графиках, вероятно, почти не изменилось бы и вывод об отсутствии систематического различия химического состава В и Ве звезд остался бы в силе.

Другой недостаток заключается в том, что этот метод предполагает, что звезды одного и того же спектрального класса и класса светимости имеют одинаковую величину турбулентной скорости.

В настоящее время нет никаких исследований по этому вопросу, но, по-видимому, можно предположить, что турбулентная скорость у В и Ве звезд примерно одинакова. Это предположение можно подтвердить следующим соображением. Если, например, у Ве звезд турбулентная скорость больше, чем у В звезд, то при одинаковом числе атомов, образующих определенную линию, ее эквивалентная ширина будет больше у эмиссионных звезд. В результате этого эмиссионные звезды должны будут располагаться на зависимости W_{λ} от спектрального класса систематически выше В звезд. Так как влияние турбулентной скорости на величину эквивалентной ширины одинаково для всех элементов, то подобное распо-

жение В и Ве звезд должно наблюдаться для всех линий всех элементов. Но этого не наблюдается и, следовательно, турбулентные скорости у В и Ве звезд примерно одинаковые.

Можно рассмотреть и другую возможность. Пусть Ве звезды имеют меньше атомов, образующих данную линию, чем В звезды, но вследствие большей турбулентной скорости эквивалентные ширины этой линии у В и Ве звезд одинаковы, т. е. аномалия в химическом составе маскируется разностью в турбулентных скоростях. Однако эквивалентные ширины линий, образуемые атомами, содержание которых одинаково у В и Ве звезд, будут из-за турбулентности больше у эмиссионных звезд. Таким образом, различие в величине турбулентной скорости может исказить аномалию в химическом составе, но не может скрыть ее существование.

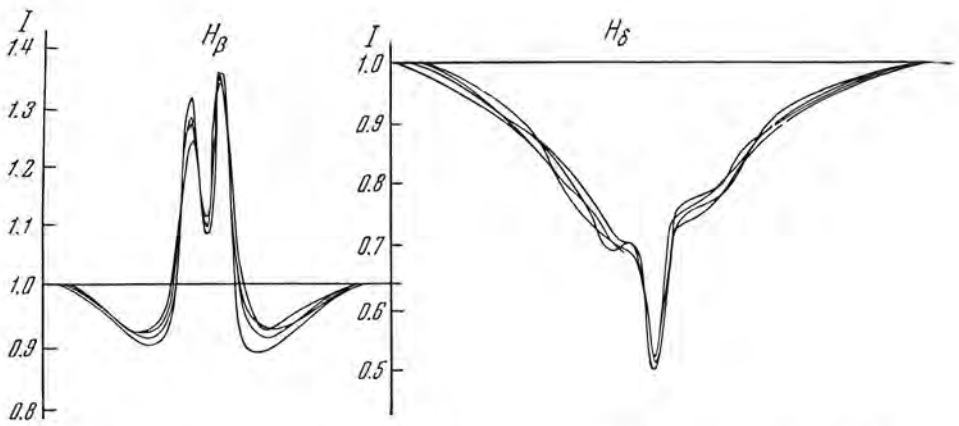
Тот факт, что все зависимости, представленные на фиг. 10—12, не показывают систематического различия, говорит о том, что, вероятно, не существует систематического различия в химическом составе и в величине турбулентной скорости между Ве и В звездами.

§ 4. ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ

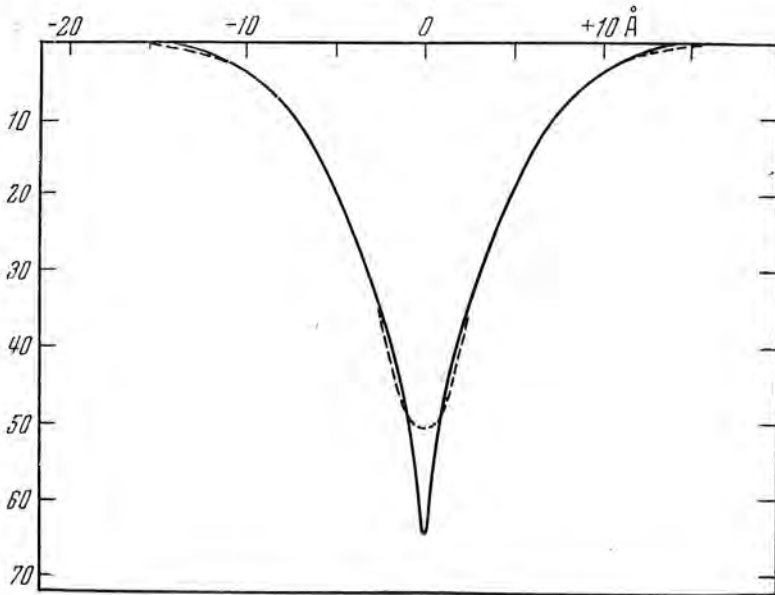
Водородные линии представляют наибольший интерес в спектрах Ве звезд. Эти линии чаще других видны в эмиссии и их эмиссия гораздо сильнее. Большею частью эта эмиссия видна ясно в линиях H_{α} и H_{β} , но иногда она наблюдается много дальше. Изменение отношения интенсивности эмиссии к интенсивности непрерывного спектра E_{λ}^I/E_C и отношения интенсивности фиолетового компонента к красному V/R раньше всего становится заметным у водородных линий. На эмиссию часто накладываются резкие, узкие линии поглощения, которые называют «линиями оболочки» (shell lines). Эти линии возникают в самой оболочке. Таким образом, в водородных линиях наряду с компонентами, возникающими в обращаемом слое звезды, мы наблюдаем компоненты, возникающие в оболочке. Все это придает изучению этих линий особый интерес.

Из изучения водородных линий можно получить данные о строении атмосферы звезды, например электронную плотность, относительное содержание водорода и др. В случае Ве звезды нельзя для изучения атмосфер использовать эквивалентные ширины водородных линий, так как последние часто искажены наличием эмиссии и резкого поглощения в центре линии. Поэтому мы воспользовались контурами линий.

Получение контуров производилось обычным путем. На основании миллиграмм при помощи характеристической кривой строился контур, причем интенсивность непрерывного спектра бралась за единицу. Все контуры данной линии каждой звезды наносились на кальку и графически усреднялись. Затем у контуров линий В звезд еще усреднялись правая и левая половины. Различие между левой и правой половинами было обычно невелико. Такое усреднение контуров водородных линий вполне допустимо, так как водородные линии всегда симметричны в спектрах не пекулярных звезд. Для Ве звезд усреднение правой и левой половин контура производилось только в том случае, если в данной линии не было



Фиг. 14. Сравнение контуров линий H_{β} и H_{γ} в спектре ψ Per, определенных по различным спектрограммам.



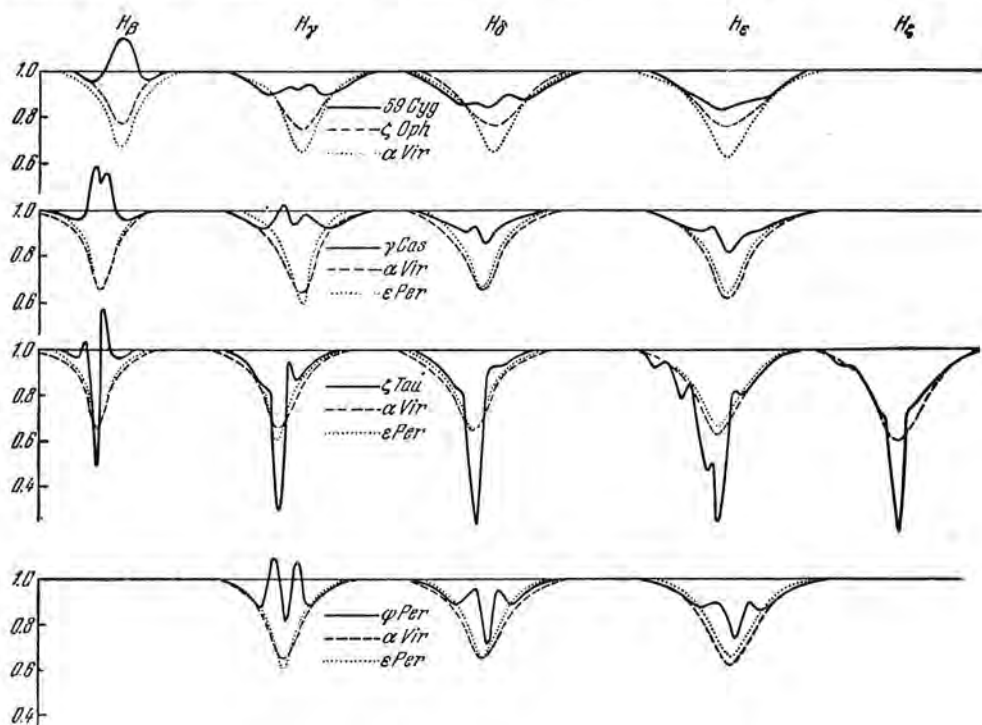
Фиг. 15. Зависимость вида контура линии H_{γ} от скорости вращения. Сплошная линия соответствует $V \sin i = 0$ км/сек, пунктир — $V \sin i = 150$ км/сек.

заметно эмиссии или резкого поглощения, т. е. компонентов, возникающих в оболочке. Для того, чтобы иметь представление о точности получаемых контуров, на фиг. 14 представлены контуры линий H_{β} и H_{γ} , полученные по различным спектрограммам ψ Per.

Полученные таким образом средние контуры были использованы для сравнения В и Ве звезд. Такое сравнение представлено на фиг. 16—19. Это сравнение позволило точнее проклассифицировать Ве звезды, особенно по классам светимости.

При выборе стандартных звезд большое внимание уделялось величине скорости осевого вращения. Мы старались выбирать звезды так, чтобы скорости осевого вращения В и Ве звезд были примерно одинаковыми.

Влияние скорости осевого вращения звезд на вид контуров водородных линий было исследовано Бербиджами [10]. Они пришли к выводу, что в противоположность линиям металлов у водорода вращение очень мало изменяет крылья линии и сказывается заметно лишь только в центре



Фиг. 16. Сравнение контуров водородных линий В и Ве звезд.

линии. Это и следовало ожидать, так как крылья водородных линий определяются Штарк-эффектом, а центр линии — эффектом Доплера.

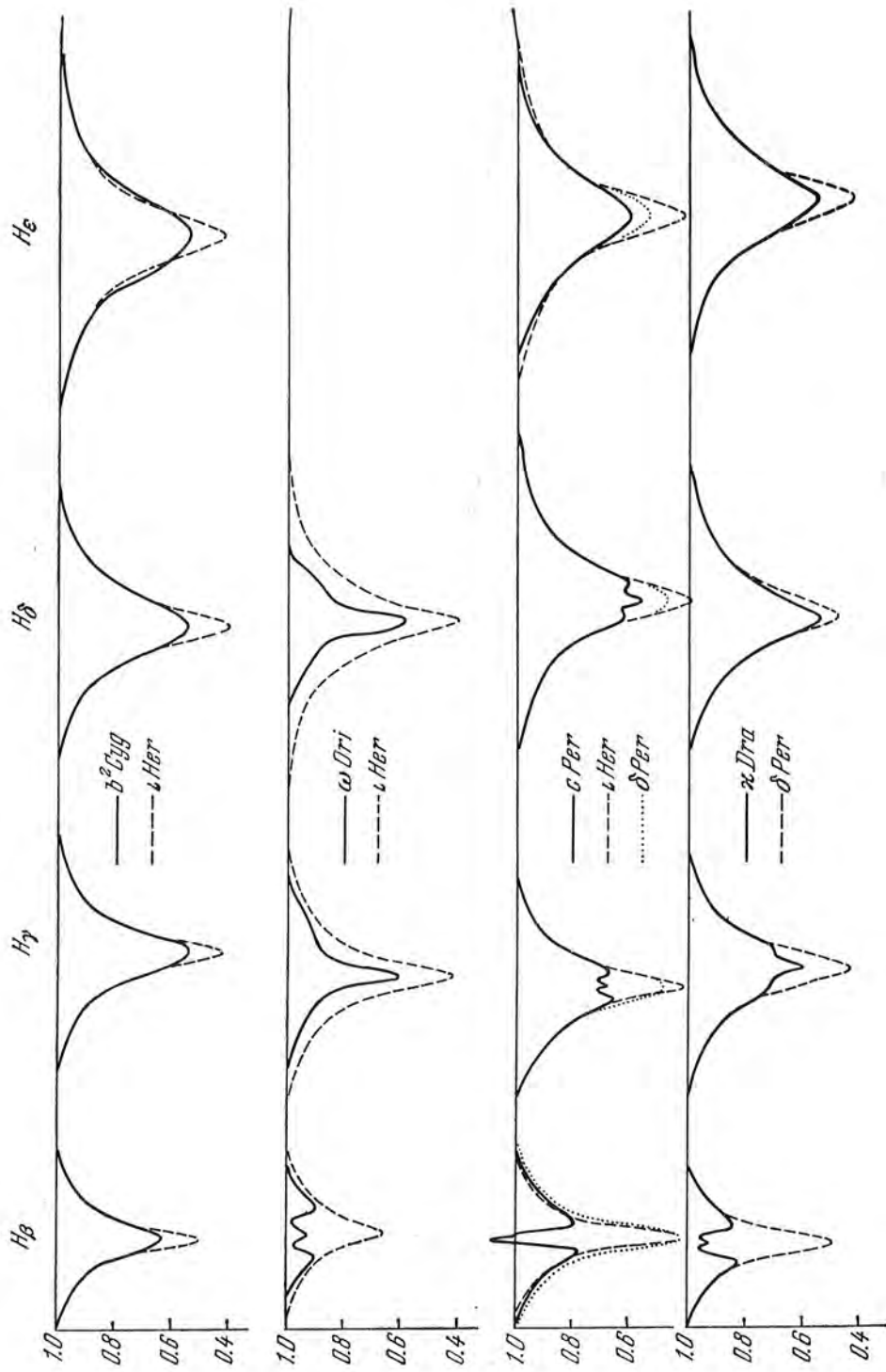
На фиг. 15 представлены контуры H_γ в спектре ζ Cas, взятые из работы Бербиджей [10]. Сплошная линия представляет наблюдаемый контур при скорости осевого вращения $V \sin i = 0$. Пунктир — этот же контур, но искусственно искаженный вращением со скоростью $V \sin i = 150$ км/сек.

Рассмотрим каждую Ве звезду.

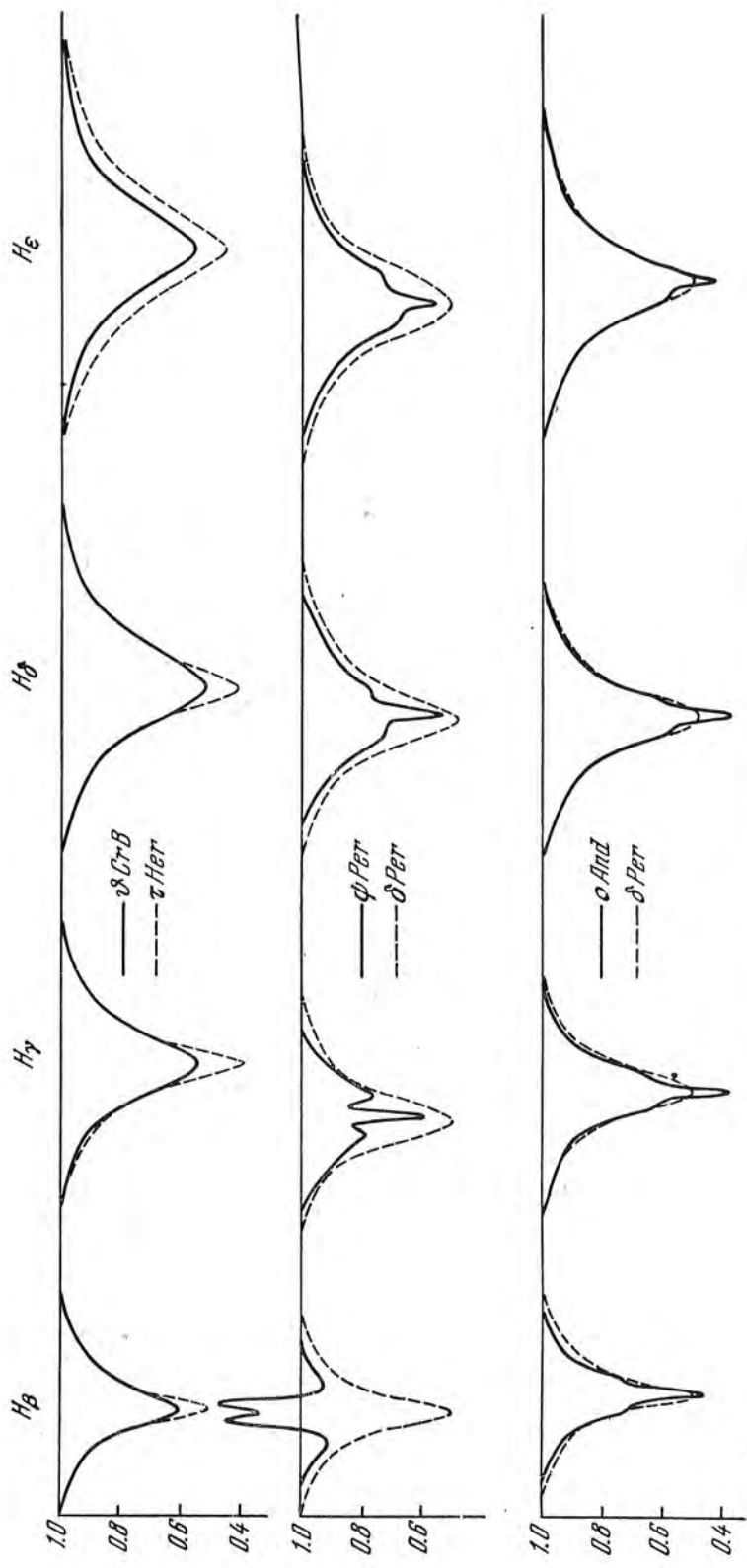
59 Cyg. Эта звезда нами классифицирована как O9.5V. Из сравнения видно, что крылья линий довольно хорошо согласуются с крыльями линий ζ Oph и что и в H_ϵ есть эмиссия.

Контур H_ϵ сильно искажается блендированием с линиями Si IV 4089, He I 4120 и Si IV 4116. Положение крыльев экстраполировалось поэтому не очень точно, так что контур H_ϵ не нужно принимать во внимание.

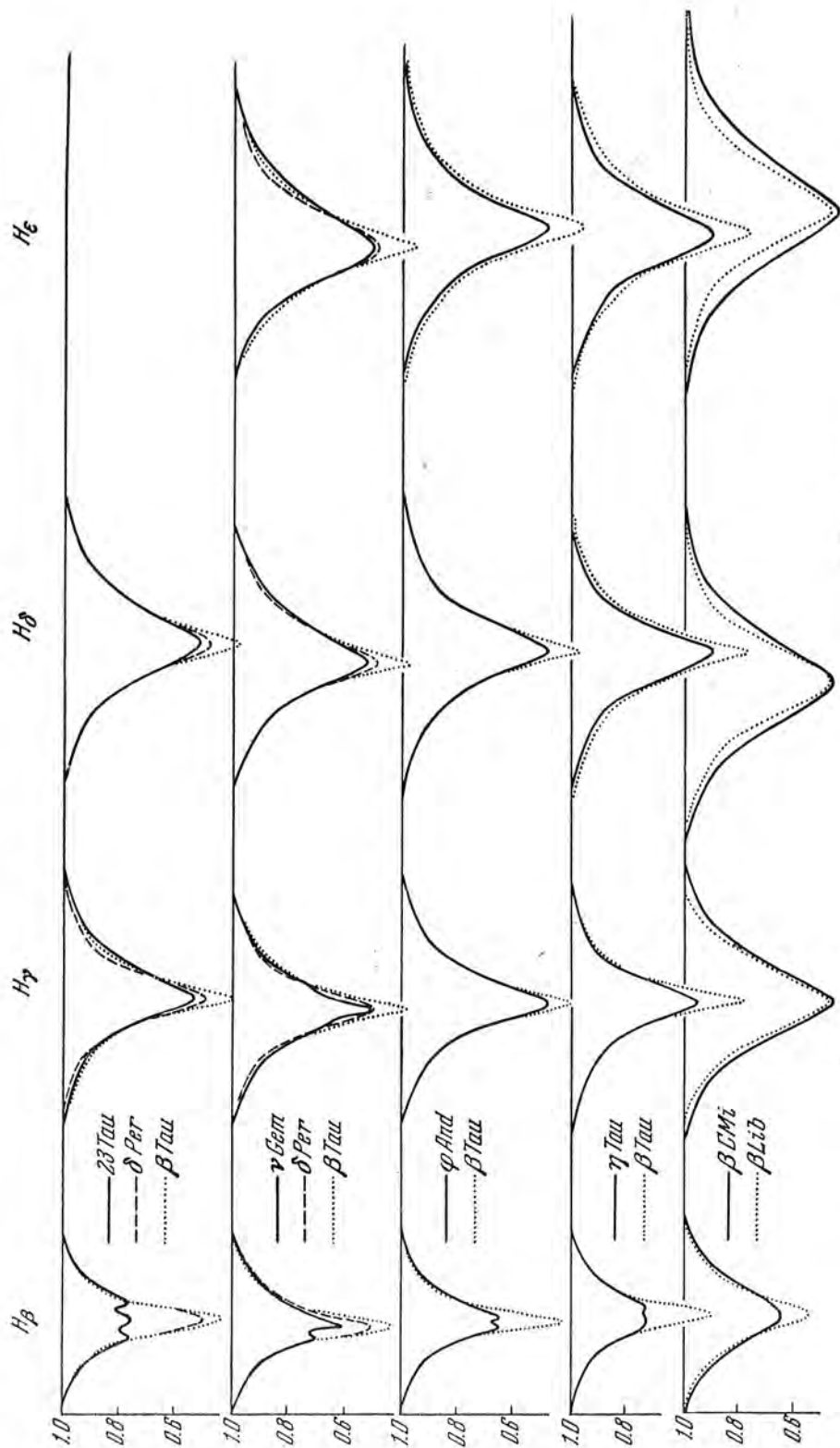
γ Cas, B0.5V. Эта звезда хорошо известна своей переменностью спектральных характеристик и блеска. Характер изменений нерегулярный, происходит чаще в виде вспышек; например, вспышка 1936—1939 гг. Звезда сравнивалась со звездами α Vir BIV и ϵ Per B0.5III.



Фиг. 17. Сравнение контуров водородных линий В и Ве звезд.



Фиг. 18. Сравнение контуров водородных линий В и Ве звезд.



Фиг. 19. Сравнение контуров водородных линий В и В е звезд.

Звезды сравнения отличаются от γ Cas — α Vir по спектральному классу, ε Per по классу светимости; согласие лучше с α Vir. Это подтверждает тот факт, что контуры водородных линий и для Be звезд сильно зависят от светимости.

ζ Tau, B1.5V. Эта звезда очень интересна тем, что резкие линии поглощения оболочки видны до H_{33} . Кроме того, видны многочисленные линии поглощения ионизованных металлов, принадлежащие оболочке. Эта звезда спектрально-двойная, показывает правильные изменения отношения V/R .

Сравнение контуров ζ Tau с контурами ε Per и α Vir не дает хорошего согласия. Крылья линий у ζ Tau растут с номером линии быстрее, чем у α Vir и ε Per. В результате H_3 и H_7 у ζ Tau уже, чем у α Vir и ε Per, H_8 согласуется с ε Per, H_9 и H_7 с α Vir. Этот факт, возможно, объясняется наличием довольно большой оболочки. При сильной эмиссии водородные линии могут быть искажены и в крыльях. По-видимому, это искажение будет тем меньше, чем меньше эмиссия, т. е. более высокие члены бальмеровской серии будут испытывать меньшее искажение излучением оболочки и их сравнению следует придавать большее значение. Согласие между контурами H_9 и H_7 звезд ζ Tau и α Vir довольно хорошее.

φ Per, B2p. Эта звезда обладает некуляриным спектром. В спектре наблюдаются эмиссионные линии ионизованного железа и водорода. Из линий поглощения видны только линии гелия. Отсутствие других линий делает классификацию очень неточной. Сравнение с ε Per и α Vir показывает ту же картину, что и в случае ζ Tau.

b^2 Cyg, B2.5V. Согласно Лошу [11], эта звезда имела очень сильную эмиссию в спектре, до H_8 в 1923 г. Но в настоящее время эта эмиссия исчезла почти совсем. Её присутствие в спектре выражается в том, что H_8 не видна ни в эмиссии, ни в поглощении, насколько это можно обнаружить при нашей дисперсии порядка 400 Å/мм у H_8 . Как видно из фиг. 16, контуры линий b^2 Cyg хорошо согласуются с контурами линий ι Her B2.5V. Различие в центре линии можно объяснить различием в скоростях осевого вращения (0 и 300 км/сек). Об этом говорилось выше.

ω Ori, B3II. Все данные основаны лишь на одной спектрограмме и, следовательно, не очень надежны. Из сравнения видно, что светимость ω Ori заметно больше, чем у ι Her. Будут ли в этом случае контуры отличаться от контуров B звезды, трудно сказать, так как имеется большое различие в светимостях.

ς Per, B4III. Здесь не удалось подобрать звезду сравнения того же спектрального класса. Поэтому она сравнивалась с ι Her B2.5V и δ Per B5III. Сравнение показывает, что контуры линий ς Per хорошо совпадают со средним из контуров ι Her и δ Per. Этот средний контур, очевидно, и соответствует промежуточному между B2.5V и B5III, т. е. B4III. Таким образом, контуры ς Per, вероятно, не отличаются от контуров звезды B4III без эмиссии.

z Dra, B5III. Имеются небольшие изменения отношения V/R . Крылья контура хорошо совпадают с крыльями контура звезды сравнения δ Per B5III.

θ CrB, B5V. Сейчас эмиссия не видна явно ни в одной балмеровской линии. Ее присутствие, возможно, выражается в том, что H_α имеет эквивалентную ширину в 2 раза меньше, чем у звезды сравнения τ Her, B5V. Согласие контуров довольно хорошее. H_α — недодержана и имеет поэтому малый вес.

φ Per, B5II. Имеет хорошо выраженный спектр оболочки. Согласия контуров линий φ Per с контурами линий δ Per и τ Her нет, очевидно из-за различия в светимости.

ο And, B5III. Эта звезда не имеет сейчас эмиссии в спектре, даже в H_α , но она обладает хорошо выраженным спектром поглощения оболочки. Эти линии оболочки видны, начиная с H_α и по крайней мере до H_δ . Согласие с δ Per хорошее.

23 Tau, B6III. Для этой звезды не удалось найти стандартную звезду того же спектрального класса и она сравнивалась с δ Per B5III и β Tau B7III. Совпадение контуров получилось удовлетворительное.

γ Gem, B6III. То же, что и в случае 23 Tau, только согласие немного лучше.

φ And, B7III. Очень хорошее совпадение контуров с контурами β Tau, H_α имеет небольшой вес из-за малой плотности негатива.

η Tau, B8II—III. Имеет несколько меньшую величину эквивалентной ширины, чем звезды сравнения, но вид контуров одинаков. Это можно объяснить более высокой светимостью у η Tau, по сравнению со звездами сравнения.

β CMi, B8V. Согласие с β Lib B8V неудовлетворительное. Очевидно, β CMi имеет заметно меньшую светимость, чем β Lib.

На основании приведенного сравнения можно сделать следующие выводы.

1. В большинстве случаев контуры водородных линий Ве и В звезд хорошо совпадают, если исключить их центральные части, искаженные эмиссией.

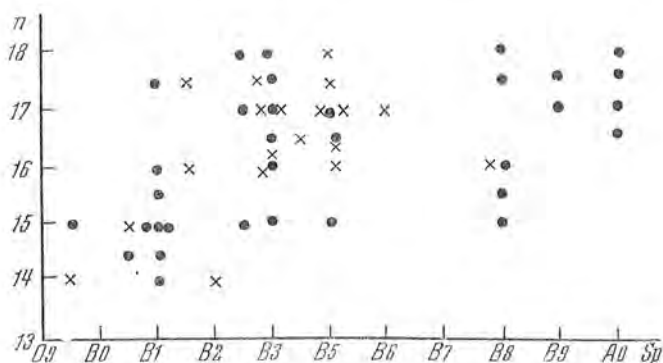
2. В случаях ω Ori, φ Per, β CMi удовлетворительного согласия не получилось. Причиной этого, очевидно, является большая разница в светимостях между Ве звездами и звездами сравнения, которая составляет в этом случае около 1^m .

3. В звездах, которые имеют довольно большую оболочку, ζ Tau и φ Per, эмиссия оболочки искажает и крылья линии. Это искажение уменьшается с возрастанием номера линии. Поэтому согласие лучше у H_α и H_γ , чем у H_β .

4. Следует обратить особое внимание на звезды b² Cyg и θ CrB, которые имели в прошлом довольно обширные оболочки. Сейчас не наблюдается в спектре ни эмиссионных, ни абсорбционных признаков оболочки. Можно считать поэтому, что водородные линии обрабатывающего слоя звезды свободны от искажения оболочкой. Хорошее согласие со стандартными звез-

дамы говорит о том, что строение атмосфер В и Ве звезд мало отличается друг от друга.

Кроме самих контуров водородных линий, имеет смысл рассмотреть номера последних видимых в спектре водородных линий. Эти номера, согласно формуле Инглиса—Гейлера, характеризуют электронную плотность вещества. Для этой цели по данным, взятым из работ Э. Ван Дин [12], О. Струве и А. Унзольда [13] и Г. Мичайки [14], была построена зависимость номеров последних видимых линий n от спектрального класса, которая представлена на фиг. 20.



Фиг. 20. Сравнение номеров последних бальмеровских линий, видимых раздельно, у В и Ве звезд.

● — В звезды; X — Ве звезды.

Сверхгиганты Ia и Ib не рассматривались. Положение В и Ве звезд на этом чертеже не отличается друг от друга. Значит, электронная плотность у В и Ве звезд в среднем одинакова. Наличие эмиссии в водородных линиях у Ве звезд не повлияет на результат, так как она почти никогда не наблюдается в высоких членах бальмеровской серии.

Из всего этого можно сделать такие выводы.

1. Так как мы сравнивали между собой звезды одного и того же спектрального класса, т. е. звезды, имеющие равную температуру и одинаковую светимость, то из совпадения контуров водородных линий следует, что В и Ве звезды имеют примерно одинаковое содержание водорода.

2. Основным фактором, который определяет вид контура водородных линий у Ве звезд, является Штарк-эффект. Лишь небольшая часть в центре линии определяется эффектом Доплера, связанным, в основном, с вращением звезды.

3. Электронная плотность в обрабатываемом слое Ве звезд не отличается заметно от электронной плотности в обрабатываемом слое В звезд. Это следует как из сравнения контуров водородных линий, так и из сравнения номеров последних видимых бальмеровских линий.

Бербиджи подошли к этому вопросу с другой стороны [10]. Они рассматривали отношение эквивалентных шири H_γ/H_β и нашли, что оно не имеет систематической разницы у В и Ве звезд и согласуется с теорети-

ческими данными, полученными в предположении, что контур водородных линий определяется Штарк-эффектом.

В заключение выражаю искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР профессору Э. Р. Мустелю за руководство при выполнении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. A. Slettebak. *Ap. J.*, **110**, 498, 1949.
2. W. S. Tai. *Acta Astr. Sinica*, **3**, 5, 1955.
3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **11**, 44, 1954.
4. В. А. Альбицкий. Курс астрофизики и звездной астрономии, стр. 462—481, 1951.
5. E. G. Williams. *Ap. J.*, **83**, 83, 1936.
6. W. W. Morgan a. Oth. *An Atlas of Stellar Spectra*. Chicago, 1943.
7. L. Goldberg. *Ap. J.*, **89**, 623, 1939.
8. E. M. a. G. R. Burbidge. *Ap. J.*, **113**, 84, 1951.
9. O. Struve a. K. Wurm. *Ap. J.*, **88**, 84, 1938.
10. E. M. a. G. R. Burbidge. *Ap. J.*, **117**, 407, 1953.
11. H. M. Losh. *Publ. Michigan obs.*, **4**, № 14, 1932.
12. E. von Dien. *Ap. J.*, **109**, 452, 1949.
13. A. Unsöld a. O. Struve. *Ap. J.*, **91**, 365, 1940.
14. G. Miczaika. *Zs. f. Ap.*, **15**, 79, 1948.

ИЗУЧЕНИЕ ДЗЕТА ТЕЛЬЦА

А. А. Боярчук

На основании спектрограмм, полученных в течение 1953—1956 гг. на большом спектрографе 1220-миллиметрового рефлектора, была построена кривая роста для оболочки ζ Тау и определена турбулентная скорость $v_{tur} = 5$ км/сек. По методу Унзольда была определена величина $\lg N_{02}H = 15.80$. Затем, используя теорию В. В. Соболева, мы определили оптическую толщину в различных частотах. Она оказалась много больше единицы за лаймановским пределом и в бальмеровских линиях и много меньше единицы за бальмеровским пределом.

Была определена масса оболочки, которая оказалась равной $M_{об} = 2 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$, и ионизационная температура $T = 7000^{\circ}$.

AN INVESTIGATION OF ZETA TAURI, by A. A. Boyarchuk. — From spectrograms, taken with the large spectrograph of the 1220 mm reflector during 1953—1956, the curve of growth for the envelope of ζ Tau and the turbulent velocity $v_{tur} = 5$ km/sec were determined. Unsold's method was used for determining $\lg N_{02}H = 15.80$. Applying Sobolev's theory the optical thickness in different frequencies was found. It is much larger than one beyond the Lyman limit and in the Balmer lines too and much less than one beyond the Balmer limit.

The mass of the envelope $M_{en} = 2 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$ and the ionization temperature $T = 7000^{\circ}$ were determined.

Эта звезда давно известна как обладающая исключительно хорошо развитым спектром поглощения оболочки, в котором представлены многочисленные линии ионизованных металлов FeII, CrII и других, водорода и, возможно, нейтрального гелия. В целом спектр поглощения оболочки очень похож на спектр α Cyg (A1Ia). В эмиссии видны линии водорода и некоторые линии FeII, например λ 4233. Лучевая скорость звезды обнаруживает правильные изменения с периодом в 133 дня [1]. Последние исследования А. Андерхил [2] показали, что наряду с регулярными изменениями имеют место нерегулярные изменения лучевой скорости. Интенсивность линий также меняется, но корреляции с периодическим изменением лучевой скорости незаметно.

Мы наблюдали ζ Тау три раза: в декабре 1953 г., в декабре 1954 г. и в январе 1956 г. на большом спектрографе (дисперсия $23.4 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_{γ}) 1220-миллиметрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Построение кривой роста. В спектре ζ Тау наблюдается достаточное число линий, пригодных для построения кривой роста. Некоторое опасение, возникающее при построении кривых роста на основании полученного материала, представляет величина нашей дисперсии (24.3 \AA/мм у H_γ). Т. М. Фофанова [3] исследовала влияние величины дисперсии на кривую роста и пришла к выводу, что при дисперсии меньше, чем 10 \AA/мм , начинает фиктивно возрастать турбулентная скорость, т. е. из наблюдений мы получаем систематически завышенные эквивалентные ширины линий. Т. М. Фофанова рассматривала поздние звезды класса G. С другой стороны, К. Райт [4] показал, что в случае A звезд (α Cyg) нет систематической зависимости между величиной дисперсии и величиной эквивалентной ширины одной и той же линии, определенной по спектрограммам с различной дисперсией. Поэтому, прежде чем приступить к построению кривой роста для оболочки ζ Тау, необходимо узнать, внесет ли в этом случае искажение в кривую роста сравнительно небольшая величина нашей дисперсии. Для этой цели была построена кривая роста для α Cyg по спектрограммам, полученным с той же дисперсией, что и ζ Тау. Для каждой линии использовалось среднее из четырех значений $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$. Величины $\lg \eta_0$ были взяты из работы В. Бускомба [5]. Построенная таким образом кривая роста (фиг. 1а) практически совпала с кривой роста (фиг. 1б), построенной В. Бускомбом по спектрограммам с дисперсией 2.85 \AA/мм . Это совпадение подтверждает результат К. Райта [4] и противоречит результату Т. М. Фофановой [3]. Причина этого, очевидно, заключается в том, что использовались различные спектральные классы. Так как в классе A блендирование невелико, то для построения кривой роста можно использовать сравнительно небольшую дисперсию (23 \AA/мм у H_γ), не рискуя внести искажения в кривую роста, в то время как для звезд G блендирование очень велико и поэтому нужно применять довольно большую дисперсию (больше 10 \AA/мм), чтобы не исказить результат. Таким образом, по-видимому, можно считать, что при построении кривой роста для оболочки ζ Тау не будет искажений в определении турбулентной скорости, возникающих из-за использования спектрограмм умеренной дисперсии.

Эквивалентные ширины линий ионизованных металлов не показывают заметных изменений в течение периода наблюдений и поэтому для большей точности были взяты средние из всех определений. Таким образом, значение $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ является средним из 7—9 значений.

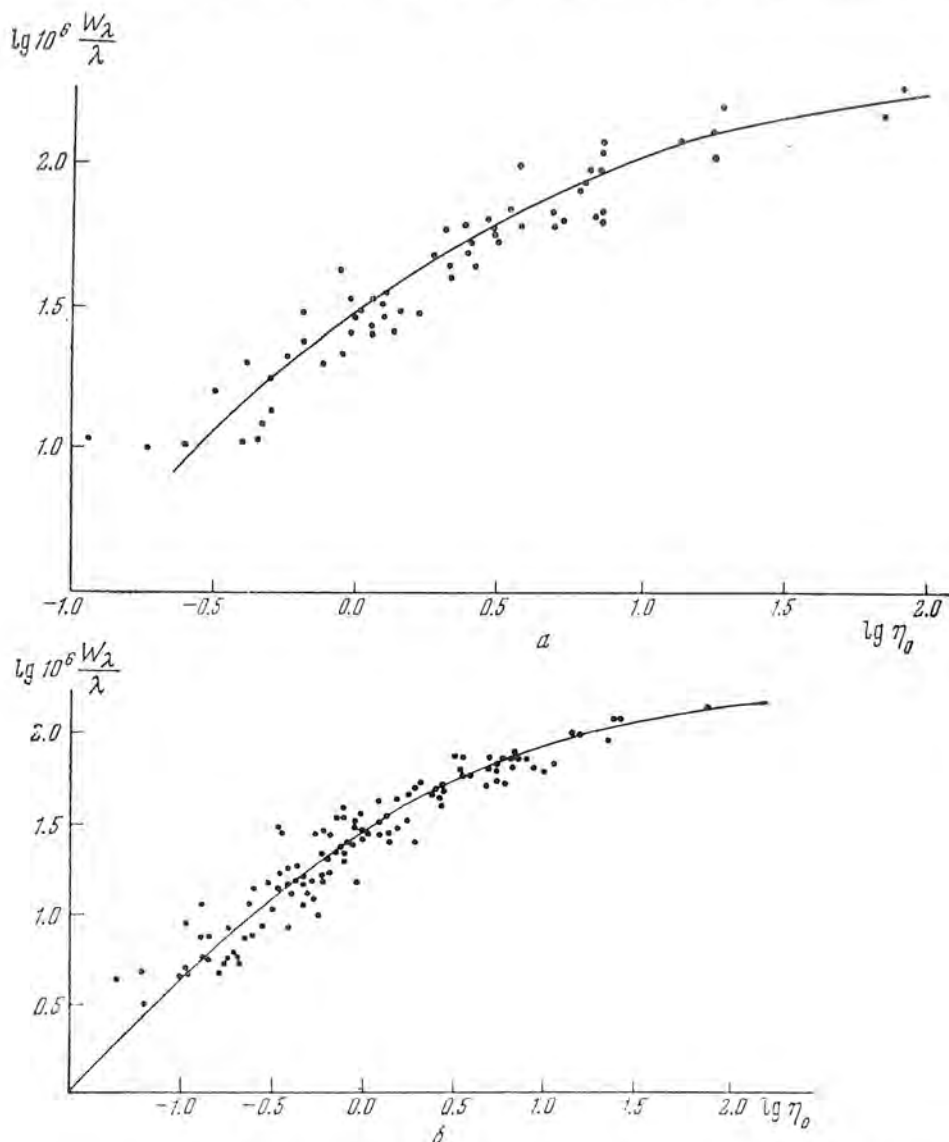
В качестве сил осцилляторов мы использовали величины $\lg \eta_0$, данные В. Бускомбом [5] для α Cyg, которые равны:

$$\lg \eta_0 = \lg b \cdot N_i f, \quad (1)$$

где b — некоторая определенная постоянная для каждого мультиплетта, N_i — число атомов, находящихся на i -уровне, и f — сила осциллятора.

Величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ и $\lg \eta_0$ представлены в табл. 4. По этим данным и была построена кривая роста. Построение кривой роста производилось обыч-

ным путем: сперва строились кривые роста отдельно для каждого мультиплета, затем они горизонтальным сдвигом совмещались в одну общую кривую роста. Эта общая кривая роста вертикальным сдвигом совмещалась



Фиг. 1. Кривые роста для α Суг: *a* — построенная по спектрограммам с дисперсией 23.4 Å/мм; *b* — построенная по спектрограммам с дисперсией 2.85 Å/мм

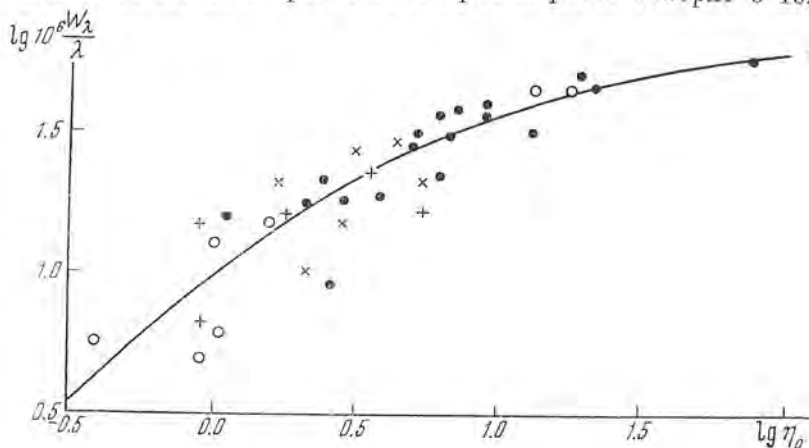
как целое с теоретической кривой роста для модели Шварцшильда—Шустера, взятой из работы К. Хунгера [6].

На фиг. 2 представлена кривая роста для оболочки ζ Тау. Силовой линией проведена теоретическая кривая роста для $\lg a = -2.5$.

По величине вертикального сдвига мы можем определить турбулентную скорость в оболочке. Она оказывается равной 5 км/сек. Это хорошо

согласуется с величиной 7 км/сек, определенной М. Хак [7] для этой же оболочки. Найденная величина значительно меньше, чем у сверхгиганта α Cyg, где она равна 13 км/сек и почти совпадает с величиной скорости в атмосфере звезды главной последовательности γ Gem [5]. Это довольно интересный факт.

Другой величиной, которую мы можем определить из анализа кривой роста, является постоянная затухания. Наилучшее согласие наблюдаемой и теоретической кривых роста получается при $v_{\text{twr}} = 5$ км/сек и $\lg a = -2.5$. Отсюда находим, что $\gamma = 0.06 \gamma_{\text{вл}}$. Найденная величина $\lg a$ и расположение точек на теоретической кривой роста говорят о том, что



Фиг. 2. Кривая роста для оболочки ζ Тау.
 ● — FeII; X — TiII; + — CrII; ○ — SeII; SiII, VII.

контур линии поглощения металлов, возникающей в оболочке ζ Тау, определяется, в основном, эффектом Доплера.

Исследовать химический состав оболочки и её температуру возбуждения не представляется возможным, так как при наличии дилуции ($W = 0.1 - 0.01$) совершенно не применим закон Больцмана и пока еще не существует никакого другого, заменяющего его в этом случае для таких сложных атомов, как ионизованные металлы.

Исследование водородных линий. Из изучения водородных линий мы можем получить очень важную характеристику оболочки — число водородных атомов на втором уровне в оболочке над 1 см^2 поверхности звезды $N_{02}H$. Для этой цели мы воспользуемся формулой Унзольда [8]:

$$W_\lambda = \frac{\pi^2 e^2 \lambda^2}{mc^2} f \cdot N_{02}H, \quad (2)$$

где f — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют обычный смысл.

Эта формула применима лишь к оптически тонкому слою и в случае оптически толстого слоя, т. е. при наличии самопоглощения, дает заниженную величину $N_{02}H$. По мере перехода к более высоким членам баль-

Элемент, № муль- типлета	λ	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \tau_0$	Элемент, № муль- типлета	λ	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \tau_0$
FeII				TiII			
39	4629.3	1.480	0.84	19	4395.0	1.450	0.54
	4555.9	1.572	0.87		4443.8	1.420	0.40
	4515.3	1.490	0.73				
	4491.4	1.250	0.47	31	4501.3	1.150	0.40
	4520.2	1.330	0.80				
	4489.2	1.330	0.40	33	3900.5	1.330	1.76
					3913.5	1.300	0.70
37	4583.8	1.700	1.30				
	4522.6	1.490	1.15	104	4367.7	1.340	0.44
	4508.3	1.560	0.80				
	4620.5	1.200	0.06	105	4163.6	0.880	0.15
	4576.3	1.240	0.34		4171.9	1.320	0.04
	4541.5	0.950	0.43				
				CrII			
27	4233.2	1.740	1.82	31	4242.4	1.170	-0.95
	4351.8	1.650	1.26		4284.2	1.220	-0.18
	4416.8	1.434	0.61				
	4173.5	1.550	0.87	44	4588.2	1.340	0.70
					4618.8	1.200	0.40
28	4178.9	1.600	0.87		4634.1	1.524	0.32
	4296.6	1.270	0.50		4592.1	0.820	0.11
ScII				VII			
14	4374.5	0.760	-0.59	10	3952.0	1.180	-0.31
	4400.4	1.100	-0.60		3916.4	0.880	-0.57
					3929.7	0.950	-0.94
II							
3	4130.9	1.640	0.70				
	4128.0	1.640	0.58				

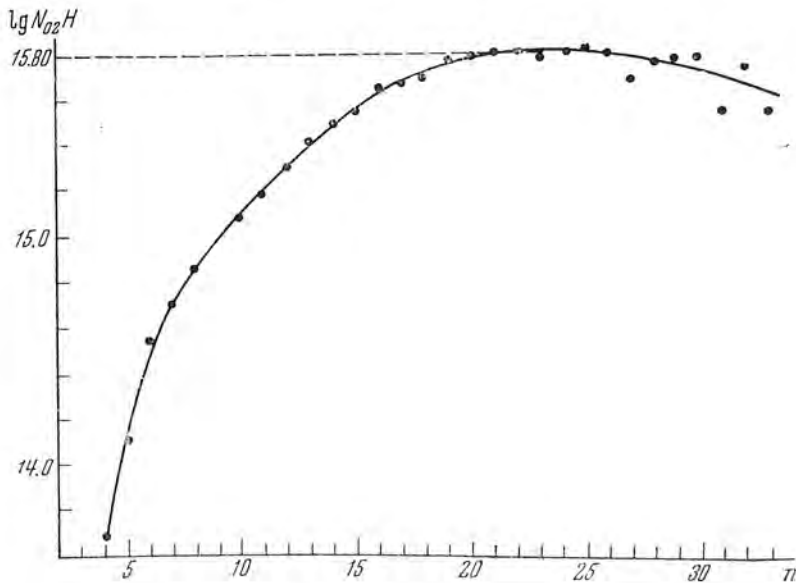
меровской серии из-за сильного уменьшения сил осцилляторов мы будем приближаться к случаю оптически тонкого слоя и определяемые по формуле (2) значения $N_{02}H$ будут возрастать. С другой стороны, начиная с определенной линии, значения $N_{02}H$ будут занижены из-за перекрытия линий. Таким образом, мы можем определить по крайней мере нижнюю границу величины $N_{02}H$.

Вычисления $N_{02}H$ для каждой линии приведены в табл. 2, а на фиг. 3 представлена зависимость $\lg N_{02}H$ от номера линии.

Из рассмотрения фиг. 3 можно сделать следующие выводы.

1. Число $\lg N_{02}H = 15.80$, т. е. почти на порядок меньше, чем в атмосферах обычных звезд.

n	$\lg W_\lambda$	$\lg N_{02}H$	n	$\lg W_\lambda$	$\lg N_{02}H$
4	+0.090	13.68	19	-0.44	15.77
5	-0.024	14.11	20	-0.50	15.78
6	+0.057	14.54	21	-0.50	15.85
7	-0.055	14.70	22	-0.59	15.81
8	-0.093	14.87	23	-0.69	15.77
9	бленд.		24	-0.73	15.79
10	-0.241	15.06	25	-0.75	15.82
11	-0.268	15.18	26	-0.84	15.79
12	-0.319	15.28	27	-1.02	15.66
13	-0.280	15.41	28	-0.97	15.75
14	-0.310	15.48	29	-1.00	15.77
15	-0.340	15.54	30	-1.05	15.77
16	-0.330	15.64	31	-1.33	15.58
17	-0.390	15.67	32	-1.16	15.74
18	-0.430	15.70	33	-1.42	15.52

Фиг. 3. Зависимость величины $\lg N_{02}H$ от номера линии.

2. Существует самопоглощение оболочки в центре линий бальмеровской серии.

Можно оценить оптическую толщину оболочки в центре бальмеровских линий. Коэффициент поглощения в центре линии, рассчитанный на один атом, определяется известной формулой:

$$s_{\lambda_0} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \cdot \frac{\lambda}{\nu} f, \quad (3)$$

где v — скорость теплового и турбулентного движения атомов. Остальные обозначения имеют обычный смысл. Оптическая толщина в центре линии будет равна:

$$\tau(\lambda_0) = s_{i_0} \cdot N_{02}H = \frac{\sqrt{\pi}c^2 t f}{m_e c v} \cdot N_{02}H. \quad (4)$$

Принимая для v величину, полученную из анализа кривой роста, равную 5 км/сек, мы вычислили для некоторых линий величину оптической толщи:

$$\begin{aligned} \tau(H_\alpha) &= 5 \cdot 10^3; & \tau(H_\beta) &= 6 \cdot 10^2; \\ \tau(H_\gamma) &= 2 \cdot 10^2; & \tau(H_\delta) &= 10^2; \\ \tau(H_{15}) &= 6; & \tau(H_{20}) &= 2; \\ \tau(H_{25}) &= 0.9; & \tau(H_{30}) &= 0.4. \end{aligned}$$

Таким образом, мы видим, что самопоглощение в первых членах бальмеровской серии достигает большой величины. Но, начиная примерно с H_{23} — H_{21} , оболочка становится прозрачной в линиях, следовательно, можно считать, что в этом случае мы можем определить по формуле (2) саму величину $N_{02}H$, а не ее нижнюю границу.

Представляет интерес вычислить оптическую толщину оболочки за пределом серии Лаймана $\tau(L)$ и серии Бальмера $\tau(B)$. Согласно [9], коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 атом, за пределом лаймановской серии $\chi(L) = 0.6 \cdot 10^{-17}$ и бальмеровской $\chi(B) = 3 \cdot 10^{-17}$. Оптическая толщина за пределом серии равна:

$$\tau = N_{01}H\chi(i). \quad (5)$$

Так как $\lg N_{02}H = 15.80$ и, как будет показано ниже, $\lg N_{01}H = 18.10$, то:

$$\tau(L) = 10, \quad \tau(B) = 0.1. \quad (6)$$

Таким образом, оболочка непрозрачна за пределом серии Лаймана и прозрачна за пределом серии Бальмера, а тем более и за пределом серии Пашена, т. е. в фотографической области спектра.

Кроме $N_{02}H$, из анализа водородных линий мы можем определить величину электронной плотности в оболочке. Для этой цели мы воспользуемся формулой Инглиса — Теллера:

$$\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg m, \quad (7)$$

где m — номер последней разрешимой бальмеровской линии. В нашем случае $m = 33$ и, следовательно, $\lg n_e = 11.86$.

Это значение может быть завышено, так как на перекрытие линии, кроме Штарк-эффекта, могут влиять и другие эффекты, в частности эффект Доплера. При скорости вращения порядка 100 км/сек водородные линии начнут перекрываться, начиная с H_{24} .

Величину n_e можно еще определить из эквивалентных ширин водородных линий по следующей формуле [10]:

$$W_\lambda^{5/2} = k \cdot N_{02}H \cdot n_e \left(\frac{R_\infty}{0.45} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

где k — некоторая постоянная, зависящая от длины волны и силы осциллятора, R_c — глубина в центре линии. Вычисления по этой формуле дали следующие значения:

$$\begin{array}{l} \text{линия} \dots H_{\beta} \quad H_{\gamma} \quad H_{\delta} \\ \lg n_e \dots 11.96 \quad 11.78 \quad 12.04. \end{array} \quad (9)$$

Эти значения хорошо согласуются с предыдущим определением. Окончательно мы примем $\lg n_e = 11.9$.

Определение массы оболочки. Зная $N_{02}H$ и n_e , мы можем определить массу оболочки. Для этого нам нужно знать распределение атомов по степени возбуждения и ионизации. Для перехода к основному уровню мы воспользуемся результатами теории В. В. Соболева [11], которая является лучшей в настоящее время. Эта теория исходит из следующих предположений: а) оболочка не прозрачна за лаймановским пределом и в бальмеровских линиях, б) в оболочке существует градиент скоростей. Как было показано выше, оболочка ζ Тау действительно не прозрачна в линиях бальмеровской серии и за пределом лаймановской серии. При вращении оболочки по закону сохранения углового момента будет существовать градиент скорости вдоль луча зрения. Следовательно, использование теории Соболева будет законным.

Вначале мы определим бальмеровский декремент. При этом мы будем иметь в виду, что оболочка не прозрачна в этих линиях и вся интенсивность излучения в частотах эмиссионной линии есть интенсивность излучения, идущего из оболочки. Согласно Барбье и Шалонжу [12], мы приняли, что распределение энергии в непрерывном спектре ζ Тау соответствует температуре $22\,000^\circ$. Декремент оказался равным:

$$H_{\alpha} : H_{\beta} : H_{\gamma} : H_{\delta} = 1.53 : 1.00 : 0.66 : 0.43. \quad (10)$$

Из сравнения наблюдаемого декремента с теоретическим из работы [11] мы видим, что величина x , характеризующая градиент скоростей, заключена между значениями 0.01 и 0.1. Для такого значения x из табл. 2 работы [12] мы находим, что

$$\frac{n_2}{n_1} = 5 \cdot 10^{-3}, \quad (11)$$

и, следовательно,

$$\lg N_{01}H = 18.10. \quad (12)$$

Следует отметить, что $x = 0$ соответствует случаю бальмановского распределения и что при изменении x от 0 до 0.1 величина $\frac{n_2}{n_1}$ меняется всего лишь в 10 раз. Таким образом мы можем считать, что возможная ошибка не превысит одного порядка.

Для определения степени ионизации мы воспользуемся табл. 1 вышеупомянутой работы Соболева. Для $T = 20000^\circ$ и $0.01 < x < 0.1$ мы имеем:

$$\frac{n_e n^+}{W n_1} \cdot 10^{-20} = 0.015, \quad (13)$$

откуда

$$n^+ = 1.5 \cdot 10^{18} n_e \cdot \frac{W}{n_e}, \quad (14)$$

или, подставляя $W = 0.05$ и $n_e = 8 \cdot 10^{11}$, получим:

$$n^+ = n_1 \cdot 10^5, \quad (15)$$

и, следовательно, $\lg(N_+H) = 23.10$. Так как оболочку можно считать состоящей из водорода, который согласно (15) полностью ионизован, то полученное число есть полное число атомов в оболочке над 1 см^2 поверхности звезды. Для определения количества атомов во всей оболочке нужно умножить найденное число на площадь всей поверхности оболочки. При этом нужно знать форму оболочки. Бербиджи [13] нашли, что и в направлении, параллельном оси вращения, оптическая толщина оболочки в линиях $H_\alpha - H_\gamma$ порядка 10^3 . Следовательно, оболочка скорее имеет сферическую форму, чем форму кольца, расположенного в экваториальной плоскости. Так как наши расчеты приближены, то мы будем считать, что оболочка имеет сферическую форму. Её радиус, как будет показано ниже, равен:

$$r_{об} = 3R_{ан} = 15R_{\odot}. \quad (16)$$

Масса оболочки в этом случае будет равна:

$$\mathcal{M}_{об} = 4\pi r_{об}^2 (N_+H) m_H = 3 \cdot 10^{24} \text{ г} = 1.5 \cdot 10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}. \quad (17)$$

Массу оболочки можно определить и по величине электронной плотности, предполагая, что она не меняется существенно в оболочке. Так как водород полностью ионизован в значительной части оболочки, то $n_e = n^+$, и мы можем написать для определения массы оболочки следующую формулу:

$$\mathcal{M}_{об} = \frac{4}{3} \pi (R_2^3 - R_1^3) n_e m_H = 8.8 \cdot 10^{24} \text{ г} = 4.4 \cdot 10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}, \quad (18)$$

где — R_2 означает внешний радиус оболочки, определенный по резким линиям поглощения, R_1 — внутренний радиус оболочки, определенный по эмиссионным линиям.

Окончательно примем массу оболочки ζ Тау равной $2 \cdot 10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}$, т. е. примерно в десять раз меньше, чем масса обрабатывающего слоя обычных В звезд.

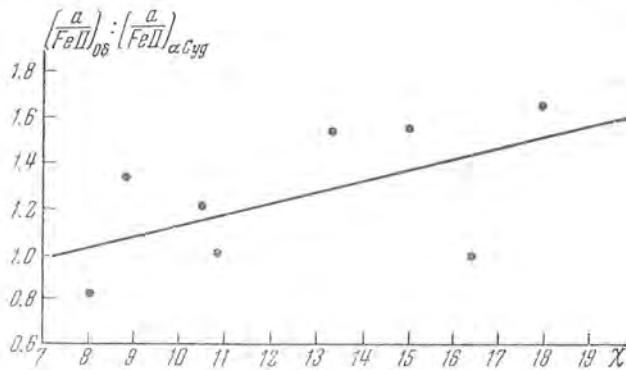
Сравнение спектров оболочки ζ Тау и звезды α Сиг. Это сравнение имеет своей целью определить, какие линии в спектре оболочки имеют аномальную интенсивность по сравнению с остальными линиями. Такими линиями, согласно О. Струве [14], могут быть линии $\text{MgII } \lambda 4181 \text{ \AA}$ и две группы линий $\text{SiII } \lambda 4128-31 \text{ \AA}$ и $\lambda 3853-62 \text{ \AA}$, исходящие из неметастабильных уровней. За единицу интенсивности в том и другом спектрах мы взяли среднюю интенсивность линий FeII мультиплетов 37 и 38 [15] (ибо на интенсивность этих линий мало влияет дилуция излучения и число их велико) и находили отношение интенсивности линий какого-либо элемента a к интенсив-

ности линий FeII, т. е. величину $\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)$. Затем определялась величина $\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}} : \left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}$, показывающая, во сколько раз линии элемента a интенсивней линий ионизованного железа в спектре оболочки ζ Тау, чем в спектре α Cyg. Все эти величины представлены в табл. 3. χ в этой таблице означает потенциал ионизации, + потенциал возбуждения данного уровня.

Таблица 3

Элемент, мультиплет	χ	$\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}}$	$\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}$	$\frac{\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}}}{\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}}$
SiII (3)	17.91	1.60	0.96	1.66
MgII (4)	16.44	2.30	2.30	1.00
SiII (1)	14.94	1.40	0.91	1.55
ScII (14)	13.20	0.36	0.25	1.55
FeII (37—38)	10.68	1.00	1.00	1.00
CrII (30—31)	10.58	0.72	0.59	1.23
VII (10)	8.51	0.30	0.22	1.45
TiII (30—33)	8.01	0.66	0.77	0.85

На фиг. 4 представлена зависимость величины $\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}} : \left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}$ от величины χ .



Фиг. 4. Зависимость величины $\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}} : \left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}$ от потенциала χ .

Как видно из табл. 3 и фиг. 4, нет аномального ослабления линий MgII и SiII в оболочке ζ Тау по сравнению с α Cyg. Небольшое увеличение величины $\left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\text{об}} : \left(\frac{a}{\text{FeII}}\right)_{\alpha \text{Cyg}}$ с потенциалом χ есть, по-видимому, следствие несколько более высокой степени ионизации в оболочке ζ Тау по сравнению с α Cyg. Здесь мы предполагали, что химический состав оболочки ζ Тау и α Cyg одинаков.

Ионизационная температура оболочки ζ Тау. Эту температуру можно определить следующим путем. Так как спектры оболочки ζ Тау и звезды α Суг очень похожи друг на друга, то мы предположим, что величина отношения n^{++}/n^+ для обоих спектров одинакова для любого элемента. Тогда, написав формулу Саха для оболочки ζ Тау и для звезды α Суг и вычитая одну из другой, мы получим:

$$\lg \frac{n_e^* W^{06}}{n_e^{06}} = -5040 \chi \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T_{06}} \right) + 1.5 \lg \frac{T^*}{T_{06}}. \quad (19)$$

Предположим, что ионизация металлов происходит под действием излучения звезды. Тогда в формуле (19) $W^{06} = 0.02$. При этом предпо-

Таблица 4

Элемент	χ	T^*	T
CrII	16.6	10800	7050
SiII	16.27	10900	7000
FeII	16.16	10900	7000
MgII	14.97	11000	6850
VII	14.10	11000	6700
TiII	13.6	11050	6600
ScII	12.8	11100	6500

Таблица 5

Элемент	$v \sin i$	r	W
HeI } OII }	350	1	0.5
FeII _{эм}	209	1.7	0.10
H _{эм}	206	1.7	0.10
MgII _{пор}	205	1.7	0.10
SiII _{пор}	140	2.5	0.04
CaII _{пор}	111	3.2	0.02
FeII _{пор}	106	3.5	0.02
H _{пор}	106	3.5	0.02

Выше было показано, что степень ионизации в оболочке ζ Тау немного выше, чем у звезды α Суг. Поэтому мы примем, что $T^* = 7000^\circ$.

Размеры оболочки. Для определения размеров оболочки мы используем закон сохранения углового момента:

$$v \cdot r = \text{const}, \quad (21)$$

где v — линейная скорость вращения на расстоянии r от оси вращения. Определяя скорость вращения по линиям различных элементов, мы можем найти радиус эффективных уровней формирования этих линий, выраженный в единицах радиуса звезды [16]. В табл. 5 даны результаты определений.

Таким образом, в оболочке существует стратификация излучения. Ближе к поверхности звезды расположена «излучающая» часть оболочки, над ней — «поглощающая». Такое расположение говорит об уменьшении температуры наружу. Толщина оболочки, по-видимому, равна двум радиусам звезды.

На основании проведенного изучения мы получили следующие данные о физических условиях в оболочке ζ Тау:

1. $\lg N_{02}H = 15.8$, $\lg N_{01}H = 18.10$.
2. $\lg n_e = 11.9$.
3. $\mathcal{M}_{об} = 4.10^{24} \text{ г} = 2.10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}$.
4. Ионизационная температура $T = 7000^\circ$.
5. $v_{тур} = 5$ км/сек, $\lg a = -2.5$.
6. Оптическая толща в бальмеровских линиях:

$$\begin{aligned} \tau(H_\alpha) &= 5 \cdot 10^3; & \tau(H_\beta) &= 6 \cdot 10^2; \\ \tau(H_\gamma) &= 2 \cdot 10^2; & \tau(H_{25}) &= 0.9; \end{aligned}$$

оптическая толща за пределом серии Бальмера:

$$\tau(B) = 0.1$$

и за пределом серии Лаймана: $\tau(L) = 10$.

7. В целом спектр оболочки ζ Тау похож на спектр звезды α Суг.

Аномалий в интенсивности линий обнаружено не было.

8. Обнаружена стратификация излучения. Линии излучения FeII, H и линии поглощения MgII 4481 Å возникают в самых глубоких частях оболочки. Линии SiII λ 4128—4130 Å возникают над ними. В самых внешних частях оболочки возникают линии поглощения CaII, FeII и водорода.

9. Толща оболочки в экваториальной плоскости примерно равна двум радиусам звезды.

10. Коэффициент дилуции в оболочке равен $W = 0.1—0.02$.

В заключение выражаю благодарность чл.-корр. АН СССР профессору Э. Р. Мустелю за ценные советы при выполнении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. O. Struve a. J. Huneke. Ap. J., 96, 425, 1942.
2. A. Underhill. Publ. Dominion obs. Victoria, 9, № 6, 1952.
3. Т. М. Фофанова. Изв. ГАО, 48, № 144, 68, 1950.
4. K. Wright. Draft reports Dublin Meeting, 329, 1955.
5. W. Buscombe. Ap. J., 114, 73, 1951.
6. K. Hunger. Zs. f. Ap., 39, 36, 1956.
7. М. Наск. Milano-Merate Contr., № 56, 1955.
8. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. И. Л., 1949, стр. 313.
9. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 55.
10. A. Unsöld. Zs. f. Ap., 21, 41, 1941.
11. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
12. D. Varbiere, D. Chalonge. Ann. d. Ap., 4, 30, 1941.
13. C. R. a. E. M. Burbidge. Ap. J., 118, 252, 1953.
14. О. Струве. Эволюция звезд. И. Л., 1954, стр. 151.
15. С. Моге. Princeton Contr., № 20, 1945.
16. А. А.* Боярчук. Астр. журн., 34, 193, 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭМИССИИ
АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ
НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Высокая разрешающая сила (400 000—600 000) и дисперсия (от 4 до 8 мм на 1 Å спектрографа нашего Башенного солнечного телескопа позволила впервые в 1954 г. обнаружить особую, тонкую структуру в эмиссионном спектре активных образований на Солнце (вспышки, факелы, протуберацы). Непрерывная и линейная эмиссия этих образований сосредоточена в маленьких короткоживущих ядрах, размера, сравнимого в ряде случаев с кружком рассеяния инструмента (0".4). Наиболее удивительно возникновение очень тонких нитей непрерывной эмиссии и тонких блестящих крыльев («усов») с краев невозмущенных темных фраунгоферовых линий (см. примеры на фиг. 1, 11—13).

Контраст непрерывной эмиссии возрастает в фиолетовую часть спектра (результаты спектрофотометрических измерений интенсивности см. на фиг. 9). Исследование центральных остаточных интенсивностей и профилей линий в нитях непрерывной эмиссии показало, что эта эмиссия может возникать в оптически тонком слое (т. е. формула (3, 10) оказывается справедливой, см. табл. 1, 2 и фиг. 6, 7). Как показывает рассмотрение сдвигов фраунгоферовых линий, ядра непрерывной эмиссии иногда поднимаются кверху из более глубоких слоев атмосферы Солнца со скоростями до 3 км/сек. Энергия, возникающая в этих ядрах, едва ли может быть теплого происхождения; она сравнима с той, которая образуется в глубоких слоях Солнца благодаря термоядерным реакциям. Средняя наблюдаемая кривая интенсивности непрерывной эмиссии, вероятно, может быть объяснена излучением релятивистских электронов с энергетическим спектром $dN(E) \propto 1/E$ (см. фиг. 10). Предварительные результаты наблюдений поляризации этой эмиссии свидетельствуют в пользу такого предположения.

Было исследовано 25 профилей линий в усах. Эти усы иногда простираются на 10—15 Å от центра таких линий, как H_{α} и H и K и появляются чаще всего на фоне слабой непрерывной эмиссии. Найдено, что синее крыло усов в большинстве случаев ярче и протяженнее красного, что свидетельствует о процессе истечения атомов из ядер эмиссии (см. фиг. 15—26). Асимметрия избыточной эмиссии в усах указывает на скорости истечения от 100 до 1000 км/сек. Эта асимметрия не зависит от положения на диске. Это указывает на то, что процесс истечения частиц представляет скорее, преимущественно в двух противоположных направлениях, быстрое расширение, или взрыв первоначально малой массы, но не чисто радиальное истечение. Одна и та же практически ширина водородной и металлической эмиссии, а также ряд других соотношений указывают, что не Штарк-эффект, а скорее всего макроскопические движения, подобные турбулентности, ответственны в большинстве случаев за расширение эмиссии в усах. Представлен ряд аргументов в пользу наличия процессов, аналогичных взрывам в магнитных полях, сопровождающимся появлением ударной волны.

Возможно, что в основе описанных явлений могут лежать некоторые ядерные процессы или электромагнитная неустойчивость плазмы в атмосфере Солнца. Наблю-

даемое удивительное увеличение депрессии между линиями $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 и увеличение контраста самой линии λ 6561.105 в 7 усах возле линии H_α свидетельствует об усилении линии D_α в этих образованиях и о возможности некоторых ядерных процессов.

INVESTIGATION OF THE FINE STRUCTURE OF THE EMISSION IN ACTIVE REGIONS ON THE SUN, by *A. B. Severny*. — The high resolving power (400000—600000) and dispersion (4—8 mm per 1 Å) of our solar tower spectrograph made possible the discovery in 1954 of a peculiar fine structure in the emission spectra of active regions (flares, faculae, prominences). The continuous and line emission of these formations is concentrated in small shortliving grains. The size of these grains is sometimes comparable to the circle of scattering of the instrument (0.4). The most striking feature of these phenomena is the appearance of very thin threads of continuous emission and thin brilliant wings (we call them «moustaches») at the sides of dark undisturbed Fraunhofer lines (examples on fig. 1, 11—13).

The contrast of continuous emission increases to the violet up to 20% (the results of spectrophotometric measurements of intensities are given on fig. 9). The investigation of the central residual intensities and the line profiles in these threads of continuous emission showed that this emission can originate in an optically thin layer (i. e. formula (3, 10) holds true, see tables 2, 3 and fig. 6, 7). The shifts of Fraunhofer lines (fig. 8) show that the grains of continuous emission are sometimes lifted up, out of deep layers with velocities up to 3 km/sec. The energy liberated in these grains can hardly be of thermal origin and is comparable with that liberated in the deep interior of the Sun by thermonuclear reactions. The mean observed intensity curve of continuous emission can probably be explained by relativistic electrons with differential energy spectrum $dN(E) \propto 1/E$ (fig. 10). The preliminary results of observations of polarization of this emission favour this assumption.

The line profiles of 25 moustaches were analyzed. These moustaches sometimes spread out to 10—15 Å from the center of such lines as H_α , H and K and appear most frequently on the background of weak continuous emission. It was found that in almost all cases the blue wing of a moustache is brighter and broader than the red. This may be considered as an evidence of a process of ejection of atoms out of the grains (fig. 15, 16). The asymmetry of the emission excess indicates velocities from 100 to 1000 km/sec. This asymmetry does not depend on the position on the disk and indicates that the process of ejection of particles is similar to a rapid expansion or explosion of a previously small mass predominantly in two opposite directions and not to a process of pure radial ejection. The same width, practically, of hydrogen and «metallic» moustaches and some other arguments show that macroscopic motions, and not the Stark effect, are responsible for broadening in most of the cases. Several arguments in favour of processes, similar to explosions in the presence of magnetic field and commencing with a shock wave, are given.

The probable source of the described phenomena may be some kind of nuclear processes or electromagnetic instability of plasma in the solar atmosphere. The observed striking increase of the depression between $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 and of the contrast of the line λ 6561.105 in 7 H_α -moustaches indicates the strengthening of the D_α line in these formations and the possibility of some nuclear processes taking place.

§ 1. СПЕКТРОГРАФ БОЛЬШОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ И ДИСПЕРСИИ

Изучение спектров активных образований на Солнце (вспышки, факелы, флоккулы) при помощи большого спектрографа Башенного солнечного телескопа было начато в 1954 г., вскоре после установки этого инструмента (описание см. в [1]). В этом спектрографе (с фокусным расстоянием 10 м) до конца 1955 г. использовалась диффракционная решетка с площадью 150×140 мм, числом делений 600 на миллиметр и concentra-

цией света во втором порядке. Это позволяло получать спектры с дисперсией $1 \text{ \AA} = 2 \text{ мм}$ и с разрешающей силой 0.03 \AA (определенной по полуширине инструментального контура). Позднее нам была предоставлена другая решетка, изготовленная Ф. М. Герасимовым в Государственном оптическом институте. Эта решетка такого же размера, с числом делений 600 на миллиметр, но с концентрацией света (до 45%) в высших порядках, начиная с четвертого (для красной части спектра, $\lambda \sim 6500 \text{ \AA}$). Эта решетка позволяла получать спектры с дисперсией от $4 \text{ мм} = 1 \text{ \AA}$ в [области H_α до $5 \text{ мм} = 1 \text{ \AA}$ в области H и K линий. Практическая разрешающая сила спектрографа с этой решеткой оказалась очень близкой к теоретической: спектрограф позволял вполне уверенно разрешать тонкую структуру линии ртути $\lambda 4358.35$ с разделением компонент 0.011 \AA (в шестом порядке). Разрешение в рабочих порядках составляло от 0.017 \AA (в четвертом, возле H_α) до 0.010 \AA (в седьмом, возле бальмеровского континуума), что соответствует разрешающей силе от 360000 до 600000. При больших углах поворота решетки появлялся небольшой астигматизм: положение горизонтальной плоскости резкого изображения щели несколько отличается от положения плоскости наиболее резкого изображения спектральных линий. Эта астигматическая разность возрастает с углом поворота решетки и связана с эффектом очень небольшого систематического хода ошибки в нарезке делений от одного края решетки к другому. Кроме того, при больших поворотах эффективная поверхность решетки уменьшается, что ведет к некоторому снижению разрешающей силы и светосилы спектрографа. Приведенные выше значения разрешающей силы соответствуют оптимальным условиям работы, когда красная часть спектра исследуется в четвертом, а фиолетовая — в седьмом порядках; им соответствует угол поворота решетки около 45° . В этих условиях астигматизм был несколько больше нормальной глубины фокуса спектрографа (3 мм), и для получения резких границ спектра образований на диске Солнца следовало фотографировать спектр в сагиттальной плоскости, т. е. соглашаться на небольшую (не более 10%) потерю разрешающей силы. Духи Роуланда составляли менее 0.1%, а общее рассеяние не превосходило нескольких процентов от большей части решетки; на решетке имелась сравнительно узкая зона, которая давала общий рассеянный свет около 10%. Эта зона закрывалась в тех случаях, когда нужно было свести до минимума влияние рассеянного света. Для устранения наложения спектров различных порядков использовались фильтры перед щелью спектрографа. Пропускная способность фильтров была предварительно исследована и были выбраны такие, которые пропускали не более 1% света сторонних порядков. Высокая концентрация света в указанных порядках (до 47%) позволяла получать спектры при наличии таких фильтров перед щелью и ширине щели $\sim 1\text{—}2$ нормальных, с экспозицией от 1 до 3 сек., для изображения Солнца диаметром 220 мм. Для изображения Солнца диаметром 350 мм время экспозиций увеличивалось в 1.5 раза.

Получение спектров при большой дисперсии и разрешающей силе с такими сравнительно короткими экспозициями — весьма существенно

и важно для уменьшения влияния замывания, вызванного атмосферным волнением, особенно в тех случаях, когда нас интересуют спектры тонких деталей на диске Солнца. В обычных условиях дрожание составляет около $1-2''$ и лишь в утренние часы (до 9—10 часов по местному времени) бывают временами отличные изображения, когда дрожание не превосходит $0,5$, т. е. делается сравнимым с величиной кружка рассеяния.

Исследования спектров активных областей на Солнце с такими высокими дисперсией и разрешающей силой до сих пор не проводилось, за исключением опытов с вакуумным спектрографом на обсерватории Мак Мас [2]. В летнее время, когда в нижней части здания БСТ температура ниже, чем в верхней части, изображения как диска Солнца, так и спектра (см. [1]) не искажаются потоками воздуха в помещениях. Принципиально наличие вакуума в помещении спектрографа должно приводить к улучшению качества изображений спектра. Однако при наличии хорошей тепловой изоляции и герметичности помещения спектрографа, осуществленной в здании БСТ, теневая картина оптики спектрографа не показывает никаких заметных флуктуаций и выглядит удивительно устойчивой, за исключением дней, когда наступает внезапное похолодание.

§ 2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЭМИССИИ АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Новые и удивительные особенности эмиссии вспышек и факелов бросились нам в глаза при первых визуальных наблюдениях спектра вспышки в начале 1954 г. Наблюдая линию H_{α} , мы заметили, что эмиссионное обращение этой линии над вспышкой выглядит в виде ряда очень тонких блестящих нитей, пересекающих линию H_{α} в направлении дисперсии. Порой, ввиду атмосферного волнения, эти нити сливались, тонкая структура замывалась и выглядела слитно, как это обычно и наблюдается с инструментами средней разрешающей силы. Поэтому спектрограмма этого явления, из-за длительности экспозиций (около 2 сек.), показала лишь слабые намеки на эту тонкую структуру. Ширина нитей эмиссии не превосходила заметно кружка рассеяния и была немного меньше $1''$ (~ 500 км). Это первое наблюдение показало, что вспышка состояла из очень мелких ядер или зерен размером не более 500 км. Очевидно, что при помощи обычного инструмента умеренной разрешающей силы мы не заметили бы этой тонкой структуры и эмиссионное обращение выглядело бы в виде сплошной яркой ленты поперек H_{α} . Более того, вскоре было обнаружено, что даже с нашим инструментом большой разрешающей силы, но в условиях заметного атмосферного волнения (дрожание более $2''$), мы наблюдаем обычную, слитную картину эмиссионного обращения в местах появления линейной эмиссии. Как правило, наблюдения тонкой структуры оказались возможными лишь до 9—10 часов утра по местному времени; позднее атмосферное волнение уже исключало возможность таких наблюдений, и эмиссия

вспышек и факелов имела обычный, хорошо изученный вид. Следовательно, если эмиссия этих образований на Солнце имеет тонкую структуру, которую инструмент не способен разрешить, а атмосферное волнение размывает, то, изучая сплошную, смазанную картину, мы не получаем сколько-нибудь надежных данных о спектрах этих образований, т. е. о фактической, физической природе этой эмиссии. Действительно, в таком смазанном спектре обычный солнечный спектр примешан в гораздо большей степени, чем спектр самой вспышки или факела, и нет никакой уверенности в том, что полученная на основании такого спектра интерпретация верна, так как влияние спектра невозмущенного солнечного диска не поддается непосредственному учету. Эти первые наблюдения и соображения побудили нас к самому внимательному изучению структуры эмиссии факелов и вспышек, используя для этой цели хорошие атмосферные условия. Не только получение спектрограмм, но даже визуальные наблюдения тонкой структуры — дело очень трудное, требующее отличного спокойствия изображений и высокой разрешающей силы. Поэтому особое внимание было также обращено на устранение всяких причин, могущих привести к возникновению различных aberrаций в оптической системе телескопа и спектрографа и в особенности — связанных с пережимом оптики.

Оказалось, что в условиях хороших изображений эмиссия, как непрерывная, так и отчасти линейная, сосредоточена в отдельных ядрах или зернах, размером в ряде случаев не более кружка рассеяния (кружок рассеяния инструмента $0,4 = 300$ км). Непрерывная эмиссия выглядит в виде светлых и тонких нитей вдоль всего спектра, контраст которых возрастает в фиолетовую сторону, достигая здесь значений 1.20—1.25 (фактически он, вероятно, еще больше благодаря размыванию зерна атмосферным волнением и инструментальным кружком). Эмиссия в линиях выглядит иногда в виде группы резких, светлых линий, перерезающих линию; но особенно удивительно выглядит появление в активных областях очень тонких, весьма протяженных и блестящих крыльев возле линий, как мы их называем «усов», при отсутствии сколько-нибудь выраженного обращения в ядрах линий. Эти усы выглядят подобно острию бритвы — настолько они узки и блестящи на фоне непрерывного спектра. Но особое внимание обратил на себя тот факт, что в большинстве случаев синее крыло усов ярче и протяженнее красного, а временами наблюдается практически одно лишь синее крыло. Такие усы реже наблюдаются в поглощении, нежели в эмиссии. Крылья усов прослеживаются до 7—10 Å для водородной линии H_{α} и до 15 Å для линий H и K. Одновременно было также обнаружено, что в окрестностях активных образований темные, сильные линии — такие, как H_{α} , H_{β} , H и K и некоторые другие, становятся крайне клочковатыми, рыхлыми. Вдали от активных областей эта клочковатость исчезает, хотя тонкая структура сохраняется и линии выглядят как бы состоящими из множества более или менее симметричных абсорбционных усов или узлов, разделенных очень тонкими, более светлыми нитями.

Нити непрерывной эмиссии и усы — вся эта тонкая структура — явление короткоживущее, в особенности явление усов. Часто усы исчезали, пока велись приготовления к съемке спектрограмм этого явления. Продолжительность их существования, по-видимому, можно оценить минутами, самое большее — десятками минут. Более длительно явление непрерывной эмиссии, так как для него иногда удавалось получить достаточно полный набор спектрограмм в течение часа. Оценка времени существования этих образований весьма затруднена из-за кратковременности условий хороших, спокойных изображений и малых размеров образований. При усилении атмосферного волнения эта тонкая структура замыкается, и наблюдается обычная картина компактного, слитного обращения в линиях; непрерывную же эмиссию и усы наблюдать вовсе невозможно, о ее присутствии можно лишь догадываться по мерцаниям яркости.

На фиг. 1 приведено несколько примеров спектрограмм тонкой структуры эмиссии (изображения негативные).

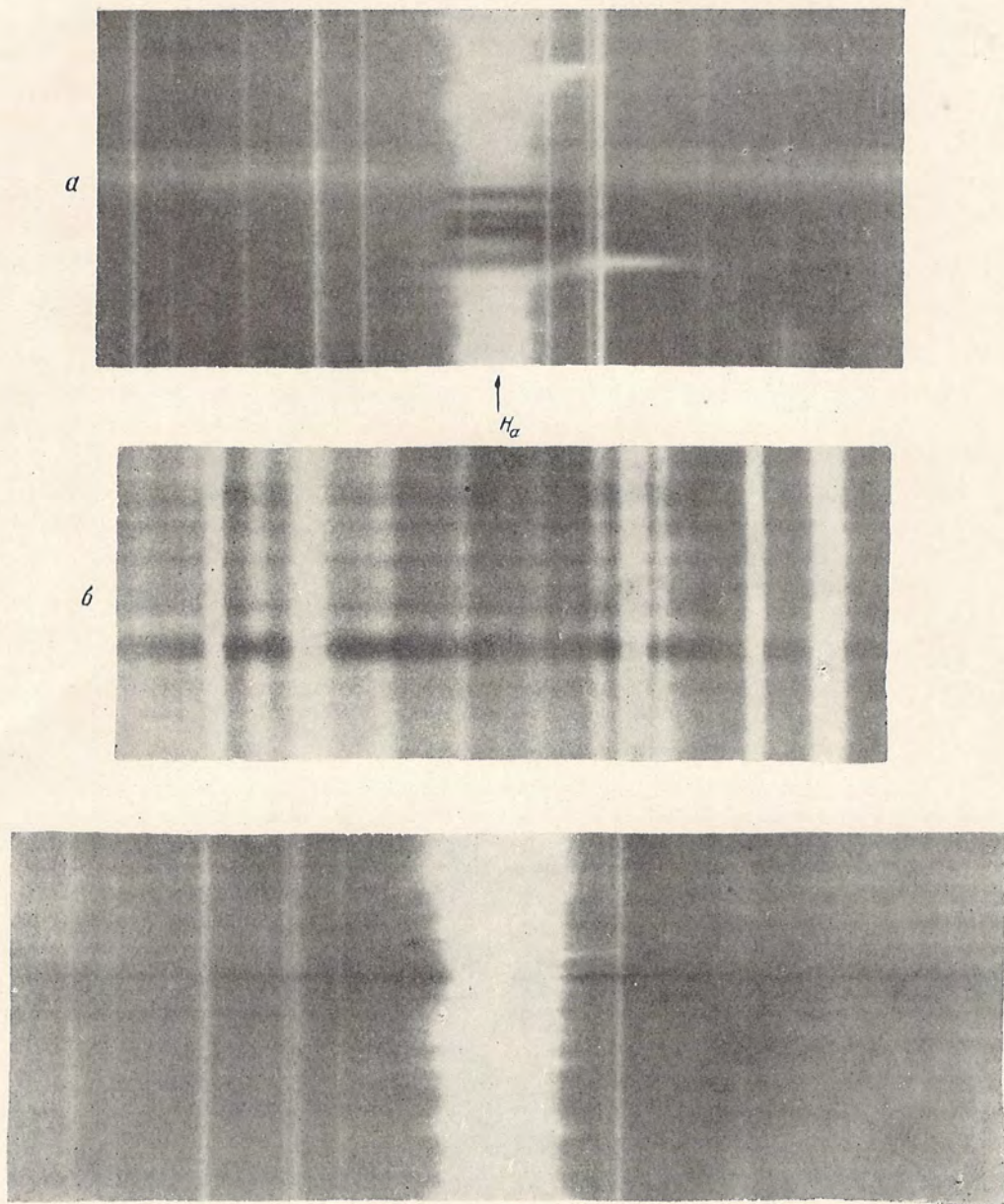
По-видимому, единственное наблюдение описываемых явлений было сделано в 1917 г. Эллерманом на обсерватории Маунт Вилсон. В очень краткой заметке [3] Эллерман указывает на кратковременные появления яркой эмиссии в крыльях водородных линий (он назвал это явление «водородной бомбой»). Он отмечает, что синее крыло этой эмиссии ярче и протяженнее красного, а также говорит о трудностях в наблюдениях этого явления ввиду чрезвычайной сосредоточенности его в малой области и беспокойства изображений. Правда, оригинальные фотографии Эллермана * не показывают непрерывной эмиссии, связанной с усами, и относятся только к линии H_{α} , возле которой заметны сравнительно короткие (около 2 \AA) черточки эмиссии. Однако, судя по описанию в [3], Эллерман наблюдал, по-видимому, явление усов. С тех пор, насколько мы знаем, не было ни одного наблюдения этих явлений. Между тем, их можно наблюдать всякий раз (при хороших изображениях), когда имеется развивающаяся группа пятен сложной полярности и факелов.

Предварительные сообщения об этих явлениях сделаны в августе 1955 г. на X Съезде Международного астрономического союза в Дублине (симпозиум по вспышкам) и в [4]. В настоящей работе более подробно излагаются данные наблюдений и результаты спектроскопических и спектрофотометрических исследований. В ряде случаев делается попытка дать пока еще ориентировочную физическую интерпретацию. Однако для выяснения физической природы этих новых явлений необходимо как пополнение экспериментального материала, так и его теоретический анализ, — пробел, который мы надеемся восполнить в последующих работах

§ 3. ПОЛОСКИ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Прежде всего рассмотрим, какое отношение имеют наблюдаемые нами полосы непрерывной эмиссии к хорошо известному явлению факелов. Из визуальных и фотографических наблюдений известно, что факелы

* Автор обязан д-ру О. Молеру (обсерватория Мак Мас), любезно приславшему нам летом 1956 г. отпечатки оригинальных спектрограмм Эллермана.



8

Фиг. 1. Примеры тонкой структуры эмиссии.

a — тонкая структура эмиссии во вспышке № 1303; высота полосок эмиссии около $1''$; с красной стороны H_{α} выбросы струй с большими скоростями; *b* — полосы непрерывной эмиссии в фиолетовой части спектра факела № 1307; высота полосок от 1 до $3''$; *c* — усы возле линии H_{α} в спектре факела № 1052а; высота полоски эмиссии около $0,5''$; выделяется также клочковатая структура линии H_{α} .

состоят из отдельных, небольших светлых гранул размером 1—2"; контраст этих гранул в белом свете несколько больше контраста обычной грануляции (1.3), а продолжительность существования — около 2 мин. (согласно В. А. Крату [5]). Согласно Ричардсону [6], В. А. Амбарцумяну и Н. А. Козыреву [7], контраст факелов в синем свете больше, чем в желтом и красном. В работах Т. В. Крат и О. Н. Митропольской [8] обнаружено, что в той широкой ленте спектра, которая соответствует факельному полю, если судить о нем по наиболее сильному эмиссионному обращению линий Н и К, линии нейтральных атомов ослаблены, а ионов — усилены. Однако до сих пор не было работ, содержащих исследование спектров самой непрерывной эмиссии этих образований, если только она выделяется как-либо в спектре Солнца*.

Мы не имели возможности фотографировать поверхность Солнца в видимых лучах одновременно с получением спектра ее участка. Но полосы непрерывной эмиссии, о которых идет речь, возникают как в области факелов (фиг. 2), так и непосредственно у края пятен (см. фиг. 11б, 12з), изредка наблюдаются во вспышках (фиг. 12б), почти всегда — в усах и являются как бы их продолжением (фиг. 1а, 11 и 12, см. § 4). В поле факелов не всегда и не везде видны такие нити непрерывной эмиссии, хотя число и яркость светлых полосок, пересекающих весь спектр и возникающих от обычной грануляции, — увеличивается (факельная грануляция). Например, на фиг. 16 видна более яркая полоска непрерывной эмиссии, отличающаяся от сетки остальных, более слабых (выше ее), связанных с факельной грануляцией. Далее, рассматриваемые нити непрерывной эмиссии большей частью не проходят через место наибольшего эмиссионного обращения в ядрах линий Н и К, H_{α} и других (кроме случая вспышек); напротив, их пересечению с этими линиями часто соответствует слабое обращение в центре линий или же хорошо выраженное явление усов (см. фиг. 2а). Это не указывает на непосредственную связь изучаемой эмиссии с факелами, продолжение которых в хромосферу дает яркую флоккулярную эмиссию в ядрах линий Н и К и H_{α} . В местах пересечения полосок непрерывной эмиссии с линиями часто наблюдается также характерный изгиб или как бы надлом линий (фиг. 8), свидетельствующий о своеобразных движениях, сосредоточенных в очень малой области.

Простое рассмотрение вида спектра полосок не показывает существенных отличий от спектра Солнца, за исключением немного большей интенсивности, причем контраст полоски заметно растет в фиолетовую часть. Все линии спектра Солнца присутствуют и в спектре этих полосок, и нельзя заподозрить наличия каких-либо новых линий поглощения или излучения. В некоторых случаях хорошо заметно, что линии спектра Солнца в пределах полоски менее глубокие, чем в соседнем невозмущенном спектре (см. слабые линии на фиг. 1б и 2а). В других случаях

* *Примечание при корректуре.* В только что появившейся работе О. А. Мельникова и С. С. Журавлева (Вестник ЛГУ № 13, 124, 1956) спектр факельного поля исследуется в области от H_{α} до H_{β} .

такой эффект не обнаруживается (фиг. 2б). Естественно сразу же связать этот эффект с различием глубины залегания «ядра» непрерывной эмиссии, хотя вопрос о поведении линий требует особого рассмотрения (см. ниже).

Полоски непрерывной эмиссии наблюдаются по всему диску, в зависимости от положения активной области, хотя легче всего ее обнаружить у края диска, где хорошо видны факельные поля, или же — у края слабых пятен. В трех случаях, снимая спектр усов в хромосфере, мы получили в области H_{α} полоску непрерывной эмиссии над краем диска.

Никакой зависимости ширины полосок от положения на диске не обнаруживается (у самого края эти полоски столь же узки, как и вблизи центра), как было бы в случае, если непрерывная эмиссия возникала бы в компактных ядрах, а не в радиально направленных струях. Угловые размеры таких ядер колеблются от $0{,}4''$ до $3-4''$, хотя верхний предел сильно зависит от качества изображений.

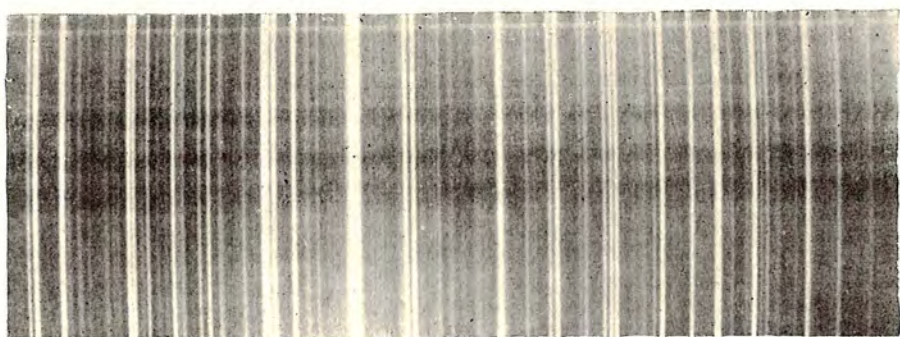
Трудно оценить продолжительность существования непрерывной эмиссии, так как часто вблизи одной области возникает другая, или эмиссия гаснет и возникает вновь практически в той же области. Во вспышках это время исчисляется минутами; более продолжительна (до 10 мин.) эмиссия, связанная с усами, и возникающая у края пятен; для факельных полей в некоторых случаях съемка ее спектра охватывала время до часа, хотя в этих случаях трудно сказать, относятся ли спектрограммы к одному ее появлению или нескольким, поочередно в том же месте.

Обратимся к спектрофотометрическим данным о распределении энергии и поведении линий в полосках непрерывной эмиссии. Из большого числа (свыше 50) спектрограмм этого явления удалось отобрать только 8 серий спектров, где края полосок оказались достаточно резкие (например, фиг. 1б и 2), а сами полоски достаточно уверенно прослеживались по всему спектру (обычно от области H и K линий до H_{α} или иногда до $\lambda 8500$). К сожалению, такой полный материал удалось получить главным образом для более стационарных полосок в области факельных полей и у краев слабых пятен. Для эмиссии, связанной с усами и вспышками, получен материал хотя и неполный, но пригодный для качественного рассмотрения.

Фотометрическое исследование производилось следующим образом. Для каждой полоски имелось от 4 до 8 спектрограмм, покрывающих более или менее полно спектр в области $\lambda\lambda 3800-6500$ (а иногда до $\lambda 8500$). На каждой спектрограмме в соответствующем участке спектра делалось по 3 фотометрических разреза в направлении, перпендикулярном дисперсии, в участках, свободных от линий поглощения, причем щель фотометра делалась настолько высокой, насколько позволяло это сделать расстояние между соседними линиями, и столь узкой, сколь позволяла это сделать чувствительность микрофотометра. Регистрация велась на микрофотометрах МФ-2 и МФ-4. На фиг. 3 пример такой микрофотограммы непрерывной эмиссии, а на фиг. 4 — пример разреза, сделанного на МФ-2 (по оси ординат — логарифмы интенсивности, по горизонтали — масштаб



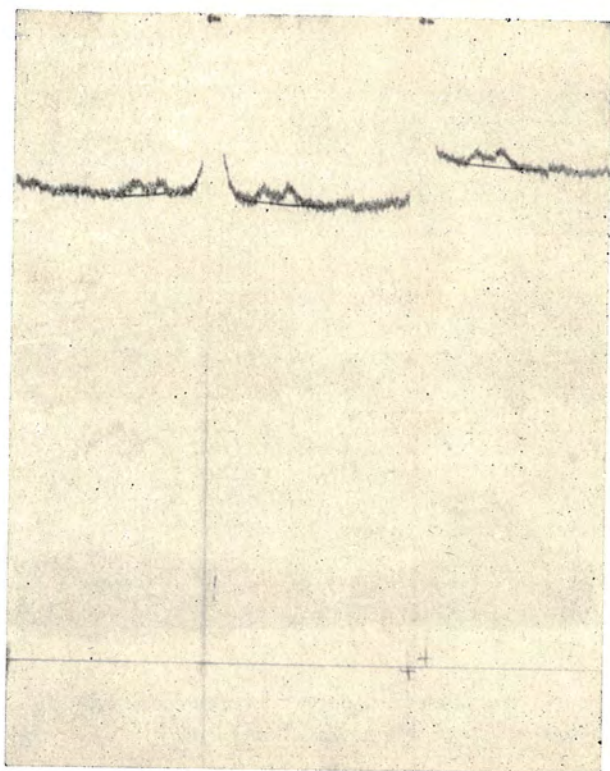
a



b

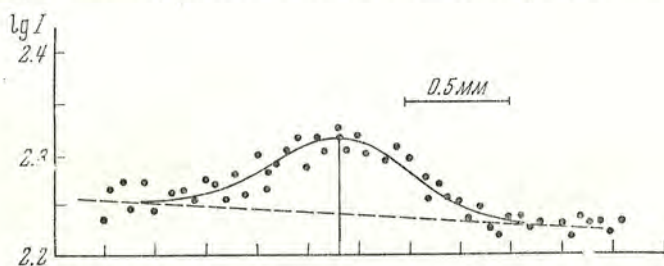
Фиг. 2. Полоски непрерывной эмиссии.

a — полоска непрерывной эмиссии в области К-линии; факел № 563; *b* — полоски непрерывной эмиссии в зеленой части спектра (область линий $\text{Mg } \lambda 5870$) γ факел № 516.



Фиг. 3. Микрофотограмма непрерывной эмиссии
факела № 389 в области λ 3900.

в направлении, перпендикулярном дисперсии). Для каждого разреза определялось отношение максимальной интенсивности в профиле к интерполированной, для каждого данного места, интенсивности невозмущенного спектра I/I_0 (см. фиг. 4). Поскольку каждая спектрограмма покрывала участок не более 150 \AA , то бралось среднее значение I/I_0 для трех разрезов в каждом таком участке. В табл. 1 сведены результаты измерений



Фиг. 4. Фотометрический разрез полосы непрерывной эмиссии; сплошная линия — интенсивность I ; пунктир — интенсивность невозмущенного спектра I_0 .

этих величин для 8 ядер эмиссии. В первом столбце приведена спектральная область, в которой производились измерения, а в следующих приведены величины I/I_0 (средние из трех разрезов) для различных ядер (№ ядра соответствует номеру пластинки по фототеке). В двух нижних строчках приведены: величина δr_{ν} , характеризующая замывание спектральных линий непрерывной эмиссией (см. ниже), и расстояние ρ активной области от центра диска.

Приведенные в табл. 1 значения I/I_0 можно представить в виде $1 + \frac{\Delta I}{I_0}$, где $\Delta I/I_0$ — контраст наблюдаемой непрерывной эмиссии. Возникает вопрос: какое отношение имеет эта наблюдаемая величина ΔI к фактической непрерывной эмиссии ядра.

Таблица 1

Спектральный участок (λ) или возле линии	Факел № 516—518			Факел № 388—389		Факел № 370—377	Факел № 697—698	Факел № 730—731
	Ядро 1	Ядро 2	Ядро 3	Ядро 1	Ядро 2			
8500 \AA	1.095	1.10	1.07	—	—	1.13	—	—
H $_{\alpha}$	1.10	1.10	1.10	—	—	—	—	1.06
D $_1$, D $_2$	1.11	1.12	1.09	1.06	—	—	—	1.07
λ 5870	—	—	—	—	—	—	—	1.07
H $_{\beta}$	1.22	1.21	1.22	1.07	1.04	1.14	1.12	1.085
H $_{\gamma}$	—	—	—	1.08	1.07	1.12	1.15	1.07
H $_{\delta}$	—	—	—	—	—	1.13	1.16	1.09
H и K	1.18	1.22	1.18 $_5$	1.10	1.08	1.14	1.16	1.095
H $_{\zeta}$	—	—	—	1.12	1.09	—	—	—
λ 3730	—	—	—	1.13	1.10	—	—	—
λ 3650	—	—	—	1.10	1.08 $_5$	1.18	—	—
δr_{ν} , %	2.3	—	3.7	3.8	—	2.5	0.7	1.9
ρ	0.98			0.92		0.77	0.87	0.90

Если эти ядра — оптически тонкие образования, то величина ΔI характеризует фактически непрерывную эмиссию ядра, ослабленную из-за поглощения в вышележащих слоях. Но если они оптически плотные образования, то фактическая эмиссия не характеризуется величиной ΔI .

Действительно, интенсивность излучения, исходящего из внешней границы фотосферы,

$$I(0, \theta) = \int_0^{\infty} \varepsilon_v e^{-\tau_v \sec \theta} \sec \theta d\tau_v, \quad (3, 1)$$

где ε_v — отношение коэффициента излучения j'_v к коэффициенту поглощения k_v , а τ_v — оптическая толщина. Пусть на некоторой глубине τ_{v1} (считая от поверхности фотосферы $\tau_v = 0$), находится ядро эмиссии, имеющее оптическую толщину $\Delta\tau$. Примем, что величина $\varepsilon_v = B_v$ всюду, кроме ядра эмиссии, где

$$\varepsilon_v = B_v + \frac{j'_v}{k_v}. \quad (3, 2)$$

Т. е. допустим, что внутри ядра отдача складывается из интенсивности абсолютно черного тела B_v и некоторой отдачи j'_v/k_v , где энергия излучения j'_v определяется физическим механизмом излучения в ядре эмиссии. Вне ядра имеет место всюду локальное равновесие и $\varepsilon_v = B_v$. Тогда из (3, 1) и (3, 2) следует:

$$I_v(0) = I_{v0} + \int_{\tau_{v1}}^{\tau_{v1} + \Delta\tau} \frac{j'_v}{k_v} e^{-\tau_v \sec \theta} \sec \theta d\tau_v, \quad (3, 3)$$

если пренебречь возможным отличием коэффициента поглощения в ядре эмиссии от того же для фотосферы.

Здесь I_{v0} — выходящая интенсивность невозмущенной фотосферы. Считая, в основном ради упрощения, $j'_v/k_v = \text{const}$ внутри слоя $\Delta\tau$, получим:

$$I_v(0, \theta) = I_{v0} + \frac{j'_v}{k_v} e^{-\tau_{v1} \sec \theta} (1 - e^{-\Delta\tau \sec \theta}). \quad (3, 4)$$

Отсюда, в случае малой оптической толщи ядра $\Delta\tau \ll 1$, получим:

$$I_v(0, \theta) = I_{v0} + \frac{j'_v}{k_v} e^{-\tau_{v1} \sec \theta} \Delta\tau \sec \theta, \quad (3, 5)$$

а в случае большой толщи $\Delta\tau \gg 1$:

$$I_v(0, \theta) = I_{v0} + \frac{j'_v}{k_v} e^{-\tau_{v1} \sec \theta}. \quad (3, 6)$$

В случае $\Delta\tau \ll 1$ ($\Delta\tau = k_v \rho \Delta l$, Δl — размеры ядра) вместо (3, 5) имеем:

$$I_v(0, \theta) = I_{v0} + j'_v \rho \Delta l e^{-\tau_{v1} \sec \theta} \sec \theta \equiv I_{v0} + \delta I_v e^{-\tau_{v1} \sec \theta} \sec \theta, \quad (3, 7)$$

где δI_v — фактическая интенсивность излучения ядра. В случае же $\Delta\tau \gg 1$:

$$I_v(0, \theta) = I_{v0} + \frac{\delta I_v}{\Delta\tau} e^{-\tau_{v1} \sec \theta}. \quad (3, 8)$$

Таким образом, измерения дают нам величину:

$$\Delta I = \left\{ \begin{array}{ll} \delta I_{\nu} e^{-\tau_{\nu_1} \sec \theta} \sec \theta & \text{при } \Delta\tau \ll 1 \dots (a) \\ \frac{\delta I_{\nu}}{\Delta\tau} e^{-\tau_{\nu_1} \sec \theta} & \text{при } \Delta\tau \gg 1 \dots (b) \end{array} \right\}, \quad (3, 9)$$

которая только при условии прозрачности ядра эмиссии и небольшой оптической глубине его залегания ($\tau_{\nu_1} < 1$) будет представлять фактическую интенсивность излучения ядра δI_{ν} . Если ядро непрозрачно в частотах непрерывного спектра ($\Delta\tau \gg 1$), линейчатый спектр полосы отличался бы от спектра Солнца так же, как, скажем, спектр более горячей звезды (усиление линий водорода, исчезновение некоторых линий нейтральных металлов и т. п.), чего, вообще говоря, не наблюдается.

Для выяснения отличия линейчатого спектра ядер непрерывной эмиссии от спектра фотосферы была проведена фотометрическая регистрация спектров полосок непрерывной эмиссии и невозмущенной фотосферы рядом с полосками. Как было указано выше, в ряде случаев линии в полосках непрерывной эмиссии менее глубокие, чем в спектре соседней фотосферы, т. е. линии в спектрах ядер выглядят так, как если бы они были слегка залиты непрерывной эмиссией. Это уменьшение контраста линий в полосках непрерывной эмиссии отчетливо меняется, достигая иногда 5%, но для некоторых ядер оно практически отсутствует. Для количественной характеристики этого эффекта были определены как для полоски непрерывной эмиссии, так и для соседнего невозмущенного спектра центральные остаточные интенсивности 12—15 характерных линий в каждом спектральном участке (шириной в 150 Å), указанном в табл. 1. В качестве примера в табл. 2 приведены разности центральных остаточных интенсивностей (ядро эмиссии минус невозмущенная фотосфера) для ядра № 516 в области линии Mg λ 5870.

Подобные средние разности были вычислены для каждого спектрального участка, причем выяснилось, что они слегка возрастают в фиолетовую часть спектра, т. е. контраст линий в пределах полосы непрерывной эмиссии тем меньше, чем больше контраст самой этой эмиссии. Средние по всему спектру значения δr_{ν} приведены в предпоследней строке табл. 1.

Рассмотрим, с другой стороны, в чем должен состоять эффект заливания линий непрерывной эмиссией, возникающей в некотором прозрачном слое над уровнем образования линии поглощения. Если $\Delta I/I_0$ есть, как и раньше, контраст этой непрерывной эмиссии, то легко видеть, что над полоской непрерывной эмиссии контур линий будет менее глубо-

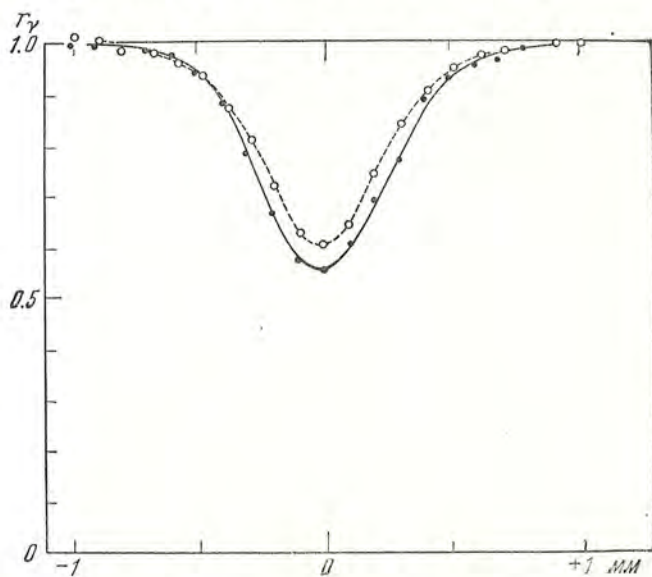
Т а б л и ц а 2

№ линии	δr_{ν}	№ линии	δr_{ν}
1	+0.03	6	+0.01
2	+0.02	7	+0.02
3	+0.03	8	+0.07
4	+0.01	9	+0.03
5	-0.02	10	+0.02
Среднее			+0.027

к и м, чем над невозмущенной фотосферой, причем остаточные интенсивности этого контура увеличатся на величину

$$\Delta r_v = \frac{\Delta I/I_0}{1 + \Delta I/I_0} (1 - r_{v_0}), \quad (3, 10)$$

где r_{v_0} — остаточная интенсивность для невозмущенного контура. Отсюда видно, что глубина линий будет тем меньше (Δr_v больше), чем больше контраст непрерывной эмиссии $\Delta I/I_0$, т. е. должна убывать в синюю часть спектра. Таким образом, измерения центральных остаточных



Фиг. 5. Сравнение контуров линии $\lambda 5859.6$ Fe в спектре непрерывной эмиссии (пунктир, кружки) и соседнем невозмущенном спектре (сплошная линия, точки). Дисперсия $1 \text{ мм} = 0.75 \text{ \AA}$.

интенсивностей указывают на возможность считать непрерывную эмиссию ядер возникающей в сравнительно прозрачном слое на небольших глубинах. Однако, поскольку центральные остаточные интенсивности определяются не вполне уверенно, мы предприняли с целью проверки справедливости формулы (3, 10) подробное исследование контуров некоторых линий в полоске непрерывной эмиссии факела № 516—517, где эффект заливания линий отчетливо выражен.

На фиг. 5 представлен типичный пример сравнения двух контуров для линии $\lambda 5859.6$ Fe в невозмущенной фотосфере (точки) и внутри полоски непрерывной эмиссии (кружки). Для проверки соотношения (3, 10), из подобных сопоставлений были найдены значения разностей Δr_v — остаточной интенсивности в спектре ядра минус той же интенсивности в спектре фотосферы для соответствующих значений $1 - r_{v_0}$ невозмущенного контура фотосферы, и построены зависимости Δr_v от $1 - r_{v_0}$. Примеры таких зависимостей для различных линий, выбранных

в участках спектра D_1 , D_2 линий натрия, линий $Mg \lambda 5870$ и линии H_β , приведены на фиг. 6. Мы видим, что для всех линий наблюдаемые значения показывают прямолинейную зависимость Δr_v от $1 - r_{v_0}$ в соответствии с формулой (3, 10).

Для каждого спектрального участка были затем построены средние зависимости Δr_v от $1 - r_{v_0}$, представленные на фиг. 7. Угловые коэффициенты прямых на фиг. 7 согласно (3, 10) должны определять величину контраста ($\Delta I/I_0$). Но эта же величина $\Delta I/I_0$ определена независимо в табл. 1, из измерений контраста непрерывного спектра ядра эмиссии. Поэтому можно сравнить оба эти значения $\Delta I/I_0$. В табл. 3 приведено это сравнение, которое показывает, что обе эти независимо определенные величины $\Delta I/I_0$ совпадают. Таким образом, контраст непрерывной эмиссии, определенный по различным спектральным линиям, совпадает с непосредственно измеренным в соответствующей

Т а б л и ц а 3

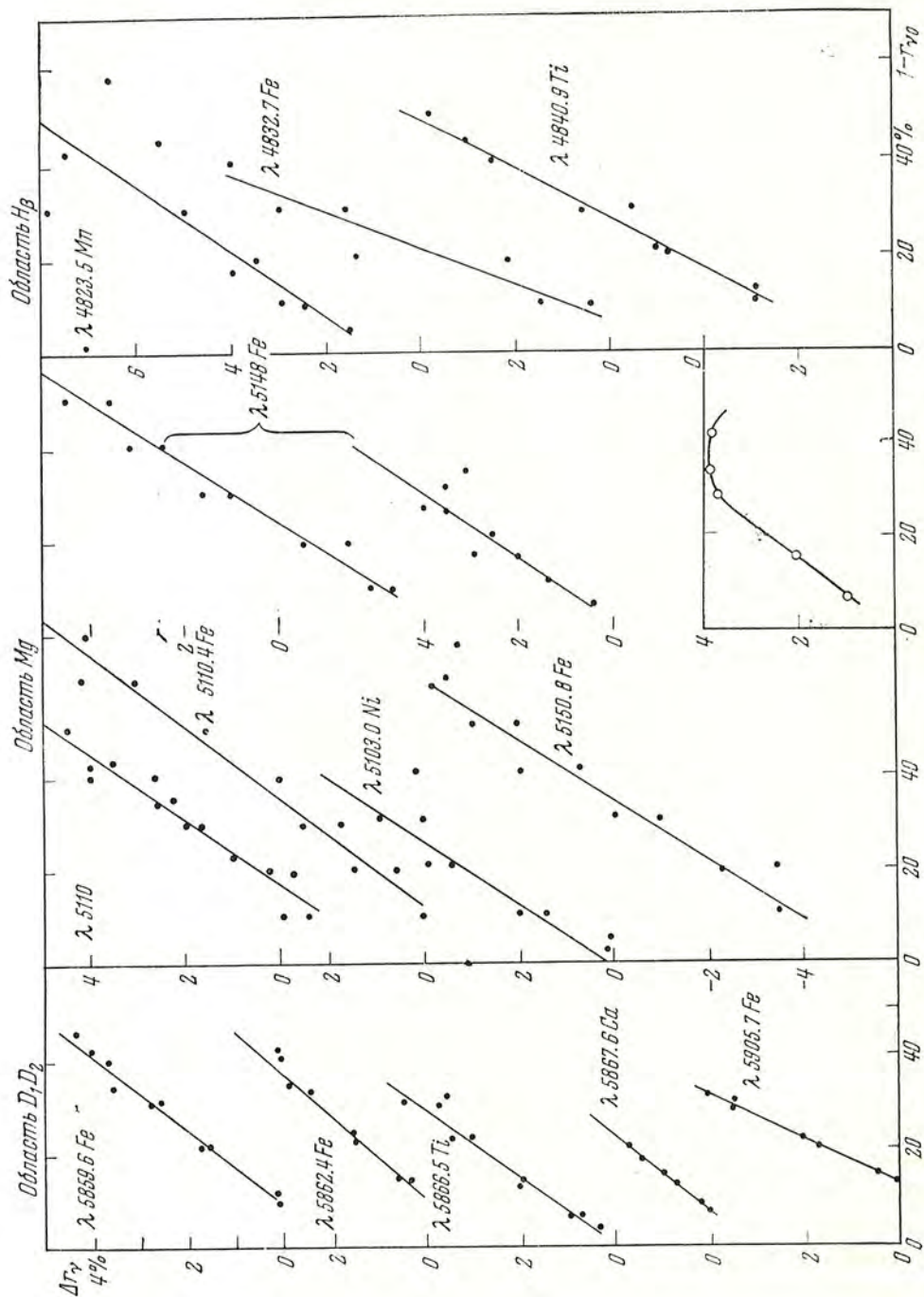
Спектральный участок	$\frac{\Delta I}{I_0}$ (по линиям)	$\frac{\Delta I}{I_0}$ (по непрерывному спектру)
H_β	0.24	0.22
$Mg, \lambda 5870$	0.18	0.19
D_1, D_2	0.14	0.13

области и возрастает при переходе от красной к синей части спектра. Это совпадение нельзя признать случайным или приписать целиком возможному эффекту уменьшения числа атомов (например из-за усиленной ионизации в областях непрерывной эмиссии). На фиг. 6 (в рамке) приведена в качестве примера, показывающего действие этого эффекта числа атомов, зависимость Δr_v от $1 - r_{v_0}$ для линии $Fe, \lambda 5859.6$, построенная с помощью формулы:

$$r_v = \frac{1}{1 + \tau_v}, \quad \tau_v = N s_0 \left[e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} (1 - 2vF(v)) \right] \quad (3, 11)$$

при $\Delta \lambda = 0.05 \text{ \AA}$, силе осциллятора $f = 0.05$ и постоянной затухания, равной 10^9 , причем для числа атомов N были взяты значения, определяемые наблюдаемыми r_v для центра этой линии (фиг. 5). (Выбор всех этих значений не влияет на ход зависимости Δr_v от $1 - r_{v_0}$; для слабых линий это следует из (3, 11) непосредственно, так как $\Delta r_v \simeq \Delta \tau_v r_{v_0}^2$, т. е. получается квадратичная, а не линейная зависимость.) Конечно, формулу (3, 11) едва ли можно применять к интересующим нас нестационарным образованиям, но в первом приближении эффект числа атомов должен отличаться от наблюдаемого в указанном на фиг. 6 направлении.

Аналогичный эффект заливания линий непрерывной эмиссией играет роль для ядер № 388—389, 376—377; в других случаях (№ 697—698, 730—734) он не играет заметной роли, как это можно заключить из сравнения контуров линий. Наличие и отсутствие эффекта заливания, очевидно, можно связать с различием глубин залегания ядер эмиссии в атмосфере



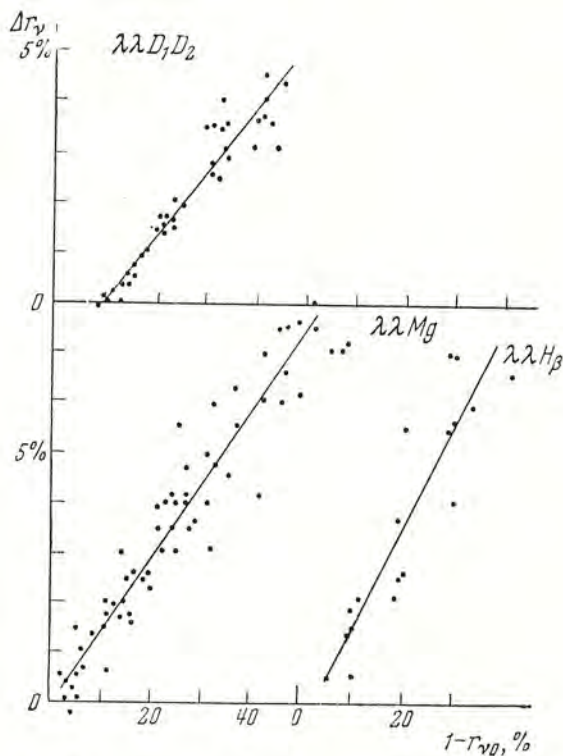
Фиг. 6. Наблюдаемые зависимости $\Delta\Gamma$, от $1-\Gamma_0$ для различных линий и в различных спектральных участках.

Солнца: он будет иметь место, если эти ядра залегают заметно выше среднего уровня образования линий ($\tau_0 = 0.3-0.5$). В случае большей глубины залегания, мы можем уже ожидать искажение контуров, связанное, например, с эффектом числа атомов и др. Для факелов такой эффект отмечен в [8], однако в этих работах, ввиду невысокой разрешающей силы, исследовался некоторый суммарный эффект изменения эквивалентных ширин в широкой полосе спектра, на котором подобные полоски непрерывной эмиссии не обнаруживаются*.

Если бы эти полоски от ядер эмиссии размером $0.5-2''$ и присутствовали, то они вносили бы очень малую долю в исследованный в [8] эффект. Более того, в факелах вблизи полосок непрерывной эмиссии контуры линий заметно отличаются от тех же в невозмущенных областях, как показали предварительные измерения О. Н. Митропольской. Поэтому необходимо подробное исследование контуров линий ионов и нейтральных атомов в пределах именно самих полосок непрерывной эмиссии, а также по соседству с ними, в областях факельной грануляции. Этот вопрос будет рассмотрен в последующих работах; сейчас для нас существенно лишь подчеркнуть появление

в отдельных случаях заливания линий непрерывной эмиссией.

Указанные выше факты сдвигов линий над полосками и появление полосок непрерывной эмиссии в хромосфере и хромосферных выпинках свидетельствуют о подъеме ядер этой эмиссии и, следовательно, о возможности обнаружить их на разных глубинах в атмосфере Солнца. Сдвиги линий над полосками весьма своеобразны (фиг. 8). Иногда они имеют Z-образный вид, как в случае Эвершед-эффекта; противоположно направленные сдвиги в этом случае не более 0.05 мм или 3 км/сек, согласно нашим измерениям. Такие сдвиги характерны для полосок, воз-



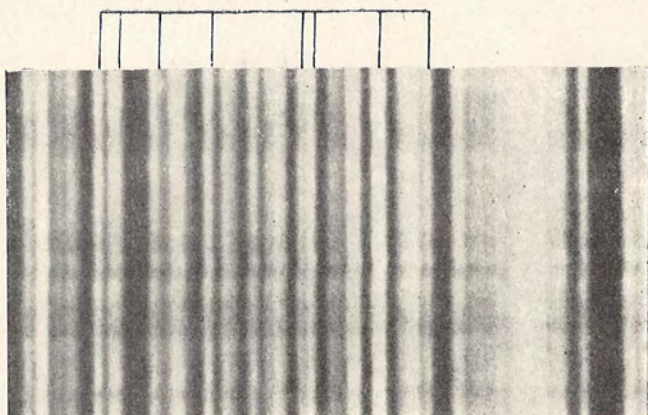
Фиг. 7. Осредненные наблюдаемые зависимости Δr_v от $1 - r_{v0}$ для различных участков спектра (указаны для каждой прямой).

* Автор обязан Т. В. Крат, приславшей отпечатки оригинальных спектрограмм.

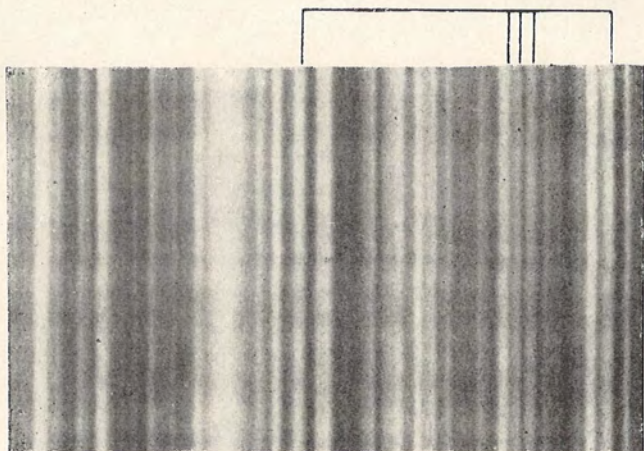
никающих у края слабых пятен. Однако в ряде случаев отчетливо заметно смещение линии в с и ю ю сторону. Для ядер эмиссии в факельных полях оно обнаруживается вблизи центра диска и соответствует скорости подъема около 2 км/сек (для 6 случаев). Для эмиссии, связанной с усами, эти смещения заметно больше и хорошо заметны даже на самом краю диска (см. § 4). Измерения В. Л. Хохловой [9] движений в области к а л ь ц и е в ы х ф л о к ку л о в также указывают на подъем со скоростью 1—2 км/сек верхних слоев факельной эмиссии; однако эта эмиссия лишь в отдельных случаях обнаруживается там же, где и возникает непрерывная эмиссия. Помимо этих фактов, о различии глубин образования непрерывной эмиссии свидетельствует также следующий факт. Если рассматривать полосы этой эмиссии вблизи таких сильных линий, как H_{α} , H_{β} , H и K, то можно заметить, что в одних случаях они пересекают эти линии не ослабляя яркости, а в других они ослабляются и прекращаются на некотором расстоянии от центра. Для линии H_{α} это расстояние достигает 0.8 Å, что указывает на глубину залегания ядра эмиссии $\geq \sim 0.4$ ($\tau_0 = 0.4$ соответствует средней глубине образования H_{α} на расстоянии 0.8 Å). Однако эта глубина не может быть существенно больше 0.4—0.5, так как в противном случае абсолютная интенсивность полосок, после освобождения ее за поглощение в вышележащих слоях (фактор $e^{-\tau_0}$) была бы значительно больше наблюдаемой над краем диска (см. ниже).

Таким образом, весьма вероятно, что непрерывная эмиссия возникает на глубинах $0 \leq \tau_0 \leq 0.4-0.5$. Если иметь в виду полосы такой эмиссии в области факелов, то это заключение согласуется с результатом Вальдмайера о наибольшей видимости факелов на расстоянии от центра $\sec \theta \geq \sim 2$, если считать их прозрачными образованиями. Действительно, из (3,9a) в соответствии с наблюдениями следует, что ΔI имеет максимум при $\sec \theta = \frac{1}{\tau_{v_1}} \geq \sim 2$. Если бы факелы вообще были оптически плотными, хотя и более горячими образованиями, чем их окружение, то мы должны были бы, в противоречии с фактами, лучше всего видеть их в центральных частях диска [см. (3,9b)], если не приписывать факелам удивительную способность всегда «приспосабливать» свою глубину залегания, температуру и яркость к яркости некоторого, вполне определенного нижележащего слоя фотосферы, который еще просматривается в центре диска и на фоне которого они теряют свой контраст (известный факт потери контраста факелов у центра диска).

О том, что рассматриваемая нами непрерывная эмиссия возникает в оптически тонком слое, свидетельствует также появление полосок этой эмиссии над краем диска. Согласно измерениям, интенсивность непрерывной эмиссии для таких полосок (например — для пластинки 246, где она является продолжением усов, см. § 4) не более 3% интенсивности центра диска (в области H_{α}). В то же время, если ядра эмиссии были бы оптически толстыми, то интенсивность их непрерыв-



a



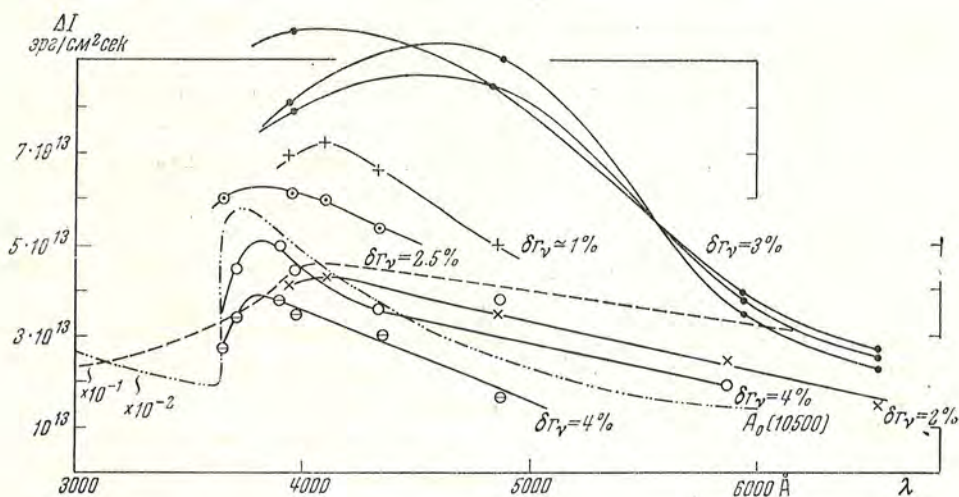
b

Фиг. 8. Изгибы фраунгоферовых линий над полоской непрерывной эмиссии.

a — сдвиг линии над полоской непрерывной эмиссии (линии с заметным сдвигом отмечены черточками); область λ 4300, факел № 893; *b* — то же, область λ 3700, факел № 893.

ной эмиссии над краем диска была бы сравнима с интенсивностью диска *.

Итак, 1) совпадение контраста, определенного по контурам линий и непосредственно по непрерывному спектру (табл. 3) в случае небольших глубин залегания ядер эмиссии, 2) низкие значения интенсивности непрерывной эмиссии над краем диска и 3) соответствие наблюдаемого



Фиг. 9. Распределение интенсивности непрерывной эмиссии ядер по спектру (сплошные кривые для различных ядер в соответствии с указанными обозначениями). Пунктир — кривая распределения интенсивности излучения в спектре Солнца (уменьшено в 10 раз); пунктир с двумя точками — то же для звезды A0 (температура $T = 10\,500^\circ$; уменьшено в 100 раз).

● — 516—518; + — 697—698; ○ — 376—377; X — 730—731; ○ и ⊖ — 388—389.

(в случае факелов) хода контраста от центра к краю с ходом для оптически тонкого слоя — все эти данные позволяют заключить, что интересующая нас непрерывная эмиссия возникает в оптически тонком слое. Различие эффекта заливания линий у разных полосок, сдвиги линий над этими полосками и появление непрерывной эмиссии над краем диска и в хромосферных вспышках свидетельствуют о том что ядра этой эмиссии появляются на различных глубинах в атмосфере Солнца.

Таким образом, можно считать, что с точностью до множителя $e^{-\tau, \text{sec}}$ фактическая эмиссия δI определяется величиной ΔI , а не величиной $I_0 + \Delta I$. Спектральное распределение непрерывной эмиссии $\Delta I(\lambda)$ представлено на фиг. 9, согласно данным табл. 1 (ΔI выражено в единицах интенсивности для центра диска); там же для сравнения приведено распределение энергии в спектре Солнца, уменьшенное в 10 раз, и в спектре

* Интенсивности ядра над краем I_l и на диске I_d связаны, очевидно, соотношением: $\frac{I_d}{I_\odot} = \frac{I_l}{I_\odot} + e^{-\tau}$, откуда видно, что измеренные значения $I_l/I_\odot \leq \sim 0.03$; $I_d/I_\odot \geq 1$ не совместимы с предположением $\tau > 1$.

звезды А0, уменьшенное в 100 раз. Это распределение ΔI нельзя объяснить влиянием фактора $e^{-\tau_v \sec \theta}$. Действительно, с точностью до нескольких процентов, величина $\tau_v = \frac{k_v}{k_0} \tau_0$, где k_v — коэффициент поглощения отрицательными ионами водорода, а k_0 — средний коэффициент поглощения. Допустим даже, что глубина залегания ядер эмиссии $\tau_0 = 0.5$ (в большинстве случаев она меньше этой величины), тогда фактор $e^{-\tau_v}$ дается следующей таблицей (подсчитана по данным [10]) (табл. 4).

Таблица 4

$\lambda\lambda$	$e^{-\tau_v}$	$\lambda\lambda$	$e^{-\tau_v}$
3800	0.730	5500	0.627
4000	0.715	6000	0.603
4500	0.678	6500	0.582
5000	0.650	7000	0.563

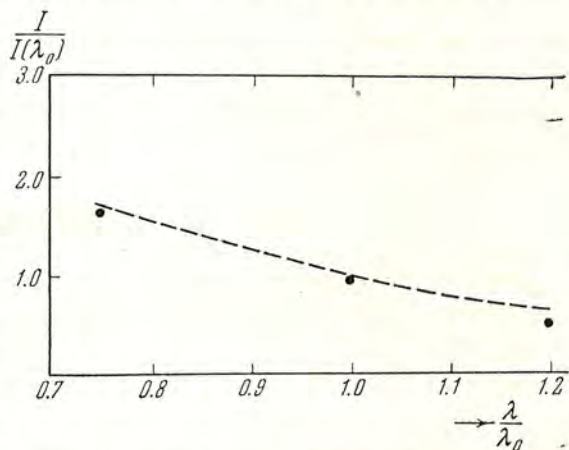
тогда как измерения показывают возрастание ΔI в этом участке не менее, чем в 2 раза. Поэтому учет ослабления не влияет существенно на спектральное распределение непрерывной эмиссии; фактическая эмиссия δI самое большое в 1.5—2 раза больше измеренных значений ΔI (фиг. 9).

Распределение излучаемой непрерывной эмиссии, как следует из фиг. 9, существенно отличается от распределения в спектре Солнца: оно близко к распределению в спектре горячих звезд А0, хотя максимум ее по-видимому близок к области $\lambda\lambda$ 3800—3900, как и в нестационарных звездах типа Т Тау. (Заметим, что наши предварительные данные для спектра вспышек показывают подобное же распределение.) Однако, ввиду трудности получения спектра в далекой ультрафиолетовой части, о локализации максимума можно судить пока что с осторожностью. Приведенные на фиг. 9 спектральные распределения указывают прежде всего, что возникновение непрерывной эмиссии не может быть связано с тепловым излучением. Если бы это было тепловое излучение, поток которого $H \approx 0.25 H_0$, то соответствующая равновесная температура была бы порядка 4000° ($H \propto T^4$) и распределение энергии радикально отличалось бы от приведенного на фиг. 9.

Далее, наши фотометрические и микрометрические измерения ширины полосок эмиссии дают значения от 0.2 до 0.6 мм (при диаметре изображения Солнца 220 мм), что соответствует угловым размерам от $1''$ до $5''$. Однако, если ограничиться только случаями хороших изображений, то высоты полосок в факельных полях и около пятен оказываются 0.1—0.2 мм или $0.8''$ — $1.6''$, т. е. близкие к размерам гранул. Для полосок, связанных с усами, ширины меньше $\sim 0.5''$ — $1.0''$. Таким образом, мы имеем дело с кратковременным выделением непрерывного неравновесного излучения в области размером 500—700 км или меньше. Очевидно, что оно не может возникнуть за счет какого-либо перераспределения тепла в солнечной атмосфере. Действительно, данная эмиссия выделяется, как мы видели, в оптически тонком слое размером $\sim 5 \cdot 10^7$ см

в количестве $\delta J = e^{-\tau} \Delta I \simeq 1.7 \cdot 0.2 H_{\odot} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, где $H_{\odot} = 6 \cdot 10^{10}$. На единицу объема ядра эмиссии освобождается энергия $\delta J/5 \cdot 10^7 \simeq \simeq 400 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$. С другой стороны, плотность полной равновесной, тепловой энергии в фотосфере не более 500 эрг/см^3 . Таким образом, запаса этой энергии хватило бы самое большее на несколько секунд для поддержания наблюдаемого испускания в ядрах эмиссии. Если даже время жизни ядер эмиссии порядка 100 сек., то потребовался бы в 100 раз более эффективный механизм, нежели перераспределение тепла фотосферы, для поддержания непрерывной эмиссии этих образований. Это обстоятельство аналогично

тому, на которое указал В. А. Амбарцумян [11] при рассмотрении непрерывной эмиссии нестационарных звезд типа Т Тау, RW Aur и др. Величина $400 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$ есть, в сущности, некоторая доля нестационарной отдачи (на единицу объема) некоторого источника энергии, и интересно, что она сравнима с отдачей для внутренних слоев Солнца, где выделение энергии поддерживается стационарным образом за счет термоядерных реакций.



Фиг. 10. Среднее наблюдаемое распределение интенсивности в ядрах непрерывной эмиссии (точки); пунктир — распределение интенсивности излучения релятивистских электронов с энергетическим спектром $dN(E) \propto 1/E \cdot \lambda_0 = 5000 \text{ \AA}$.

Из возможных механизмов образования этой эмиссии следует сразу же исключить рекомбинации водорода в оптически тонкой массе, так как, согласно расчетам Э. Р. Мустеля [12], интенсивность в этом случае должна бы возрастать в красную часть спектра. Она не может быть, очевидно, связана с процессом рассеяния на свободных электронах некоторых, например — электронных конденсаций, так как при этом процессе интенсивность эмиссии не изменялась бы вдоль спектра*. Возможно, что эта эмиссия связана с релятивистскими электронами. На фиг. 10 представлено среднее (для всех случаев фиг. 9) спектральное распределение непрерывной эмиссии в единицах интенсивности при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ (точки). Оно хорошо согласуется с теоретическим распределением интенсивности излучения релятивистских электронов с энергетическим спектром $dN(E) \propto 1/E$, ($\gamma=1$). Однако соответствие общего хода в рассматриваемом участке спектра еще ничего не доказывает, так как аналитическая зависимость $dN(E) \propto E^{-\gamma}$ позволяет подбором γ представить

* Кроме того, допустив такой процесс, мы получили бы непомерно большие электронные концентрации $\simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$. (Эмиссия на единицу объема $\sim 10^2$, а интенсивность излучения ядра $\sim 10^{10}$, поэтому при коэффициенте поглощения $k \sim 10^{-26} n_e$ получим $n_e = 10^{18}$).

самые разнообразные зависимости. Решающим доводом в пользу такого объяснения могли бы быть измерения поляризации непрерывной эмиссии. Эти измерения начаты; спектр ядер эмиссии снимался через поляроидную мозаику, помещенную перед фотопластинкой и состоящую из полосок поляроида с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации. Предварительные результаты измерений показывают небольшое, на 5—8%, отличие в степени поляризации в пределах полоски от соседнего спектра фотосферы. Однако эти данные нуждаются в дальнейшей проверке. Хотя возможность излучения релятивистских электронов в данном случае исключать нельзя, возникают очень большие трудности при попытках объяснить их инжекцию в атмосфере Солнца из-за сравнительно высокой ее плотности и возможности затухания движения этих частиц в результате различных потерь (дальнейшее обсуждение этих вопросов см. в конце статьи).

§ 4. ОСОБАЯ ЭМИССИЯ В КРЫЛЬЯХ («УСЫ»)

Явлением «усов» мы называем кратковременное появление протяженных и очень узких (по высоте спектра) эмиссионных (или абсорбционных) крыльев возле линий солнечного спектра при отсутствии сколько-нибудь существенного возмущения в ядре линий.

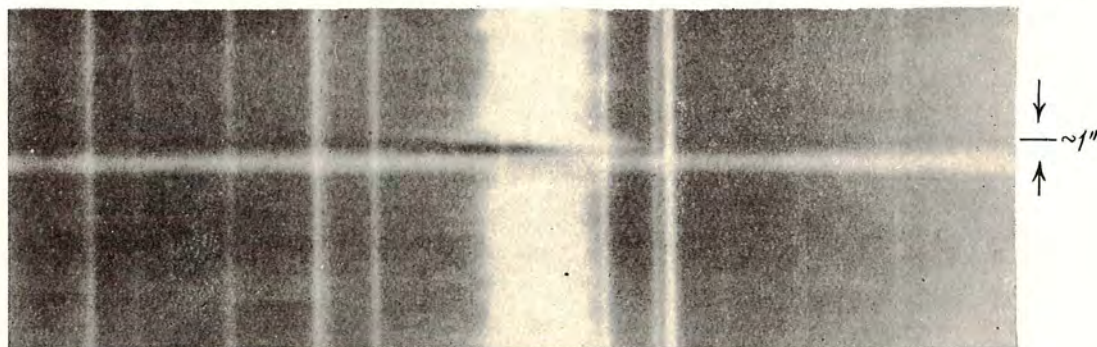
Размеры областей, где возникают усы, иногда поразительно малы — не более кружка рассеяния (300 км); если на спектрограммах полоски эмиссии усов получаются значительно шире (из-за дрожания в течение экспозиции), то визуально они воспринимаются как блестящие линии, не имеющие ширины.

Почти всегда усы имеют своим продолжением слабую полосу непрерывной эмиссии, поэтому кажется, что они захватывают весь видимый спектр (фиг. 1*в*). В редких случаях эта полоска отсутствует. Пока еще трудно сказать, в какой последовательности появляются усы и непрерывная эмиссия и как связаны оба явления: часто полоски непрерывной эмиссии не сопровождаются явлением усов. Продолжительность существования усов исчисляется минутами, самое большее — десятками минут.

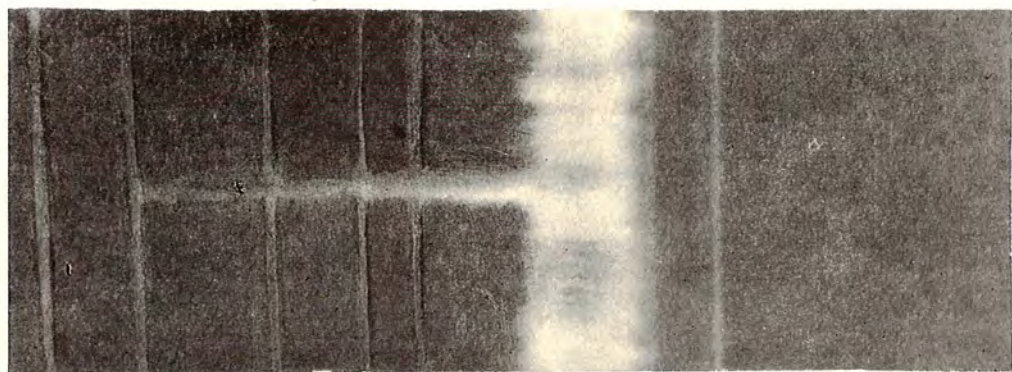
Явление усов наблюдается как в центре, так и на краю диска, где их легче всего обнаружить. Области, где можно обнаружить усы, характерны крайне клочковатой, турбулентной структурой линии H_{α} , наличием светлых и темных выбросов и струй (jets) и небольших развивающихся пятен в группах со сложной полярностью (см. фиг. 11). Очень часто усы, так же как и полоски непрерывной эмиссии, появляются непосредственно у края таких пятен в области факельных полей (фиг. 11*а*, *б*, *г*); в этом отношении они аналогичны вспышкам. Они наблюдаются иногда вблизи от эмиссионного обращения вспышек (фиг. 12*а*). Но спектроскопически явление усов в известном смысле противоположно явлению вспышек, где наблюдаются очень сильная эмиссия в ядре линий и сравнительно слабые и непротяженные крылья (конечно, кроме случая



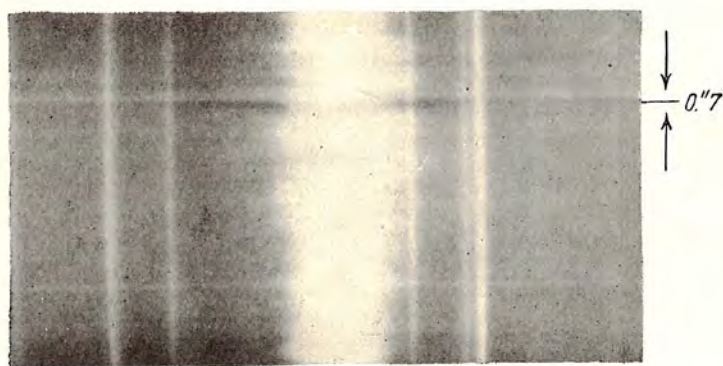
a



b



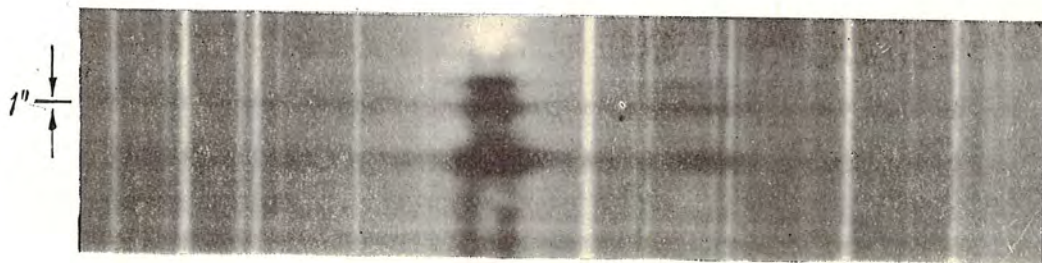
в



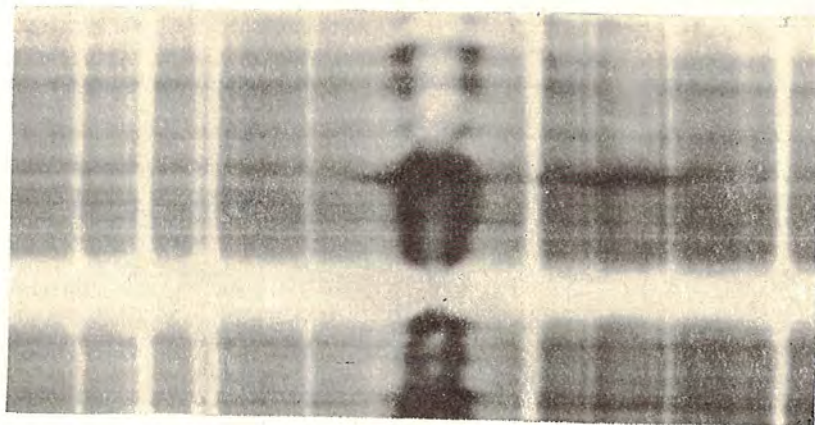
г

Фиг. 11. Симметричные и односторонние усы на диске Солнца.

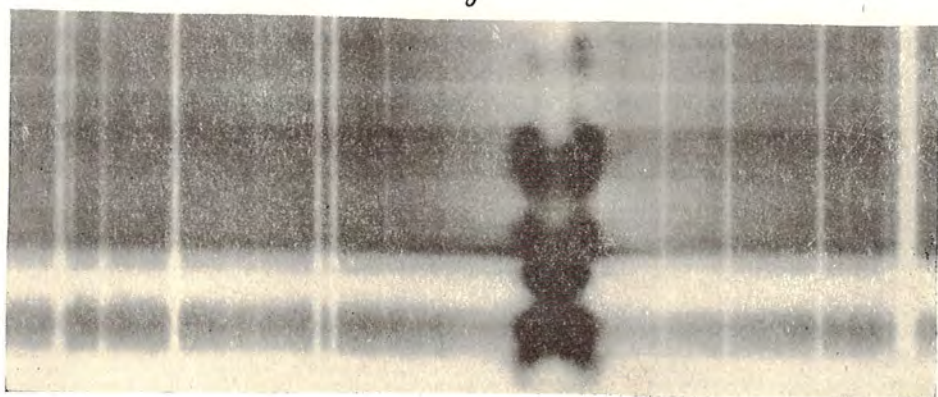
a — симметричные усы в H_{α} на краю диска; факел № 1287; *б* — односторонние «синие усы» в H_{α} вдали от края диска; *в* — радиальный выброс в поглощении (H_{α}); факел № 1011; *г* — симметричные усы вдали от края диска; факел 30 июня 1956 г.



a



б



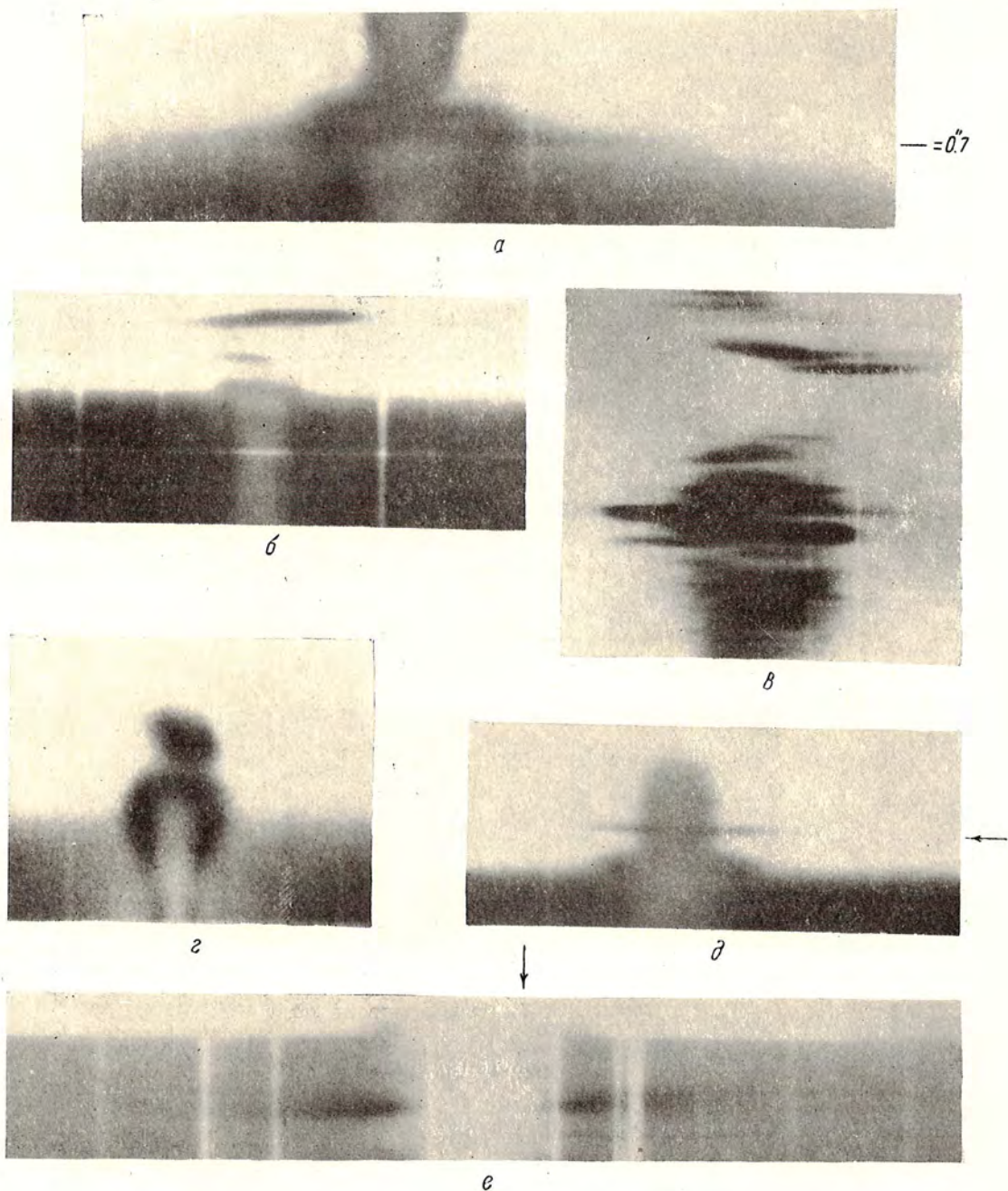
в



г

Фиг. 12. Тонкая структура эмиссии в линиях H и K (хорошо заметно заливание фраунгоферовых линий эмиссией усов).

a — усы (наверху) и эмиссия вспышки внизу в линиях H и He; вспышка № 1018; б — тонкая структура эмиссии вспышки № 1274 в линиях H и He; эмиссия крыльев состоит из двух тончайших нитей шириной 0,5; в — односторонние «синие усы» в линии K вблизи края диска; спектр № 1289; г — усы у самого края пятна в линии K; спектр № 1075.



Фиг. 13. Особая структура эмиссии над краем диска и наклонные усы.

a — усы над краем диска в H_{α} ; факел № 1052; *b* — усы над факелом в H_{α} ; *c* — тонкая структура эмиссии в линии H_{α} в ярком протуберанце; спектр № 1344; *z* — «купол» факельной эмиссии над линией К (расширяющееся ядро на краю); спектр № 561; *d* — усы H_{α} над факелом № 1110 (симметричный «взрыв»); *e* — наклонные усы H_{α} у края диска; факел № 1359.



a



б



в

Фиг. 14. Сдвиги линий в синюю сторону над усами.
a — сдвиг линий H_{ϵ} и H над усами в факеле № 874; *б* — то же для линии K ; *в* — сдвиг линии H_{β} в синюю сторону в факеле № 873.

сильных вспышек)*. Кроме того, полосы усов значительно уже (по высоте спектра), чем полосы эмиссии вспышек.

Усы наблюдаются у всех линий Бальмеровской серии от H_α до H_9 , хотя получить спектрограммы для всех этих линий одновременно трудно из-за кратковременности существования этих образований. Возле линий H_α и H_β они простираются иногда до 10 Å. Возле линий H и K наблюдаются наиболее протяженные крылья усов — до 15 Å.

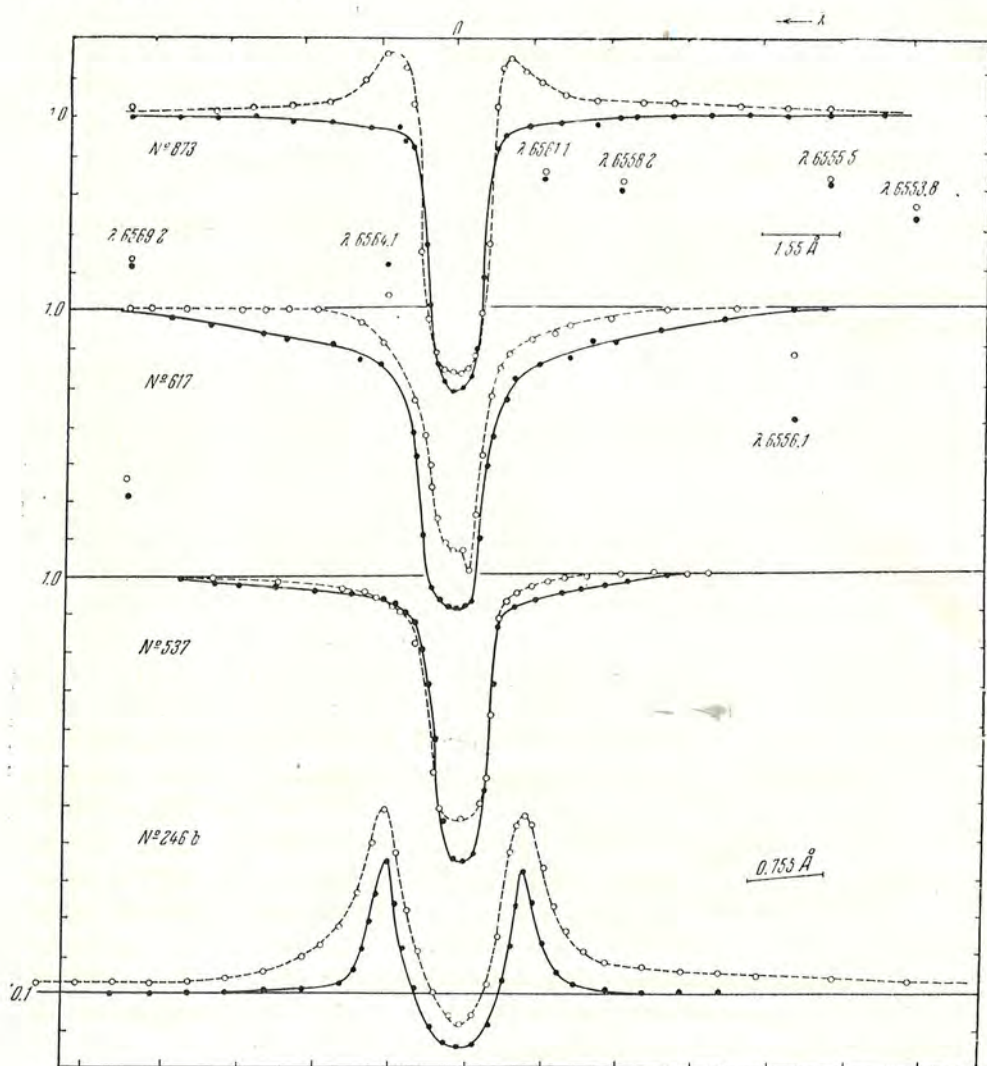
В ряде случаев получены спектрограммы усов в металлических линиях триплета Mg, $\lambda\lambda$ 5167.38, 5172.70, 5183.67, ультрафиолетовых линиях Ca^+ , $\lambda\lambda$ 3706.02, 3736.90, линиях железа и других металлов и их ионов; из-за больших экспозиций, в линиях инфракрасного триплета Ca^+ , $\lambda\lambda$ 8498.00, 8542.15, 8662.11 усы получаются плохо. Ни разу не наблюдалось это явление в линиях Na, D₁ и D₂; не исследовано это явление в линии гелия D₃.

Усы наблюдаются также в хромосфере или над краем диска (фиг. 13а) непосредственно над факелом (фиг. 13б и в) или в основаниях эруптивных протуберанцев. В ярких протуберанцах эмиссия водородных линий состоит как бы из отдельных тонких усов (фиг. 13в). Так же как и в случае полосок непрерывной эмиссии, эмиссия усов возле сильных линий иногда заметно заливает соседние, более слабые фраунгоферовы линии (см. фиг. 1в, 11а, б, 12а, в); в других случаях (фиг. 11г, 12в) этого не наблюдается, но тогда обнаруживается заметный сдвиг в синюю сторону этих линий на полоске усов, а также сдвиг самой линии, возле которой возникают усы (фиг. 14). Такие сдвиги, возникающие при появлении усов, достигают по нашим измерениям для линии H_α величины 0.2 Å или 8 км/сек. Наиболее интересно при этом оказывается то, что эти сдвиги наблюдаются не только в центре диска, но и вблизи самого края диска (фиг. 14а, б, 11а). Все эти факты свидетельствуют о том, что область усов, так же как и ядра непрерывной эмиссии, может возникать на различных глубинах в атмосфере Солнца, причем эти области не только поднимаются кверху, но и испытывают расширение (на что указывают доплеровские смещения у самого края). Аналогичное явление расширения области одновременно с возгоранием у вспышек является одним из наиболее характерных признаков нестационарности явлений.

Далее, одним из наиболее интересных свойств усов является отчетливо выраженная асимметрия эмиссии: почти всегда и независимо от положения на диске (см. ниже) синее крыло эмиссии является более ярким и протяженным, чем красное, хотя иногда наблюдается обратный эффект (фиг. 11б, в, 12в, 14а). Временами наблюдается практически одно лишь синее или красное крыло (фиг. 11б, 13а, б) — так же, как и в случае эруптивных выбросов в поглощении, хотя в последнем случае ширина полосы поглощения значительно больше (фиг. 11в).

* *Примечание при корректуре.* Нами недавно обнаружено, что кратковременные очень протяженные крылья эмиссии у сильных вспышек (балла ≥ 2) состоят из скопления «усов» различной протяженности.

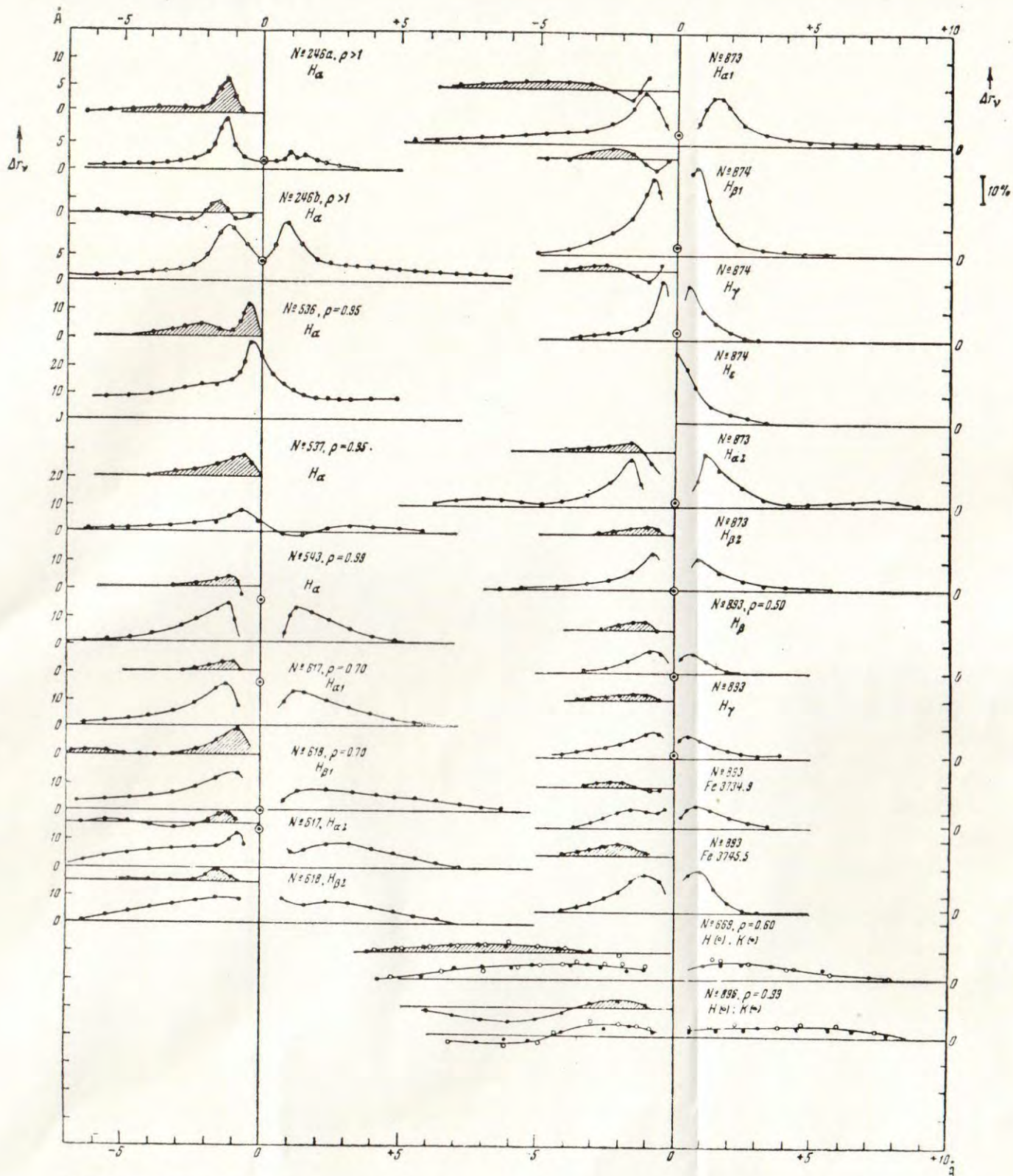
Абсорбционные усы — явление сравнительно редкое, их легко спутать с явлением эруптивных выбросов: они изредка появляются вместе с эмиссионными усами по обе стороны от разделяющего их небольшого пятна (см. [4]).



Фиг. 15. Контуры линии H_{α} в различных усах (пунктир, кружки) и соседней невозмущенной линии H_{α} (точки, сплошная линия).

Сужение эмиссионной полоски усов по мере удаления от центра линии весьма характерная особенность, заметная во всех случаях (фиг. 1, 11, 12, 13), делает явление усов спектроскопически сходным с появлением хромосферных струй или эруптивных выбросов (см. ниже).

Обратимся к спектрофотометрическому исследованию этого явления. Из более чем 100 наблюдений такому исследованию было подвергнуто около 30 случаев. Спектрофотометрия здесь затруднена крайней узостью



Фиг. 16. Контуры избыточной эмиссии усов Δr_v в процентах интенсивности непрерывного спектра в спектрах различных ядер (указаны номера). Слева от каждого контура приведены контуры асимметрии эмиссии (заштрихованы). Кружком с точкой обозначена эмиссия в центре линии. Эмиссия Δr_v для линии H обозначена кружком, для линии K — точками. Значения расстояния усов от центра диска обозначены через ρ и приведены в каждом случае.

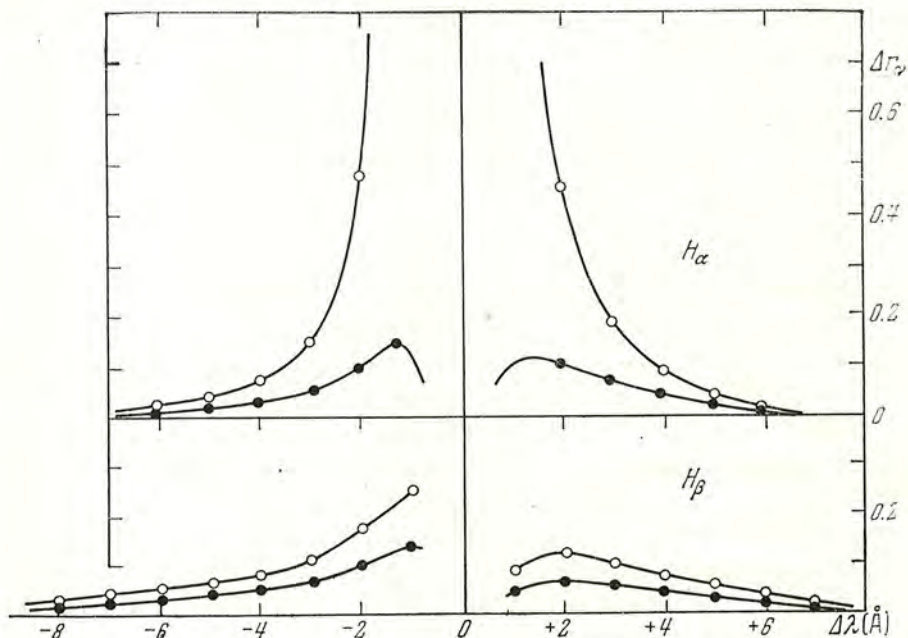
полоски, однако в большинстве случаев она возможна без потери разрешающей силы (при высоте щели $\approx \frac{2}{3}$ ширины полоски и ширине не более

0.1 мм; в таких же условиях, конечно, делалась запись соседнего, невозмущенного спектра). Для исследования эмиссии, возмущенный и невозмущенный контуры сильной линии совмещались друг с другом так, чтобы с о в и а л и положения ряда (до 15) опорных линий, в частности теллурических, по соседству и в крыле исследуемой линии. В случае часто наблюдаемого сдвига исследуемой линии над усами в синюю сторону, эта процедура приведет к некоторому занижению избыточной эмиссии в синем крыле усов, что следует учитывать. Но совмещение центров самих сильных линий вносит, из-за их ширины и деформации над полоской усов, столь большие неопределенности, что может вызвать совершенно фиктивное представление о спектральном распределении эмиссии.

На фиг. 15 представлены примеры контуров линии H_{α} над полоской усов (пунктир) и соседней невозмущенной части (сплошная линия), сопоставленных указанным выше способом по опорным линиям. Для усов № 873 приведены (точками и кружками) остаточные интенсивности некоторых опорных линий в крыльях обоих контуров. Мы видим, что остаточные интенсивности атмосферных линий в обоих случаях практически совпадают. Для солнечных линий или их blends наблюдается заметный эффект заливания (например λ 6556.1 для усов № 617). Контуры № 873 представляют собой явление симметричных усов; для № 617 усы приблизительно симметричны, их область залегала глубоко (судя по заливанию линий) и их появление сопровождалось небольшим сдвигом всей линии H_{α} в синюю сторону. Асимметричные усы, с избытком эмиссии в синем крыле, показывает контур № 537, а также № 246, где явление наблюдалось в хромосфере на фоне слабой ($\approx 3\%$) полоски непрерывной эмиссии — здесь имеет место довольно редкое явление избытка эмиссии в красном крыле (см. также фиг. 13a). Подобное сопоставление было проведено для 28 контуров. Во всех случаях были найдены разности остаточных интенсивностей Δr_{ν} в контуре усов и соответствующей точке невозмущенного контура. Эти разности представляют собой некоторое распределение интенсивности эмиссии в пределах спектральной линии, которое может характеризовать, при известных условиях, фактическое распределение в спектре усов (ср. § 3).

На фиг. 16 приведены примеры распределения избыточной эмиссии Δr_{ν} в 21 случае для различных наблюдений и различных линий (указанных на фиг. 16). Разность эмиссии в синем и красном крыле приведена в виде отдельной кривой для каждого случая (заштрихованные области). Для каждого случая приведены также расстояния от центра солнечного диска ρ . На левой стороне фиг. 16 собраны примеры с явно выраженным избытком эмиссии (до 15⁰/₀) в синем крыле (кроме случая 246). На правой стороне — примеры, когда усы наблюдались одновременно для ряда спектральных линий, и два примера распределения Δr_{ν} для линий H и K.

Для суждения о фактической эмиссии необходимо знать глубину залегания области усов. Так же как и для полосок непрерывной эмиссии, наблюдаются случаи (например, фиг. 16, случаи 617₁ и 873), когда эмиссия усов прекращается, не достигая центра линии на некотором расстоянии $\Delta\lambda_0$. Вообще нет никакой зависимости между эмиссией в центре линии и явлением усов. Наибольшее $\Delta\lambda_0$, на котором эмиссия исчезает, $\approx 0.75 \text{ \AA}$ для линии H_α , что соответствует средней



Фиг. 17. Наблюдаемые контуры эмиссии усов (точки) и исправленные за поглощение в вышележащей атмосфере (кружки). Спектр № 617; $\rho = 0.70$.

глубине залегания $\tau_0 \geq 0.4$. Однако, если бы величина τ_0 была существенно больше 0.4, то, редуцировав наблюдаемую интенсивность за поглощение в вышележащем слое (фактор $e^{-\tau_\lambda}$, τ_λ — оптическая толщина в сфере линии), мы получили бы, в противоречии с наблюдениями, что интенсивность фактической эмиссии усов, наблюдаемых на диске, заметно больше (порядка нескольких десятков процентов) интенсивности усов, наблюдаемых над краем диска (не более 10%). Поэтому величина $\tau_0 = 0.3-0.4$ недалека, по-видимому, от верхнего предела глубины залегания. Если принять это значение, то можно найти величину множителя $e^{-\tau_\lambda \sec \theta}$ для различных расстояний от центра линии с помощью теории образования водородных линий. С помощью данных для линии H_α , приведенных в нашей работе [13] (расширение вследствие эффекта давления), и для H_β и других, согласно [14] (Штарк-эффект), мы вычислили контуры усов, т. е. величины $\Delta r_p e^{\tau_\lambda \sec \theta}$, исправленные за поглощение при $\tau_0 = 0.4$. На фиг. 17 приведены в качестве примера эти контуры для спектрограммы № 617 (H_α и H_β).

Если исправленную таким образом эмиссию в крыльях усов представить в виде

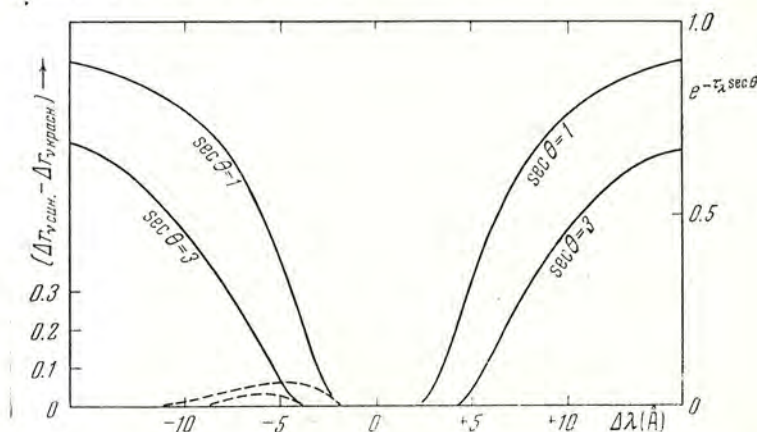
$$p_{\lambda}(1 - e^{-\Delta\tau_{\lambda}}), \quad (4, 1)$$

где $\Delta\tau_{\lambda}$ — оптическая толщина области образования эмиссии усов, а $p_{\lambda} = j_{\lambda}/k_{\lambda}I_{\odot}$ — эмиссия (которую в крыльях линии можно считать постоянной), то можно сделать следующие, пока что предварительные, выводы о характере эмиссии усов. Наибольшую трудность в объяснении этой эмиссии представляет то, что ширина и яркость крыльев в бальмеровской серии или сохраняется практически одинаковой или очень медленно убывает с номером в серии. В этом — радикальное отличие контуров усов от контуров вспышек, где линия H_{α} резко выделяется своей большей шириной и яркостью среди остальных линий серии Бальмера. Расширение эмиссии усов не может быть связано с эффектом Доплера и затуханием излучения, так как этот механизм приводит к очень сильному росту p_{λ} с номером линии и к абсурдному декременту бальмеровской серии. Еще большее расхождение с наблюдениями получается в случае расширения из-за эффекта давления. Несколько сложнее дело обстоит со Штарк-эффектом. Вычисления множителя $1 - e^{-\Delta\tau_{\lambda}}$ в этом случае для электронных давлений $p_e = 50$ бар и $p_e = 100$ бар и чисел атомов водорода во втором состоянии $N_2 = 10^{16}$ и 10^{15} показывают, что в прозрачной области, где этот множитель $\simeq \Delta\tau_{\lambda}$, ($\Delta\lambda > \sim 3 \text{ \AA}$), величина p_{λ} резко растет с удалением от центра линии, а затем уже на самых краях крыльев становится постоянной. В то же время в случае Штарк-эффекта мы должны были бы иметь $p_{\lambda} \simeq \text{const}$ и интенсивность (3, 1) должна бы следовать закону $1/\Delta\lambda^{5/2}$ во всей прозрачной области крыла (возможное изменение p_{λ} с глубиной здесь не может отразиться на виде контура). Таким образом, основная часть крыльев усов показывает более медленное падение интенсивности, чем в случае Штарк-эффекта. Кроме того, в этом случае (при заданном N_2) опять-таки получается большее заполнение 4-го уровня, нежели 3-го. Практически одинаковая ширина усов H_{α} , H_{β} в случаях 617—618, усов у линий H_{β} , H_{γ} и линий железа в случае 893 также указывает на то, что Штарк-эффект едва ли может быть целиком ответственным за расширение эмиссии в усах, хотя, возможно, он играет некоторую роль в самых далеких крыльях.

Приведенные данные свидетельствуют скорее об эффекте типа турбулентности (когда уширение не зависит от молекулярного веса) или, точнее, об эффекте макроскопических движений.

На нестационарность явления усов и наличие в них движений указывает также отчетливо выраженная асимметрия их эмиссионных контуров: в подавляющем большинстве случаев (см. фиг. 16) синее крыло ярче и протяженнее красного; временами наблюдается практически одно лишь синее или (реже) красное крыло. Этот эффект асимметрии, как сказано в начале этого параграфа, не зависит от положения на диске и выражен даже резко для усов, близких

к краю, где также наблюдаются односторонние усы. Положение максимума асимметрии $\Delta\lambda_a$ (см. заштрихованные контуры на фиг. 16) в одних и тех же усах водородных линий или слегка смещается к центру линии (например 873) или практически не меняется при переходе от низших к высшим членам серии (случаи 617—618, 893), т. е. ведет себя так, как это было бы в случае движения атомов ($\Delta\lambda_a \propto \lambda$). (Изменения $\Delta\lambda_a$ в пределах 30% обнаружить вообще трудно из-за неточностей фотографического метода.)



Фиг. 18. Ожидаемый теоретический эффект асимметрии эмиссии в линии H_α для различных расстояний от центра диска (пунктир).

Это явление асимметрии могло бы быть также связано с подъемом ядер эмиссии усов в атмосфере Солнца, так как с таким процессом будет связан сдвиг центра эмиссии в синюю сторону. На подъем обращаемого слоя в области усов указывают сдвиги линий в синюю сторону над усами вблизи центра диска. Чтобы выяснить ожидаемый в этом случае эффект, мы положим измеренную нами величину

$$\Delta r_v = \varepsilon_v e^{-\tau_v \sec \theta}, \quad (4, 2)$$

где ε_v — фактическая эмиссия, которую будем считать симметричной функцией относительно центральной длины волны, а

$$\tau_v = N_2 s_{v_0} F(v'),$$

где

$$v' = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} - \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_D} \frac{V \cos \theta}{c}.$$

Здесь V — скорость подъема ядер эмиссии (не более 10 км/сек, согласно измерениям). Приняв $N_2 = 10^{16}$ и используя для s_{v_0} и $F(v')$ наши данные для коэффициента поглощения в линии H_α [13], мы получим значения $e^{-\tau_v \sec \theta}$ для различных расстояний от центра этой линии (фиг. 18) и разности $\Delta r_v / \varepsilon_v$ эмиссии в синем и красном крыле.

Мы видим, что в случае чисто радиального подъема асимметрия у б ы в а е т от центра к краю и исчезает у края диска, что резко противоречит

наблюдениям (особенно факту появления односторонних усов у края и над краем). Таким образом, явление асимметрии усов должно быть связано с радиальными движениями или с каким-то процессом расширения области эмиссии. На это указывают также сдвиги линий над усами в сторону уса самого края диска (со скоростями до 8 км/сек!; см. фиг. 13 г, д и фиг. 14). Подобное расширение малой области эмиссии не обязательно представлять себе в виде симметричного «взрыва» или выброса частиц во все стороны с одинаковыми скоростями. Удаляющиеся от наблюдателя частицы всегда идут в сторону больших оптических глубин и тормозятся быстрее, чем частицы в направлении наблюдателя. С этим именно обстоятельством может быть связано то, что синее крыло усов, как правило, ярче и протяженнее красного по всему диску. Частое появление усов (так же как и вспышек) у самого края пятен указывает, что магнитное поле может сделать выброс частиц асимметричным — сосредоточенным, в основном, в двух противоположных направлениях. Расширения областей эмиссии одновременно с ростом интенсивности часто наблюдаются во вспышках и узлах эруптивных протуберанцев, где этот процесс сопровождается выбросом струй (узлов) с кратковременным возникновением сверхгравитационных ускорений [15], [16]. Эти струи, согласно недавним измерениям [17], движутся в основном в двух противоположных направлениях. Сам факт появления таких ускорений весьма загадочен, так как его невозможно объяснить действием как механических, так и электромагнитных сил. Но он может найти свое естественное объяснение, если в плазме солнечной атмосферы спонтанно возникают некоторые «взрывы» с сопутствующим им явлением ударной волны. О том, что движения плазмы в активных областях представляют собой скорее ударные волны, чем ламинарные движения, говорят также большие числа Маха для этих движений. Лабораторные исследования свечения водорода в ударных волнах показывают [18], что расширение линий здесь может быть очень значительным.

Если внезапное, быстрое расширение малой области возле пятна приводит к появлению ударной волны, то, встречая на пути своего распространения препятствие в виде магнитного поля пятна, ударная волна, с одной стороны, отражается от магнитных силовых линий пятна, как от упругой стенки, и вблизи края пятна (стенки) возникает сильное уплотнение, усиленное возбуждение, ионизация атомов и расширение линий. С другой стороны, плазма возле границы пятна будет стремиться двигаться не только (и не столько) в обратном направлении (от пятна), но и растекаться вдоль силовых линий магнитного поля пятна в противоположных направлениях, т. е., в основном, как в направлении наблюдателя, так и от него (при радиальном направлении поля). С помощью такого представления можно понять возникновение двух в основном противоположно направленных движений вдоль магнитного поля и понять, почему в некоторых случаях одно крыло усов располагается ближе к границе пятна, чем другое крыло (см., например, фиг. 11 б, 13 е).

Это представление позволяет также понять явления возвратных выбросов (surges) и эруптивных волокон — этих очень быстрых выталкиваний плазмы из самой границы пятна. В пользу этой концепции говорит также то, что с этими процессами, согласно нашей работе [19] (см. также [20]), часто связано возникновение всплесков радиоизлучения, т. е. своего рода нелинейных колебаний плазмы, которые как раз характерны для ударных волн. О том, что усы могут быть сосредоточенными струями, говорит также сужение эмиссии усов по мере удаления от центра линии — явление, столь характерное для возвратных выбросов и струй в абсорбции. В пользу этого же представления свидетельствует появление иногда наклонных к плоскости дисперсии усов (см. фиг. 13 *e*), а также односторонних усов.

Если в усах мы имеем дело с облаком движущихся частиц, то их скорости определяются положением асимметрии на фиг. 16 и достигают нескольких сот километров (для водородных атомов). Если же усы есть струи, образовавшиеся от ударной волны в магнитном поле, то скорости атомов определяются полной шириной крыльев и могут достигать 1000 км/сек и более. В обоих случаях мы имеем дело с выбросом частиц, сосредоточенным в весьма малой области.

В связи с этим следует отметить, что еще до настоящего исследования В. Б. Никоновым и автором методом фотоэлектрической регистрации был обнаружен факт асимметрии эмиссии кальциевых флоккулов [21]. Было найдено, что эмиссия в синем крыле линий H и K ярче и протяженнее, чем в красном, причем этот эффект проявляется более или менее одинаково как в линии H, так и в линии K. Эта асимметрия проявляется на различных расстояниях от центра линий; ее положение и величина меняются от факела к факелу (положение максимума асимметрии меняется от 300 до 1000 км, а величина от 1 до 8%). Не было обнаружено никакой зависимости в появлении и характере асимметрии от положения на диске. Эта асимметрия была истолкована как свидетельство корпускулярных потоков ионов Ca^+ , из факелов. Также путем фотоэлектрической регистрации было недавно найдено, что эта асимметрия проявляется одновременно в линии H_α , хотя и с некоторым сдвигом в ее положении для H_α относительно H и K. Краткое сообщение об этом сделано в [22] и будет предметом отдельной работы. Для более чем 50 факелов положения асимметрии соответствовали скоростям от 500 до 1200 км/сек, что позволило также предвычислить моменты наступления корпускулярных возмущений. Сопоставление этих предвычисленных моментов с фактическими возмущениями магнитного поля Земли показало в 80% случаев хорошее согласие. По эквивалентной ширине асимметрии была оценена плотность потока ионов $\text{Ca}^+ \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ величина, приемлемая с точки зрения геомагнитных данных. Последующее обнаружение усов показало, что в основе этих ранее полученных результатов лежит явление асимметрии эмиссии в усах. Дело в том, что наши ранние фотоэлектрические измерения обнаруживали некоторый суммарный, сглаженный эффект, возникающий как от очень маленьких областей, где локализованы усы, так

(в большой степени) от прилегающей фотосферы, так как высота щели электрофотометра выбирается достаточно высокой для поддержания необходимой чувствительности.

Таким образом, корпускулярное излучение активных образований на Солнце, вероятно, локализовано в очень маленьких областях и имеет характер отдельных, кратковременных выбросов.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

О ВОЗМОЖНОСТИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Совокупность рассмотренных в § 3—4 данных приводит к заключению, что в активных областях на Солнце возникают крайне нестационарные образования небольших размеров, которые поднимаются из более глубоких слоев, расширяясь (или распадаясь). Их нестационарность и распад выражаются 1) в быстром выделении большой энергии нетеплового происхождения и 2) в возникновении быстрых расширений и, в основном, противоположно направленных выбросов атомов с большими скоростями.

Таблица 5

№ спектрограммы	Депрессия		Δr_y
	Невозмущенная фотосфера	Усы	
617a	0.97	0.90	0.07
617б	0.98	0.93	0.05
537	0.99 ₅	0.98 ₅	0.01
873 ₁	0.99	0.96	0.01
873 ₂	0.99	0.91	0.08
Среднее			0.044

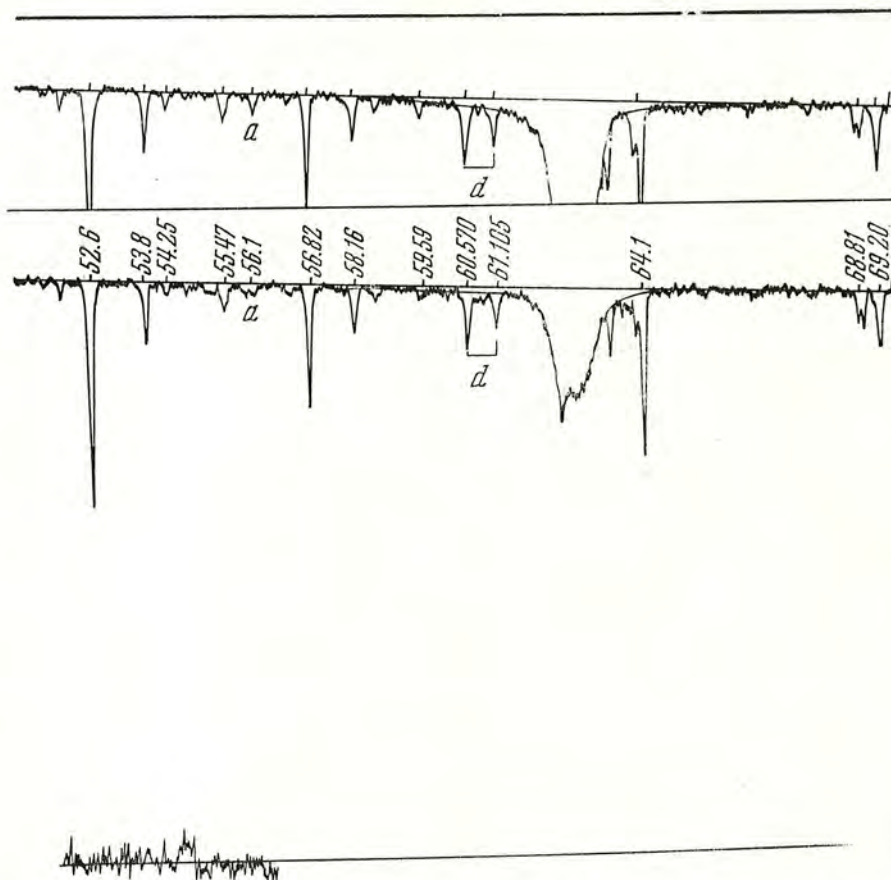
То обстоятельство, что при аналогичных нестационарных процессах — вспышках возникают временами космические лучи, дает вообще указание на возможность протекания некоторых ядерных процессов в активных образованиях на Солнце. К выводу о возможности своеобразных ядерных процессов в атмосферах звезд приводит ряд соображений [11] и, в частности, проведенное нами недавно исследование дейтерия на Солнце [23]. В этом исследовании было обнаружено, что депрессия между линиями водяных паров λ 6561.105 и λ 6560.570, а также сама линия λ 6561.105 слегка меняются при переходе от центра к краю, что указывает на присутствие слабой линии D в крыле линии H $_{\alpha}$ (содержание дейтерия D/H оценено $\approx 3-5 \cdot 10^{-5}$).

Наиболее удивительно поведение этой депрессии и линии λ 6561.105 в некоторых усах. Непосредственное сравнение микрофотограмм здесь показывает (см. фиг. 19), что указанная депрессия (отмечена буквой d) в полоске усов заметно больше, чем вне ее — в невозмущенной фотосфере.

В табл. 5 приведены значения остаточных интенсивностей указанной депрессии (в единицах соответствующей интенсивности крыла H $_{\alpha}$) для некоторых усов по сравнению с невозмущенной фотосферой.

Мы видим, что депрессия между линиями $\lambda\lambda$ 6560.570 и 6561.105 хотя и незначительно, но заметно больше в области усов, нежели в невозмущенной фотосфере.

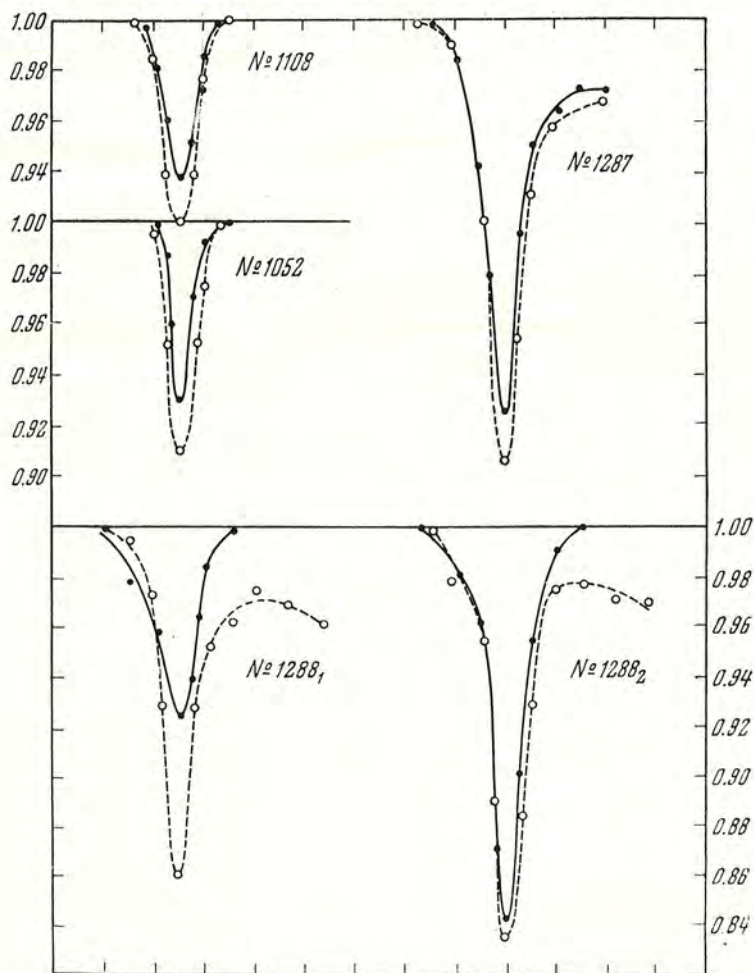
К сожалению, не для всех усов удастся изучить этот эффект: в случае большого содержания водяных паров, когда линии $\lambda 6561.105$ и $\lambda 6560.570$ очень интенсивны, выявление изменения очень слабой (с эквивалентной шириной $\approx 1.2 \text{ m\AA}$) линии D_α , блендирующей с этими линиями, — дело очень неуверенное. Увеличение депрессии, связанной с D_α , нетрудно



Фиг. 19. Сопоставление микрофотограммы линии H_α в усах (нижняя) и невозмущенной фотосфере (верхняя). Буквой d обозначен район депрессии между линиями $\lambda\lambda 6561.105$ и 6560.570 , связанной с линией D_α .

понять, если учесть, что над усами линии водорода сдвинуты в синюю сторону; очевидно, что при сдвиге H_α , линия D_α также будет слегка сдвинута в синюю сторону (вероятно, в меньшей степени, чем H_α , так как глубина образования D_α должна быть больше, чем у H_α) и ее блендирование с линией $\lambda 6561.105$ уменьшится. Наряду с этим эффектом, привлекает внимание также то обстоятельство, что сама линия $\lambda 6561.105$ показывает увеличение глубины над усами, тогда как линии спектра Солнца показывают уменьшение глубины, а атмосферные линии остаются практически неизменными. На фиг. 20 приведено сопоставление контуров этой линии $\lambda 6561.105$ в спектре усов (кружки)

и невозмущенной фотосферы (точки); в табл. 6 приведены соответствующие разности остаточных интенсивностей этой линии Δr_v и средние значения этой величины для других атмосферных линий ($\Delta r_{v, \text{атм.}}$). (Последние пять значений определены по спектрограммам с большой разрешающей силой и дисперсией в 4-м порядке спектра.)



Фиг. 20. Сопоставление контуров линии λ 6561.105 в спектре усов (кружки, пунктир) и в спектре соседней, невозмущенной фотосферы (точки, сплошная линия) для некоторых ядер эмиссии (указаны номера).

Мы видим, что хотя эффект невелик, но он превосходит, по-видимому, возможные ошибки. Таким образом, предварительные результаты как будто указывают на усиление линии дейтерия D_α в полосках усов. Представляет большой интерес исследовать этот вопрос самым внимательным образом, а также рассмотреть возможность появления изотопических компонент He^3 в активных областях.

Очень трудно указать причину рассмотренных в этой работе процессов, но несомненно, по-видимому, большая роль магнитных полей в их

Таблица 6

№ спектрограммы	Δr_{γ}	Δr_{γ} атм	№	Δr_{γ}	Δr_{γ} атм
617a	0	-0.01	1052	+0.02	—
617б	+0.02	0.00	1288 ₁	+0.09	—
873 ₁	+0.015	+0.00 ₅	1288 ₂	+0.005	—
873 ₂	+0.02	-0.00 ₅	1108	+0.04	—
			1287	+0.04	—
Среднее				+0.023	

формирования. Ядерные процессы типа тех, которые протекают внутри Солнца, могли бы быть источником частиц «умеренной» энергии, которые затем ускоряются в магнитных полях активных областей на поверхности Солнца. Вынос из глубин Солнца маленьких кусков центрального ядра, в котором протекают термоядерные реакции, — процесс, подобный выносу магнитных вихрей в теории пятен Альфвена, — едва ли возможен, если даже эти образования окружены своего рода «магнитным чулком», так как магнитная экранировка не способна задержать лучистый теплообмен*.

Более вероятной причиной является, по-видимому, крайняя неустойчивость плазмы в нейтральных точках магнитного поля, возникающая при внезапном уменьшении градиента давления. Свит недавно [24] обратил внимание на то, что при таком процессе могут возникать частицы с энергией космических лучей. По-видимому, вспышки, усы и непрерывная эмиссия возникают на нейтральных линиях, сопровождаясь ударной волной, как это показывает предварительное сопоставление их расположения с топографией магнитного поля. Однако этот вопрос требует дальнейшего, внимательного изучения. Если это подтвердится, то образование частиц высокой энергии и, в частности, нейтронов в областях нейтральных точек может вызвать ядерные реакции. Положение здесь будет в известном смысле аналогичное тому, которое изучено недавно в работах Л. А. Арцимовича и др. [25].

В заключение считаю своим долгом принести благодарность Т. В. Казачевской и Е. И. Лиморенко за участие в обработке спектров и А. Е. Балковому за помощь в подготовке иллюстраций. Автор благодарен также Э. Р. Мустелю за плодотворное обсуждение результатов этой работы.

Октябрь 1956 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
2. R. M. Math, O. Mohler, A. Pierce, L. Goldberg. Ap. J., 124, 1, 1956.
3. E. L. E. P. M. A. n. Ap. J., 46, 298, 1917.

* Это быстрое охлаждение поднимающейся в магнитном чулке струи было бы несущественно только в том случае, если бы вещество струи состояло из антиматерии (!), но такое допущение слишком фантастично, чтобы о нем серьезно говорить.

4. А. Б. Северный. Trans. Internat. Astron. Union, vol. IX, 1956; Астр. журн., 33, 74, 1956; Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 194, 1956.
5. В. А. Крат. Изв. ГАО, 19, 1, 1954; 20, 17, 1956.
6. R. Richardson. Ap. J., 78, 359, 1933.
7. Н. А. Козырев и В. А. Амбарцумян. Циркуляр Пулковской обс., 2, 6, 1932.
8. Т. В. Крат. Астр. журн., 24, 329, 1947; О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 152, 1954.
9. В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 177, 1957.
10. S. Chandrasekhar a. F. Vreen. Ap. J., 104, 430, 1946.
11. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюракан. обс., 13, 3, 1954; А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 103, 1955; W. Fowler, C. Burbidge a. E. Burbidge. Ap. J., Suppl. Series, № 17, Dec. 1955.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 54, 1955.
13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 54, 1956.
14. C. De Jager. Rech. Utrecht, 13, 1, 1952.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 129, 1954.
16. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 3, 1954.
17. А. Е. Балковой. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 98, 1956.
18. E. Tugner. Proc. Nat. Sc. Found. Conf. Stellar Atmospheres, Indiana Univ., 1954.
19. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 111, 1955.
20. И. Г. Моисеев и С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 211, 1957.
21. В. Б. Никонов и А. Б. Северный. Исследование эмиссии и корпускулярного истечения в солнечных флоккулах фотоэлектрическим методом оциллогр. спектров. Изд. АН СССР, 1954.
22. А. Б. Северный. Труды конференции Комиссии по исследованию Солнца. 1957 (в печати).
23. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 3, 1956.
24. P. Sweet. Доклад на Симпозиуме по космической электродинамике. Стокгольм, август 1956.
25. Л. А. Арцимович и др. Атомная энергия, № 3, 1956.

СРАВНЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ И КАЛЬЦИЕВЫХ СПЕКТРОГЕЛИОГРАММ И ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА ВО ФЛОККУЛАХ

Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап

В работе рассматривается вопрос о механизме излучения флоккулов в линии H_{α} . Для этого сравниваются спектрогелиограммы в лучах К, Ca^{+} и H_{α} , снятые с помощью двойного спектрогелиографа обсерватории. Этот спектрогелиограф позволяет получать спектрогелиограммы одновременно в двух лучах, что исключает все эффекты, возникающие при неодновременных снимках. Частично результаты фотометрической обработки спектрогелиограмм представлены на фиг. 2, *a—d*. На этих рисунках дано изменение интенсивностей I_K и $I_{H_{\alpha}}$ во флоккулах, а также изменение этого отношения для ряда фиксированных (одних и тех же в лучах H_{α} и К) разрезов на диске.

Анализ всех фотометрических разрезов и осмотр большого числа спектрогелиограмм приводит к выводам: а) колебания $I_{H_{\alpha}}$ во всех случаях значительно слабее, чем колебания I_K ; б) в большинстве случаев ход интенсивности I_K через флоккул весьма подобен ходу интенсивности $I_{H_{\alpha}}$, хотя иногда и имеются небольшие нарушения этой закономерности (см. фиг. 4). Обычно делаемый вывод о том, что кальциевые и водородные флоккулы имеют весьма различный вид, связан просто с тем, что для H_{α} -флоккулов контрасты в линии H_{α} и колебания $I_{H_{\alpha}}$ от места к месту значительно меньше, чем контрасты в линии К для К-флоккулов.

В третьем разделе статьи проведен теоретический анализ полученных результатов. В основу положены более ранние выводы [1] одного из авторов настоящей работы о том, что возбуждение атомов Ca^{+} в линиях Н и К во флоккулах и в невозмущенной хромосфере — электронный удар, причем колебания электронной температуры в этом случае заключены в пределах от 6000 до 8000°. Отправляясь от этих результатов и от фиг. 2, *a—d* настоящей статьи, показано, что механизмом излучения водорода в H_{α} -флоккулах при указанных температурах не может быть электронный удар. В этом случае, в связи с большими энергиями возбуждения и ионизация атомов Н и быстрыми колебаниями функции F_{jk} (см. [3]), колебания $I_{H_{\alpha}}$ были бы значительно более сильными, чем колебания I_K , что противоречит изменению отношения $I_K : I_{H_{\alpha}}$ на фиг. 2, *a—d* и отношения $(I_K - 1) : (I_{H_{\alpha}} - 1)$ на фиг. 2, *a* и *б*.

Обсуждение этой трудности приводит к выводу о том, что хромосфера во флоккулах является крайне неоднородным образованием и включает элементы с самыми различными температурами. Этот вывод о неоднородности хромосферы, сделанный уже ранее в [1], подтверждается последними исследованиями [6], [10], [11]. Сходный ход интенсивностей I_K и $I_{H_{\alpha}}$ на фиг. 2, *a—d* может быть объяснен тепловым взаимодействием между отдельными температурными компонентами хромосферы во флоккулах.

COMPARISON OF HYDROGEN AND CALCIUM SPECTROHELIOGRAMS AND THE EXCITATION OF HYDROGEN ATOMS IN FLOCCULI, BY *E. R. Mustel, T. T. Tsap*. — The mechanism of emission in H_{α} flocculi is considered by comparing

spectroheliograms in K, Ca⁺ and H_α, taken with the double spectroheliograph of the observatory. With the aid of this instrument simultaneous spectroheliograms in two regions of the spectrum can be taken, thereby excluding all effects, arising from non-simultaneous observations. Some of the results of the photometry of the spectroheliograms are given in fig. 2, a—d, namely the variation of the intensities I_K and I_{H_α} in flocculi and the variation of their ratio for several fixed sections on the disk.

An analysis of the photometric sections and a careful examination of a large number of spectroheliograms lead to the following conclusions: a) the variations of I_{H_α} are in all cases much smaller than those of I_K ; b) in most cases the variation of intensity I_K through the flocculus is very similar to that of I_{H_α} although sometimes there are small deviations from this law (fig. 4). The usual conclusion, that the appearance of the calcium and hydrogen flocculi is very different is due to the fact that contrasts in H_α-flocculi and the variations of I_{H_α} from point to point are considerably smaller than for the K-flocculi.

In the third part of the paper a theoretical analysis of the derived results is given. The former conclusions of one of the authors [1] are used: the excitation of Ca⁺ atoms in the H and K lines in the flocculi and in the undisturbed chromosphere is caused by electronic impact, the electron temperature varying in this case within the limits 6000—8000°. Using these results and fig. 2, a—d of the present paper, it is shown that the mechanism of excitation of hydrogen atoms in H_α-flocculi at the above-mentioned temperatures cannot be electronic impact. In this latter case (because of the high energies of excitation and ionization of H atoms) the variations of I_{H_α} would be much larger, than those of I_K , and this contradicts the variations of the ratio $I_K : I_{H_\alpha}$ given on fig. 2, a—d.

A discussion of this difficulty leads to the conclusion that the chromosphere in flocculi is a highly non-uniform formation and contains elements with very different temperatures. This conclusion about the non-uniformity of the chromosphere, made already in [1], is confirmed by recent investigations [6], [10], [11]. The similar variations of I_K and I_{H_α} in fig. 2, a—d can be explained by a thermal interaction between separate temperature components of the chromosphere in flocculi.

1. В ряде предыдущих ранее опубликованных работ по физике флоккулов [1], [2], [3] один из авторов настоящей работы пришел к следующим выводам:

а) Возбуждение и свечение атомов Ca⁺ в линиях H и K в невозмущенных частях солнечного диска обусловлены электронным ударом. б) Тот же механизм (электронный удар) имеет место для свечения H и K линий во флоккулах. Эффективность данного механизма усилена тем, что сечение возбуждения атомов Ca⁺ электронным ударом в линиях H и K относительно велико [4], для линии K порядка 10^{-15} см². Рекомбинации в обоих случаях а) и б) не могут играть никакой роли [1]. в) Свечение атомов водорода в линии H_α в невозмущенных частях солнечного диска определяется рекомбинациями протонов и электронов. Расчеты показывают ([2], стр. 116), что при том числе N_p протонов в хромосфере* над 1 см² и концентрации электронов n_e , которые выводятся из наблюдений, количество квантов H_α, возникающих при рекомбинациях, приблизительно равно тому количеству квантов H_α, которое в действительности выходит из хромосферы (из того же столба с сечением 1 см²) в центральных частях линии поглощения H_α. Выводы а) и в) позволили объяснить различный вид спектрогелиограмм в невозмущенных частях солнечного

* В качестве минимального значения N_p можно взять интеграл $\int n_e dh$ по всей толще хромосферы.

диска (там, где нет яркого флоккульного свечения), в частности — наличие «вихрей» около солнечных пятен в H_α и отсутствие их в линиях К и Н.

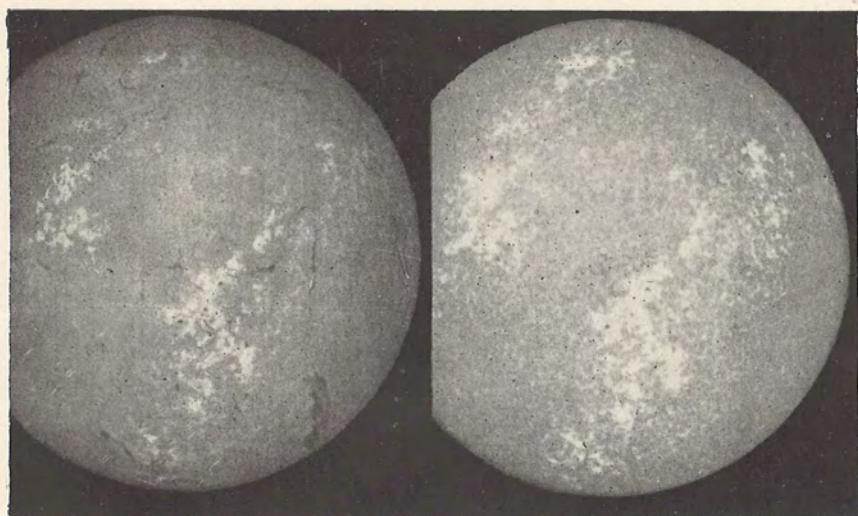
Однако вопрос о механизме излучения в линии H_α в ярких флоккулах остался в указанных работах [1]—[3] нерешенным, хотя и было указано, что во многих случаях более вероятным является рекомбинационный механизм. А именно, подсчеты показали ([2], стр. 116), что при электронной температуре $T_e \approx 7500^\circ$ эффективность процессов возбуждения электронным ударом и рекомбинационных процессов одинакова. При этом был приведен ряд аргументов в пользу того, что обычно электронная температура во флоккулах не больше 7500° . Однако в эти расчеты входила весьма неопределенная величина $N_1(H)$ — число нейтральных атомов водорода в хромосфере над 1 см^2 в основном состоянии, которое само может быть чувствительной функцией электронной температуры (ионизация водорода электронным ударом). Кроме того, в тех же работах [2], [3] указывалось, что все же при достаточно высокой температуре T_e (очень яркие флоккулы) эффективность возбуждающих столкновений может превзойти эффективность рекомбинаций.

Следует отметить, что вся эта проблема весьма сложная и к ее решению следует подходить осторожно. Одним из методов ее решения может быть сравнение водородных и кальциевых спектрогелиограмм, чему и посвящена настоящая работа.

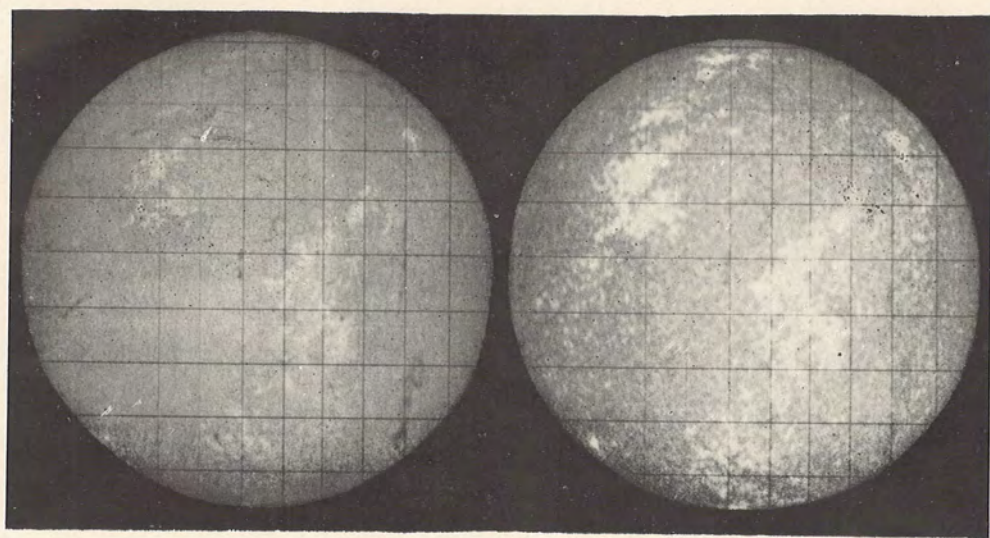
2. Двойной спектрогелиограф башенного солнечного телескопа обсерватории [5] позволяет получать спектрогелиограммы одновременно в лучах двух линий, например H_α и К. (Точнее, каждый элемент солнечной поверхности во время фотографирования снимается в обоих лучах в один и тот же момент.) Это является чрезвычайно важным обстоятельством, ибо каждый участок поверхности Солнца получается в различных лучах при совершенно одинаковых атмосферных условиях. Кроме того, тем самым исключаются все возможные изменения в самих деталях на Солнце, которые нельзя учесть в том случае, если спектрогелиограммы в двух лучах получаются одна за другой. Этот спектрогелиограф используется для ежедневной съемки всего диска Солнца в лучах линий Н и К, Ca^+ . Диаметр изображения Солнца на этих снимках — 44 мм. В нашей работе была также использована комбинация, дающая изображение диаметром 120 мм.

Задача настоящего исследования заключалась в том, чтобы найти распределение яркости на спектрогелиограммах, снимаемых в лучах H_α и К, вдоль какого-либо строго фиксированного на диске Солнца направления. В связи с этим при съемке на спектрогелиограммы впечатывалась сетка, которая на обеих спектрогелиограммах пересекает в точности одни и те же места солнечного диска. На фиг. 1, а и б представлены спектрогелиограммы, полученные соответственно 1 и 2 сентября 1956 г. Первая пара получена без сетки, вторая с сеткой.

Первая щель спектрогелиографа во время съемки равнялась 0.065 мм . Вторая щель спектрогелиографа для линии К соответствовала 0.32 \AA ,



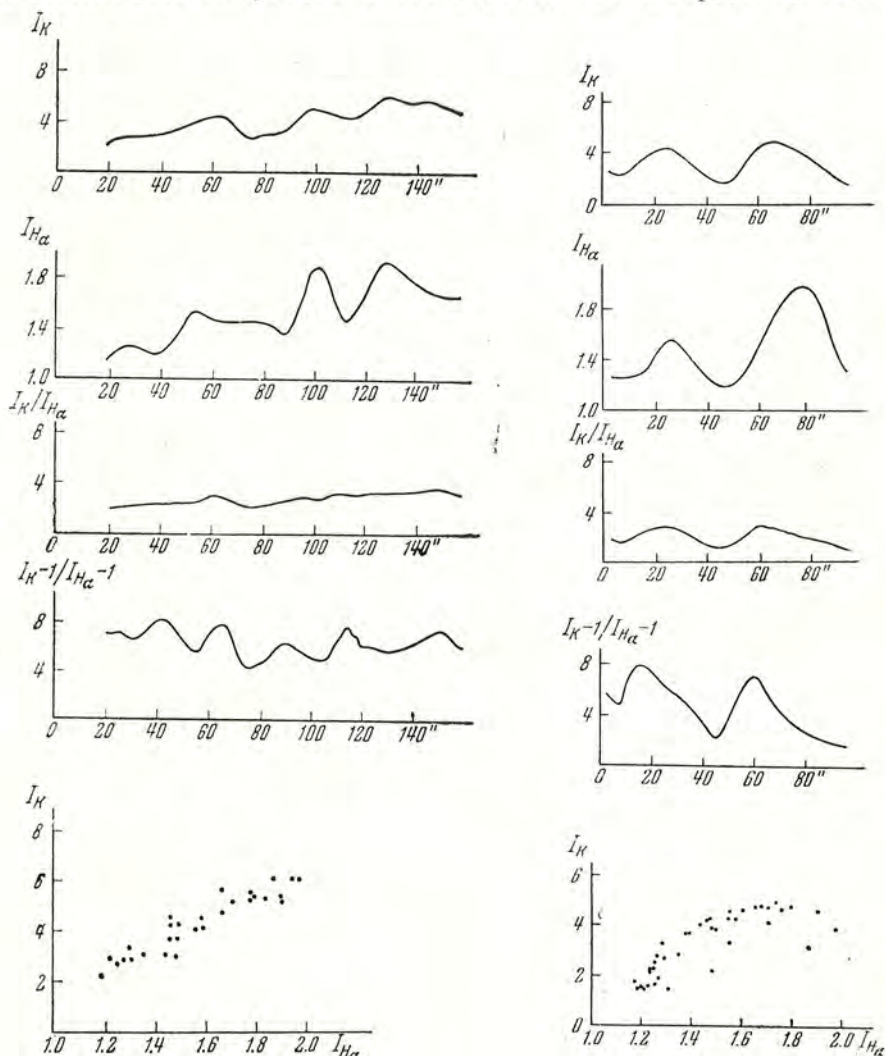
a



b

Фиг. 1, а, б. Спектрогелиограммы, полученные с двойным спектрогелиографом в лучах линий H_{α} и К.

для линии H_{α} немного варьировалась ото дня ко дню и в среднем составляла 0.20 \AA . Эти ширины лишь немного меньше тех спектральных участков, внутри которых сосредоточена наиболее яркая эмиссия центральных частей соответствующих линий H_{α} и K . Таким образом можно счи-



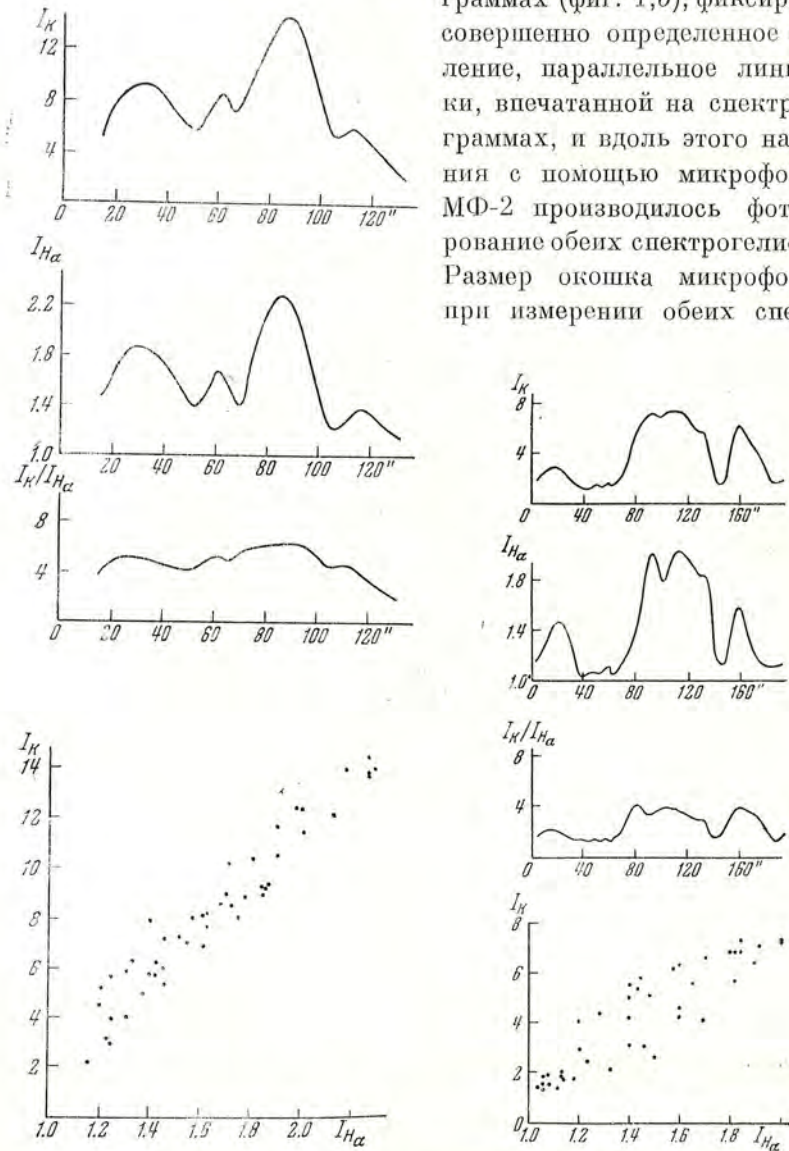
Фиг. 2, а, б. Сопоставление интенсивностей на спектрогелиограммах, полученных в лучах линий H_{α} и K . Единицы измерения абсцисс — секунды дуги.

тать, что на спектрогелиограммах, снятых в лучах линий H_{α} и K , распределение яркости на диске соответствует с достаточной степенью приближения изменениям полной энергии, излучаемой в активных местах указанными эмиссионными линиями. Более того, отклонение от полной ширины эмиссии в сторону уменьшения ширины щели у нас больше для линии H_{α} , чем для линии K . Это, как легко понять, лишь повышает контраст спектрогелиограмм, снимаемых в лучах H_{α} , по сравнению с контрастом спектрогелиограмм, снимаемых в лучах K . Вместе с тем, как мы увидим в следующем разделе, данное обстоятельство может лишь уси-

лить наши основные выводы, вытекающие из обсуждения полученных материалов.

Фотометрия спектрогелиограмм производилась следующим образом. В одном из прямоугольников, образованных сеткой на спектрогелио-

граммах (фиг. 1, б), фиксировалось совершенно определенное направление, параллельное линиям сетки, впечатанной на спектрогелиограммах, и вдоль этого направления с помощью микрофотометра МФ-2 производилось фотометрирование обеих спектрогелиограмм. Размер окошка микрофотометра при измерении обеих спектроге-



Фиг. 2, в, г. Сопоставление интенсивностей на спектрогелиограммах, полученных в лучах линий H_{α} и К. Единицы измерения абсцисс — секунды дуги.

лиограмм брался строго одинаковым и равным 0.5×1.5 на диске Солнца (примерный размер солнечных гранул). В качестве источника сравнения использовались прилежащие к флоккулу невозмущенные части солнечного диска, причем флоккулы для измерения выбирались

по возможности в центральных частях диска. Общий нуль-пункт отсчета координат вдоль измеряемого направления для обеих спектрогелиограмм определялся нитями сетки, перпендикулярными этому направлению.

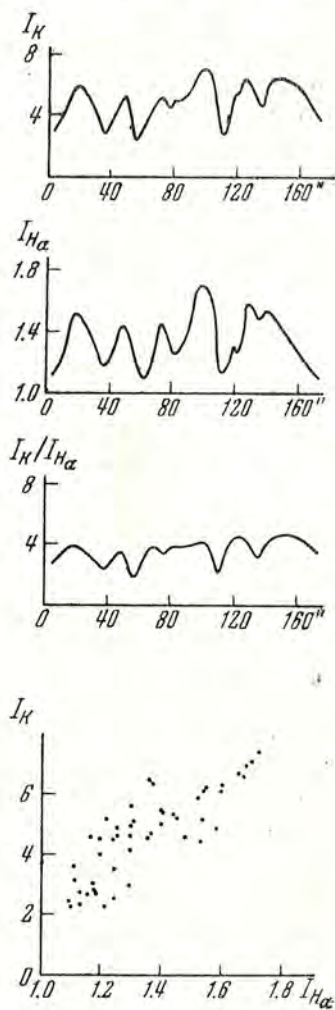
Таким образом, для каждого выбранного направления, пересекающего флоккул, нами получалось распределение яркости по диску Солнца, соответствующее в лучах H_{α} и K в точности тем же самым местам диска (следовательно и флоккула).

Результаты измерений для некоторых избранных спектрогелиограмм и избранных направлений представлены на фиг. 2, *a—d*. Интенсивность I_K и $I_{H_{\alpha}}$ на этих чертежах выражена, как указывалось, в единицах интенсивности прилежащих невозмущенных мест солнечного диска.

На каждом рисунке верхний график дает изменение I_K вдоль данного направления, следующий график соответствует изменению $I_{H_{\alpha}}$, третий дает изменение отношения $I_K : I_{H_{\alpha}}$ вдоль того же направления.

Прежде чем переходить к обсуждению представленных материалов, сделаем следующее замечание. Как уже указывалось, флоккулярные интенсивности в линиях K и H_{α} на фиг. 2, *a—d* отнесены нами к интенсивности прилежащего невозмущенного диска Солнца. Тем самым мы считаем, что вся измеряемая интенсивность I_K или $I_{H_{\alpha}}$ определяется флоккулом. Для того чтобы пояснить сказанное, обратимся к фиг. 3. На ней жирной линией изображен схематически контур линии H_{α} в невозмущенных частях солнечного диска, пунктиром — контур той же линии в прилежащем флоккуле. Линиями *aa* отмечены границы второй щели спектрогелиографа.

Согласно сказанному, величина $I_{H_{\alpha}}$ на фиг. 3 равна у нас $I_{H_{\alpha}} = (A + B) : B$, где буквами *A* и *B* обозначены площади соответственным образом заштрихованных фигур. Рассматриваемый случай соответствует предположению о том, что флоккул простирается на всю толщу хромосферы, т. е. он является просто возбужденным состоянием хромосферы в данной области. Однако в виде предположения можно было бы допустить, что флоккул является более или менее независимым образованием, расположенным над относительно невозмущенной хромосферой. Здесь



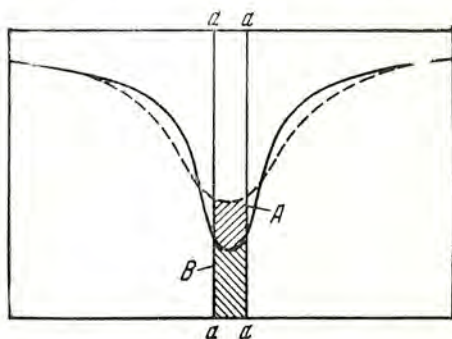
Фиг. 2, *d*. Сопоставление интенсивностей на спектрогелиограммах, полученных в лучах линий H_{α} и K . Единицы измерения абсцисс — секунды дуги.

за энергию флоккула пришлось бы взять площадь A и относить эту энергию вновь к площади B . В этом случае мы, пользуясь указанным определением $I_{H\alpha}$, можем написать:

$$\frac{A}{B} = I_{H\alpha} - 1. \quad (1)$$

Аналогичное выражение можно написать и для линии К. Ход отношения величин $A : B$ для линий К и $H\alpha$, т. е. отношения $(I_K - 1) : (I_{H\alpha} - 1)$ представлен на фиг. 2, a и b под верхними тремя графиками.

Следует, однако, указать, что рассматриваемый вариант мало вероятен. С физической точки зрения и с точки зрения хромосферных наблюдений гораздо естественнее считать, что флоккул простирается на всю толщу хромосферы, ибо под флоккулами расположена также аномальная область солнечной оболочки с повышенной степенью возбуждения — факел, причем имеются все основания считать [1], что в смысле теплового режима флоккул непрерывно переходит в нижерасположенный факел.



Фиг. 3. К определению энергии, излучаемой флоккулом.

Кроме того, рассматриваемый второй вариант с разделением эмиссии на две части A и B может иметь место в том случае, если оптическая толщина флоккула в центре линии $H\alpha$ (или К) меньше единицы, так что через флоккул мы непосредственно видим нижние слои «невозмущенной» хромосферы, посылающие энергию с интенсивностью, определяемой площадью B . Если же флоккул непрозрачен, то величина $(A+B)$ и есть непосредственно интенсивность самого флоккула. Вместе с тем имеются все основания считать, что флоккулы действительно непрозрачны в свете центра линий $H\alpha$ и К. Во-первых, даже в невозмущенных частях хромосферы ее оптическая толщина в центре линии $H\alpha$ (а тем более К) не меньше единицы, а по-видимому, даже больше (дискуссию этого вопроса см. в [6]). Вместе с тем во флоккулах эта оптическая толщина в связи с повышенным состоянием возбуждения атомов Н больше, чем в соседних невозмущенных местах Солнца. Об этом говорит, например, тот факт, что линия поглощения $H\alpha$ в факелах шире, чем в соседних местах, а следовательно, величина N_2 в факелах (и флоккулах) больше, чем в соседних местах.

Далее, известно, что потемнение диска Солнца в центральных частях линии $H\alpha$ (и особенно К) как для невозмущенных частей Солнца, так и для флоккулов относительно мало. Это можно объяснить только достаточно большой оптической толщиной хромосферы в центре линий $H\alpha$ и К.

Учитывая все сказанное, мы имеем основания считать, что действительно разложение флоккульного излучения на две составляющие A и B представляется весьма мало обоснованным. Учитывая все вышесказанное,

обратимся к обсуждению представленного на фиг. 2, *a—d* материала.

3. Рассмотрение фиг. 2, *a—d* показывает, что в большинстве случаев имеется довольно тесная связь между ходом излучения в линии К и в линии H_{α} , хотя в отдельных случаях и имеются отклонения. Этот вывод об общем характере кривых на фиг. 2, *a—d* подтверждается непосредственным тщательным сопоставлением большого количества спектрогелиограмм (негативов), снятых одновременно в H_{α} и К. Практически все достаточно темные (на негативе) места на К-спектрограммах видны и на H_{α} -спектрогелиограммах, причем создается такое впечатление, что общий вид флоккулов в линии H_{α} отличается от вида флоккулов в линии К только из-за относительно малого контраста флоккулов в первой из указанных линий. Именно по этой причине на спектрогелиограммах, получаемых в линии H_{α} , выделяются только самые яркие части флоккулов, в то время как во флоккулах, снимаемых в линии К, отчетливо видны все, даже слабые мелкие детали. Особенно интересны в данном отношении те парные спектрогелиограммы, где по чисто фотографическим причинам вообще все H_{α} -флоккулы вышли контрастно, а К-флоккулы не контрастно. В этих случаях легче всего проследить общую структуру H_{α} и К-флоккулов. Один из таких случаев представлен нами на фиг. 1, *a*. Внимательное сравнение обеих спектрогелиограмм показывает, что почти во всех деталях флоккулы, снятые в линиях H_{α} и в К, практически тождественны. Далее, малыми колебаниями величины $I_{H_{\alpha}}$ и, напротив, значительно большими колебаниями величины I_K легко объясняется тот факт, что колебания отношения $I_K : I_{H_{\alpha}}$ следуют близко общему ходу величин I_K и $I_{H_{\alpha}}$.

Мы указали, что в некоторых случаях имеются отклонения от общего хода в величинах I_K и $I_{H_{\alpha}}$. Такого рода отклонения лучше всего заметить, построив график зависимости величины I_K от $I_{H_{\alpha}}$ для каждого обработанного разреза на спектрогелиограммах. Если зависимость между I_K и $I_{H_{\alpha}}$ является однозначной, то мы будем иметь некоторую плавную кривую с разбросом точек, определенным только ошибками измерений. В противном случае будет иметь место заметная дисперсия точек.

Такие зависимости I_K от $I_{H_{\alpha}}$ представлены для каждой из фиг. 2, *a—d*. Мы видим, что в основном зависимость между I_K и $I_{H_{\alpha}}$ достаточно тесная, но в небольшом числе случаев эта дисперсия превышает ошибки измерений. Такие случаи будут описаны в конце статьи.

Однако, отвлекаясь от этих отклонений, следует заметить, что все же в большинстве случаев общее сходство в ходе величин I_K и $I_{H_{\alpha}}$ соблюдается, так что эта общая закономерность и должна быть обсуждена в первую очередь.

Естественно, что задача вновь сводится к выяснению вопроса о том, каков механизм излучения флоккулов в линии H_{α} . Вопрос же о механизме излучения флоккулов в линиях Н и К, Ca^+ мы будем считать решенным — все физические аргументы, основанные на наблюдениях и соответствующие расчеты [1] свидетельствуют о том, что механизмом излучения в линиях

Н и К является электронный удар. В той же работе [1] показано, что для объяснения наблюдаемого свечения флоккулов в линиях К и Н требуется относительно невысокая температура, порядка 7000—8000°. Новое значение для эффективного сечения возбуждения атомов Ca⁺ электронным ударом [4] еще понижает требуемую электронную температуру. Более того, целый ряд фактов (например, отсутствие запрещенных линий кислорода в спектре хромосферы и др.) свидетельствует также о том, что эта температура не может быть высокой [1].

Перечислим теперь возможные механизмы свечения водорода в линии H_α.

А. Возбуждение водородных атомов электронным ударом с первого основного уровня на третий уровень с последующим переходом 3 → 2.

Б. Ионизация водородных атомов электронным ударом с последующей рекомбинацией, сопровождающейся попаданием электрона на третий уровень и переходом 3 → 2.

В. Возбуждение атомов водорода электронным ударом со второго уровня на третий с последующим переходом 3 → 2.

Г. Ионизация атомов водорода излучением с последующими рекомбинациями и излучением квантов в H_α.

Рассмотрим сначала механизм А. В случае возбуждения атомов какого-либо элемента с уровня *i* на уровень *k* электронным ударом мы можем написать [1] для числа $N_{i \rightarrow k}$ переходов, совершающихся в столбе с площадью сечения 1 см²:

$$N_{i \rightarrow k} = N_i \bar{n}_e \bar{q}_{ik} F_{ik}, \quad (2)$$

где

$$F_{ik} = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{h\nu_{ik}}{kT_e} \right) e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT_e}}, \quad (3)$$

где N_i — число атомов данного элемента в исходном состоянии *i*, содержащихся в указанном столбе; \bar{n}_e — средняя электронная концентрация в столбе (во флоккуле); \bar{q}_{ik} — среднее эффективное сечение для возбуждающих соударений; ν_{ik} — частота линии. В табл. 1 приведены значения логарифма функции F_{ik} для линий К, Ca⁺, а также для различных переходов в атоме водорода (см. далее).

Считая, как сказано, что мы имеем дело с возбуждением атомов водорода по схеме 1 → 3 → 2 → 1, напомним для отношения числа этих соударений $N_{1 \rightarrow 3}$ (H) к числу возбуждающих соударений $N_{1 \rightarrow 2}$ (Ca⁺) в частотах линий К, Ca⁺:

$$\frac{N_{1 \rightarrow 3}}{N_{1 \rightarrow 2}} = \frac{N_1(\text{H})}{N_1(\text{Ca}^+)} \frac{\bar{q}_{13} F_{13}(\text{H})}{\bar{q}_{12} F_{12}(\text{Ca}^+)}. \quad (4)$$

Величины N_1 (H) и N_2 (Ca⁺), как числа атомов, находящихся в основном состоянии, могут быть приравнены с большой степенью точности полным числам атомов в соответствующем состоянии ионизации, т. е. величинам N (H) и N (Ca⁺). Так как потенциалы ионизации водорода и ионизованного кальция примерно одинаковы (различие составляет всего 1.7 эв), изменение отношения N (H) : N (Ca⁺) от места к месту во

Таблица 1

T	Кальций, линии К	Водород		
		$N_{1 \rightarrow 3}$	$N_{1 \rightarrow \infty}$	$N_{2 \rightarrow 3}$
5000°	5.39	4.97	5.45	6.47
7500°	6.38	0.93	1.94	7.06
10000°	6.87	2.90	2.16	7.34
15000°	7.36	4.85	4.37	7.64
20000°	7.60	5.81	5.47	7.79

флюккуле будет сравнительно небольшим. Неизмеримо более существенными будут колебания отношения $F_{13}(\text{H}) : F_{12}(\text{Ca}^+)$, куда входит весьма быстро меняющаяся функция $F_{13}(\text{H})$.

В последующем изложении мы будем считать, что изменения величин $N_{1 \rightarrow 3}(\text{H})$ и $N_{1 \rightarrow 2}(\text{Ca}^+)$, а тем самым, как только что сказано, изменения величин $F_{13}(\text{H})$ и $F_{12}(\text{Ca}^+)$ определяют изменения интенсивности излучения в соответствующих линиях* во флюккуле. Действительно, электрон, пошав в атоме Ca^+ с уровня 1 на уровень 2, должен возвратиться на уровень 1 и излучить квант в линии К. Вероятность перехода электрона с уровня 2 на другие уровни, кроме уровня 1, относительно крайне мала. Также и при переходе в атоме водорода с уровня 1 на уровень 3 электрон опустится или на уровень 2 или на уровень 1. Вероятность переходов вверх вновь очень мала. При этом отношение числа переходов $3 \rightarrow 1$ к числу переходов $3 \rightarrow 2$ есть постоянная величина. Следовательно, и здесь по изменению числа $N_{1 \rightarrow 3}$ мы можем прямо судить об изменении числа $N_{3 \rightarrow 2}$. Более строгое рассмотрение вопроса с составлением уравнений равновесия внесет лишь небольшие поправки.

Как мы уже указывали, электронная температура, оцениваемая по кальциевым флюккулам, не может быть очень высокой, скажем — выше 7500°. С другой стороны, электронная температура невозмущенной хромосферы, вероятно, близка к 6000°. Взяв эти данные, по табл. 1 можно найти, что при изменении T_e от 6000 до 7500° отношение $F_{13}(\text{H}) : F_{12}(\text{Ca}^+)$ увеличится в 35 раз. Соответственно следует ожидать, что при переходе от невозмущенной части диска к самым ярким частям флюккулов отношение $I_{\text{H}\alpha} : I_{\text{K}}$ должно также увеличиваться в такое же число раз. Однако это полностью противоречит наблюдениям. Кривые, дающие на фиг. 2, $a - \partial$ ход $I_{\text{K}} : I_{\text{H}\alpha}$, показывают, что, напротив, при переходе от невозмущенных частей диска к ярким флюккулам отношение $I_{\text{H}\alpha} : I_{\text{K}}$ у б ы в а е т в несколько раз, иногда в 5—6 раз, т. е. результирующее расхождение между расчетами и теорией может превышать два порядка. Иначе говоря, в противоречии с наблюдениями формула (4) указывает, что колебания яркости в линии $\text{H}\alpha$ во флюккулах должны быть неизмеримо более сильными,

* То же самое будет предполагаться и для других переходов в атоме водорода (см. далее).

чем в линии К, причем совершенно ясно, что этот вывод не связан с выбранными нами частными значениями температуры $T_{\varepsilon} = 6000$ и 7500° , а имеет совершенно общий характер. Как это следует из фиг. 2, а и б, тот же вывод сохранится и в том случае, если мы наблюдаемое флоккулярное излучение разобьем на две части А и В, что, впрочем, как мы указывали, представляется мало обоснованным.

Аналогичные заключения можно сделать и в отношении механизма В. В состоянии равновесия число ионизаций равно числу рекомбинаций, а поэтому по изменению числа ионизаций можно судить и об изменении числа рекомбинаций, т. е. процессов, ведущих к излучению в линии H_{α} . И здесь мы можем написать формулу, аналогичную формуле (4), с той только разницей, что в числителе вместо величин \bar{q}_{13} и F_{13} (Н) нужно будет ввести величины $\bar{q}_{1\infty}$ и $F_{1\infty}$ (Н), где значок бесконечности относится к состоянию ионизации. Взгляд на табл. 1 показывает, что в данном случае следует ожидать еще более резких колебаний флоккулярного излучения в линии H_{α} , а следовательно, и этот механизм мы должны отвергнуть.

Обратимся теперь к рассмотрению механизма В, т. е. механизма возбуждения атомов водорода электронным ударом по схеме $2 \rightarrow 3 \rightarrow 2$. С точки зрения возможного объяснения относительно слабых колебаний величины $I_{H_{\alpha}}$ на диске этот механизм сам по себе не встречает возражений. Действительно, из табл. 1 видно, что колебания величины F_{23} (Н) с температурой являются даже более слабыми, чем колебания величины F_{13} (Ca^{+}). Однако при этом сразу же возникает неизбежный вопрос, каким образом обеспечивается достаточно высокая (см. [2]) для данного механизма заселенность уровня 2 водородного атома. Допустим на момент, что это также электронный удар по схеме $1 \rightarrow 2$. Однако в данном случае возникает та же самая трудность — колебания величины F_{12} (Н) для водорода с температурой столь велики (не на много меньше, чем величины F_{13} (Н)), что это опять-таки приводило бы, в противоречии с наблюдениями, к сильным колебаниям интенсивности $I_{H_{\alpha}}$ на диске (во флоккулах). Следовательно, ударный механизм для переходов $1 \rightarrow 2$ следует исключить. Но тогда (в случае возбуждений ударом по схеме $2 \rightarrow 3 \rightarrow 2$) мы должны допустить, что существует какой-то другой механизм, возбуждающий водородные атомы с уровня 1 на уровень 2, не ударного происхождения и притом нечувствительный к изменению температуры. Вместе с тем допущение о том, что для переходов $1 \rightarrow 2$ играет основную роль один механизм, а для переходов $2 \rightarrow 3$ другой механизм, вряд ли может считаться правдоподобным. Если для таких больших энергий, как энергии, соответствующие переходам $1 \rightarrow 2$, существует какой-то механизм (о природе которого будет сказано далее), то совершенно очевидно, что он должен играть практически такую же роль для переходов $1 \rightarrow 3$ (а следовательно, и $3 \rightarrow 2$) как и для переходов $1 \rightarrow 2$. Действительно, различие в величине квантов $h\nu_{13}$ и $h\nu_{12}$ мало по сравнению с величиной самих квантов.

Заключение о том, что возбуждение в линии H_{α} не определяется электронным ударом (при тех температурах $6000-8000^{\circ}$, которые следует

ожидать на основании изучения колебаний по диску величины I_K), подтверждается и многими другими соображениями.

Мы приведем здесь лишь одно, наиболее существенное. Известно, что имеется весьма близкое соответствие [7] в виде спектрогелиограмм, получаемых в лучах инфракрасной линии гелия $\lambda 10830 \text{ \AA}$, и в лучах линии H_α , с той только разницей, что флоккулы в H_α яркие, а в линии $\lambda 10830 \text{ \AA}$ темные. Вместе с тем, опять-таки совершенно очевидно, что те электронные температуры, которые следует ожидать во флоккулах на основании изучения колебания интенсивности I_K , совершенно недостаточны для объяснения высокой интенсивности линии поглощения 10830 \AA во флоккулах, что специально обсуждено в более ранней работе [8] одного из авторов.

Таким образом, мы можем сделать тот вывод, что вообще для всех трех механизмов *A*, *B*, *C* механизм электронного возбуждения при тех температурах, которые следуют из изучения Ca^+ -флоккулов, должен быть отвергнут.

Обратимся к рассмотрению последнего возможного механизма возбуждения водородных атомов — ионизации водородных атомов достаточно жестким излучением с последующими рекомбинациями и каскадными переходами, включающими переход $3 \rightarrow 2$, соответствующий линии H_α . По-видимому, единственным возможным источником такого излучения могла бы быть солнечная корона [9]. Однако и здесь мы встречаемся с трудностью, которая была обсуждена в указанной выше работе [8]. Эта трудность заключается в том, что области короны с повышенной интенсивностью монохроматического излучения обычно занимают на Солнце довольно большую протяженность по высоте и в стороны, так что излучение от них должно идти вниз весьма широким пучком внутри большого телесного угла. Поэтому следовало бы ожидать, что площадь, занимаемая водородными (и гелиевыми) флоккулами, будет на диске Солнца весьма большой. Это полностью противоречит наблюдениям. Часто яркие области в H_α и, соответственно, темные в 10830 \AA , имеют вид узких полосок, отдельных небольших точек, цепочек, составленных из таких точек; в ряде случаев яркое излучение в H_α следует отдельным ветвям вихрей около пятен и т. д.

Каков же тогда механизм водородного излучения в ярких H_α -флоккулах (и тем самым в гелиевых флоккулах)? По-видимому, единственным возможным объяснением всех перечисленных свойств, касающихся кальциевых, водородных и гелиевых флоккулов, является крайняя неоднородность солнечной хромосферы во флоккулах (и в невозмущенных частях диска). А именно, следует считать, что хромосфера во флоккулах является крайне сложным образованием, в котором существует вещество, находящееся при самых различных температурах. То, что такое сосуществование солнечных газов при различных температурах возможно, следует из изучения солнечных протуберанцев. Известно, что в спектрах протуберанцев некоторых классов наблюдаются как корональные линии, так и обычные низкотемпературные линии излучения.

В применении к активным областям указанная гипотеза сосуществования двух различных состояний вещества при весьма различных температурах была введена одним из авторов настоящей работы [1] для того, чтобы объяснить аномальный температурный градиент в системе факел—флоккул. Было допущено, что в этих областях наряду с обычной относительно низкотемпературной хромосферной материей существует весьма нагретая корональная материя, причем между обеими компонентами газов существует интенсивный теплообмен. Естественно, что этот теплообмен должен вести к возникновению в указанных областях отдельных мест с самыми различными температурами.

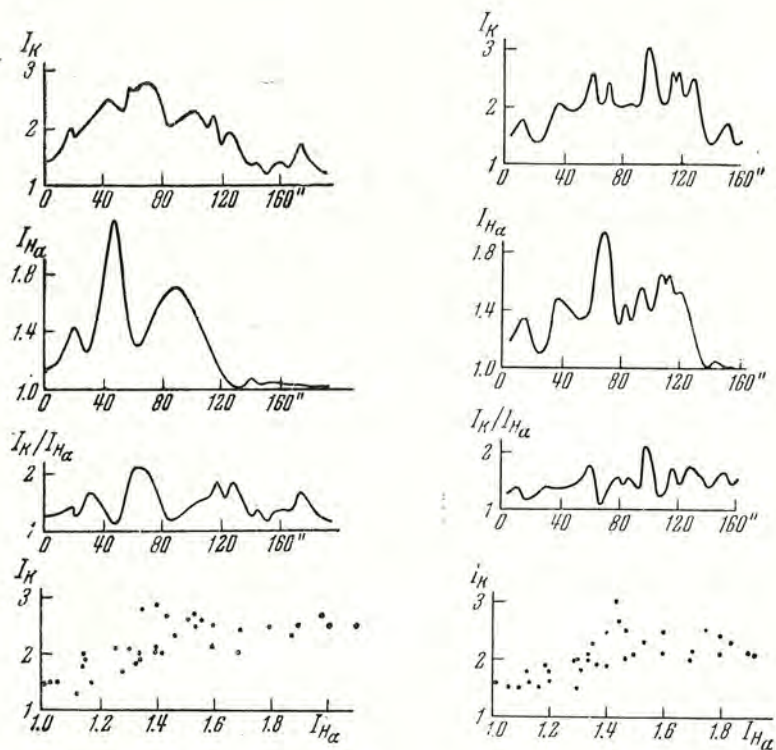
Представление о крайней температурной неоднородности даже и ормальной невозмущенной хромосферы получило в самое последнее время интенсивное развитие в пулковских работах [10] и в работах обсерватории Мак Мас [6], [11]. Так, в [10] и [11] сделан вывод о том, что в тех местах хромосферы, где интенсивно возбуждается и ионизируется гелий, электронная температура составляет несколько десятков тысяч градусов. В этих областях ионизация водорода является полной.

Как уже указывалось, имеется, по-видимому, более или менее непрерывный спектр различных температурных состояний хромосферных газов. Можно думать, что основная масса хромосферных газов находится при довольно низкой температуре, а именно, в невозмущенной хромосфере при температуре 6000° , во флоккулах до $7000\text{--}8000^\circ$. Данным компонентом определяются в основном кальциевые флоккулы. Преобладающим элементом этих относительно низкотемпературных газов является, конечно, как и повсюду в атмосфере Солнца, водород. Однако здесь он мало ионизован, электронная температура низка и поэтому излучение в линиях H_α , . . . пренебрежимо мало. В соответствии с тем, что говорилось выше, и с работой [1], нельзя согласиться с предположением о том [6], что флоккульные области в линиях Ca^+ соответствуют высокой температуре.

Меньшее количество хромосферных газов находится при температурах от $8000\text{--}10000^\circ$ до примерно 20000° . Этим компонентом, как можно думать, и определяется в основном излучение водорода. При электронных температурах $15000\text{--}20000^\circ$ изменения функций G_{jk} для водорода с температурой являются, как это следует из табл. 1, значительно меньшими, чем при температурах от 6000 до 8000° . Этим, по-видимому, и объясняются относительно слабые изменения интенсивности I_{H_α} во флоккулах. Роль рассматриваемого компонента в излучении линий H и K, Ca^+ должна быть относительно небольшой, ибо при указанных температурах, особенно при $T > 15000^\circ$, ионизация атомов Ca^+ уже весьма велика и число этих атомов заметно уменьшено. Свечение же атомов Ca^+ из-за рекомбинаций должно быть во всех случаях ничтожно малым [1]. Еще меньшие массы уже весьма нагретых хромосферных газов создают линии поглощения и излучения гелия. Наконец, как можно думать, весьма малая доля «хромосферных» газов имеет температуры, близкие к температуре короны. Разумеется, вся эта картина многосоставной хромосферы не должна пони-

маться как «статическая». По-видимому, во флоккулы непрерывно происходит интенсивный приток нагретых масс газа (как можно думать, из более глубоких слоев солнечной атмосферы) и т. д.

С учетом изложенных соображений сходный характер колебаний яркости во флоккулах в лучах H_{α} и K , представленный в нашей работе на фиг. 2, $a-d$, может быть истолкован следующим образом.



Фиг. 4, $a, б$. Сопоставление интенсивностей на спектрограммах в лучах линий H_{α} и K для тех случаев, где нет соответствия между ходом величин I_K и $I_{H_{\alpha}}$.

Во-первых, представляется естественным считать, что те места солнечного диска, где наблюдается флоккулярное излучение, — это вообще области с повышенной температурой и, следовательно, с повышенной степенью возбуждения и ионизации. Вместе с тем следует ожидать, что эта повышенная степень ионизации и возбуждения должна иметь место в той или иной степени для всех температурных компонентов хромосферных газов.

Во-вторых, мы указывали, что между различными температурными компонентами может существовать тепловое взаимодействие (несмотря на некоторую возможную роль электромагнитных «барьеров» и т. д.). Это будет приводить к тому, что в тех областях хромосферы, где повышена удельная роль более высокотемпературного компонента вещества, будет повышена температура и более низкотемпературного компонента. С точки зрения рассматриваемых представлений одинаковый ход величин I_K и

$I_{H\alpha}$ во флоккулах хотя и весьма правдоподобен, но не обязателен. Если в силу каких-либо причин (например, из-за наличия указанных выше «барьеров» электромагнитного характера) тепловое взаимодействие между различными температурными компонентами является неполным, то ход величин I_K и $I_{H\alpha}$ через флоккул может оказаться различным. Мы уже указывали, что в отдельных случаях нет тесного соответствия между водородными и кальциевыми флоккулами. Хотя эти случаи и редки, но все же они определенно наблюдаются. Мы на фиг. 4, а и б приводим два таких случая, где различие в ходе величин $I_{H\alpha}$ и I_K является весьма заметным. Такие случаи лишь подтверждают наши общие соображения.

Все указанные выше выводы следует, разумеется, проверить на новом материале. В частности, очень важно изучение одновременно снятых спектрогелиограмм в лучах водорода и гелия. Очень важно изучение мелкой структуры флоккулов одновременно в двух лучах и т. д.

В заключение авторы работы выражают наблюдателям, работающим на Башенном солнечном телескопе обсерватории, благодарность за получение использованных в настоящей работе спектрогелиограмм.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 25, 1952; 11, 165, 1954.
2. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 102, 1954.
3. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР, 97, 625, 1954.
4. J. Jefferies. Austral. Journ. Phys., 7, 22, 1954.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
6. R. McMath, O. Mohler, A. Pierce, L. Goldberg. Ap. J., 124, 1, 1956.
7. M. et L. d'A z a m b u j a. C. R., 205, 554, 1937.
8. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР, 97, 625, 1954.
9. И. С. Шкловский. Солнечная корона. Гостехиздат, 1951.
10. В. А. Крат. Докл. АН СССР, 106, 619, 1956.
11. O. Mohler, L. Goldberg. Ap. J., 124, 13, 1956.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЙ В ХРОМОСФЕРЕ И ФЛОККУЛАХ ПО ДОПЛЕРОВСКОМУ СМЕЩЕНИЮ ЛИНИЙ K_2 и K_3 , Ca^+

В. Л. Хохлова

Измерялись скорости движений хромосферного газа в невозмущенных областях Солнца и во флоккулах. Подтвержден результат Сент Джона для невозмущенных областей, где происходит подъем газа в слоях образования K_2 со скоростью 1.5 км/сек и опускание в слоях образования K_3 со скоростью в среднем равной 0.8 км/сек. Во флоккулах происходит подъем в слоях K_2 со скоростью в среднем 1.2 км/сек и в слоях K_3 тоже подъем со скоростью 0.4 км/сек. Наличие доплеровского смещения во флоккулах на краю диска свидетельствует о заметных тангенциальных движениях, достигающих в отдельных случаях 4—6 км/сек и более.

AN INVESTIGATION OF MOTIONS IN THE CHROMOSPHERE AND FLOCCULI FROM THE DOPPLER SHIFT OF THE K_2 AND K_3 LINES OF Ca^+ , by *V. L. Hohlova*. — The velocities of motion of the chromospheric gas in undisturbed regions of the Sun and flocculi were measured. St. John's result is confirmed for undisturbed regions, where the gas rises in layers where K_2 is formed with a velocity of 1.5 km/sec, and falls in layers where K_3 is formed with an average velocity 0.8 km/sec. In the flocculi there is a rise in the K_2 and K_3 layers, the average velocity being 1.2 km/sec and 0.4 km/sec coresspondingly. The Doppler shifts in flocculi at the limb shows that there exist pronounced tangential motions with the velocities up to 4—6 km/sec.

Как известно, в спектре солнечного диска в центре сильных линий поглощения ионизованного кальция H и K имеются обращенные линии излучения K_2 и H_2 и линии поглощения K_3 и H_3 (в дальнейшем для краткости мы будем называть только линию K). Линии H и K образуют резонансный дублет с общим нижним уровнем. Энергии подуровней верхнего состояния отличаются очень мало, всего на 0.025 в, так что естественно предположить, что возбуждение обеих линий происходит практически одинаково. Можно также считать, что эти линии образуются примерно в одних и тех же слоях, поэтому характер смещения линий вследствие движений тоже должен быть одинаковым, и исследование движений можно производить по одной из них, скажем по K^* .

Над факельными площадками эти линии значительно усилены и образуют флоккулярную эмиссию K_2 и линию поглощения K_3 . Линии K_2 и K_3 образуются в хромосферных слоях, так как оптическая толща

* Линия H менее удобна по причине возможного влияния на результаты бленды H_4 .

хромосферы в центральной частоте K_3 очень велика и достигает, по оценке Миямото [1], $\sim 10^3$.

Известно, что линия K_2 разделяется линией K_3 на два компонента VK_2 и RK_2 (фиолетовую и красную) несимметрично.

VK_2 ярче, чем RK_2 в невозмущенной хромосфере и, как правило, то же самое наблюдается во флоккулах. Уравнивается яркость этих компонентов лишь у самого края солнечного диска, при $\sin \theta \sim 0.99-0.995$. Эта асимметрия хорошо объясняется, если представить себе, что существует систематическое движение газовых масс в хромосфере. Те слои, в которых образуется поглощение K_3 , движутся относительно слоев, в которых образуется излучение K_2 . Благодаря наличию относительной скорости, линии K_2 и K_3 смещены друг относительно друга, причем K_3 смещена в красную сторону и маскирует красный компонент K_2 , вследствие чего фиолетовый компонент кажется ярче. Эти движения имеют радиальное направление, так как на краю асимметрия исчезает вследствие того, что проекция скорости на луч зрения становится равной нулю.

Измерение скоростей по доплеровскому смещению K_2 и K_3 производилось несколькими авторами.

Сент-Джон в 1910 г. [2] измерял скорости в невозмущенной хромосфере и флоккулах по спектрограммам с дисперсией $1.02 \text{ \AA}/\text{мм}$. Измерения производились на компараторе. За несмещенную длину волны линии K принималась длина волны K_2 и K_3 , измеренная у края диска, т. е. в отсутствие лучевых скоростей. Измерения на компараторе не могут быть очень точны, особенно для линии K_2 , так как она разделена несимметрично на две части. Кроме того, при таких измерениях нельзя исключить несимметричные контуры K_2 и K_3 , так как наведение производится на глаз на центр тяжести линии. Измерения Сент-Джона дали следующий результат: в невозмущенной хромосфере K_3 показывает опускание со скоростью 1.14 км/сек . Слои, в которых образуются K_2 , показывают подъем со скоростью 1.97 км/сек . Над факельными площадками по K_2 получается подъем со скоростью 0.23 км/сек и по K_3 опускание с такой же скоростью, как в невозмущенных областях.

В 1952 г. скорости во флоккулах вблизи пятен измерял Э. А. Гуртовенко [3] по спектрам с дисперсией $1.18 \text{ \AA}/\text{мм}$. Лучевые скорости определялись по отношению к положению центра линии K_3 , измеренному для невозмущенной области в центре диска. Таким образом, измерялось не абсолютное значение скорости по отношению к поверхности Солнца, а скорость слоев K_2 и K_3 во флоккуле по отношению к слою K_3 в невозмущенной хромосфере. Эта скорость по его измерениям в среднем для $K_2 = -2.8 \text{ км/сек}$, для $K_3 = -1.8 \text{ км/сек}$.

В 1956 г. измерение скорости во флоккулах было проведено Л. М. Правдюк [4] по спектрограммам с дисперсией $1.08 \text{ \AA}/\text{мм}$, которые обрабатывались на микрофотометре Молля. Измерялось положение K_2 и K_3 относительно фотосферных линий. Значение длин волн для этих фотосферных линий и для несмещенной линии K бралось из таблиц длин волн солнечного спектра [5]. Скорости, измеренные по K_2 и K_3 , оказались

в среднем такой же величины, как и ошибка измерений (примерно 300—400 м/сек), вследствие чего автор делает вывод об отсутствии движений во флоккулах с заметными скоростями. Однако следует обратить внимание на то, что из 12 измеренных флоккулов только один показал скорость, направленную к поверхности Солнца, и один — нулевую. Остальные десять флоккулов показали отрицательную скорость. Кроме того, пользоваться табличными значениями длин волн нельзя, так как это приводит к смещению нуля-пункта при измерении доплеровского смещения в сторону меньших длин волн, т. е. получаются заниженные скорости подъема. Подробнее это будет рассмотрено ниже. Других исследований движений в хромосфере и флоккулах по доплеровским смещениям нам не известно.

В настоящей работе поставлена задача более тщательно исследовать систематические движения в невозмущенной хромосфере и над факельными площадками.

Для физики факелов и хромосферы интересно выяснить следующие вопросы:

1) Существует ли какая-нибудь регулярная циркуляция вещества в хромосфере, или движения носят неупорядоченный, хаотический характер?

2) Имеется ли истечение вещества в хромосферу из горячих факельных областей?

3) Имеются ли заметные тангенциальные движения во флоккулах, и если да, то носят ли они характер расширения флоккульных зерен?

Для измерения были использованы спектрограммы флоккулов и невозмущенных областей Солнца, полученные на Башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории (БСТ) [6] в течение лета и осени 1955 г. В спектрографе использовалась дифракционная решетка ГОИ с поверхностью 150×150 мм, 600 штрихов на миллиметр, с концентрацией света в третьем порядке для H и K. Разрешающая сила ~ 250000 и дисперсия в области линии K 1.94 мм/Å. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа — 200 мм. Экспозиция на пластинках Ilford Zenith составляла 1 сек., на пластинках Agfa Blue Rapid — 3 сек. При хороших изображениях получается хромосферная структура поверхности Солнца и линии K₂ и K₃ имеют узловатый вид (фиг. 1а). При плохих изображениях структура замывается, спектр флоккулов приобретает вид, указанный на фиг. 1б. Измерение таких спектров дает, очевидно, некоторую среднюю «размазанную» скорость. С целью выявления индивидуальных движений каждого узла для измерения были выбраны спектры с четкими деталями. Сент-Джон в своей работе, наоборот, стремился получить среднюю картину движения. Из приведенных в его работе спектров видно, что он не использовал спектры с размытым изображением флоккулов. При этом, очевидно, осредняются не только различные точки флоккулов, но и невозмущенная хромосфера, так как флоккул имеет тонкую зернистую структуру. Возможно, что в этом одна из причин расхождения результатов измерений для флоккулов в нашей работе и у Сент-Джона.

Для измерения доплеровского смещения требуется определить длину волны смещенной линии и знать длину волны, излучаемую Ca⁺ в хромо-

сфере при отсутствии скоростей по лучу зрения. Измерения удобно производить, используя резкие фотосферные линии, расположенные около линии К. Эти опорные линии относятся к тому же месту на Солнце, что и измеряемые K_2 и K_3 . Следовательно, не нужно исключать эффектов движения Земли и вращения Солнца. Однако определение длины волны несмещенной линии К представляет трудности. Действительно, смещение опорных фотосферных линий и смещение хромосферной линии К относительно лабораторных может быть различным вследствие ряда причин. Рассмотрим возможные причины.

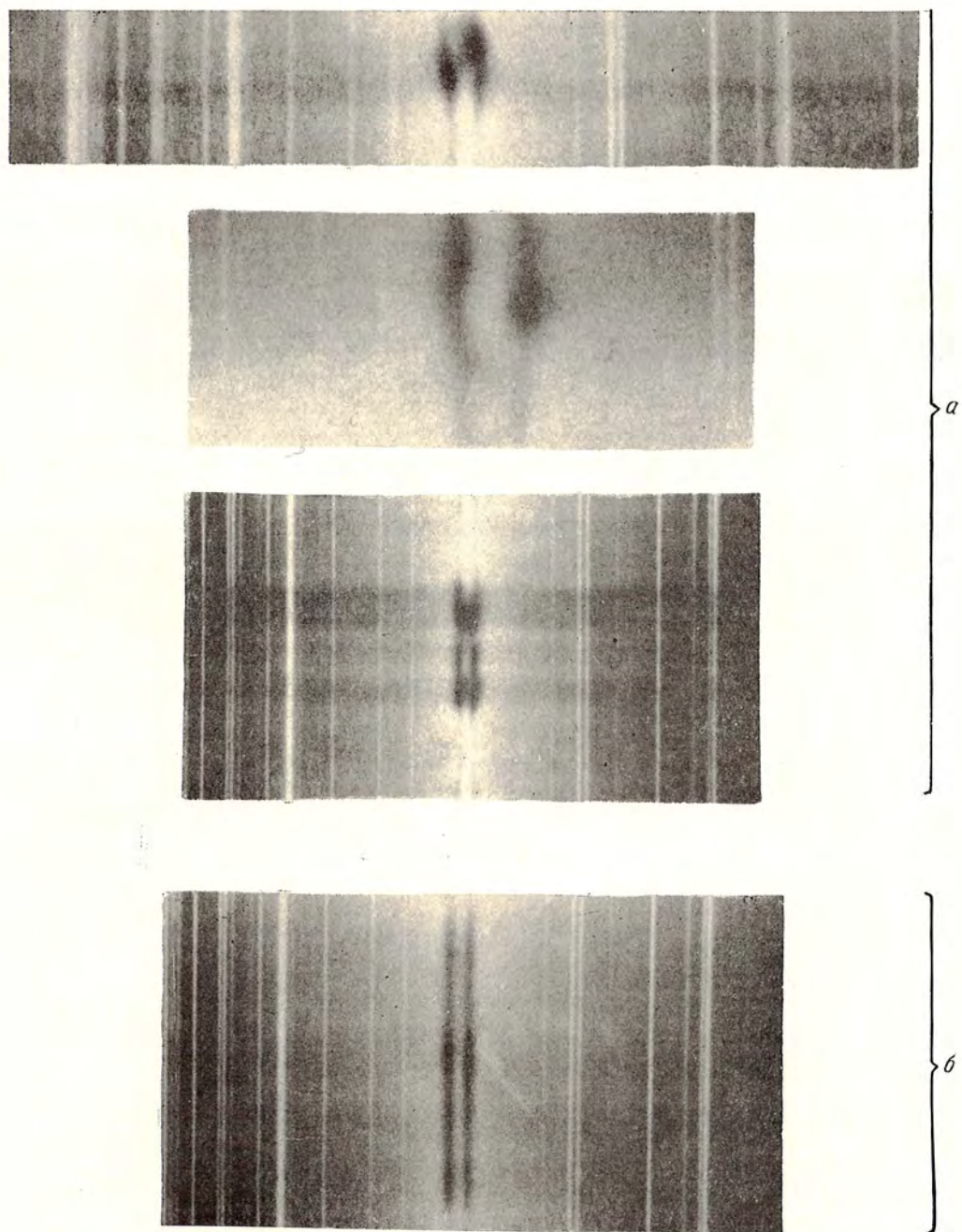
1. Эффект дифференциального вращения. Более высокие слои атмосферы Солнца имеют большую угловую скорость вращения. Этот эффект наиболее сильно скажется при измерениях на краю, где проекция на луч зрения относительной скорости этих слоев максимальна, и не скажется в центре Солнца. По измерениям Эвершеда угловое вращение Солнца, измеренное по линиям Н и К, равно 15° в сутки, а по сильным линиям железа в ультрафиолетовой области 13.8° в сутки. Это соответствует линейной скорости 2.11 км/сек и 1.95 км/сек. Относительная скорость слоев составит 0.16 км/сек или в шкале длин волн 0.002 \AA .

2. Различие давления в хромосфере и фотосфере. Как известно, изменение давления вызывает смещение спектральных линий. Теоретический метод расчета соответствующего смещения сложен. Экспериментальные результаты различны для различных линий. Этот эффект, вообще говоря, может дать различные смещения в центре и на краю, так как эффективные глубины образования, а следовательно, и давления будут различными в этих двух случаях.

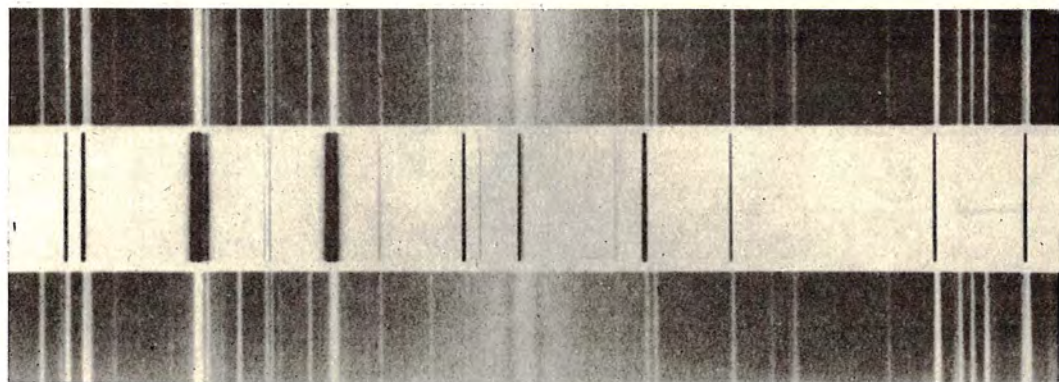
Непосредственно измерить несмещенное положение K_2 и K_3 в спектре диска невозможно, так как хромосферный газ находится в движении, и можно ожидать, что эти линии окажутся смещенными в любой точке диска. Однако в данном случае можно поступить следующим образом: выделим в любом движении (и для флоккула и для невозмущенной хромосферы), как систематическом, так и хаотическом, два компонента — радиальный и тангенциальный. Измеряя спектры невозмущенных областей на самом краю диска, мы исключаем смещение от радиальных движений (скорость по лучу зрения равна нулю). Необходимо теперь исключить тангенциальные движения — систематические и случайные. Естественно предположить, что если есть систематические тангенциальные движения, то они симметричны по отношению к плоскости солнечного экватора. Измеряя спектры, снятые попарно на диаметрально противоположных краях Солнца, и беря среднее значение, мы исключаем систематические тангенциальные движения. Для исключения случайных движений в невозмущенных местах достаточно усреднить большое количество измерений.

Для определения длин волн опорных фотосферных линий и несмещенной линии К были сделаны следующие измерения.

1. Были получены два спектра солнечного диска и четыре спектра края — две пары, снятые на диаметрально противоположных краях. На



Фиг. 1, *a*, *б*. Спектры факелов, полученные *a* — при хороших изображениях, *б* — при плохих изображениях.



Фиг. 2. Спектр Солнца и железной дуги.

эти спектры был впечатан спектр железной дуги (фиг. 2). Длины волн линий дуги брались из таблицы А. Н. Зайделя и В. К. Прокофьевой [7]. Измерения длин волн фотосферных линий производились на компараторе Цейсса. На каждую линию делалось шесть наведений при положении «красный слева» и шесть наведений при положении «красный справа». Для края бралось среднее значение из измерений спектрограмм восточного и западного краев, чтобы исключить таким образом эффект вращения Солнца. Измерялось 16 линий железа, длины волн которых приводятся*.

λ 3955.960	3943.348	3932.630
3953.155	3940.882	3931.123
3949.957	3937.332	3925.646
3948.779	3935.815	3916.733
3947.532	3935.806	3913.635
		3910.844

Для определения солнечных длин волн вводились поправки: а) за суточное вращение Земли по формуле:

$$v_a = -0.47 \text{ км/сек} \cdot \sin t \cos \delta \cdot \cos \varphi,$$

где t — часовой угол Солнца в момент наблюдения, δ — склонение Солнца, φ — широта места наблюдения; и б) за эксцентриситет земной орбиты по формуле:

$$v_a = -V_a \sin i,$$

где V_a — скорость движения Земли по орбите и i — угол между направлением скорости и направлением, перпендикулярным к радиусу-вектору.

Измерения дали следующий результат: линии в спектре Солнца смещены относительно линий железной дуги в красную сторону. Это смещение в центре диска равно $+0.003 \pm 0.003 \text{ \AA}$, а на краю оно составляет $+0.011 \pm 0.003 \text{ \AA}$. Таким образом, разница длин волн на краю и в центре равна $+0.008 \text{ \AA}$. Эта разница (так называемый лимб-эффект) измерялась рядом авторов. По измерениям Эвершеда лимб-эффект составляет $+0.006 \text{ \AA}$ в области $\lambda 3932 \text{ \AA}$, а по измерениям Сент-Джона $+0.008 \text{ \AA}$ у $\lambda 3800 \text{ \AA}$. Имея длины волн опорных фотосферных линий на краю в системе длин волн таблиц Зайделя и Прокофьевой, мы можем измерить длину волны несмещенной линии К по спектрограммам для невозмущенного края в этой же системе. Среднее из 12 измерений дает величину $\lambda_0 = 3933.684 \pm 0.006 \text{ \AA}$.

Как мы видели, при переходе от края к центру длины волн фотосферных линий уменьшаются на 0.008 \AA . Однако нельзя с определенностью установить, изменяются ли длины волн хромосферных линий K_2 и K_3 при переходе от края к центру за счет каких-либо других причин, кроме движений. Лимб-эффект в фотосфере объясняется, по крайней мере, частично тем, что эффективные слои образования линий, расположенные на краю диска, выше и давление в них меньше, чем в центре [8]. Оценим, может ли этот эффект играть роль в хромосфере. Сдвиг линий

* Приведены значения длин волн по таблицам Зайделя, Прокофьевой и Райского.

вследствие давления пропорционален величине давления [9]. Следовательно, можно предположить, что сдвиг линий K_2 , K_3 в хромосфере будет во столько же раз отличаться от сдвига в фотосфере, во сколько разница давлений в фотосферных слоях отличается от соответствующей разницы в хромосферных. Произведем грубую оценку, воспользовавшись моделями хромосферы [10]. Принятые данные для эффективных слоев образования фотосферных и хромосферных линий в центре и на краю приведены в столбцах 1 и 2 табл. 1. Как видно из таблицы, соответствующая разница давлений для фотосферных слоев отличается более чем на два порядка от разницы в хромосферных слоях. По-видимому, смещением хромосферных линий K_2 и K_3 от центра к краю вследствие давления можно пренебречь.

Т а б л и ц а 1

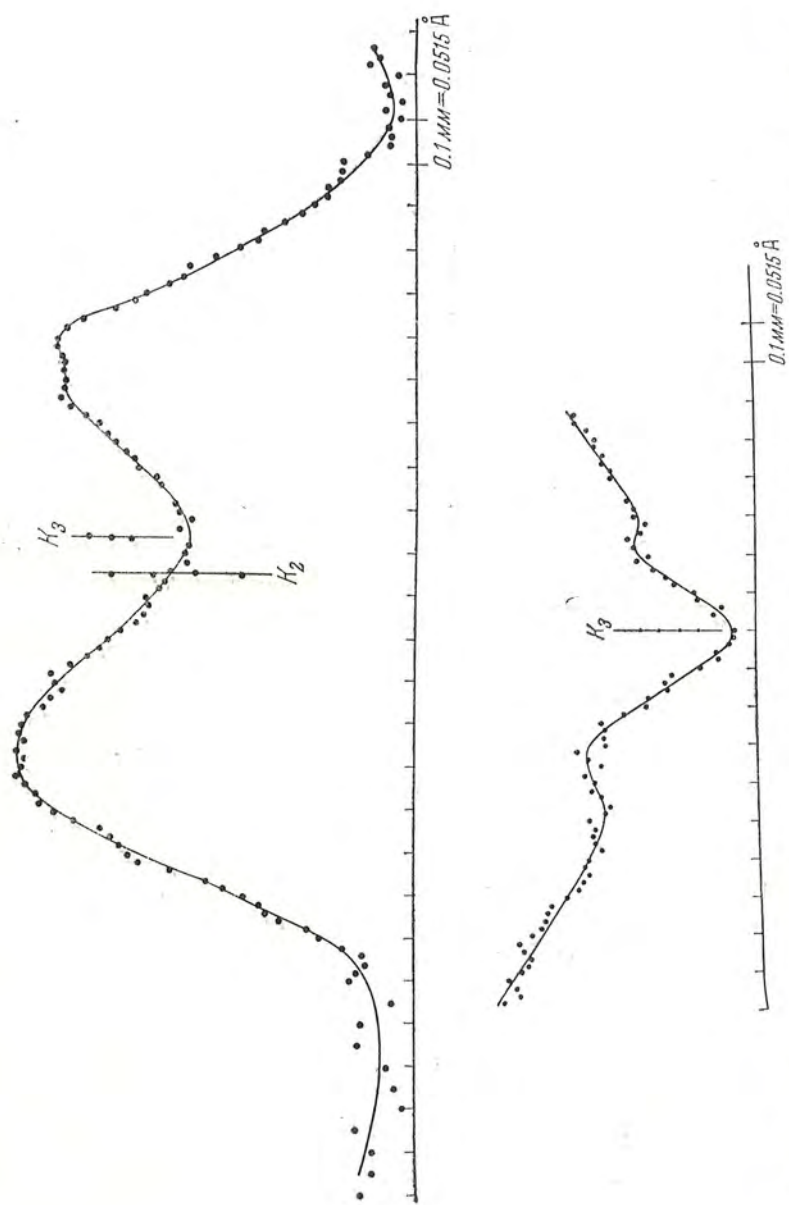
	τ (центр)	τ (край)	$\lg P$ (центр)	$\lg P$ (край)	ΔP
Фотосфера	0.67	0.13	+5.0	+4.6	$0.6 \cdot 10^5$
Хромосфера	$h = 10^3$ км	$h = 3 \cdot 10^3$ км	+1.3	-1.2	$0.3 \cdot 10^3$

Другие причины смещения, не связанные с движениями, неизвестны. Поэтому мы примем, что длину волны K_2 и K_3 , измеренную на краю, можно считать за несмещенную и для центра диска.

Измерение спектрограмм производилось на микрофотометре МФ-2. В плоскости щели микрофотометра помещался белый экран с нанесенными на него двумя черными штрихами, расположенными по обе стороны щели и параллельными ей. Изображение спектра увеличивалось на экране в 20 раз. Опорные фотосферные линии наводились на штрихи, аналогично тому, как производится наведение на нить измерительного микроскопа. Отсчеты положения снимались с барабана микрометрического винта фотометра. На каждую опорную линию делалось два отсчета — по первому и второму штриху. Каждый отсчет является средним из четырех-пяти наведений. Центральная часть линии K измерялась фотометрически, отсчет со шкалы фотоэлемента брался через каждые 0.02 мм барабана микрометрического винта. Высота щели фотометра равнялась 5 мм, что соответствует на Солнце 350 км. Практически эта величина не превосходит разрешающей силы телескопа. Зная расстояние между штрихами и центром щели, мы можем получить контуры K_2 и K_3 с точной шкалой длин волн.

Для построения контуров K_2 и K_3 использовались почернения, а не интенсивности *. Центры линий K_2 и K_3 определялись как середины хорд (фиг. 3а). В большинстве случаев контуры K_2 и K_3 (каждый в отдельности) симметричны, но сдвинуты один относительно другого. В тех случаях, когда контуры K_2 и K_3 несимметричны, скорости определяются неуверенно, и такие контуры из рассмотрения исключались. В невозмущенной области длину волны для линии K_2 измерить по центру тяжести фотометрического

* Это оправдано для симметричных контуров, так как абсциссы с равными почернениями являются в то же время абсциссами с равными интенсивностями.



Фиг. 3. *a*, *б*. Фотометрический разрез *a* — флоккула, *б* — невозмущенной хромосферы в центре Солнца.

контура невозможно, так как K_2 выражена слабо (фиг. 3, б). В этом случае можно применить приближенный способ, использованный Сент-Джоном. Измеряется λ_{K_3} , λ_{VK_2} и λ_{RK_2} (фиг. 4). Длина волны λ_{K_2} определяется из соотношения:

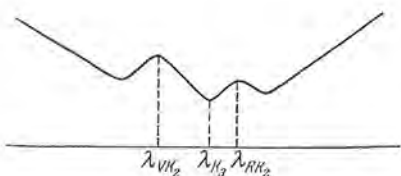
$$\lambda_{K_2} = \lambda_{VK_2} + (\lambda_{RK_2} - \lambda_{K_3}).$$

Сравнение этого метода с нашим фотометрическим, проведенное для флоккулов, где K_2 можно измерить обоими способами, показывает, что средняя разница в определении обоими способами составляет около 0.001 \AA , т. е. находится за пределами точности измерений.

Рассмотрим теперь вопрос о точности определения скорости. Доплеровское смещение определяется как разность между измеренной длиной волны λ и несмещенной λ_0 .

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0.$$

Ошибка в определении величины $\Delta\lambda_D$ будет $\delta\Delta\lambda_D = \delta\lambda + \delta\lambda_0$, где $\delta\lambda$ и $\delta\lambda_0$ — случайные ошибки измерения этих величин. Такие ошибки, как неточность



Фиг. 4. Измерение λ_{K_2} по методу Сент-Джона.

определения расстояния от штрихов до щели и ошибка в определении длин волн опорных линий, при этом исключаются, так как их можно считать для данного случая систематическими. Случайная ошибка (определенная как средняя арифметическая) в величине λ_0 получается вследствие разбросов значений при определении этой величины и равна $\pm 0.006 \text{ \AA}$. Случайная ошибка

при определении величины λ возникает: а) из-за неточности проведения фотометрического контура и неточности определения центра тяжести линии по хордам. Симметричным считался контур, середины хорд в котором находились в интервале $\pm 0.01 \text{ мм}$, т. е. $\pm 0.005 \text{ \AA}$.

2. Из-за неточности определения расстояния от опорных линий до центра измеряемой линии K_2 или K_3 . Так как использовалось 8 опорных линий и на каждую из них делалось 2 наведения, по 2-м штрихам, то эта ошибка невелика и равна $\pm 0.003 \text{ \AA}$.

Таким образом, случайная ошибка в определении величины λ равна $\pm 0.005 \pm 0.003 \text{ \AA} = \pm 0.008 \text{ \AA}$, или 0.6 км/сек . Полная ошибка определения скорости заключается в пределах $\pm 1.0 \text{ км/сек}$. Надо, однако, иметь в виду, что $\delta\lambda_0$ и $\delta\lambda$ имеют разный характер. Величина $\delta\lambda_0$ одинакова для всех измерений и носит характер систематической ошибки. Величина $\delta\lambda$ является случайной ошибкой каждого измерения. Поэтому при сравнении поведения слоев, где возникают K_2 и K_3 , или движений в невозмущенной области и флоккулах ошибка $\delta\lambda_0$ исключается и присутствует только случайная ошибка $\delta\lambda$. Это надо иметь в виду при рассмотрении результатов измерений.

Рассмотрим теперь результаты измерений. В табл. 2 приведены результаты измерений для невозмущенной хромосферы. В первом столбце

таблицы приведены номер пластинки и дата, во втором $\rho = \sin \theta$, в третьем $\Delta\lambda_{K_2}$ — измеренное доплеровское смещение для линии K_2 , в четвертом $\Delta\lambda_{K_3}$ — доплеровское смещение для линии K_3 , в пятом и шестом соответствующие им лучевая скорость $v_{K_2}^{\parallel}$ и $v_{K_3}^{\parallel}$, в седьмом и восьмом — скорость радиальная v^r , полученная делением v^{\parallel} на $\cos \theta$, в девятом — разности скоростей $v_{K_3}^r - v_{K_2}^r$. Знак плюс в девятом столбце означает, что имеется сдвиг линии K_2 относительно линии K_3 в синюю сторону, но измерить его трудно. (О наличии таких сдвигов свидетельствует то, что фиолетовый компонент VK_2 сильнее красного RK_2 .)

Из данных, приведенных в табл. 2, следует, что в невозмущенных областях слои хромосферы, в которых образуется K_3 , опускаются к поверхности Солнца со средней скоростью около 0.8 км/сек. Слои, в которых образуются линии излучения K_2 , поднимаются со скоростью, в среднем равной 1.5 км/сек. Относительная скорость движения этих слоев составляет таким образом около 2 км/сек.

В табл. 3 приведены результаты измерений скоростей флоккулов, расположенных недалеко от центра диска (обозначения те же, что и в табл. 2). Приведенные скорости характеризуют движения, направленные перпендикулярно к поверхности Солнца. Из табл. 3 можно видеть следующее: скорости, определенные по K_2 , имеют, как правило, отрицательные значения. Среднее значение скорости по K_2 равно 1.2 км/сек. Надо иметь в виду, что значительная доля индивидуальных значений скоростей заметно превосходит ошибку измерений. Скорости, измеренные по линии K_3 , также имеют преимущественно отрицательные значения, но их абсолютные значения в среднем меньше, чем по линии K_2 . Если сгруппировать измерения для K_2 и для K_3 по скоростям, число флоккулов получится следующее:

Скорости	$v < -1.5 \text{ км/сек}$	$-1.5 \text{ км/сек} < v < 0$	$v > 0$
Линия K_2	7	10	1
Линия K_3	2	12	4

Средняя разность скоростей по линии K_3 и по линии K_2 равна +0.5 км/сек.

В табл. 4 приведены результаты измерения скоростей флоккулов, расположенных на краю диска. Эффект дифференциального вращения не исключался, но он дает ошибку в определении скорости не более 0.2 км/сек.

В табл. 5 приведены значения проекций радиальной и тангенциальной скоростей на луч зрения при различных $\sin \theta$. Из этой таблицы видно, что при $\sin \theta \sim 0.97-0.99$ наблюдаемые лучевые скорости обусловлены тангенциальным движением. Если бы они были обусловлены проекцией на луч зрения радиальных скоростей, то сами радиальные скорости должны были бы иметь большую величину — до 10 км/сек. Измерения радиальных скоростей (в центре диска) показывают, что радиальные скорости значительно меньше.

Таблица 2

№ пластинки и дата	$\sin \theta$	$\Delta\lambda_{K_2}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{K_3}, \text{ \AA}$	$v_{K_2}^I, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^I, \text{ км/сек}$	$v_{K_2}^r, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^r, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^r - v_{K_2}^r, \text{ км/сек}$
639 25.VIII.1955	0	-0.040	0.000	—	—	-3.0	0.0	+3.0
		-0.020	0.000	—	—	-1.5	0.0	+1.5
		+0.001	+0.014	—	—	+0.1	+1.1	+1.0
779 9.IX.1955	0	—	+0.018	—	—	—	+1.4	—
		-0.034	-0.005	—	—	-2.6	+0.4	+3.0
		-0.008	-0.005	—	—	-0.6	+0.4	+1.0
152 3.VI.1955	0	—	+0.009	—	—	—	+0.7	+
		—	0	—	—	-0.8	0	+0.8
		—	-0.080	—	—	—	-1.0	—
		—	-0.034	—	—	—	+2.6	—
		—	-0.019	—	—	—	+1.5	—
598(a) 10.VIII.1955	0.40	-0.029	+0.010	—	—	-2.2	+0.8	+3.0
		—	+0.016	—	+1.2	—	+1.3	—
	0.40	—	+0.013	—	+1.0	—	+1.1	—
598(б) 10.VIII.1955	0.40	-0.013	-0.009	-1.0	-0.7	-1.1	-0.8	+0.3
		—	—	—	—	-1.5	+0.8	+1.7

Таблица 3

№ пластинки и дата	$\sin \theta$	$\Delta\lambda_{K_2}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{K_3}, \text{ \AA}$	$v_{K_2}^I, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^I, \text{ км/сек}$	$v_{K_2}^r, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^r, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^r - v_{K_2}^r, \text{ км/сек}$
687(a) 30.VIII.1955	0.35	-0.017	-0.015	-1.3	-1.25	-1.4	-1.20	+0.2
		—	-0.008	0.0	+0.6	0.0	+0.6	+0.6
		-0.022	—	-1.7	—	-1.8	—	—
		-0.024	+0.028	-1.8	+2.1	-1.9	+2.2	+0.3
687(б) 30.VIII.1955	0.35	-0.010	-0.025	-0.76	-1.9	-0.8	-2.0	-1.2
		-0.006	-0.014	-0.5	-1.1	-0.5	-1.2	-0.7
		-0.016	0.000	-1.2	0.0	-1.3	0.0	+1.3
598(a) 10.VIII.1955	0.40	—	+0.013	—	+1.0	—	+1.1	—
		-0.018	-0.011	-1.4	-0.8	-1.5	-0.9	+0.6
		-0.012	-0.009	-0.9	-0.7	-1.0	-0.7	+0.3
		-0.019	-0.012	-1.5	-0.9	-1.6	-1.0	+0.6
		-0.022	+0.013	-1.7	+1.0	-1.8	+1.1	+2.9
598(б) 10.VIII.1955	0.40	-0.012	-0.012	-0.9	-0.9	-1.0	-1.0	0.0
		-0.012	-0.007	-0.9	-0.5	-1.0	-0.5	+0.5
		-0.007	0.00	-0.5	0.0	-0.5	0.0	+0.5
		+0.005	-0.025	+0.4	-1.9	+0.4	-2.0	-2.4
600 10.VIII.1955	0.40	-0.033	0.00	-2.5	0.0	-2.7	0.0	+2.7
		-0.021	—	-1.6	—	-1.7	—	—
		—	-0.013	—	-1.0	—	-1.1	—
		-0.017	-0.003	-1.3	-0.2	-1.4	-0.2	+1.2
		—	—	—	—	-1.2	-0.4	+0.5

№ пластинки и дата	$\sin \theta$	$\Delta\lambda_{K_2}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{K_3}, \text{ \AA}$	$v_{K_2}^{\text{II}}, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^{\text{I}}, \text{ км/сек}$	$v_{K_2}^{\text{I}}, \text{ км/сек}$	$v_{K_3}^{\text{I}}, \text{ км/сек}$	$v_{K_3} - v_{K_2}, \text{ км/сек}$
517 20.VII.1955	0.98	-0.016	—	-1.2	—	-1.2	—	—
		-0.006	+0.009	-0.55	+ 0.8	-0.5	+ 0.8	+ 1.3
		-0.036	-0.029	-2.7	- 2.2	-2.8	- 2.2	+ 0.6
		-0.011	+0.004	-0.9	+ 0.3	-0.9	+ 0.3	+ 1.1
		-0.029	-0.009	-2.2	- 0.8	-2.2	- 0.8	+ 3.0
544 23.VII.1955	0.99	+0.004	—	+0.3	—	+0.3	—	—
		-0.033	-0.054	-2.5	- 4.1	-2.5	- 4.1	- 1.6
		+0.007	-0.023	+0.5	- 1.8	+0.5	- 1.8	- 2.3
358 4.VII.1955	0.99	-0.018	—	-1.4	—	-1.4	—	—
		-0.008	-0.005	-0.6	- 0.4	-0.6	- 0.4	+ 0.2
563(a) 25.VII.1955	0.95	-0.013	-0.002	-1.0	- 0.2	-1.0	- 0.2	+ 0.8
		-0.026	+0.006	-2.0	+ 0.5	-2.1	+ 0.5	+ 2.6
563(б) 25.VII.1955	0.95	-0.030	-0.004	-2.3	- 0.3	-2.4	- 0.3	+ 2.1
		-0.017	0.179	-1.3	-13.6	-1.4	-14.3	-12.9*
		+0.004	+0.009	+0.3	+ 0.7	+0.3	+ 0.7	+ 0.4
		-0.019	-0.014	-1.4	- 1.1	-1.4	- 1.1	+ 0.3
		-0.064	-0.084	-5.0	- 6.4	-5.2	- 6.7	- 1.5
731 3.IX.1955	0.92	-0.044	-0.154	-3.3	-11.8	-3.5	-12.4*	- 8.9*
		+0.003	—	+0.3	—	+0.3	—	—
		-0.013	+0.012	-1.0	+ 1.0	-1.1	+ 1.1	+ 2.2
		-0.020	-0.003	-1.5	- 0.2	-1.6	- 0.2	+ 1.4
		-0.013	+0.010	-1.0	+ 0.8	-1.0	+ 0.8	+ 1.8
874 17.X.1955	0.995	-0.010	+0.003	-0.8	+ 0.2	-0.8	+ 0.2	+ 1.0
		+0.054	-0.061	+4.1	- 4.6	+4.2	- 4.7	- 8.9*
		-0.054	+0.070	-4.1	+ 5.3	-4.2	+ 5.4	+ 9.6*
887 18.X.1955	0.98	-0.008	-0.013	-0.6	- 1.0	-0.6	- 1.0	- 0.4
		-0.011	+0.020	-0.8	+ 1.5	-0.8	+ 1.6	+ 2.4
		-0.016	+0.013	-1.2	+ 0.9	-1.2	+ 0.9	+ 2.1
		-0.011	+0.007	-0.8	+ 0.5	-0.8	+ 0.5	+ 1.3
558 23.VII.1955	1.00	+0.007	+0.007	+0.5	+ 0.5	+0.5	+ 0.5	0.0
		+0.013	+0.013	+1.0*	+ 1.0*	+1.0	+ 1.0	0.0
		+0.052	—	+4.0*	—	+4.0	—	—
		+0.025	—	+1.9*	—	+1.9	—	—
		+0.007	—	+0.5*	—	+0.5	—	—
						-1.0	- 0.4	+ 0.8

* При осреднении исключались, как нехарактерные.

Таблица 5

$\sin \theta$	0.99	0.98	0.97	0.96	0.90
$\sin \theta \cdot v_t$	$0.99 \cdot v_t$	$0.98 \cdot v_t$	$0.97 \cdot v_t$	$0.96 \cdot v_t$	$0.90 \cdot v_t$
$\cos \theta \cdot v_r$	$0.14 \cdot v_r$	$0.20 \cdot v_r$	$0.26 \cdot v_r$	$0.29 \cdot v_r$	$0.43 \cdot v_r$

Скорости, определенные по K_2 , преимущественно отрицательные. Исключение составляет пластинка № 558, измерения которой показали во всех точках флоккула положительные скорости. Индивидуальные значения скоростей колеблются в пределах от -4 км/сек до $+4$ км/сек, что на много превосходит ошибку измерения. Если исключить из осреднения измерения пластинки № 558, то средняя скорость по линии K_2 оказывается равной -1.0 км/сек, а средняя скорость по линии K_3 равна -0.4 км/сек. Средняя разность скоростей, определенных по K_2 и по K_3 , составляет $+0.8$ км/сек.

При рассмотрении результатов измерений флоккулов, расположенных на краю Солнца, требуется осторожность, так как флоккулы, как правило, расположены вблизи групп пятен.



Фиг. 5. Влияние движений над пятном на результаты измерения скорости на краю.

Вследствие сильного перспективного сокращения площади пятна на краю оно может стать почти невидимым, и нельзя быть совершенно уверенным в том, что около измеряемого флоккула не было пятен. Если исходить из картины движений над пятном, предложенной Сент-Джоном, то при наших наблюдениях должно получиться следующее: скорости, определенные

по K_2 и K_3 , должны иметь одинаковый знак (плюс, если щель расположена от края дальше, чем пятно, и минус, если щель расположена между пятном и краем; фиг. 5). Приведенные в табл. 4 измерения этого не показывают.

Следует, наконец, рассмотреть, не являются ли измеренные смещения K_2 в фиолетовую сторону следствием того, что смещение K_3 в красную сторону вызывает депрессию в красном крыле линии K_2 , т. е. линия K_2 эффективно как бы смещается в фиолетовую сторону. В этом случае должна была бы быть связь между смещением K_2 и K_3 , т. е. чем больше K_3 было бы

Таблица 6 смещено в красную

	\bar{v}_{K_2} , км/сек	\bar{v}_{K_3} , км/сек	$\bar{v}_{K_3} - \bar{v}_{K_2}$, км/сек
Невозмущенная хромосфера	-1.5	+0.8	+1.7
Флоккулы в центре	-1.2	-0.4	+0.5
Флоккулы на краю	-1.0	-0.4	+0.8

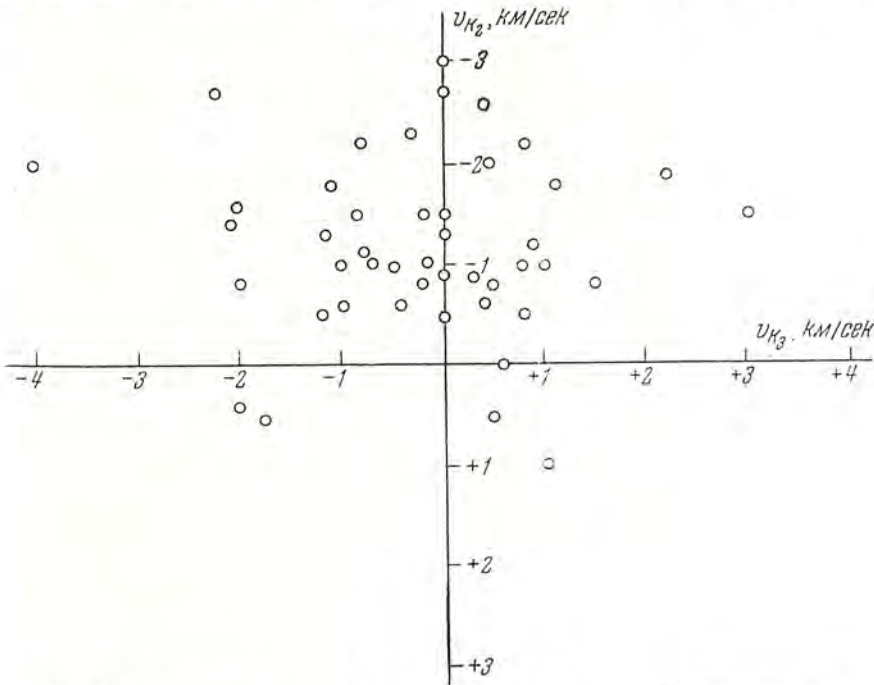
сторону, тем больше K_2 — в фиолетовую. На фиг. 6 видно, что такой зависимости не существует. Следовательно, смещение K_2 в фиолетовую сторону является реальным.

В табл. 6 сведены вместе результаты измерений движений для хромосферы, а также радиальных и тангенциальных движений флоккулов. Из этих результатов можно сделать следующие выводы.

1. В невозмущенной хромосфере слои, где образуется свечение K_2 , по-видимому, поднимаются со средней скоростью, примерно 1.5 км/сек (этот результат для невозмущенной хромосферы менее определенный, так как измерения хромосферной K_2 более затруднены и менее точны, чем в⁰ флоккулах). Верхние слои, где образуется линия K_3 , опускаются к поверхности Солнца в среднем со скоростью 0.8 км/сек. Средняя относительная скорость движения этих слоев друг относительно друга превосходит

2 км/сек, т. е. значительно больше ошибки измерений. Для отдельных ячеек хромосферы эта относительная скорость доходит до 3 км/сек.

Следует ожидать, что такие систематические движения в хромосфере должны проявиться не только в ядре линий H и K, но также и в ядре H_{α} , так как оптическая толщина хромосферы в этой линии достаточно велика. Действительно, фотоэлектрические наблюдения Пирса показывают [11], что в ядре линии H_{α} на солнечном диске имеется асимметрия: минимум интенсивности смещен относительно центра линии на $\Delta\lambda = -0.037 \text{ \AA}$, что соответствует скорости -1.7 км/сек . На краю эта асимметрия пропадает.



Фиг. 6. Зависимость скорости, измеренной по линии K_2 , от скорости, измеренной по линии K_3 .

2. Во флоккулах, в слоях, где образуется линия K_2 , имеются движения, направленные в среднем вверх от поверхности Солнца со скоростью -1.2 км/сек . С увеличением высоты скорость движения уменьшается. В среднем различие скоростей в слоях, где образуются линии K_2 и K_3 , составляет 0.5 км/сек . В отдельных флоккулах скорость подъема, определенная по линии K_2 , достигает $2-2.5 \text{ км/сек}$ и разница $v_{K_3} - v_{K_2}$ достигает примерно 3 км/сек . Эти величины существенно превосходят ошибки измерений.

3. Во флоккулах существуют тангенциальные движения со скоростями, достигающими 4 и более километров в секунду на высотах, где образуется K_2 . Эти скорости имеют преимущественно отрицательные значения, т. е. направлены к наблюдателю. Среди измеренных нами флоккулов имеются расположенные как на восточном, так и на западном краю. Преимущественное смещение линии K_2 в фиолетовую сторону во флок-

кулах на краю можно было бы объяснить, если представить, что в области флоккулов происходит расширение. В случае большой оптической толщи флоккула в частотах линии, излучение удаляющейся от нас части флоккула будет ослаблено. Линия не просто расширится, как это было бы в случае оптически тонкого слоя, но центр тяжести ее сместится в синюю сторону. Аналогичное объяснение дано А. Б. Северным для случая асимметрии «усов» [12, 13]. Как известно, продолжительность жизни флоккульных гранул измеряется временем порядка нескольких часов, а средний размер их составляет 10^9 , т. е. 8000 км. При наличии тангенциальных скоростей порядка 1 км/сек должно происходить расширение флоккульных ядер за время 2—3 часа до размеров 10000 км. О существовании тангенциальных движений, ведущих к расширению, расползанию флоккульных ядер, свидетельствует также «шапкообразный» вид контура линии H_{α} во флоккулах на лимбе (фиг. 7).

Интересно заметить, что в ряде случаев над флоккулом на краю диска наблюдается свечение хромосферы в центре K_3 (как бы линия K_4), похожее на протуберанец (фиг. 8). Иногда в спектре флоккула на диске, в ядре контура K_3 , также наблюдается небольшой бугорок « K_4 ». Фотометрирование этого образования показывает, что полная полуширина контура равна 0.15 \AA , что значительно меньше, чем полуширина линии K в протуберанце. Число излучающих атомов, определенное без учета самопоглощения, равно примерно $0.8 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{см}^2}$, что несколько больше, чем число атомов Ca^+ в первом состоянии возбуждения в протуберанцах. Величина скорости, определенная по полуширине, равна 6 км/сек. В протуберанцах турбулентная скорость, как правило, достигает 10—15 км/сек [14]. Такая небольшая (по сравнению с протуберанцами) скорость объясняется, возможно, тем, что магнитные поля, имеющиеся над факелами, ограничивают турбулентные движения.

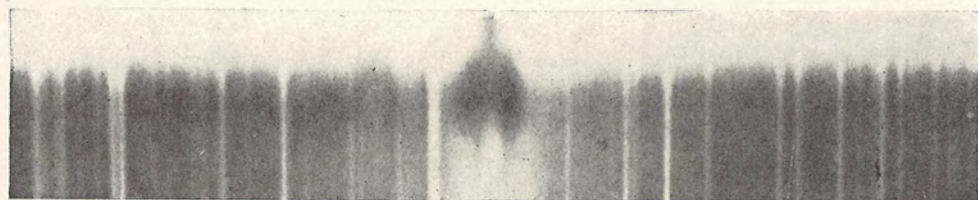
В заключение пользуюсь случаем принести благодарность А. Б. Северному за руководство и внимание к настоящей работе.

Л и т е р а т у р а

1. S. Miyamoto. Kyoto Contr., № 55.
2. Ch. E. St. John. Ap. J., 32, 36, 1910.
3. Э. А. Гуртовенко. Астроном. циркуляр, № 133, 8, 1953.
4. Л. М. Правдюк. Бюллетень КИСО, 1956, № 2, стр. 129.
5. Revision of Rowlands preliminary table of Solar spectrum wave-lengths. Published by Carnegie instit. of Washington, 1928.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
7. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьева и С. М. Райский. Таблицы спектр. линий. Гостехиздат.
8. «The Sun», edited by Kuiper G., Chicago, 1953, p. 167.
9. А. Митчел и М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937.
10. «The Sun», edited by Kuiper G., Chicago, 1953, pp. 238 a. 127.
11. K. Pierce. Ap. J., 120, № 2, 233—236, 1954.
12. А. Б. Северный. Астр. журн., 33, 74, 1956.
13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
14. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 86, 1955.



Фиг. 7. Вид линии H_{α} во флоккуле на лимбе, свидетельствующий о наличии тангенциальных движений.



Фиг. 8. Излучение K_4 над флоккулом.

О ПОВЕДЕНИИ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ
НА ДИСКЕ СОЛНЦА*Н. Н. Стефанович*

В работе исследовано поведение эквивалентных ширин и полуширин некоторых линий редких земель на диске Солнца: эффект центр — край, переход от поглощения к излучению, свечение в активных областях. Найдено сходное для всех линий изменение эквивалентных ширин и полуширин при переходе от центра к краю, которое сравнивается с изменением тех же величин для других передкоземельных элементов. Сравнение показывает, что в то время как эквивалентные ширины W линий передкоземельных элементов увеличиваются при переходе от центра к краю, эквивалентные ширины W линий редких земель уменьшаются, а для четырех линий редких земель, находящихся в крыльях H и K — линий CaII, наблюдается переход в излучение при приближении к краю диска Солнца (около $\rho = 0.90$). Эти же четыре линии усиливаются в активных образованиях и наблюдаются в излучении в некоторых вспышках и флоккулах на значительных расстояниях от края диска ($\rho \approx 0.65$).

THE BEHAVIOR OF SOME LINES OF RARE EARTH ELEMENTS ON THE SOLAR DISK, by *N. N. Stefanovich*. — The behavior of equivalent widths and half widths of some lines of rare earth elements on the solar disk was investigated: the center-limb effect, the transition from absorption to emission and the emission in active regions. The variation of the equivalent and half widths for all the lines, from the center to the limb, was found to be alike and this was compared to that of other non-rare earth elements. The comparison shows that the W -values of the non-rare earths increase from the center to the limb, while W -values of rare earth elements decrease. For four lines of rare earth in the wings of H and K CaII lines a appearance of emission is observed when approaching the solar limb (about $\rho = 0.90$). These four lines are strengthened in active regions and are observed in emission in some flares and flocculi at large distances from the limb ($\rho \approx 0.65$).

В крыльях линий H и K CaII на диске Солнца вблизи края можно наблюдать четыре эмиссионные линии. Они наиболее ярки на самом краю, затем, по мере удаления от края, постепенно слабеют, около $\rho = 0.9$ сливаются с непрерывным спектром, а дальше, уже в центральных частях диска, две из них видны в поглощении, а две отсутствуют вовсе.

Одна из этих линий $\lambda 3934.80$ впервые была обнаружена Джевеллом в 1898 г. [1]. Остальные наблюдались Эвершедом [2]. Мензел [3] отождествил линию $\lambda 3934.80$ с хромосферной линией NdII $\lambda 3934.89$. Теккерей [4] получил из лабораторных измерений длину волны редких земель $\lambda 3934.813$ (близко к определению Джевелла).

Вторая линия из этих четырех λ 3931.54 была отождествлена Мензелом с линией CeII λ 3931.28. Отождествление Теккерера для этой линии (DyII λ 3931.533), по-видимому, более правильно. Рядом с линией λ 3931.54 на наших пластинках наблюдается другая, более слабая, неотождествленная линия λ 3931.37. Может быть, это и есть линия CeII λ 3931.28, хотя различие в длинах волн слишком велико (около 0.1 Å). Кроме того, иногда бывает заметна еще одна линия λ 3931.77, также неотождествленная.

Третья линия λ 3969.40 отождествлена Теккереем с EuII λ 3969.23. Ввиду большого отличия в длинах волн это отождествление весьма сомнительно. Линия EuII λ 3969.23 должна находиться в синем крыле сильной линии FeI λ 3969.27, наблюдаемая же эмиссионная линия λ 3969.40 находится в красном крыле этой линии. По пластинкам, полученным на обсерватории Маунт-Вилсон, эмиссия, действительно, наблюдается только в синем крыле линии железа. По нашим наблюдениям эмиссия на всех полученных пластинках наблюдается в красном крыле, но в ряде случаев заметно некоторое повышение синего крыла.

Четвертая линия λ 3967.04 отождествлена Теккереем с CeII λ 3967.048. На наших пластинках рядом с этой линией CeII с красной стороны от нее наблюдается вторая, более слабая линия λ 3967.12.

В таблице приведены длины волн и отождествление для этих четырех линий и длины волн неотождествленных линий, наблюдаемых нами в эмиссии на краю.

Т а б л и ц а

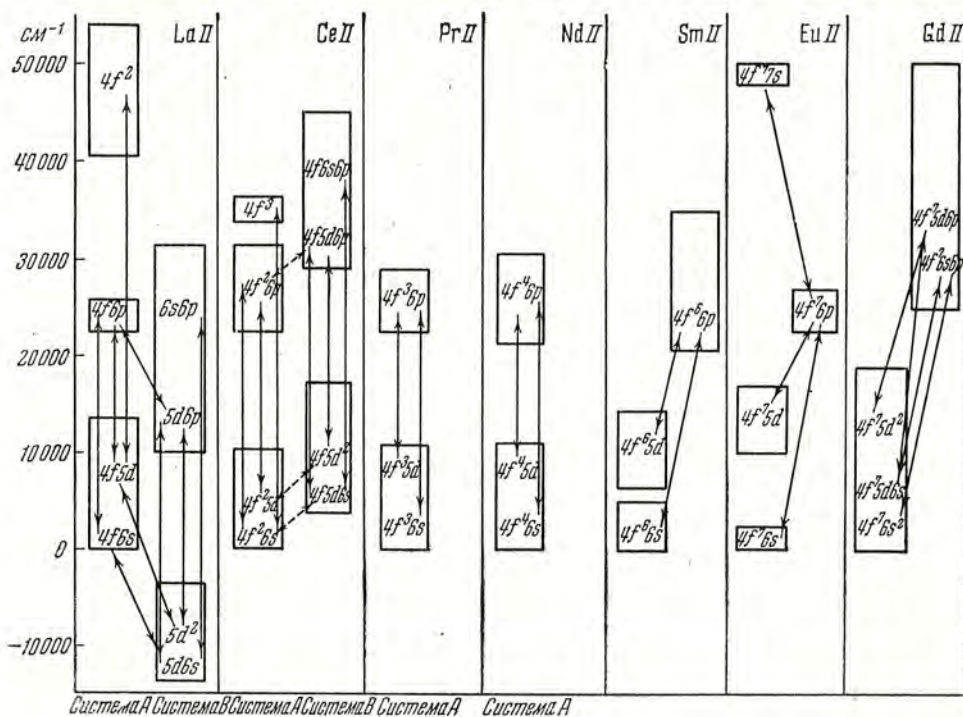
№ п/п	Определения Эвершеда [2]		Отождествление Теккерера [4]		Измерения на ВСТ
	λ	Интенсивность	λ	Элемент	
1	3931.54	0	3931.533	DyII	3931.51
2	3934.80	2	3934.813	NdII	3934.80
3	3967.04	0	3967.048	CeII	3967.05
4	3969.40	3	3969.23	EuII	3969.41
5					3967.12
6				CeII (?)	3931.37
7					3931.77

Прежде чем более подробно рассмотреть поведение этих линий редких земель, остановимся на особенностях их спектров.

Редкие земли группы лантаноидов принадлежат к шестому периоду таблицы Менделеева (с № 58 — церий по № 71 — лютеций). У всех этих 14 элементов заполнены оболочки 5s, 5p и 6s и заполняется более глубокая оболочка 4f. Элементы группы лантаноидов, будучи близкими по своим физическим характеристикам, сильно различаются по спектру. По своему характеру спектры лантаноидов можно разбить на две группы. К первой группе относятся спектры лантана (La), не являющегося типичным редкоземельным элементом, европия (Eu), стоящего в середине ряда, и спектры тулия (Tm), иттербия (Ib) и лютеция (Lu), стоящих в конце

ряда. Эти спектры состоят из сравнительно небольшого числа линий, но содержат интенсивные группы линий. Спектры Eu, Tu и Tb можно разбить на сравнительно простой спектр, состоящий из интенсивных, легко возбуждаемых линий, и сложный спектр, состоящий из многочисленных слабых и трудно возбуждаемых линий.

Ко второй группе, наиболее типичной для редких земель, относятся спектры остальных элементов — Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho, Er.



Фиг. 1. Схемы уровней редкоземельных элементов.

Они содержат много линий и более однородны по своему виду. Спектры этой группы можно разбить на две подгруппы. К первой относятся спектры Gd, Dy, Ho и Er, несколько похожие на спектр Eu (для них заметно разделение на «простой» и «сложный» спектр). Ко второй — спектры Ce, Pr, Nd, Pm и Tb, состоящие из нескольких тысяч слабых линий. Они представляют наибольшую трудность для истолкования.

В дальнейшем нас будут интересовать только спектры однажды ионизованных редкоземельных элементов.

Рассмотрим кратко схемы уровней некоторых из этих элементов [5]. На фиг. 1 приведены схемы уровней ионов семи наиболее исследованных редкоземельных элементов. У всех этих элементов уровни составляют отдельные группы, простирающиеся иногда на 10—20 тысяч cm^{-1} . Стрелками указаны возможные переходы между группами.

Первым характерным спектром редких земель является спектр Ce. Для спектра Ce II дана интерпретация 3600 линий, получающихся при

переходах между 316 уровнями. Характерной чертой является наличие двух систем переходов между нижними и средними уровнями (система А и В на фиг. 1). 79 наблюдаемых уровней группы А удалось полностью классифицировать. Для всех уровней известны энергии и величины g .

Группа В более многочисленна и мало исследована. Только некоторые из уровней классифицированы. В спектре PrII интерпретировано только 312 линий, возникающих при переходах между 24 нижними и 50 средними уровнями. Указанная на фиг. 1 система переходов А в спектре PrII соответствует системе А CeII. Часть линий PrII, по-видимому, аналогична системе В CeII. Спектр NdII аналогичен PrII. В нем также, помимо системы А, есть линии, относящиеся к системе В.

Элементы Sm, Eu и Gd, стоящие в середине ряда, имеют достаточно характерные спектры, которые удалось подробнее интерпретировать. В спектре SmII интерпретировано 1200 линий, EuII — 467 (из общего числа 2000), GdII — 1177 линий (45% всех измеренных линий). Кроме того, для четырех линий EuII имеются определения сил осцилляторов.

Вид спектров редких земель и относительная интенсивность линий в них очень сильно зависят от условий возбуждения спектра. У всех лантаноидов потенциал первой ионизации около 6 эв (первым отрывается наиболее слабо связанный электрон $6s$). Из названных выше 4 линий редких земель в крыльях Н и К интерпретирована только линия CeII λ 3967.04 [6]. Она относится к системе В спектра CeII. Для нее известны энергии верхнего и нижнего уровней.

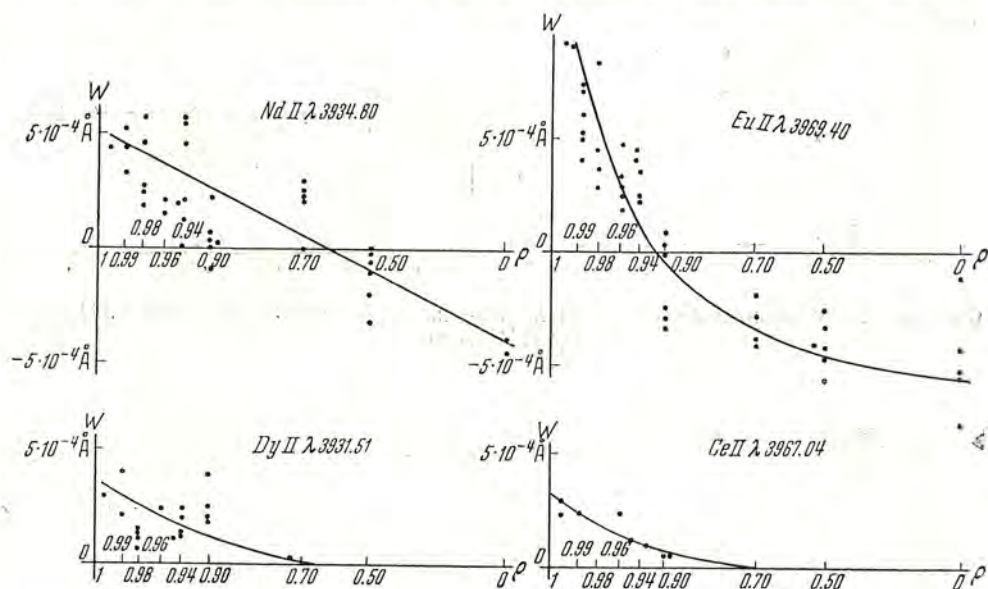
Для линий DyII λ 3931.53 и EuII λ 3969.23 есть температурная классификация Кинга [7]. Для линии NdII λ 3934.80 никаких данных, кроме отождествления, нет.

На Солнце все лантаноиды практически ионизованы. Потенциал второй ионизации порядка 10—12 эв, так что количество дважды ионизованных атомов существенно лишь на больших глубинах ($\tau > 2$). В солнечном спектре имеется несколько сот линий ионизованных редкоземельных элементов. В основном они находятся в зеленой, синей и ультрафиолетовой частях спектра. Роуландовские интенсивности их различны, от -3 до $+3$. Редкие земли имеются в хромосфере. По наблюдениям Мензела [3] они появляются в излучении раньше всех других линий во время затмения. Интенсивность линий редких земель по отношению к интенсивности других линий в хромосфере меняется от места к месту.

Наши наблюдения показывают, что четыре изучаемые линии редких земель (λ 3931, 3934, 3967, и 3969) также очень сильно меняют свою интенсивность по лимбу. В активных областях на краю диска центральная интенсивность линии λ 3969 иногда почти достигает центральной интенсивности соседней с ней линии H_{ϵ} . На многих спектрограммах видно, что структура линии λ 3969 повторяет структуру линии H_{ϵ} CaII. В остальных линиях это менее заметно. Во многих ярких вспышках и флоккулах, находящихся довольно далеко от края (ρ выше 0.65), наблюдается свечение редких земель значительно большее, чем в невозмущенной области на том же расстоянии от края. На двух пластинках наблюдалось доплере-

ровское смещение линии λ 3969 в быстро движущемся узле яркого флоккула. Но в то же время во многих ярких флоккулах их свечение незаметно.

Для изучения поведения линий редких земель от центра к краю на спектрографе БСТ нами были получены спектры Солища в области линий Н и К CaII на разных расстояниях от центра Солища. При наблюдениях щель ставилась перпендикулярно радиусу диска Солища. При размере изображения 20 см расстояния от центра диска измерялись с точностью до 0.5 мм, т. е. $\sim 5''$. Область линий Н и К CaII фотографировалась в шестом по-



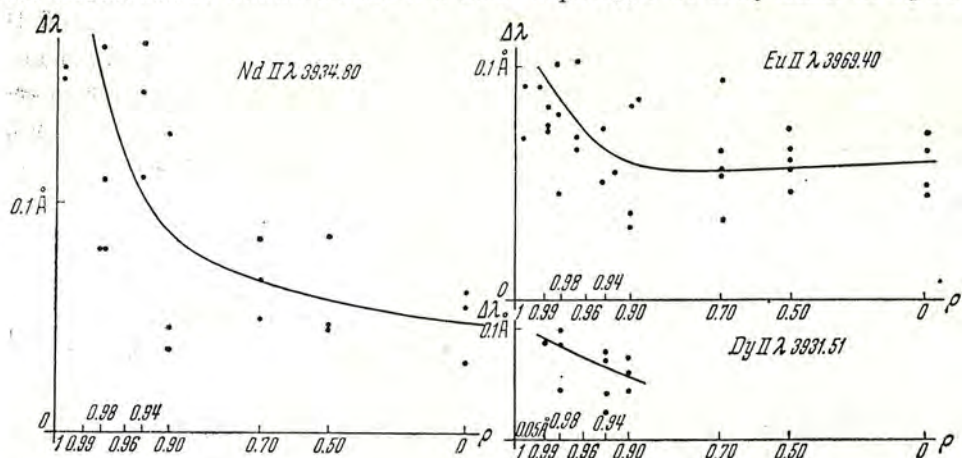
Фиг. 2. Эквивалентные ширины линий редких земель $\text{Eu II } \lambda 3969.40$; $\text{Nd II } \lambda 3934.80$; $\text{Dy II } \lambda 3931.51$; $\text{Ce II } \lambda 3967.04$.

рядке с решеткой площадью 150×140 мм и 600 штрихов на 1 мм; фокусное расстояние спектрографа 10 м. Линейная дисперсия спектра составляла $5.21 \text{ мм}/\text{\AA}$. Спектры фотографировались на пластинках Agfa Blau Rapid. Фотометрическое изучение контуров редких земель проводилось при помощи микрофотометра МФ-4.

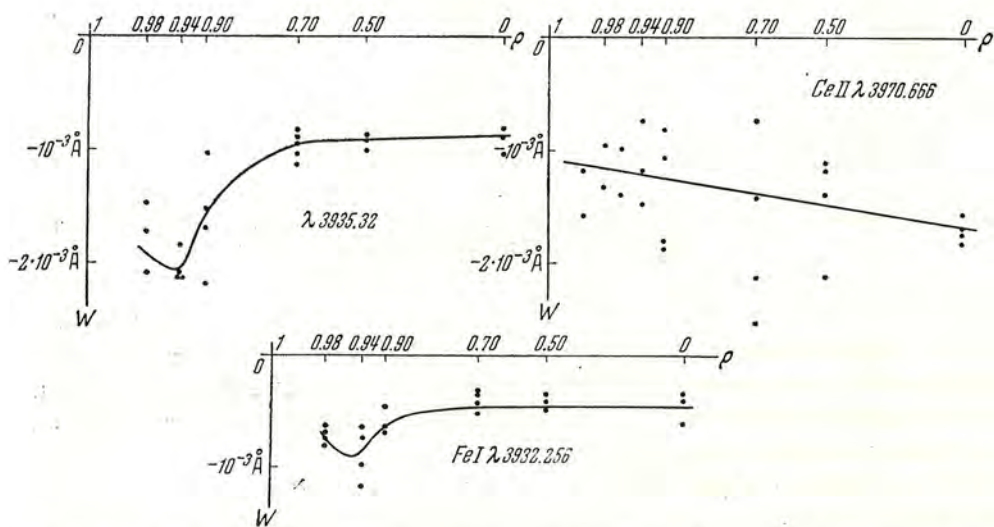
В результате обработки четырех серий наблюдений получены эквивалентные ширины, полуширины и остаточные интенсивности четырех линий (λ 3931.51, 3934.80, 3967.05, 3969.41) для разных точек диска. На фиг. 2 показан ход эквивалентных ширин от центра к краю. По оси ординат отложены эквивалентные ширины W в ангстремах непрерывного спектра в центре Солища, т. е. в них учтено потемнение диска к краю. На фиг. 3 даны полуширины $\Delta\lambda$ трех из этих линий. Значительное рассеяние точек связано по большей части с фактическим различием значений эквивалентной ширины W и $\Delta\lambda$ для линий редких земель в разных местах диска, но не с погрешностями измерений.

Для сравнения были измерены слабые линии других элементов также в крыльях линий Н и К CaII. Кроме того, измерена одна линия CeII

в более далеком крыле линии H CaII λ 3970.66. На фиг. 4 и 5 приведены для них W и $\Delta\lambda$. Из рассмотрения первых графиков видно, что две наиболее интенсивные линии λ 3934 и λ 3969 переходят от излучения на краю



Фиг. 3. Полуширины линий редких земель EuII λ 3969.40; NdII λ 3934.80; Dy II λ 3931.51



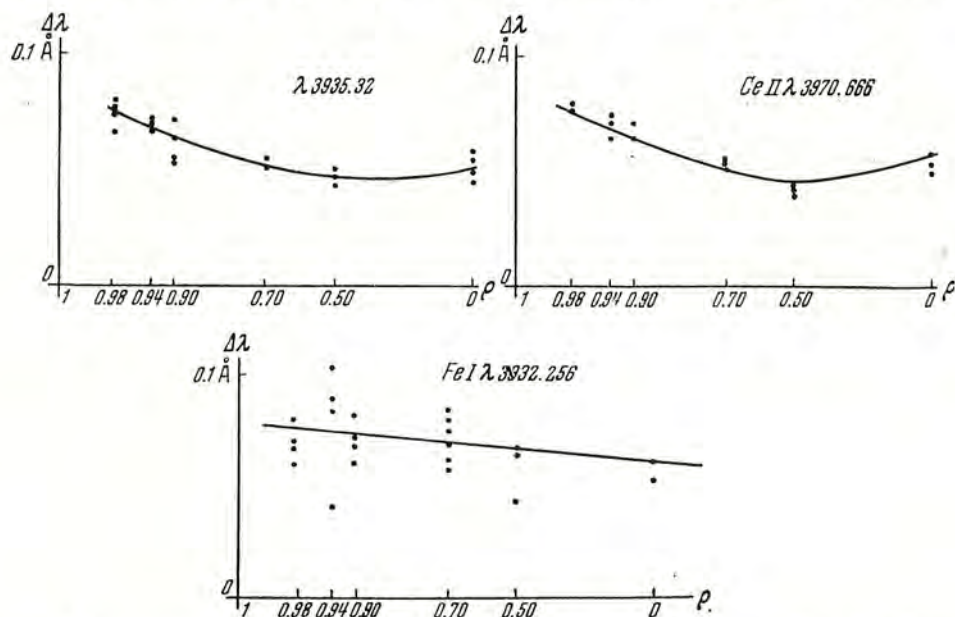
Фиг. 4. Эквивалентные ширины линий поглощения λ 3935.32; FeI λ 3932.256; CeII λ 3970.666.

диска к поглощению в центре в области значений $\rho \simeq 0.9$. Две другие линии на этом же расстоянии сливаются с непрерывным спектром и в поглощении не наблюдаются. Этот результат противоположен тому, что получено Теккереем. По его определениям линии λ 3931 и λ 3967 видны на диске в поглощении, а линии λ 3934 и λ 3969 не видны вовсе.

Линии поглощения других редкоземельных элементов показывают увеличение W к краю до некоторого расстояния, а затем только около

самого края наблюдается небольшое уменьшение этой величины. В линии же $\text{Ce II } \lambda 3970.666$, присутствующей на диске всюду в поглощении, несмотря на большой разброс точек, заметно уменьшение W с переходом от центра к краю. Изменение W у всех 5 линий редкоземельных элементов одинаково и составляет около 10^{-3} \AA . Полуширины этих линий несколько больше увеличиваются с приближением к краю, чем полуширины металлических линий.

Теккерей [4] объясняет свечение этих четырех линий редких земель тем, что они находятся в крыльях сильных линий. Поэтому для них поглоще-



Фиг. 5. Полуширины линий поглощения $\lambda 3935.32$; $\text{Fe I } \lambda 3932.256$; $\text{Ce II } \lambda 3970.666$.

ние, определяемое интенсивностью непрерывного спектра, мало. Роль непрерывного спектра в этом случае играет крыло линий H или K Ca II . Излучение же зависит от числа атомов в верхнем состоянии, которое заполняется в результате поглощения в других частотах. Далее Теккерей говорит, что в данном случае излучение мало зависит от угла, а поглощение уменьшается с увеличением угла зрения, т. е. при переходе к краю. Поэтому на краю диска Солнца линии видны в излучении, а в центре — в поглощении или совсем не видны.

Это объяснение предполагает, что редкие земли лежат довольно высоко, выше того эффективного уровня, где образуется крыло линии Ca II , определяющее поглощение линией редкой земли в данной длине волны. Такие рассуждения, может быть, и могут объяснить появление эмиссии на краю, но характер изменения эквивалентных ширин они не объясняют.

Нами была проведена предварительная обработка нескольких линий поглощения Ce II , расположенных в далекой от крыльев линий H и K Ca II области (λ около 4450 \AA). Оказалось, что и здесь при переходе от центра

к краю эквивалентные ширины линий Ce II уменьшаются. Это дает основание предполагать, что такое своеобразное изменение W редких земель от центра к краю, отличное от изменения W линий других элементов, в области крыльев линий H и K Ca II связано не с эффективным понижением «непрерывного спектра» — крыльями этих линий, а с какими-то другими причинами, определяемыми физическими условиями образования линий редких земель. Этот вопрос требует дальнейшего тщательного изучения.

В заключение приношу глубокую благодарность А. Б. Северному за указания и советы при выполнении данной работы.

Л и т е р а т у р а

1. L. E. Jewell. *Ap. J.*, 8, 419, 1898.
2. J. Evershed. *M. N.*, 87, 350, 1927; 89, 566, 1929.
3. D. H. Menzel. *Publ. Lick. obs.*, 17, 1931.
4. A. D. Thackeray. *Ap. J.*, 81, 338, 1925.
5. М. А. Ельяшевич. Спектры редких земель. Гостехиздат, 1953.
6. G. R. Harrison, W. E. Albertson and N. F. Hosford. *J. Optic. Soc. Amer.*, 31, 446, 1941.
7. A. S. King. *Ap. J.*, 72, 224, 1930.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ И КОНТУРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ, ИЗЛУЧАЕМЫХ УЗЛАМИ СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Э. Е. Дубов

Ранее автором было показано [1, 2], что движения в спокойных протуберанцах имеют турбулентный характер и что к ним, по-видимому, применимы законы локально-изотропной турбулентности.

Исходя из предположения о нормальной корреляции между скоростями элементов объема среды, находящейся в турбулентном движении, рассчитано распределение скоростей.

Найденное распределение скоростей использовано для вычисления контура спектральной линии, излучаемой узлом спокойного протуберанца и расширенной только эффектом Доплера.

Рассмотрено влияние самопоглощения.

Полученные результаты позволяют объяснить некоторые эффекты, наблюдаемые в спектрах протуберанцев.

THE VELOCITY DISTRIBUTION IN A TURBULENT MEDIUM AND THE PROFILES OF SPECTRAL LINES RADIATED BY KNOTS OF QUIESCENT PROMINENCES, by *E. E. Dubov*. — The author showed [1, 2] that motions in quiescent prominences are of a turbulent character and that evidently laws of local-isotropic turbulence can be applied in this case.

Supposing that there is a normal correlation between the velocities of eddies, the velocity distribution has been calculated.

The derived velocity distribution was used for determining the contour of the spectral line emitted by a knot of a quiescent prominence and broadened only by the Doppler effect.

The influence of self-absorption is considered.

The derived results explain some of the effects observed in the spectra of prominences.

В предыдущих работах было показано [1, 2], что движения в спокойных протуберанцах носят турбулентный характер и, по-видимому, подчиняются закономерностям, установленным в теории локально-изотропной турбулентности. Узлы спокойных протуберанцев оказывается возможным трактовать как светящиеся уплотнения, возникающие в результате турбулентных движений в среде, хотя, конечно, значительно более плотной, чем корона, но по сравнению с узлами относительно разреженной и поэтому не светящейся. Наличие турбулентности должно сказываться и на контурах спектральных линий, излучаемых узлами спокойных протуберанцев.

В настоящей работе делается попытка исследовать влияние турбулентности на контуры спектральных линий, излучаемых отдельными узлами. Распределение скоростей и контур спектральной линии для турбулентной среды изучались Шу-Шу Хуаном [3] и С. А. Капланом [4], исходившими из некоторых представлений о спектре турбулентности. Результаты, полученные указанными авторами, отличаются от тех, которые получены в настоящей работе.

Обычно принимается [5], что турбулентные скорости и их составляющие вдоль луча зрения распределены по закону Гаусса, т. е. что число элементов, обладающих лучевыми скоростями от v до $v+dv$, можно представить как

$$dn = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi v_0}} \cdot e^{-\frac{v^2}{2v_0^2}} dv = P(v) dv. \quad (1)$$

В этом случае контур спектральной линии имеет обычный, как говорят, — «доплеровский» характер.

Однако априори мы не имеем права предполагать, что распределение скоростей в турбулентной среде будет гауссовым. Гауссово распределение, как правило, имеет место для случайных величин, совершенно независимых между собой. Например, в кинетической теории газов максвеллово распределение получается в предположении, что мгновенное значение скорости каждой молекулы совершенно не зависит от мгновенных скоростей остальных молекул. В турбулентной же среде между скоростями двух элементов объема, находящихся на некотором расстоянии друг от друга (не слишком большом по сравнению с внешним масштабом турбулентности L), имеется корреляция, статистическая связь, которая, очевидно, должна повлиять на распределение скоростей [6, 7].

Из теории локально-изотропной турбулентности следует, что в области применимости закона Колмогорова среднее квадратичное значение разности проекций турбулентных скоростей двух точек M_1 и M_2 на линию, их соединяющую (соответственно v_1 и v_2), зависит от расстояния между ними (r):

$$\sqrt{(v_1 - v_2)^2} = ar^{2/3} = \sigma_r, \quad (2)$$

где a — коэффициент пропорциональности. В дальнейшем будем считать, что M_1 и M_2 лежат на луче зрения, а v_1 и v_2 — их лучевые скорости относительно наблюдателя.

Принимаем, как обычно, что средняя квадратичная скорость движений большого масштаба примерно равна средней квадратичной от разности скоростей между точками, находящимися на расстоянии, равном внешнему масштабу турбулентности L .

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{(\Delta v)^2} = \sigma_1. \quad (3)$$

Коэффициент корреляции между лучевыми скоростями M_1 и M_2 [6]

$$R = \frac{\overline{v_1 v_2}}{v^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{ar^{2/3}}{\sigma_1^2} \quad (4)$$

изменяется от 1 для близких точек до 0 для расстояний, значительно превышающих L .

Экспериментальные исследования распределения скоростей в турбулентной среде [8] показали, что для одной произвольно выбранной точки распределение скоростей очень близко к нормальному распределению Гаусса (фиг. 1).

Если бы скорости в двух точках были независимы, то общая вероятность $P(v_1, v_2)$ того, что скорость в первой точке равна v_1 , а во второй точке равна v_2 , представлялась бы как произведение:

$$P(v_1, v_2) = P(v_1) P(v_2). \quad (5)$$

Основное допущение настоящей работы состоит в том, что между скоростями любой пары точек в турбулентной среде для расстояний, не превышающих L , принимается нормальная корреляция.

Нормальная корреляция для двух случайных величин x и y имеет место в том случае, если при любом заданном значении величины y в малом интервале dy величина x подчиняется распределению Гаусса и, наоборот, при заданном значении x в малом интервале dx величина y подчиняется закону Гаусса.

Теория нормальной корреляции [9] дает следующее выражение общей вероятности того, что величина x имеет значение x_1 и одновременно величина y имеет значение y_1 :

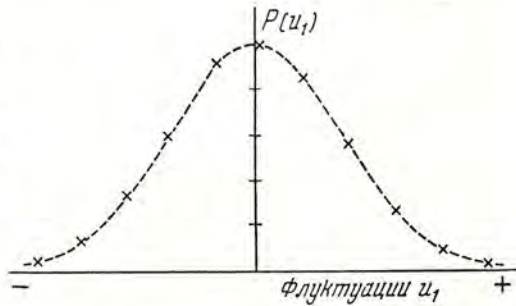
$$P(x_1, y_1) = \frac{1}{2\pi\sigma\sigma_1\sqrt{1-R^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2(1-R^2)}\left[\frac{x^2}{\sigma^2} + \frac{y^2}{\sigma_1^2} - \frac{2Rxy}{\sigma\sigma_1}\right]\right\}, \quad (6)$$

где R — коэффициент корреляции, причем вероятность некоторого значения x_1 для всей совокупности значений y есть $P(x_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$

и, аналогично, для всей совокупности значений x $P(y_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_1^2}}$. Величину $P(x_1, y_1)$ можно также представить как произведение

$$P(x_1, y_1) = P(x_1) P_{x_1}(y_1), \quad (7)$$

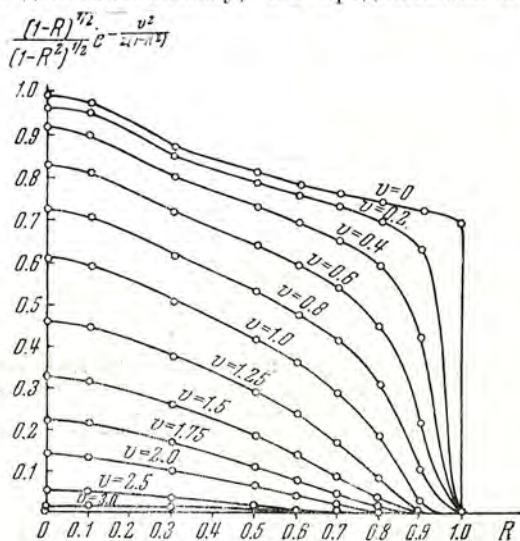
где $P_{x_1}(y_1)$ — условная вероятность того, что y имеет значение y_1 при заданном значении $x=x_1$. Лабораторные измерения показывают, что в турбулентной среде распределение разностей лучевых скоростей для двух точек среды действительно зависит от расстояния между ними; оно близко к тому, которое следует из предположения о нормальной корреляции для больших расстояний между точками и отличается от него для



Фиг. 1. Распределение вероятностей для турбулентной скорости произвольно выбранной точки, согласно [8].
 \times — данные наблюдений; — — — нормальное распределение.

малых расстояний ([10], стр. 170 и 175). Последнее обстоятельство объясняется тем, что при малых расстояниях (меньше внутреннего масштаба турбулентности η) на распределение скоростей начинает влиять вязкость, стремящаяся уменьшить разность скоростей.

Таким образом, экспериментальные данные до некоторой степени подтверждают предположение о нормальной корреляции. Следует, однако, иметь в виду, что хотя полученное в настоящей работе распределение скоростей и представляет собой, по-видимому, более близкое приближение к действительному, чем предположение о гауссовом распределении, оно



Фиг. 2. График подынтегральной функции уравнения (10) для различных значений v .

было указано, считать, что в ряде случаев светится не вся среда, а отдельные области с повышенной плотностью (узлы). Каждое такое уплотнение, в свою очередь, можно рассматривать как некоторый турбулентный вихрь масштаба L . Очевидно, что такое уплотнение может образоваться только в результате встречного движения отдельных участков среды (вихрей). Поэтому средняя скорость уплотнения относительно наблюдателя должна быть невелика. Действительно, в спокойных протуберанцах без всяких признаков активности узлы главным образом разгораются и гаснут, изменяют свои очертания, а движения наблюдаются сравнительно редко. Часто можно считать, что на луче зрения находится лишь один узел.

Примем некоторую точку в середине узла протуберанца за M_1 . Для того, чтобы можно было применять формулы (2) и (4), в которые входят усредненные величины квадратов разности скоростей и которые предполагают локальную изотропность (независимость величины средней разности скоростей от направления и выполнение равенства $(v_1 - v_2) = 0$), точка M_1 должна быть выбрана так, чтобы ее лучевая скорость была равна в данный момент лучевой скорости узла в целом относительно наблюдателя.

тем не менее не является точным, так как из него, как и из распределения Гаусса, следует равенство нулю коэффициентов асимметрии, т. е.

выражений типа $\frac{(v_1 - v_2)^3}{[(v_1 - v_2)^2]^{3/2}}$, которые в турбулентной среде отличны от нуля.

Для упрощения задачи, в дальнейшем принимается, что лучевые скорости v_1 и v_2 любой пары точек подчиняются распределению (6) для расстояний $r > \eta$ и одинаковы ($v_1 = v_2$) для $r \leq \eta$.

Исследование турбулентности в спокойных протуберанцах позволяет, как

Тогда частота, излучаемая атомами, находящимися в M_1 , будет центральной частотой спектральной линии, излучаемой узлом. Удобно поэтому перейти к системе координат, движущейся относительно наблюдателя с лучевой скоростью, равной лучевой скорости узла в целом. В этой системе лучевая скорость точки M_1 равна нулю. Распределение вероятностей скорости точки M_2 относительно точки M_1 (точка M_2 лежит на луче зрения на расстоянии r от M_1) выразится согласно (6) и (7) как условная вероятность

$$P_0(r, v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_1 \sqrt{1-R^2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_1^2(1-R^2)}\right) = P_0(R, v), \quad (8)$$

причем в (6) было положено $x_1 = 0$.

Дисперсии скоростей точек M_1 и M_2 приняты одинаковыми и равными σ_1 . Чтобы получить распределение скоростей для всего узла, необходимо проинтегрировать выражение (8) по r . Количество элементов объема, обладающих скоростью от v до $v+dv$, представится, очевидно, как

$$W(v) dv = dvA \left[\int_{-L_0}^{-\tau} P_0(R, v) dr + \int_{+\tau}^{+L_0} P_0(R, v) dr \right], \quad (9)$$

где A — нормирующий множитель, L_0 — расстояние, на котором коэффициент корреляции обращается в нуль.

Учитывая, что τ мало, по крайней мере на три порядка меньше L_0 [2], и что

$$dr = \frac{dr}{dR} dR = -k(1-R)^{1/2} dR,$$

где k — постоянная, можно вместо (9) написать:

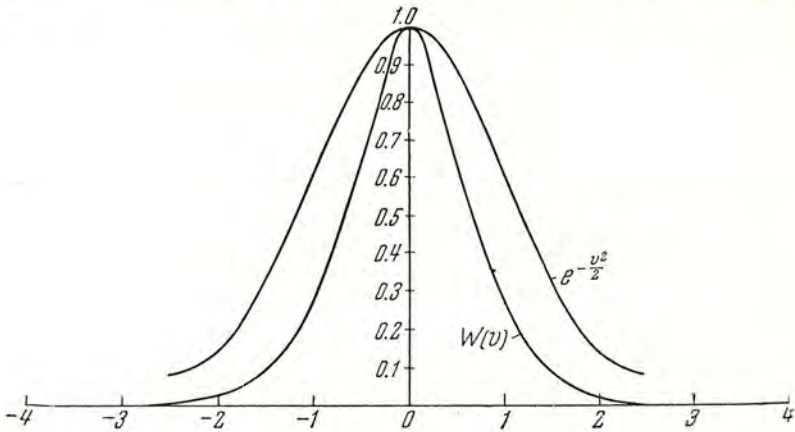
$$W(v) = B \int_0^1 \frac{(1-R)^{1/2}}{(1-R^2)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{v^2}{2\sigma_1^2(1-R^2)}\right\} \cdot dR. \quad (10)$$

Распределение (10) было вычислено.

На фиг. 2 приведен график подынтегральной функции для различных значений v . Значения $W(v)$, найденные графическим интегрированием, представлены в табл. 1, где приведены для сравнения значения функций $e^{-\frac{v^2}{2}}$. Функция распределения скоростей (10) спадает гораздо быстрее, чем функция Гаусса с той же дисперсией скоростей (фиг. 3), но по форме близка к гауссовой кривой. В последней графе табл. 1 приведены значения функции $e^{-\frac{v^2}{0.66}}$, обладающей той же полушириной, что и $W(v)$. Заметные отклонения наступают при значениях $v > 1$. Распределение (10) близко к наблюдаемому распределению скоростей облаков межзвездного газа, определенному по однокомпонентным межзвездным линиям, измеренным Адамсом [12], и исправленным за галактическое вращение [4] (фиг. 4). Мы ограничились однокомпонентными линиями, потому что многокомпонентные линии имеют составляющие с большими скоростями, которые, по видимому, обязаны своим происхождением не турбулентным движениям,

v	v^2	$\frac{v^2}{2}$	$\frac{v^2}{e}$	$W(v)$	$\frac{v^2}{0.66}$	$\frac{v^2}{e \cdot 0.66}$
0.00	0.00	0.00	1.000	1.000	0.00	1.00
0.10	0.01	0.005	0.995	0.990	0.015	0.985
0.20	0.04	0.02	0.980	0.911	0.06	0.940
0.40	0.16	0.08	0.923	0.735	0.24	0.786
0.60	0.36	0.18	0.835	0.558	0.55	0.577
0.80	0.64	0.32	0.726	0.408	0.97	0.379
1.00	1.00	0.50	0.606	0.264	1.52	0.219
1.25	1.56	0.78	0.458	0.158	2.37	0.093
1.50	2.25	1.145	0.318	0.089	3.41	0.032
1.75	3.06	1.53	0.216	0.042	4.64	0.0097
2.00	4.00	2.00	0.135	0.022	6.07	0.0013
2.50	6.25	3.125	0.0439	0.0016	9.47	0.00008
3.00	9.00	4.50	0.0111	—	—	—
4.00	16.00	8.00	0.00034	—	—	—

а другим причинам [13, 14]. Проекция на луч зрения средней турбулентной скорости облаков (σ_1), согласно фиг. 4, около 8 км/сек. Соответствующую



Фиг. 3. График функции $W(v)$.

ящая величина пространственной скорости в $\sqrt{\frac{8}{\pi}} = 1.6$ раз больше и составляет примерно 13 км/сек.

Уширение спектральной линии, излучаемой узлом протуберанца, вызывается как макроскопическими, турбулентными движениями, так и тепловыми движениями атомов. Затухание вследствие излучения, столкновений и других факторов мы рассматривать не будем, ибо, как показал Шу-Шу Хуан [3], турбулентное движение изменяет только доплеровское ядро контуров, не влияя на крылья.

Необходимо рассмотреть совместное действие теплового и турбулентного движений на контур линии. Как известно [9], при нормальном рас-

пределении вероятностей для суммы случайных величин математическое ожидание суммы равно сумме математических ожиданий слагаемых, а дисперсия суммы равна сумме дисперсий слагаемых случайных величин. Для тепловых скоростей математическое ожидание $MO=0$ и дисперсия $\sigma_t^2 = \frac{RT}{\mu}$; для турбулентных скоростей MO также равно нулю и дисперсия равна $\sigma_t^2(1-R^2)$. Распределение скоростей отдельных атомов получим комбинируя (8) и (1), в котором v_0 заменим на σ_t :

$$P_0(r, v, T) = \frac{D}{\sigma_t [1 + n(1-R^2)]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{v^2}{2\sigma_t^2 [1 + n(1-R^2)]} \right\}, \quad (11)$$

где $n = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_t^2}$ и D — нормирующий множитель. Для всего узла (считая, что плотность в узле одинакова вдоль луча зрения) относительное количество атомов, обладающих лучевой скоростью v , определится аналогично предыдущему интегрированием по r , что дает:

$$\frac{dn}{n} = W(v, T) dv = dv F \int_0^1 \frac{(1-R)^{1/2}}{(1-R^2)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{v^2}{2\sigma_t^2 [1 + n(1-R^2)]} \right\} \cdot dR. \quad (12)$$

От распределения скоростей легко перейти к контуру спектральной линии. Согласно принципу Доплера

$$\Delta v = \frac{v - v_0}{v_0} = \frac{v}{c} v_0, \quad (13)$$

$$\Delta v_D = \frac{\sigma_t}{c} v_0.$$

Обозначения обычные, величина Δv_D отличается от величины, обычно обозначаемой этим символом, в $\sqrt{2}$ раз. Учитывая, что $dv = \frac{c}{v_0} dv$ и обозначив $\frac{\Delta v}{\Delta v_D} = x$, получим, используя распределение скоростей (12):

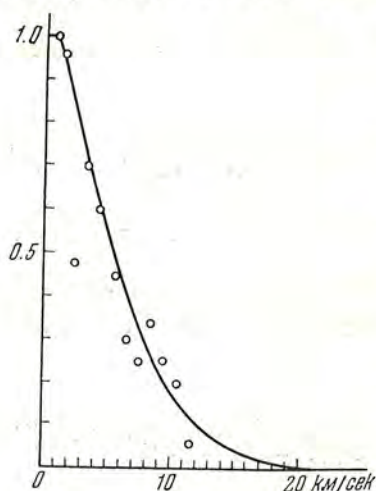
$$\frac{dn}{n} = F \frac{dv}{\Delta v_D} \int_0^1 \frac{(1-R)^{1/2}}{[1 + n(1-R^2)]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2[1 + n(1-R^2)]} \right\} \cdot dR. \quad (14)$$

Так как интенсивности внутри линии пропорциональны $\frac{dn}{dv}$, контур спектральной линии имеет вид:

$$I(x) = G \int_0^1 \frac{(1-R)^{1/2}}{[1 + n(1-R^2)]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2[1 + n(1-R^2)]} \right\} \cdot dR, \quad (15)$$

где G — нормирующий множитель. Контур (15) был вычислен для значений $n=1$ и $n=2$, причем G выбиралось таким образом, чтобы интенсивность в центре линии равнялась единице. График подынтегральной функции и результаты интегрирования для случая $n=1$ представлены на графиках (фиг. 5 и 6) и в табл. 2. В табл. 2 приведены для сравнения значения функции $e^{-\frac{x^2}{4}}$. Полученный контур спектральной линии по форме близок

к обычному доплеровскому контуру [ср. с последней графой табл. 2, в которой приведены значения функции $e^{-\frac{x^2}{3.51}}$, обладающей такой же полушириной, что и $I(x)$, вычисленное по (15)]. На фиг. 6 показан вид этого контура для случая $n=1$. Условие $n=1$ может быть принято для водородных атомов в протуберанцах. По сравнению с обычно принимаемым доплеровским контуром $I(x) = Me^{-\frac{x^2}{4}}$, соответствующим $n=1$, контур (15) оказывается несколько более узким. Таким образом, принимаемое обычно в первом приближении гауссово распределение скоростей турбулентного движения дает форму контура спектральной линии, почти не отличающуюся от той, которая получена в настоящей работе. Дисперсия же скоростей, определяемая спектроскопически обычным методом, оказывается несколько (на 10—15%) заниженной. В самом деле, если бы наблюдаемый контур образовался в результате гауссового распределения турбулентных скоростей, то, зная его полуширину, можно было бы вычислить среднюю квадратичную скорость турбулентного движения из известного соотношения:



Фиг. 4. Распределение скоростей облаков межзвездного газа.

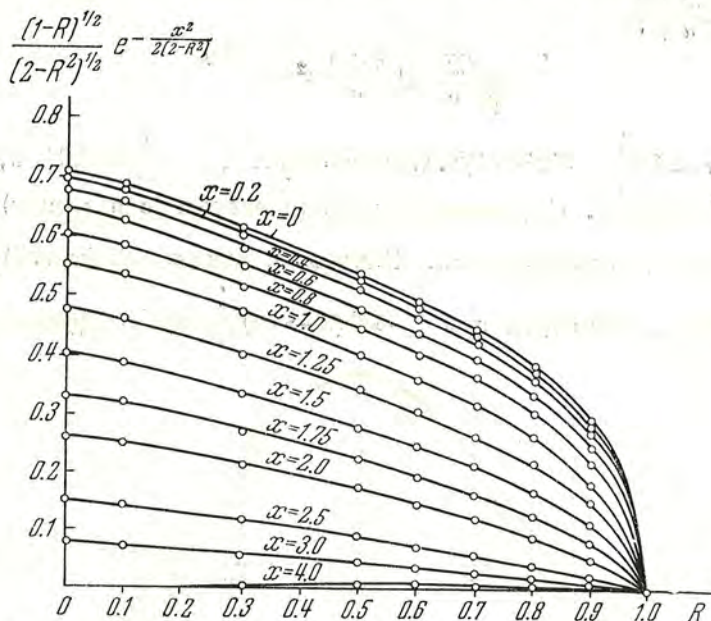
можно было бы вычислить среднюю квадратичную скорость турбулентного движения из известного соотношения:

$$\Delta\nu_{0.5} = \frac{0.83\sqrt{2}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2}}{c} \nu_0, \quad (16)$$

Таблица 2

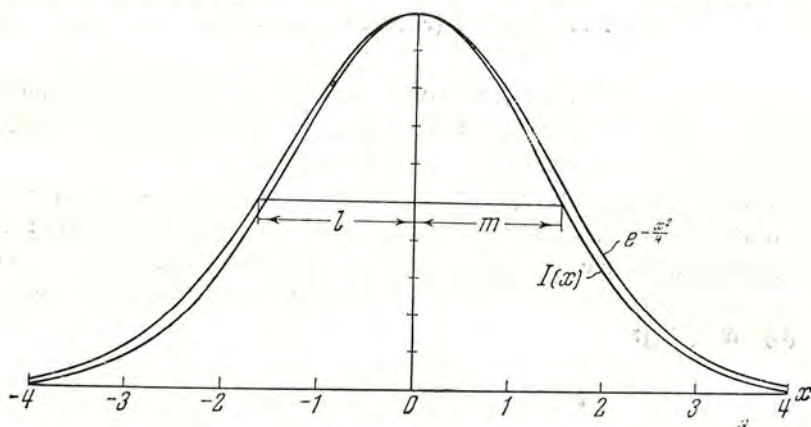
x	x^2	$\frac{x^2}{4}$	$e^{-\frac{x^2}{4}}$	$I(x)$	$\frac{x^2}{3.51}$	$e^{-\frac{x^2}{3.51}}$
0.00	0.00	0.00	1.000	1.000	0.000	1.000
0.10	0.01	0.0025	0.998	—	0.00285	—
0.20	0.04	0.010	0.990	0.986	0.0114	0.989
0.40	0.16	0.04	0.961	0.952	0.0456	0.955
0.60	0.36	0.09	0.914	0.900	0.1025	0.903
0.80	0.64	0.16	0.852	0.830	0.1825	0.833
1.00	1.00	0.25	0.779	0.745	0.285	0.752
1.25	1.56	0.39	0.677	0.630	0.445	0.641
1.50	2.25	0.572	0.564	0.523	0.642	0.526
1.75	3.06	0.765	0.465	0.419	0.872	0.418
2.00	4.00	1.000	0.368	0.317	1.142	0.319
2.50	6.25	1.562	0.210	0.163	1.785	0.168
3.00	9.00	2.250	0.105	0.081	2.57	0.077
4.00	16.00	4.00	0.0183	0.006	4.56	0.010

где $\Delta_{\gamma_{0.5}}$ — половинная полуширина контура, $(\sigma_1^2 + \sigma_t^2)^{1/2}$ пропорционально длине отрезка l на фиг. 6. Если же скорости распределены по закону (12), то при той же дисперсии турбулентных скоростей наблю-



Фиг. 5. График подынтегральной функции уравнения (15) для различных значений x .

даемый контур будет уже. Поэтому, приняв наблюдаемый контур типа (15) за обычный дошлеровский, мы получим дисперсию скоростей



Фиг. 6. Контур $I(x)$ для случая $n=1$.

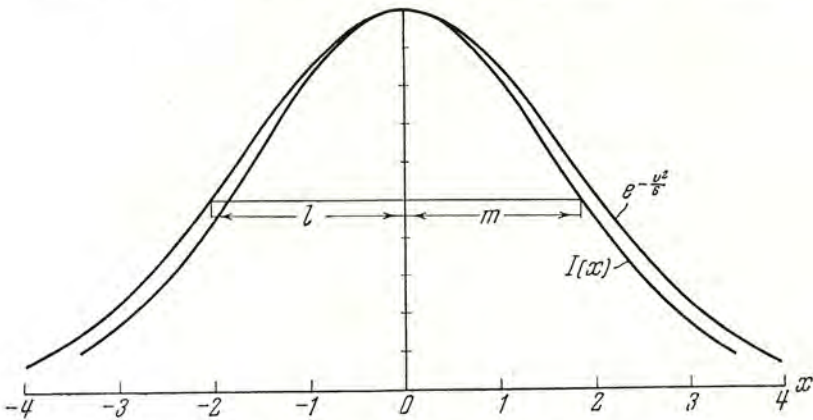
заниженной, пропорциональной отрезку m (фиг. 6). Отношение полученной таким образом дисперсии скоростей к истинной равно:

$$z = \frac{l}{m} = \frac{(\sigma_1^2 + \sigma_t^2)^{1/2}}{(\sigma_1^2 + \sigma_t^2)^{1/2}}, \quad (17)$$

где $\sigma_1'^2$ — дисперсия турбулентных скоростей, полученная в предположении, что контур (15) — обычный доплеровский. Полагая $n' = \frac{\sigma_1'^2}{\sigma_1^2}$, имеем $z^2 = \frac{n'+1}{n+1}$ и

$$\frac{\sigma_1'}{\sigma_1} = \sqrt{\frac{n'}{n}} = \left[\frac{n+1}{n} z^2 - \frac{1}{n} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

В случае $n=1$ $\frac{\sigma_1'}{\sigma_1} = (2z^2 - 1)^{1/2}$. Согласно фиг. 6, $z = \frac{l}{m} = 0.94$ и, следовательно, $\sigma_1' = 0.88\sigma_1$. С уменьшением температуры (с ростом n) разница между σ_1' и σ_1 увеличивается. Например, для $n=2$ (фиг. 7) $\frac{l}{m} = 0.93$ и $\sigma_1' = 0.85\sigma_1$. В пределе при $\sigma_t \rightarrow 0$ ($n \rightarrow \infty$) $\frac{\sigma_1'}{\sigma_1} = 0.58$ (фиг. 3). Для



Фиг. 7. Контур $I(x)$ для случая $n=2$.

тяжелых элементов n велико, поэтому скорости, определяемые обычным образом по линиям тяжелых элементов, должны быть меньше, чем скорости, определяемые по водородным линиям.

Самопоглощение может существенно изменить вид контура, так как благодаря самопоглощению в частотах, для которых оптическая толщина больше единицы, до нас доходит излучение только от внешней части узла, для которой распределение скоростей представится интегралом [ср. с (9) и (12)]:

$$W(v, T) dv = \frac{dv}{L_1 - L_0} \int_{L_1}^{\eta} P_0(r, v, T) dR, \quad (19)$$

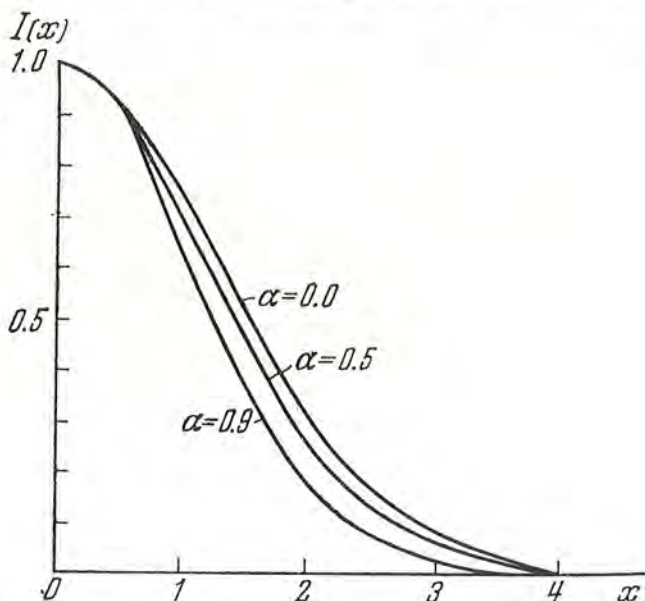
где $\eta < L_1 < L_0$.

Отсюда

$$I(x) = G \int_{\alpha}^1 \frac{(1-R)^{1/2}}{[1+n(1-R^2)]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2[1+n(1-R^2)]} \right\} \cdot dR, \quad (20)$$

где $0 < \alpha < 1$. Наличие корреляции в турбулентном движении приводит к тому, что дисперсия лучевых скоростей для небольшой части узла (вдоль

луча зрения) меньше, чем для всего узла. Поэтому доплеровское уширение для тех частот спектральной линии, в которых оптическая толщина велика (т. е. в центре линии), должно быть меньше, чем для частот, излучаемых всей толщиной узла. Эффект такого рода наблюдался при изучении



Фиг. 8. Вид контура (20) при различных значениях α .

контура линии H_{α} в некоторых протуберанцах [16, 17]. Наблюденные контуры линий H_{α} этих протуберанцев можно объяснить лишь, если принять, что «средняя скорость частиц, участвующих в образовании крыльев, больше средней скорости частиц, участвующих в образовании центра линии».

Из фиг. 8 и табл. 3, на которых приведены распределения скоростей для $n = 1$ и различных значений α , видно, что кривая распределения скоростей с увеличением α становится все более узкой.

По фиг. 8 можно определить отношение полуширин контуров для $\alpha = 0.9$ и для $\alpha = 0$; оно равно 0.79.

Для двух случаев, приведенных в [16], отношения доплеровских полуширин для центра и для крыльев линии равны 0.75 и 0.83. Наблюдаемый эффект, по-видимому, может быть объяснен действием самопоглощения. Очевидно, что скорость, определенная по крыльям доплеровского контура, должна быть ближе к действительной дисперсии скоростей

Таблица 3

x	$I(x)$ $\alpha=0.0$	$I(x)$ $\alpha=0.5$	$I(x)$ $\alpha=0.9$	x	$I(x)$ $\alpha=0.0$	$I(x)$ $\alpha=0.5$	$I(x)$ $\alpha=0.9$
0.0	1.000	1.000	1.00	1.25	0.630	0.580	0.47
0.2	0.986	0.979	0.98	1.50	0.523	0.462	0.36
0.4	0.952	0.943	0.95	1.75	0.419	0.347	0.22
0.6	0.900	0.879	0.87	2.0	0.317	0.255	0.15
0.8	0.830	0.795	0.67	2.5	0.163	0.122	0.03
1.0	0.745	0.695	0.56	3.0	0.081	0.054	0.005

турбулентного движения, чем скорость, определенная по центру линии, где влияет самопоглощение.

В заключение выражаю благодарность Т. В. Орловой за помощь в вычислениях.

Литература

1. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 46, 1954.
2. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 121, 1955.
3. Su-Schi Huang. Ap. J., **112**, 339, 1950.
4. С. А. Каплан. Астр. журн., **31**, 137, 1954.
5. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Муфель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 152.
6. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР, **30**, 299, 1941; **32**, 197, 1941.
7. А. Н. Обухов и А. М. Яглом. Прикл. мат. и мех., **15**, 3, 1951.
8. А. А. Townsend. Proc. Camb. Phil. Soc., **43**, 560, 1947.
9. С. Н. Бернштейн. Теория вероятностей. Гостехиздат, 1946.
10. G. K. Batchelor. The Theory of Homogeneous turbulence. Cambridge, 1953, pp. 170 и 175.
11. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 9, 1953.
12. W. Adams. Ap. J., **109**, 335, 1949.
13. A. Schlüter, H. Schmidt, P. Stumpf. Zs. f. Ap., **33**, 194, 1953.
14. J. H. Oort. В кн.: «Gas dynamics of cosmic clouds». Amsterdam, 1955, p. 20.
15. В. М. Соболев. Диссертация. ГАО АН СССР, 1955.
16. В. Л. Хохлова и Н. И. Назарова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **11**, 170, 1954.
17. M. A. E P i s o n. Atti convegni Accad. naz. Lincei, № 11, 84, 1953.

**О СОПОСТАВЛЕНИИ СПОРАДИЧЕСКОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 1.5 м
С ОПТИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ НА СОЛНЦЕ***И. Г. Моисеев и С. И. Гонасюк*

Проведено сопоставление всплесков спорадического радиоизлучения Солнца на волне 1.5 м с быстро меняющимися оптическими явлениями на Солнце по материалам наблюдений в 1955 г.

Предполагается, с одной стороны, что, по-видимому, каждое такое оптическое явление сопровождается радиоизлучением, и, с другой стороны, большинство «событий» в радиоизлучении Солнца на волне 1.5 м связано с оптическими явлениями.

Определен спад интенсивности всплесков радиоизлучения от центра диска Солнца к краю, и по характеру этого спада сделано заключение, что он обусловлен поглощением в короне. Приведены соображения об уровне залегания источников всплесков радиоизлучения на волне 1.5 м, и предположено, что исследованные всплески радиоизлучения генерируются плазменными колебаниями в уплотнениях короны.

A COMPARISON OF THE SPORADIC SOLAR RADIO EMISSION AT 1.5 METERS WITH OPTICAL PROCESSES ON THE SUN, by *I. G. Moiseev, S. I. Gonasyuk*. — Observational data of 1955 was used for a comparison of outbursts of sporadic solar radio emission at 1.5 meters with rapidly varying optical phenomena on the Sun.

It was reached the conclusion that evidently every such optical phenomenon is accompanied by radio emission and that most of the processes in solar radio emission at 1.5 meters are connected with optical phenomena.

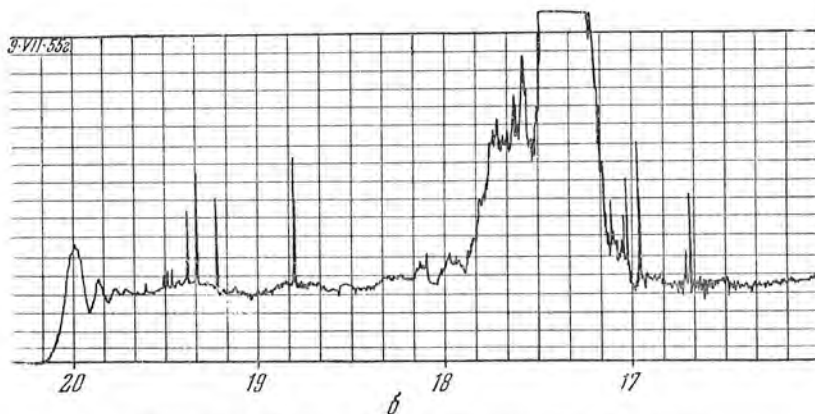
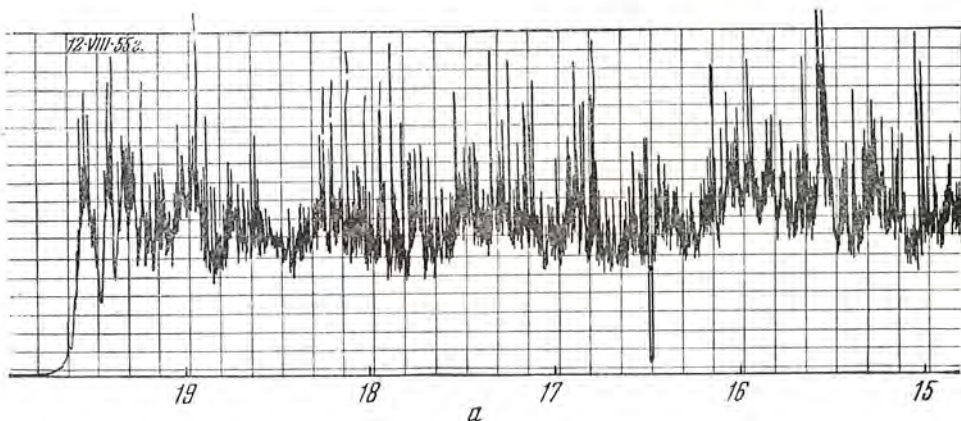
The decrease in the intensity of the outbursts of radio emission from the center of the disk to the limb has been determined and the conclusion made that it is caused by absorption in the corona. Considerations are given about the levels of the sources of radio emission outbursts at 1.5 meters and a supposition is made that the investigated outbursts of radio emission are generated by plasma-oscillations in coronal condensations.

До настоящего времени сопоставление спорадического радиоизлучения Солнца на различных длинах волны велось в основном со вспышками [1, 2].

Имеется несколько работ [3, 4, 5], в которых указывается на связь всплесков спорадического радиоизлучения в метровом диапазоне волны с быстрым движением волокон. Однако поскольку физический механизм спорадического радиоизлучения еще не ясен и достоверно неизвестны оптические процессы, связанные с его возникновением, то в настоящей работе проведено сопоставление всплесков спорадического радиоизлучения

с быстро меняющимися оптическими явлениями, наблюдаемыми на Солнце.

К быстро меняющимся оптическим явлениям на Солнце отнесены: 1) вспышки, продолжительность существования которых составляет несколько минут, а площадь не превышает в среднем 35 миллионов долей солнечного диска; 2) кратковременные поярчания флоккулов, продол-



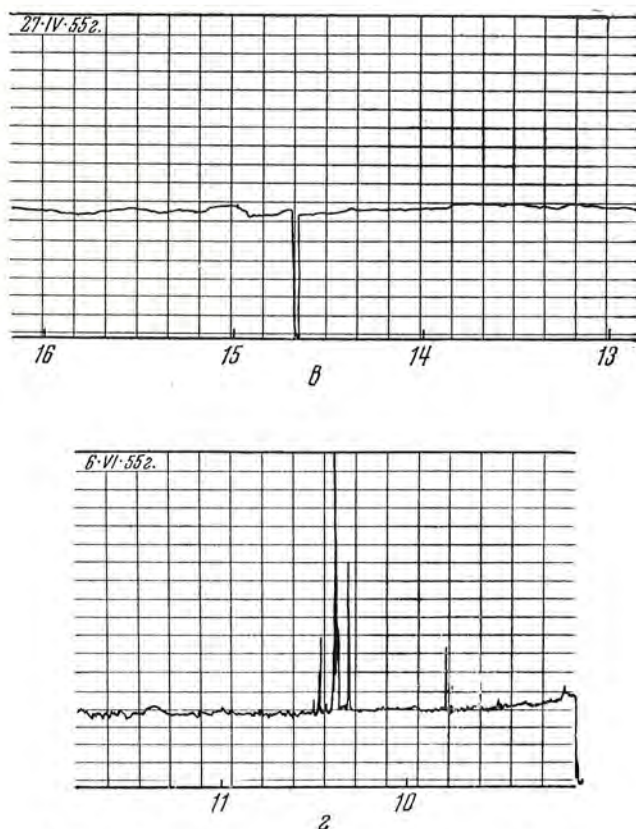
Фиг. 1. Примеры записей радиоизлучения Солнца.
а — «бурное» Солнце; б — всплеск, вызванный большой вспышкой.

жительность которых тоже порядка нескольких минут; 3) появление эруптивных волокон.

Большие вспышки в данной работе к сопоставлению не привлекались, ибо, во-первых, известно, что они в большинстве случаев дают радиоизлучение большой интенсивности, а, во-вторых, нас интересовали другие возможные оптические процессы, связанные с радиоизлучением Солнца.

В работе используется материал наблюдений 1955 г. одновременной регистрации оптических образований на диске Солнца и записи радиоизлучения Солнца на волне 1.5 м.

Оптические наблюдения состояли в кинематографировании активных образований в лучах линии H_{α} на внезатменном коронографе КГ-1 с узкополосным фильтром (ширина полосы 0.5 \AA [6]). На кадре помещалась $1/6$ площади диска. Наблюдения вели Е. Ф. Шапошникова, С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап.



Фиг. 1. Примеры записи радиоизлучения Солнца.
 в — спокойное Солнце; з — типичная запись, используемая для сопоставления.

Непрерывная запись радиоизлучения на волне 1.5 м велась при помощи паралактической помехоустойчивой установки с антенной, имеющей ширину диаграммы направленности по половинной мощности в вертикальной плоскости 11° , а в горизонтальной — 22° [7]. Регистрацию радиоизлучения проводили И. Г. Моисеев и П. Н. Стежка. Записи, приведенные на фиг. 1, показывают сильно меняющуюся интенсивность спорадического радиоизлучения Солнца на 1.5 м.

Для сопоставления использовались записи типа фиг. 1, з, на которых отдельные всплески или группы всплесков радиоизлучения ярко выражены и отделены друг от друга некоторым интервалом времени сравнительно спокойного радиоизлучения.

При сопоставлении оптических явлений с отдельными событиями в радиоизлучении оказалось, что почти каждому такому оптическому явле-

нию соответствовала группа всплесков радиоизлучения различной интенсивности с некоторым максимальным всплеском в центре группы или изолированный всплеск (фиг. 2).

Момент максимального всплеска из группы или изолированного всплеска радиоизлучения сравнивался с точностью $\pm 0^m.5$ с моментом появления вышеуказанных оптических явлений. Событие в радиоизлучении считалось соответствующим оптическому явлению, если различие их во времени не превышало $\pm 5^m$.

В результате оказалось, что из 326 рассмотренных оптических явлений не было соответствий в радиоизлучении для 18 случаев (5.5%). В частности, для вспышек из 56 случаев нет совпадений в 2 случаях (3.6%), для флоккулов из 178 нет совпадений в 13 случаях (7.2%), а для волокон из 92 нет совпадений в 3 случаях (3.3%).

Затем была проверена обратная зависимость. Для этого были выбраны дни, когда на диске было по одной группе активных образований (6 и 7 июня).

В течение одновременных наблюдений 6 июня было наблюде-но 12 событий в радиоизлучении и 10 оптических. Отсюда — вероятность появления оптического явления, определенная по событиям в радиоизлучении $p=0.83$.

7 июня было зарегистрировано 16 событий в радиоизлучении и 12 оптических ($p=0.75$). В дни, когда на диске Солнца было несколько активных образований, проверка вероятности появления оптического явления по событиям в радиоизлучении показала, что оптических явлений больше, чем всплесков радиоизлучения. Это объясняется тем, что фотографируется наиболее активная часть Солнца, а всем остальным придается такой же статистический вес.

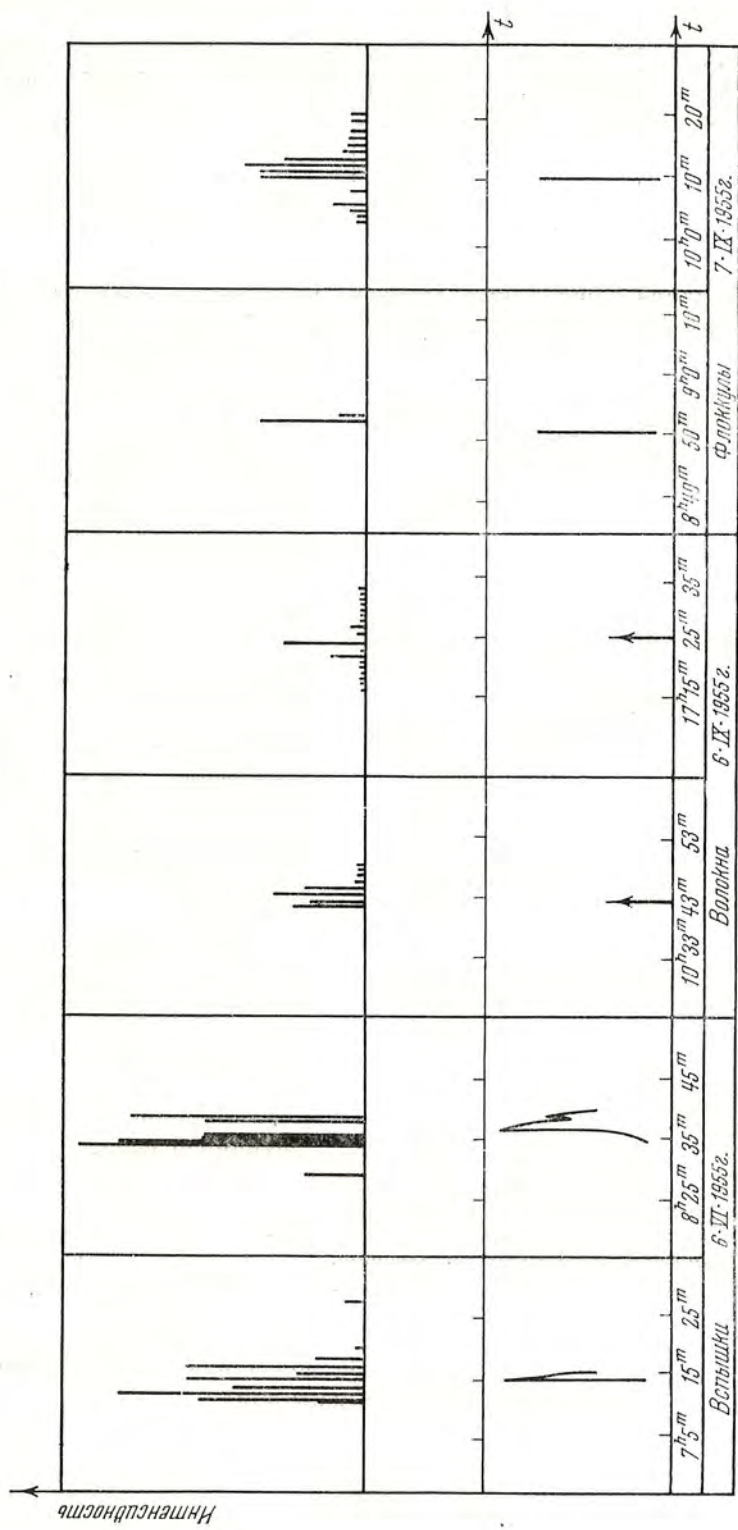
Анализируя вышеизложенное, по-видимому, можно сказать, что почти каждое оптическое явление на Солнце сопровождается радиоизлучением и, наоборот, большинство событий в радиоизлучении Солнца на волне 1.5 м связано с оптическими явлениями.

На тесную связь оптических явлений с радиоизлучением на волне 1.5 м указывается и в [4].

В дальнейшей обработке было использовано 135 оптических явлений (41% общего числа). Все остальные были исключены из-за: а) неточного определения долготы оптического явления и б) близости во времени соседних оптических явлений ($\Delta t < 5^m$). Последнее обстоятельство не позволяло указать, какое именно событие в радиоизлучении соответствует оптическому, благодаря возможному эффекту перекрытия.

По этим данным определялось среднее время опережения и запаздывания событий в радиоизлучении по отношению к оптическим (таблица).

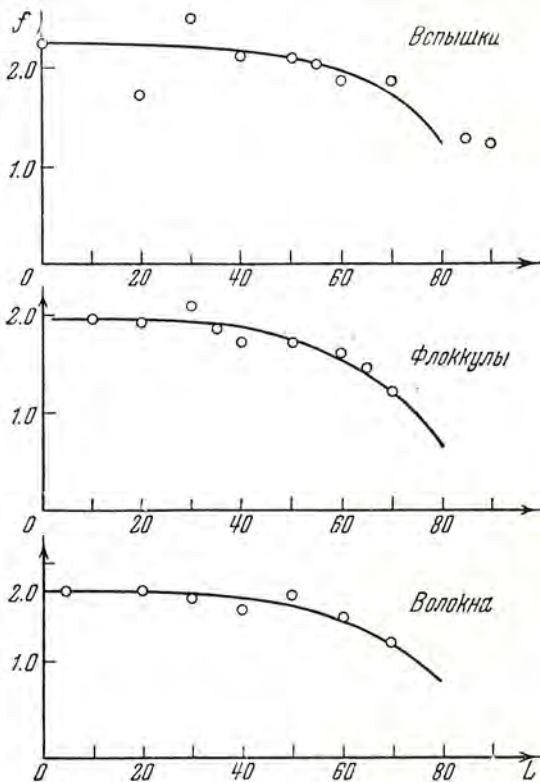
Затем с точностью до $\pm 5^\circ$ определялась долгота каждого оптического явления и находилась приведенная к соответствующему фону интенсивность максимального всплеска группы или отдельного всплеска радиоизлучения.



Фиг. 2. Примеры сопоставления радиоизлучения Солнца (вверху) с оптическими явлениями на Солнце (внизу).

Вид оптического явления	Среднее время опережения, мин.	Количество случаев опережения	Среднее время запаздывания, мин.	Количество случаев запаздывания	Количество случаев точного совпадения
Вспышки	1	3	2	9	5
Флоккулы	1.5	29	1.5	39	12
Волокна	1	15	1.5	14	9

По этим данным построены графики статистического распределения отнесенной к фону интенсивности всплесков радиоионизации, в зависи-



Фиг. 3. Изменение приведенной к соответствующему фону интенсивности всплесков спорадического радиоионизации на волне 1.5 м от центра к краю для вспышек, флоккулов и волокон. Кривая — вычисленные значения, кружки — наблюдаемые.

В рассматриваемый период активные образования находились примерно на широте 30° , поэтому (1) принимает вид:

$$f = f_0 e^{-\frac{1}{\cos 30^\circ} \tau \sec L}, \quad (3)$$

где f_0 — интенсивность излучения в месте расположения источника,

в зависимости от долготы для каждого вида оптических явлений (фиг. 3).

При построении графиков предполагалась симметрия событий в радиоионизации по отношению к экватору и центральному меридиану, т. е. построение графиков проводилось в одном квадранте.

Из фиг. 3 видно, что приведенная интенсивность всплесков радиоионизации уменьшается от центра к краю почти одинаково для всех рассмотренных типов оптических явлений.

Если предположить, что спад интенсивности радиоионизации происходит только за счет чистого поглощения в короне, то данные кривые должны описываться функцией вида:

$$f = f_0 e^{-\tau \sec \theta}, \quad (1)$$

где τ — оптическая толщина, а

$$\sec \theta = \frac{1}{\cos \varphi \cdot \cos L}, \quad (2)$$

где φ — широта, L — долгота.

а f — интенсивность излучения, выпешного после прохождения плоско-параллельного слоя с оптической толщиной τ .

При
$$L=0, f_1 = f_0 e^{-\frac{1}{\cos 30^\circ} \tau}.$$

Откуда
$$f_0 = f_1 e^{-\frac{1}{\cos 30^\circ} \tau}. \quad (4)$$

Подставив (4) в (3), имеем:

$$f = f_1 e^{-\frac{1}{\cos 30^\circ} \tau (\sec L - 1)}. \quad (5)$$

Выражение (5) описывает относительное изменение интенсивности от центра к краю (в единицах интенсивности при $L=0$). Подбираем такие значения τ , при которых формула (5) наилучшим образом соответствует наблюдениям. Найденные таким образом значения τ для каждого вида оптических явлений равны соответственно: для вспешек $\tau = 0.12$, для флоккулов $\tau = 0.21$, для волокон $\tau = 0.15$.

На графике (фиг. 3) построены вычисленные кривые при соответствующих значениях τ и отмечены наблюдаемые значения.

Возможность представить экспериментальные данные формулой (1) подтверждает предположение о том, что спад интенсивности вспешков радиоизлучения от центра диска к краю происходит за счет чистого поглощения в короне.

На основании графика зависимости оптической толщины от различных уровней короны (фиг. 4), построенного по данным в [8] для $\lambda = 1.5$ м, и по соответствующим значениям τ находим уровень залегания источников спорадического радиоизлучения.

Для вспешек $r = 1.22$ радиуса Солнца от его центра, для флоккулов $r = 1.18$, для волокон $r = 1.2$, т. е. в среднем вспешки радиоизлучения на волне 1.5 м генерируются в короне на глубине $r = 1.2$.

Принимая для объяснения вспешков спорадического радиоизлучения механизм плазменных колебаний, находим по формуле:

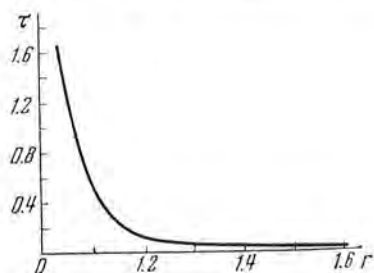
$$N_e = \frac{\omega_0^2 m}{4\pi e^2},$$

что для возникновения колебаний данной частоты электронная концентрация плазмы должна быть равна $4.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Но электронная концентрация в короне на уровне 1.2, найденная по формуле Баумбаха

$$N_{(r)} = 10^8 \left(\frac{0.036}{r^{1.5}} + \frac{1.55}{r^6} + \frac{2.99}{r^{16}} \right),$$

равна $0.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.



Фиг. 4. Оптическая толщина различных уровней короны для радиоизлучения на волне 1.5 м.

Отсюда видно, что средняя электронная концентрация на данном уровне, по-видимому, недостаточна для возникновения плазменных колебаний нужной частоты. А если она была бы и достаточна, то, как известно, при принятых градиентах электронной концентрации в короне электромагнитные колебания данной частоты не могли бы выйти из этого уровня из-за большой оптической толщи. Поэтому можно предположить, что источником спорадического радиоизлучения рассмотренного типа должны являться некоторые уплотнения в короне. Иными словами, результаты нашего сопоставления могут быть лучше поняты, если считать корону структурной, а не сплошной.

В заключение выражаем благодарность профессору А. Б. Северному за указания и советы при проведении этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. H. Dodson, E. Hedeman, L. Owen. *Ap. J.*, **118**, 169, 1953.
 2. H. Dodson, E. Hedeman, A. Covington. *Ap. J.*, **119**, 541, 1954.
 3. H. Dodson, R. Donselman. *Ap. J.*, **113**, 519, 1951.
 4. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **15**, 111, 1955.
 5. H. Dodson. *Proc., Nat. electronic conf.*, II, Chicago, 1956, p. 498.
 6. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **12**, 3, 1954.
 7. Н. Г. Моисеев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **15**, 104, 1955.
 8. И. С. Шкловский. *Солнечная корона*. Гостехиздат, 1951.
-

ПАНОРАМНАЯ ИОНОСФЕРНАЯ СТАНЦИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Н. А. Савич и А. Н. Абраменко

Описана панорамная ионосферная станция, разработанная и изготовленная в Крымской астрофизической обсерватории и предназначенная для исследования влияния солнечной активности на ионосферу.

Основное отличие данной станции от аналогичных заключается в использовании для изменения частоты не механической системы, как обычно, а способа перестройки контура при помощи подмагничивания его сердечника из оксифера электромагнитом, питаемым пилообразным током.

Основные параметры станции: рабочий диапазон частот 0.5—25 Мгц; длительность импульса 50 мксек; мощность в импульсе более 10 квт; время получения высотно-частотной характеристики 10 сек. Автоматизированы основные операции по включению, прогреву станции и фотографированию характеристик. Для фиксации момента съемки в кадр впечатывается табло, содержащее часы и дату.

Указаны пути усовершенствования аппаратуры.

THE PANORAMIC IONOSPHERIC STATION OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *N. A. Savich, A. N. Abramenko*. — The panoramic ionospheric station was designed and constructed at the Crimean Astrophysical Observatory and designated for investigations of the influence of solar activity on the ionosphere.

The main difference of this station from others of the same type is that instead of a mechanical system for varying the frequency another method is used. In the latter the circuit is tuned by magnetizing an oxyphere core with an electromagnet, fed by a Saw — tooth current.

The main parameters of the station are the following: the working region of frequencies 0.5—25 mc, the duration of the impulse 50 mksec, the impulse power 10 kwt, the h'f records is obtained in 10 sec. The main operations: the switching on and heating of the station and the photography of the characteristics, are performed automatically. For fixing the moment of exposure, the index of time and date is usually taken on the film.

The possible ways of improving the apparatus are mentioned.

ВВЕДЕНИЕ

Ближайшей частной задачей общей проблемы «Солнце—Земля», имеющей большое научное и практическое значение, является изучение влияния солнечной активности на ионосферу и магнитное поле Земли.

Преимущества постановки такой задачи именно на астрофизической обсерватории очевидны: возможна полная координация работы совокупности солнечных инструментов, ионосферной и магнитной станций, а также установок для исследования радиоизлучения Солнца, напряженности поля атмосферных помех и свечения ночного неба. Только широкое комплексное изучение влияния солнечной деятельности на высокие слои атмосферы может привести к положительным результатам при решении этой проблемы.

Первым этапом в постановке такой работы явились разработка и изготовление ионосферной станции, описание которой и составляет цель настоящей статьи.

Особые условия работы такой станции (обязательная координация работы с астрономическими и другими установками) предъявили ряд дополнительных требований к ней, сущность которых вытекает из следующих соображений.

Обычная служба ионосферы предусматривает снятие высотно-частотных характеристик каждые 30 мин. Вместе с тем визуальные наблюдения за состоянием отраженных импульсов на ручных и изменением характеристик на автоматических станциях показывают, что состояние ионосферы может значительно измениться за время порядка 5—10 мин. Отсюда следует, что для изучения физических процессов в ионосфере программа наблюдений должна быть не совсем обычной. Кроме того, стандартный метод обработки ионосферных данных является по существу статистическим и заключается в усреднении основных параметров (критических частот, действующих высот и т. п.) за достаточно большой промежуток времени (год, месяц). Таким образом, общий ход (суточный, сезонный и т. д.) этих параметров достаточно хорошо известен. Однако при исследовании отдельных физических явлений, происходящих в ионосфере или под влиянием процессов солнечной активности, или по каким-либо другим причинам, такой метод обработки экспериментальных данных, как и обычная программа наблюдений, не может дать полной картины изучаемого явления в его развитии.

Поскольку основной задачей исследования ионосферы на обсерватории является изучение ионосферных эффектов солнечной активности, программа наблюдений и метод обработки данных должны по существу отражать физическую картину динамики явлений. Так, изучение динамики хромосферных выплесков, протуберанцев, флоккулов и других активных процессов на Солнце производится при помощи кинематографирования с последующей детальной обработкой каждого кадра. В соответствии с этим изучение реакции ионосферы на указанные явления также должно предусматривать достаточно частую регистрацию ионосферы, например последовательное кинематографирование высотно-частотных характеристик. Анализ этих характеристик может дать ряд параметров, характеризующих ионизованные области атмосферы, а именно: значения максимальных электронных концентраций слоев, высоты отражений и максимумов ионизаций и пр. Сопоставление этих параметров с данными

о солнечной активности (ультрафиолетовая радиация, корпускулярные потоки), о состоянии магнитного поля Земли и т. п. в процессе развития явлений может играть существенную роль в установлении закономерностей, связывающих солнечную деятельность с динамикой ионосферных слоев.

Так как отдельные явления на Солнце (например, хромосферные вспышки) могут длиться всего несколько минут, очевидно, что для исследования ионосферных эффектов солнечной активности необходимо иметь возможность получать высотно-частотные характеристики за достаточно малое время. Это условие может быть выполнено в панорамной ионосферной станции, в которой изображение характеристики получается непосредственно на экране электроинно-лучевой трубки за время порядка 10 сек., что очень удобно и для визуального наблюдения и для кинематографирования.

Для некоторых специальных целей (при изучении изменений формы и амплитуды импульсов, их устойчивости и т. д.) применяется кинематографирование отраженных сигналов при работе установки на фиксированной частоте. Это выполняется обычно на станциях ручного управления.

Таким образом, эти соображения, а также учет опыта работы различных ионосферных станций позволили выработать предварительные технические условия, которым должна удовлетворять станция обсерватории. Эти условия свелись к следующим.

1. Ионосферная станция должна быть автоматизированной панорамной и допускать три вида работы:

ручную — для исследования тонкой структуры ионосферы, на так называемом А-индикаторе;

полуавтоматическую — для визуальных наблюдений высотно-частотных характеристик на панорамном, так называемом В-индикаторе;

автоматическую — для фотографирования высотно-частотных характеристик на экране В-индикатора.

2. Станция должна работать в диапазоне частот 1—20 Мгц, перекрываемом непрерывным прохождением.

3. Время прохождения всего диапазона должно быть не более 10 сек. За одну минуту, учитывая и время обратного хода, необходимо иметь возможность получать не менее четырех прохождений диапазона, что может быть полезным при изучении быстрых процессов в ионосфере.

4. Мощность станции в импульсе должна быть не менее 10 квт.

5. Момент фотографирования высотно-частотной характеристики должен фиксироваться с точностью не менее $\frac{1}{4}$ мин.

6. Установка должна быть рассчитана на длительную непрерывную работу (не менее трех часов).

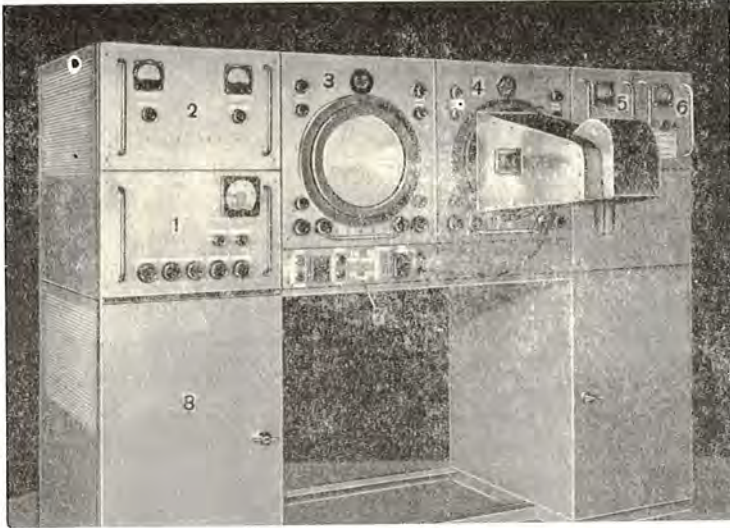
7. Конструкция станции может быть стационарной.

В связи с тем, что типовые ионосферные станции не отвечали всем указанным требованиям, возникла необходимость в разработке новой аппаратуры, более приспособленной к таким условиям работы.

1. ОПИСАНИЕ СТАНЦИИ

Общий вид панорамной ионосферной станции обсерватории показан на фиг. 1. При конструировании была принята система отдельных блоков, смонтированных на общей стойке. Подключение блоков осуществляется штыревыми контактами и штепсельными разъемами.

Общая блок-схема станции представлена на фиг. 2. Основными блоками являются: *I* — блок приемопередатчика, *II* — блок усилителя мощности; *III* — блок А-индикатора, *IV* — блок В-индикатора, описание которых приводится ниже.



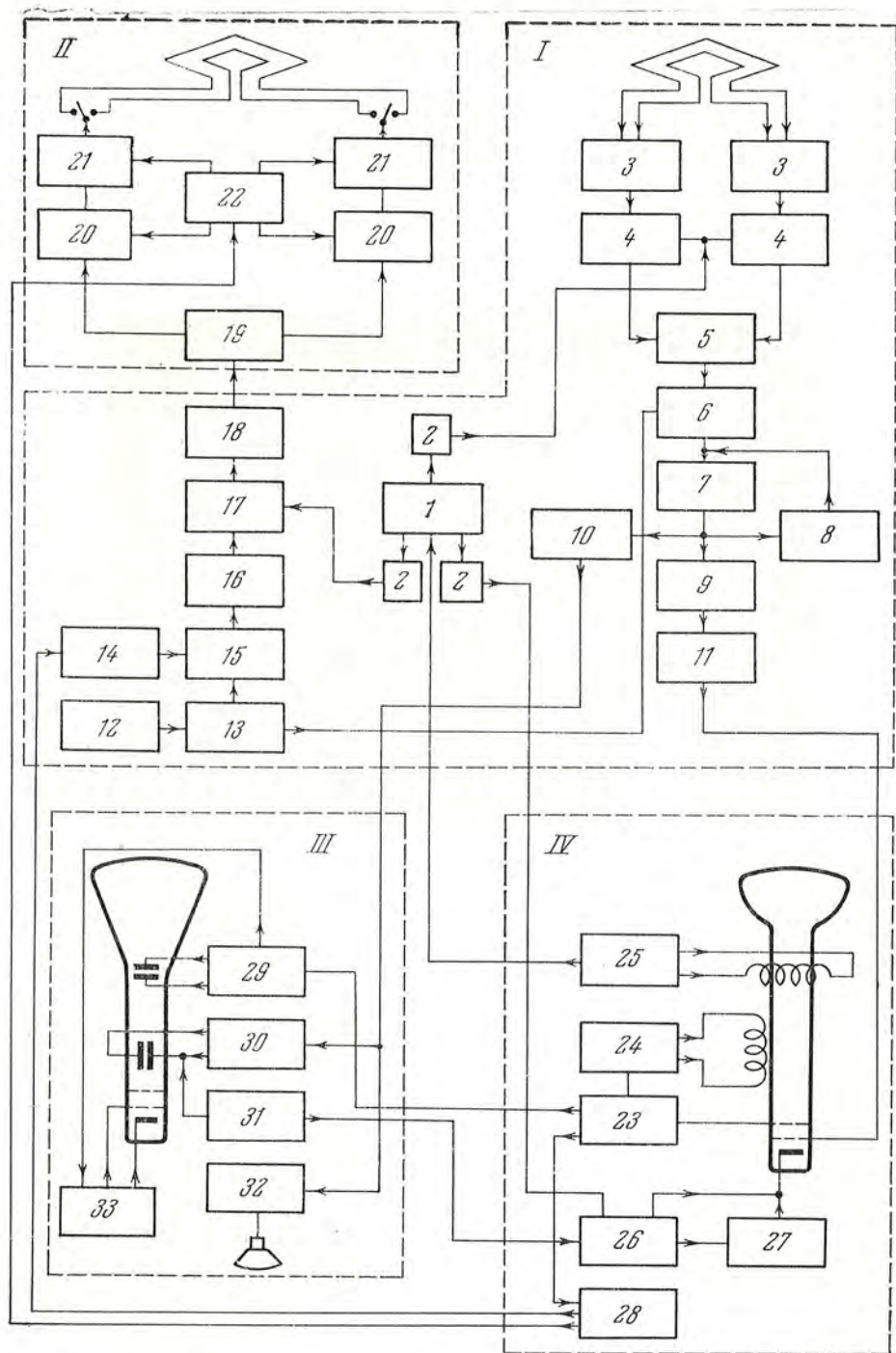
Фиг. 1. Общий вид панорамной ионосферной станции обсерватории.

1 — приемопередатчик (без каскадов усиления мощности); *2* — усилитель мощности; *3* — А-индикатор; *4* — В-индикатор; *5* — блок питания индикаторов; *6* — блок питания приемопередатчика; *7* — блок управления и фотографирования; *8* — высоковольтные выпрямители.

Блок приемопередатчика. Используемая в данной установке принципиальная идея непрерывного перекрытия широкого диапазона частот общеизвестна и аналогична применяемой в других ионосферных станциях [1].

Главный генератор *1* вырабатывает колебания с частотой, плавно меняющейся в диапазоне от 30,5 до 55 МГц. Эти колебания смешиваются в смесителе *17* с фиксированной частотой 30 МГц, в результате чего выделяется разностная частота, меняющаяся от 0,5 до 25 МГц, напряжение которой поступает на каскады усиления передатчика.

Фиксированная частота 30 МГц получается следующим образом. В кварцевом генераторе *12* (7,275 МГц) выделяется четвертая гармоника (29,1 МГц), которая смешивается с колебаниями импульсно-модулированного гетеродина *14*, вырабатывающего колебания 0,9 МГц. В анодную цепь смесителя *15* включен резонансный контур, настроенный на частоту 30 МГц, напряжение с которого подается на каскад усиления *16*.



Фиг. 2. Общая блок-схема ионосферной станции (без источников питания).
 I — блок приемопередатчика; II — блок усилителя мощности; III — блок А-индикатора;
 IV — блок Б-индикатора.

Таким образом, напряжение высокой частоты (0.5—25 МГц) оказывается импульсно-модулированным. Оно усиливается широкополосными каскадами усилителя напряжения 18, работающими в непрерывном режиме. Усиленное напряжение при помощи катодного повторителя подается коаксиальным кабелем на блок усилителя мощности.

Входной каскад 3 приемника симметричный, собран на двух лампах типа 6Н8, одна из которых включена в длинноволновую антенну, а другая — в коротковолновую. В зависимости от диапазона в работу включается та или другая лампа. Первый смеситель 4 собран по балансной схеме на лампах 6Ж4, включенных триодами.

Для того чтобы на А-индикаторе можно было бы наблюдать недетектированный сигнал, в приемнике применено двойное преобразование частоты.

Напряжение от главного генератора подается на первый смеситель приемника, который после смещения этого напряжения с напряжением сигнала выделяет промежуточную частоту 30 МГц, равную разности частот во всем рабочем диапазоне главного генератора (30.5—55 МГц) и сигнала (0.5—25 МГц). Эта частота усиливается каскадом усиления первой промежуточной частоты 5 и подается на второй смеситель 6, напряжением гетеродина которого служит сигнал с частотой 29.4 МГц. В анодную цепь смесительной лампы включен полосовой фильтр, настроенный на частоту 0.9 МГц, которая усиливается далее двумя каскадами усиления второй промежуточной частоты 7. На каскады усилителя подается напряжение автоматической регулировки усиления (АРУ) с каскада 8. Величину АРУ можно регулировать или полностью выключать ручкой, выведенной на переднюю панель приемопередатчика. Ручная регулировка усиления осуществляется в каскаде усиления промежуточной частоты 30 МГц и в первом каскаде промежуточной частоты 0.9 МГц. Со второго каскада усилителя 0.9 МГц сигнал подается на катодный повторитель 10, при помощи которого связывается приемник с блоком А-индикатора.

Продетектированный в детекторном каскаде 9 сигнал поступает на усилитель видеосигнала 11, с которого подается на блок В-индикатора.

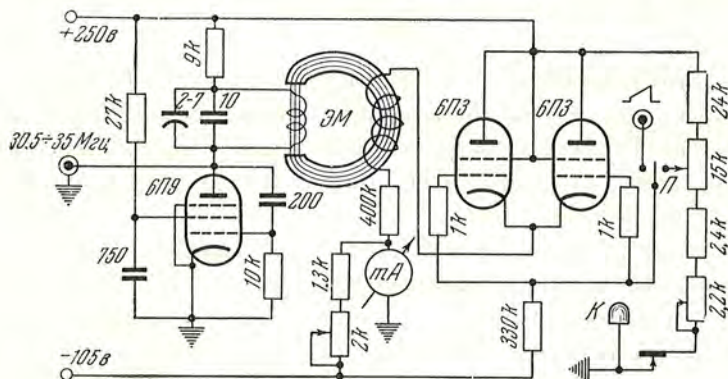
Основным узлом приемопередатчика является главный генератор высокой частоты 30.5—55 МГц, обеспечивающий синхронную настройку передатчика и приемника.

До сих пор в ионосферных станциях изменение частоты главного генератора осуществлялось механически (переменной емкостью или переменной индуктивностью). Опыт эксплуатации подобного типа станций показал, что наличие скользящих контактов и вращающихся деталей в главном генераторе крайне нежелательно. Поэтому в описываемой станции был применен метод немеханического изменения индуктивности контура главного генератора.

Схема главного генератора представлена на фиг. 3. Индуктивность колебательного контура выполнена в виде катушки из нескольких витков, заключенной в броневую сердечник из ферродиеlectrica типа MV-280, который помещен в зазор электромагнита ЭМ. Изменением

тока в обмотке электромагнита достигается изменение напряженности магнитного поля в зазоре, а следовательно, и магнитной проницаемости сердечника катушки, что ведет к соответствующему изменению резонансной частоты контура. Подбирая диапазон изменения величины магнитного поля в зазоре, материал сердечника катушки и рабочий участок характеристики ламп 6П3, удалось добиться почти линейной зависимости изменения частоты генератора (в пределах рабочего диапазона частот) от напряжения на управляющих сетках ламп 6П3.

В положении переключателя *II* рода работы «ручная» настройка станции осуществляется изменением напряжения смещения на сетках



Фиг. 3. Схема главного генератора.

ламп 6П3, что ведет к изменению тока в обмотке электромагнита. Отсчет частоты производится по прибору, включенному в цепь электромагнита и проградуированному в мегагерцах.

Для устранения влияния частных петель гистерезиса железа электромагнита на точность отсчета частоты в цепь ручной настройки введена кнопка *K*, позволяющая вести отсчет частот на одной ветви петли гистерезиса. При незначительных изменениях тока в обмотке, соответствующих изменениям частоты на 0.5 Мгц и меньше, показания прибора остаются достаточно точными без применения кнопки *K*.

В положении переключателя «автомат» или «полуавтомат» на сетки ламп 6П3 от блока Б-индикатора подается пилообразное напряжение развертки, чем достигается синхронизация развертки частоты в блоке индикатора и приемопередатчике и обеспечивается автоматическое прохождение необходимого диапазона частот. Предусмотрена возможность работы на трех частотных поддиапазонах: 0.5—9 Мгц, 0.5—16 Мгц, 0.5—25 Мгц, что достигается простым изменением амплитуды пилообразного напряжения, подаваемого на сетки ламп 6П3. Частотный диапазон проходится от высоких частот к низким, что опять-таки связано с необходимостью работы на той из ветвей петли гистерезиса, которая обеспечивает более линейную зависимость измерения частоты от напряжения на сетках управляющих ламп 6П3. Время прохождения диапазонов 10 сек.

Напряжение высокой частоты главного генератора подается на смесители передатчика и приемника и частотный маркер блока Б-индикатора через разделительные катодные повторители 2 (фиг. 1). С одного из них напряжение высокой частоты подается на схему, состоящую из тиратрона ТГ-1-0.1/1.3 и нескольких реле, работающих в системе автоматики, запирающих обратный ход луча трубки Б-индикатора, выключающих модуляцию передатчика во время обратного хода «шилы» частотной развертки и закрывающих затвор кинокамеры. Открытие затвора кинокамеры и срабатывание других реле автоматики происходит через определенное время, устанавливаемое цепью с постоянной времени в схеме тиратрона и примерно равное времени обратного хода луча трубки Б-индикатора.

Блок усилителя мощности. Усилитель мощности представляет собой симметричный широкополосный усилитель с полосой от 0.5 до 25 Мгц. Он состоит из фазовращательного каскада 19, четырехкаскадного предварительного усилителя 20 и выходного каскада 21, собранного на шести лампах типа ГМИ-83.

Напряжение сигнала высокой частоты 0.5—25 Мгц равно 3 в.

Все каскады, кроме фазовращательного, работают в импульсном режиме как по высокой частоте (что обусловлено импульсной работой генератора 0.9 Мгц), так и по постоянной составляющей. Модуляция осуществляется по экранным сеткам ламп. Модулирующие импульсы вырабатываются в модуляторе 28, который запускается от общего хронизатора в блоке Б-индикатора. Частота повторений 50, длительность импульса 50 мксек. Форма модулирующего импульса прямоугольна. Полученные в предварительных каскадах модулятора прямоугольные импульсы усиливаются в модуляторе 22 и подаются на экранные сетки ламп мощного блока. Анодное напряжение выходных ламп равно 4.5 кв, импульсное напряжение на экранных сетках этих ламп достигает 1.2 кв.

Как уже сказано выше, выходной каскад работает на шести лампах, по три в каждом плече симметричной схемы.

Так как с одной антенной трудно добиться равномерного излучения мощности во всем частотном диапазоне станции, было применено включение двух антенн с разными частотными характеристиками, работающих попеременно, соответственно с участком перекрываемого диапазона частот. Антенны переключаются автоматически при помощи двух реле. Во время переключения снимается модуляция ламп мощного блока, что исключает искрообразование между контактами реле.

Подбор корректирующих ячеек в анодных нагрузках усилительных каскадов позволил поднять мощность, излучаемую на низких частотах диапазона, настолько, что при небольшом поглощении видны отражения от слоев на частотах ниже одного мегагерца (см. фиг. 4з).

Во время обратного хода пилообразного напряжения частотной развертки (занимающего 1—2 сек.) снимается модуляция (что выполняется релейной системой автоматики) и все лампы мощного усилителя запираются.

Для предотвращения перегрева мощных ламп при непрерывной работе станции применено принудительное воздушное охлаждение.

Б л о к и и н д и к а т о р о в. Панорамный метод исследования ионосферы, предложенный в 1936 г. Н. Д. Булатовым [2], представляет возможность непрерывного наблюдения за состоянием ионосферы и ее динамикой, что очень существенно для решения поставленной задачи. Поэтому в данной станции панорамный Б-индикатор является основным.

На шасси блока Б-индикатора расположен хронизатор 23, генератор высотной развертки 24, генератор частотной развертки 25, генератор марок частоты 26, предварительные каскады модулятора 28 и релейная система гашения обратного хода луча трубки 27, включающая другие сервореле автоматики.

Хронизатор вырабатывает пусковые импульсы, синхронизирующие работу А- и Б-индикаторов и модулятора передатчика и состоит из обычного усилителя с насыщением, на сетку которого подается достаточно высокое (350 в) переменное напряжение с частотой 50 гц, и формирующего каскада.

Генератор частотной развертки 25 собран по транзитронной схеме с самовозбуждением. При помощи фазовращательного каскада получается симметричное пилообразное напряжение, которое подается на выходной двухтактный каскад, питающий горизонтальную отклоняющую систему электроно-лучевой трубки. От этого же узла подается пилообразное напряжение, обеспечивающее изменение частоты передатчика синхронно с движением луча панорамного индикатора.

Генератор высотной развертки 24 собран по схеме RC-генератора пилообразного напряжения с последующим усилением на лампе 6ПЗ, в анодную цепь которой по схеме моста включены катушки вертикального отклонения. Подбор режима работы позволил получить достаточную линейность при простой схеме.

Схема генератора марок частот 26 основана на принципе смещения гармоник кварцевого генератора на 1 Мгц с частотой главного генератора (работающего в непрерывном режиме) и выделения низкочастотных импульсов, возникающих на частотах, кратных одному мегагерцу при непрерывном прохождении частотного диапазона.

В Б-индикаторе применена трубка типа 31ЛМ32 с магнитным отклонением, с синим свечением, что выгодно для фотографирования, и желто-зеленым длительным послесвечением, что удобно для визуальных наблюдений.

Одновременно с прохождением частотного диапазона на экране трубки происходит построение координатной сетки в виде вертикальных линий, соответствующих маркам частоты через 1 Мгц, и горизонтальных линий (марки высоты через 100 км). Первая слева частотная марка соответствует одному мегагерцу.

А-индикатор предназначен для исследования тонкой структуры отраженных сигналов, их диффузности, устойчивости и т. д. На шасси этого

блока размещены: генератор высотной развертки 29, генератор марок (100 и 25 км) 31, усилитель вертикального отклонения 30, контрольный низкочастотный усилитель 32 и схема запирающего обратного хода луча 33.

Генератор высотной развертки 29 запускается импульсами хронизатора 23. В схеме предусмотрена возможность регулировки диапазона высот развертки, а также растягивание его на весь экран трубки. Усилитель пилообразного напряжения двухтактный.

Генератор марок высот собран по схеме с ударным возбуждением контура, настроенного на частоту 1.5 Мгц, что дает марки через каждые 100 км высоты. Схема генератора марок 25 км аналогична. Диапазон высот 800 км.

Усилитель вертикального отклонения представляет собой обычный резонансный усилитель, настроенный на промежуточную частоту приемника 0.9 Мгц. Это позволяет наблюдать на экране А-индикатора высокочастотный импульс, что особенно желательно при исследовании тонкой структуры сигнала, отраженного от данного слоя.

Контрольный низкочастотный усилитель предназначен для звукового контроля работы станции при помощи динамика, вмонтированного в переднюю панель А-индикатора, а также для совершенно необходимой регулярной проверки часов станции по сигналам точного времени.

В А-индикаторе применена электронно-лучевая трубка 31ЛО33 со статическим отклонением луча.

Источники питания. Ионосферная станция питается через четыре феррорезонансных стабилизатора типа ЭПА-58 от сети переменного тока 220 в, 50 гц. В выпрямителях для питания ответственных узлов станции применена электронная стабилизация.

Станция потребляет от сети мощность около 3 квт.

Высоковольтные выпрямители снабжены соответствующей электрической и механической блокировкой, одна из которых снимает напряжение питания, а другая замыкает накоротко высокое напряжение при открывании дверцы отсека выпрямителей.

Напряжение сети подается на анодные трансформаторы через 3 мин. после включения накала ламп, что осуществляется при помощи электронного реле времени. На передних панелях блоков выпрямителей установлены приборы, указывающие (при различных положениях переключателей) напряжения и точки отдельных цепей выпрямителей. Приборы, показывающие напряжение и ток высоковольтного выпрямителя 4.5 кв, расположены на передней панели усилителя мощности.

Для предотвращения перегрева выпрямителей использована общая система воздушного охлаждения.

Блок управления и автоматики. Ионосферная станция проектировалась как автоматическая установка, проводящая ряд операций без вмешательства наблюдателя. Электрические часы включают станцию через определенные промежутки времени (5, 15, 30 мин., в зависимости от положения соответствующего переключателя).

После прогрева катодов ламп (3 мин.) реле времени включает анодные трансформаторы. Модуляция включается лишь с начала частотной развертки, что достигается схемой с тиратроном и системой реле. При этом, если переключатель рода работы установлен в положение «автомат», открывается затвор кинокамеры, фотографирующей экран Б-индикатора. Затвор кинокамеры закрывается той же релейной системой, после прохождения лучем всего раstra. В станции применена стандартная киносъемочная камера КС-50Б, переделанная для съемки одиночными кадрами.

В зависимости от положения специального переключателя фотографируется заданное количество (1, 2 или 4) кадров, после чего станция автоматически выключается. Предусмотрена возможность непрерывного фотографирования, что может оказаться необходимым при изучении быстрых изменений состояния ионосферы.

Одновременно с фотографированием высотно-частотных характеристик в кадр впечатывается табло, содержащее часы (для фиксирования момента фотографирования), и набор цифр, указывающих последовательно половину суток, дату, месяц и год.

При положении переключателя рода работы «ручная» и «полуавтомат» фотоприставка отключается и может производиться лишь визуальное наблюдение. На панели блока управления имеется пакетный выключатель, при помощи которого можно отключить сетевые обмотки высоковольтных трансформаторов, или же выключить станцию полностью (кроме электрических часов).

А н т е н н ы. Антенная система станции подвешена на 5 мачтах, из которых 4 расположены по углам квадрата, а пятая в центре. Центральная мачта высотой в 31.5 м стоит в полутора метрах от здания ионосферной станции (для максимально возможного укорочения фидеров). Северная и южная мачты имеют высоту по горизонтальному проложению также 31.5 м, а западная и восточная по 23 м. Расстояние от них до центральной мачты 60 м.

На этих мачтах подвешены четыре вертикальных ромба, два из которых работают на приемник, а два на передатчик. Приемные и передающие антенны расположены перпендикулярно друг другу.

2. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАНЦИИ

Регулярная эксплуатация станции была начата в апреле 1954 г. В течение первого года станция работала главным образом в светлое время суток и лишь с лета 1955 г. она была переведена на круглосуточную работу. На основании первого периода наблюдений был принят типовой режим работы станции. В течение суток станция работает 15-минутными сеансами. Во время восхода и захода Солнца, когда ионосфера характеризуется наличием быстрых структурных изменений, наблюдения ведутся 5-минутными сеансами. В периоды возмущений (солнечных, магнитных, ионосферных и т. п.) станция переводится на учащенные наблюдения — 5-минутные или непрерывные.

Измерения мощности показали, что при применении в качестве эквивалента лампы накаливания (25 вт, 220 в) последняя горит полным накалом, что при скважности 400 соответствует 10 квт в импульсе. Изменения мощности по диапазону составляют около 30%.

Чувствительность приемника установки 20—25 мкв, ширина полосы пропускания 25 кГц.

Эксплуатация показала, что тепловой режим станции устанавливается через 1—2 часа непрерывной работы (или работы 5-минутными сеансами). При таких условиях оказалось необходимым принудительное воздушное охлаждение главным образом передатчика и источников питания.

На основании более чем двухлетней эксплуатации можно сделать вывод о том, что ионосферная станция обсерватории является надежно работающей установкой при любом режиме наблюдений. Вместе с тем работа, ведущаяся по ее усовершенствованию, позволяет улучшать параметры аппаратуры, чтобы обеспечить возможность наблюдений в любое время при любом состоянии ионосферы.

В качестве образцов на фиг. 4 приведены высотно-частотные характеристики, полученные при фотографировании В-индикатора ионосферной станции обсерватории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыт работы со станцией позволил наметить пути усовершенствования аппаратуры как с конструктивной точки зрения, так и с целью ведения других исследований, не предусмотренных ранее.

В описанной ионосферной станции может быть очень просто осуществлено расширение диапазона как в сторону низких, так и в сторону высоких частот. Ввиду того, что получение высотно-частотных характеристик в области частот ниже одного мегагерца представляет большой интерес, желательно нижней границей частотного диапазона станции сделать 0.2—0.3 МГц. Основные трудности встретятся в разработке соответствующих широкополосных антенн.

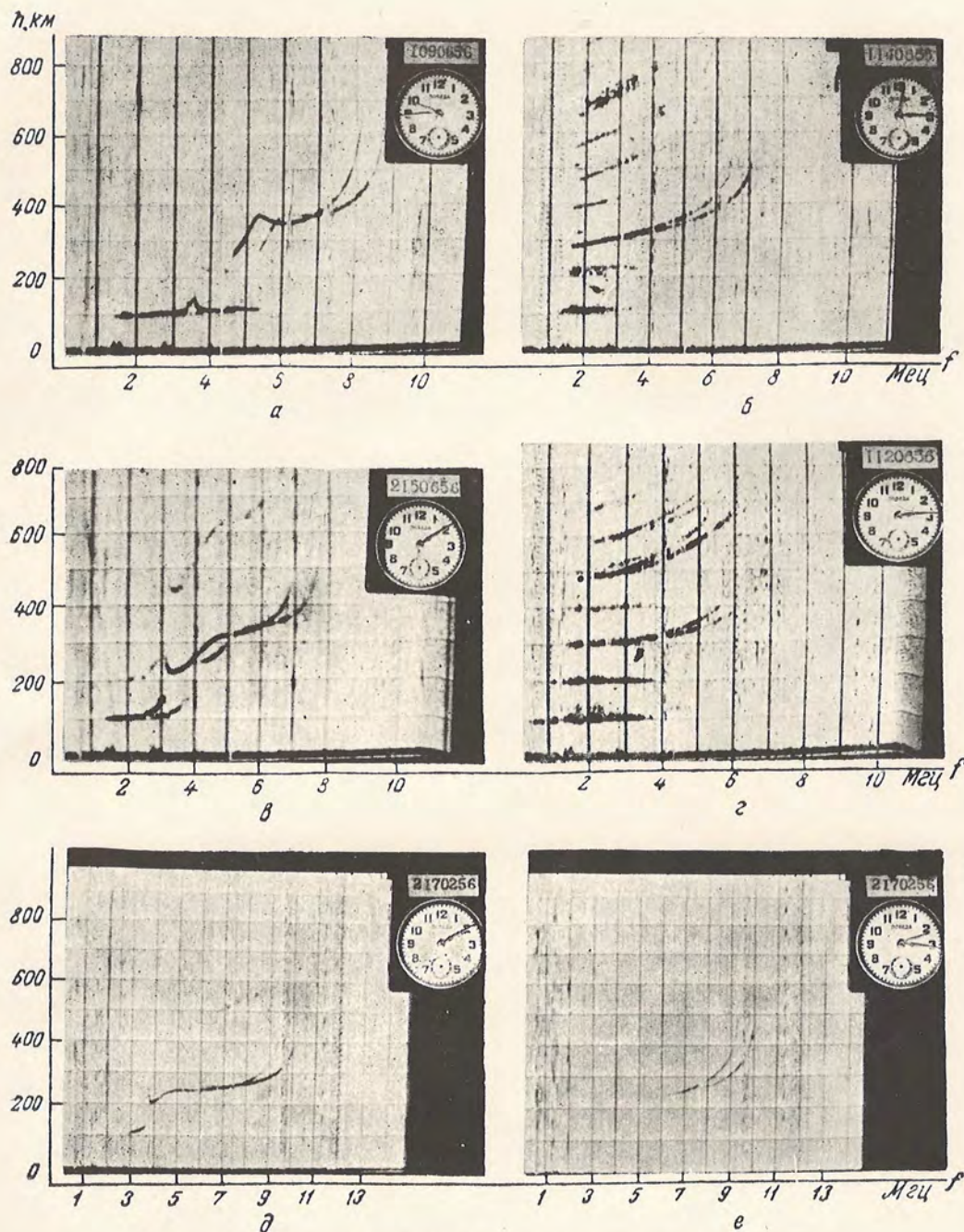
Поскольку вопрос о поглощении в ионосфере тесно связан с солнечной активностью, очень важной представляется разработка методики измерения поглощения.

Путем усложнения отдельных узлов и добавлений в схемах некоторых блоков можно будет осуществить снятие зависимости амплитуды отраженных сигналов от частоты, т. е. так называемых амплитудно-частотных характеристик, что также полезно при исследовании поглощения.

Эта же станция без особой переделки может быть применена и для наклонного зондирования, для чего необходимо иметь соответствующую антенную систему и желательно увеличить выходную мощность передатчика.

Используя специальные антенны, можно проводить исследования поляризации отраженных импульсов.

Таким образом, описанная ионосферная станция позволяет не только вести работу, предусмотренную техническими условиями, но и дает воз-



Фиг. 4. Образцы фотографий высотно-частотных характеристик.

a — типичная дневная летняя; *b* — типичная ночная летняя; *c* — магнитно-ионное расщепление в слое E; *d, e* — отражения с минимальной частотой меньше 1 мГц; *d, e* — изменение высотно-частотной характеристики во время вспышки на Солнце 17 февраля 1956 г.

возможность дальнейшего усовершенствования аппаратуры с целью постановки исследований, не предполагавшихся ранее.

Ионосферная станция обсерватории была разработана и изготовлена при непосредственном и активном участии инженера Е. П. Николаева, ст. лаборанта В. К. Пылева, механиков В. И. Супруненко и П. Г. Назарова и авторов.

Авторы приносят благодарность Н. Д. Булатову за полезные советы и указания по конструированию и налаживанию отдельных блоков станции.

Л и т е р а т у р а

1. P. G. Sulzer. Sweep frequency ionosphere equipment. J. Appl. Phys., 20, № 2, 187—196, 1949.
2. Н. Д. Булатов. Метод непрерывного наблюдения над ионосферой. Труды СФТИ, 4, вып. 3, 79, Томск, 1936.
3. A. I. Pressman, T. P. Blewett. A 300 to 400 kilocycle electrically tuned oscillator. Proc. I. R. E., 39, № 1, 74—78, 1951.
4. Л. В. Мительман. Телевизионная измерительная аппаратура. Радиотехника, 6, № 6, 48, 1951.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ «СПОКОЙНОЙ» ИОНОСФЕРЫ

И. Н. Одицова

В работе анализируется определение спокойной ионосферы. Предлагается метод определения спокойного состояния ионосферы для года минимума солнечной активности. Рассматривается вопрос о возможности применения закона простого слоя Крючкова—Чэпмана к описанию спокойной ионосферы. Подтверждено, что суточный ход критических частот слоя E не удовлетворяет закону простого слоя. Напротив, слой F_1 хорошо описывается уравнением простого слоя.

Проведено сопоставление между средним за день изменением критической частоты для слоев F_2 и F_1 со средним за день общим излучением флоккулов в линии H_α , числами Вольфа, радиоизлучением Солнца на волне 10 см и 1.5 м. Наиболее высокий коэффициент корреляции (0.82) получен для среднего изменения критической частоты слоя F_1 и радиоизлучения Солнца на волне 10 см.

ON THE CONCEPTION OF THE QUIESCENT IONOSPHERE, by *I. N. Odintsova*. — A method for determining the quiet state of the ionosphere during the year of minimum solar activity is proposed. The possibility of applying Kruchkov—Chapman's law of the simple layer is considered. It is confirmed that the diurnal rate of the critical frequencies of the E layer does not satisfy the Kruchkov—Chapman's law. On the contrary, the F_1 layer is well represented by this law.

A comparison has been made between the average diurnal variation of the critical frequencies of the F_1 and F_2 layers and the average diurnal total emission of flocculi in H_α , the Wolf numbers, the solar radio emission at 10 cm and 1.5 m. The largest coefficient of correlation (0.82) was derived for the average variation of critical frequencies of the F_1 layer and solar radio emission at 10 cm.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что состояние верхних слоев ионосферы в сильной степени определяется коротковолновым излучением Солнца: ионизация заметно меняется не только с изменением зенитного расстояния Солнца, но также и с увеличением солнечной активности (образование пятен, флоккулов, факелов, вспышек). Вопрос о том, какие из образований в солнечной активности могут быть ответственными за ионосферные возмущения, пока остается открытым.

Наиболее важную роль в создании ионосферных возмущений играют агенты солнечного происхождения: избыток коротковолнового излучения и корпускулярные потоки.

Для количественного анализа ионосферных возмущений необходимо знать, какая должна быть невозмущенная ионосфера в данный момент времени.

В настоящее время не существует однозначного определения спокойной ионосферы. Проявления различного рода возмущений ионосферы настолько разнообразны, а именно: изменение критических частот и минимальных действующих высот, появление спорадических слоев, диффузность в слоях, возрастание поглощения и т. п., — что все это создает большие трудности в определении критерия возмущенности ионосферы.

В литературе чаще всего встречается понятие «средней» ионосферы [2], как основы для анализа возмущений. Возмущения оценивают как отклонение параметров ионосферы (в основном критических частот и минимальных действующих высот) от некоторых средних значений. За такие средние значения часто принимают среднее арифметическое за определенный интервал времени, скользящее среднее арифметическое, медианное значение и т. п.

Первые два определения не учитывают роли отдельных сильных возмущений (например, больших повышений или понижений критических частот и т. д.), и результирующее среднее значение для длительных возмущенных периодов может значительно отклониться от истинного спокойного значения.

Метод вычисления медианы позволяет исключать отдельные большие колебания, при этом предполагается равновероятность положительных и отрицательных отклонений какого-либо параметра от его спокойного значения, что не представляется достаточно обоснованным для ионосферы. Кривые распределения отклонений от медианного или среднего значений можно считать симметричными только для более или менее спокойных периодов времени. Для возмущенных периодов эти кривые будут несимметричны. Медиана может быть повышена или понижена по отношению к спокойному периоду, в зависимости от того, какого рода возмущения преобладали.

Следовательно, для правильной оценки спокойной ионосферы необходимо, чтобы метод определения спокойной ионосферы был основан на физических представлениях об основных возмущающих агентах (ультрафиолетовом излучении и корпускулярных потоках), их взаимной роли и методах их исключения.

1. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПОКОЙНОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Настоящая работа основана на рассмотрении экспериментальных данных о состоянии ионосферы с апреля 1954 г. по апрель 1955 г. Этот период характеризуется слабой активностью Солнца, отсутствием силь-

ных магнитных возмущений, типичными ионосферными характеристиками. Экспериментальный материал о состоянии ионосферы получен на ионосферной панорамной станции Крымской астрофизической обсерватории (см. статью Н. А. Савича и А. Н. Абраменко в данном томе). Получение высотно-частотных характеристик на станции проводилось через каждые 15 мин., а во время активных процессов на Солнце или магнитных возмущений — через 5 мин. или непрерывно. Наблюдения велись ежедневно с 5 до 22 часов, кроме воскресных дней. Из-за профилактических работ на ионосферной станции отсутствуют данные за август месяц. В ноябре и декабре наблюдения проводились с перерывами, часто только в моменты восхода и захода Солнца. Для характеристики активных процессов на Солнце использовались данные службы Солнца, а также наблюдения на внезатменном коронографе КГ-1.

Данные о состоянии магнитного поля Земли были получены А. С. Дворяшиным на вариационном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Считая, что большинство ионосферных возмущений имеет солнечное происхождение, мы подвергли тщательному сравнению ход критических частот за отдельные дни с ежедневными наблюдениями Солнца и записями магнитного поля Земли. Отбор спокойных дней проводился за период с апреля 1954 г. по апрель 1955 г. При этом «спокойным» днем считался такой день, когда: 1) на поверхности Солнца отсутствовали водородные флоккулы и интенсивность кальциевых флоккулов, а также протуберанцев и волокон была мала; 2) магнитное поле Земли можно было считать «спокойным», т. е. K -индекс был меньше 3; 3) ионосфера имела обыкновенный суточный ход и на высотно-частотных характеристиках отсутствовали диффузность и различного рода разветвления. Необходимо отметить, что при отборе спокойных дней состояние короны и ее возможное влияние на ионосферу не учитывались.

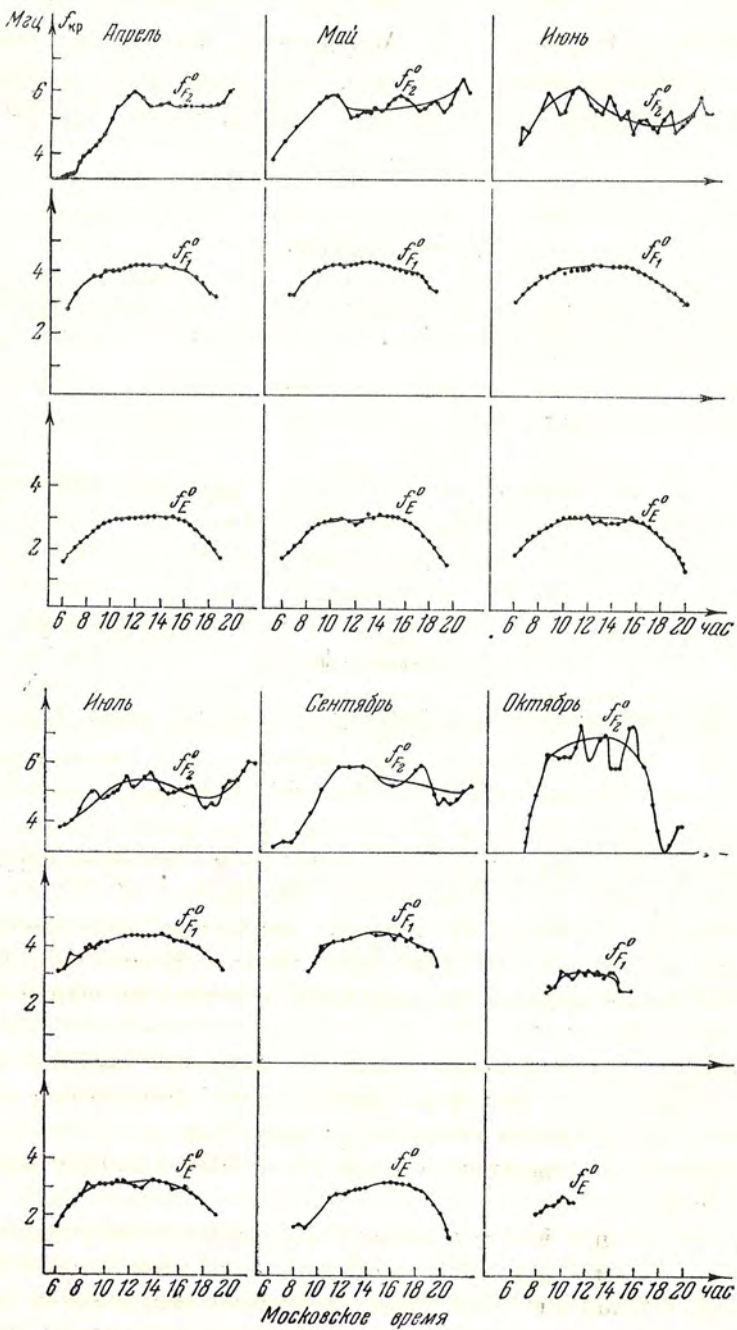
В отличие от предыдущих методов, описанный выше метод отбора спокойных дней позволяет учитывать больше физических факторов, которые оказывают влияние на ионосферу, а потому представляется нам более правильным.

Отобранный нами материал позволил построить средний суточный ход критических частот для обыкновенного луча, приведенный на фиг. 1.

Практически, при таком довольно жестком отборе, в категорию спокойных было отнесено сравнительно малое (4—5 дней в каждом месяце) количество дней.

Вероятно, что при большей солнечной активности выбрать спокойные дни таким способом будет уже невозможно, — об этом говорит тот факт, что в январе, в феврале и марте 1955 г. спокойных дней вовсе не оказалось.

Предлагаемый метод может характеризовать спокойную ионосферу только в период минимума солнечной активности.



Фиг. 1. Суточный ход критических частот для спокойной ионосферы.

2. ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ПРОСТОГО СЛОЯ КРЮЧКОВА—ЧЭПМАНА К ОПИСАНИЮ СПОКОЙНОЙ ИОНОСФЕРЫ

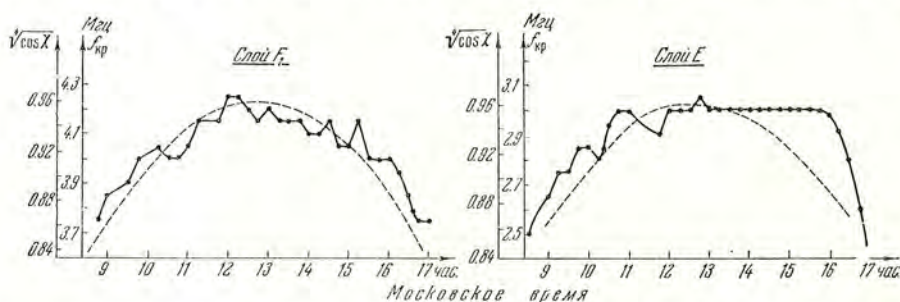
Из теории простого слоя, основанной на предположениях, что ионизирующее излучение монохроматично, ионосфера изотермична, коэффициент рекомбинации не изменяется с высотой, следует, что [3]

$$N = \text{const} \sqrt{\cos \chi(t)}$$

или

$$f_{\text{кр}} \sim \sqrt[4]{\cos \chi(t)}.$$

Рассмотрим вопрос о возможности применения теории простого слоя для описания спокойной ионосферы. С этой целью для спокойных дней,



Фиг. 2. Суточные изменения критической частоты для слоев F_1 и E за 27 апреля 1954 г.

$$- - - - \sqrt[4]{\cos \chi}; \quad - f_{\text{кр}}.$$

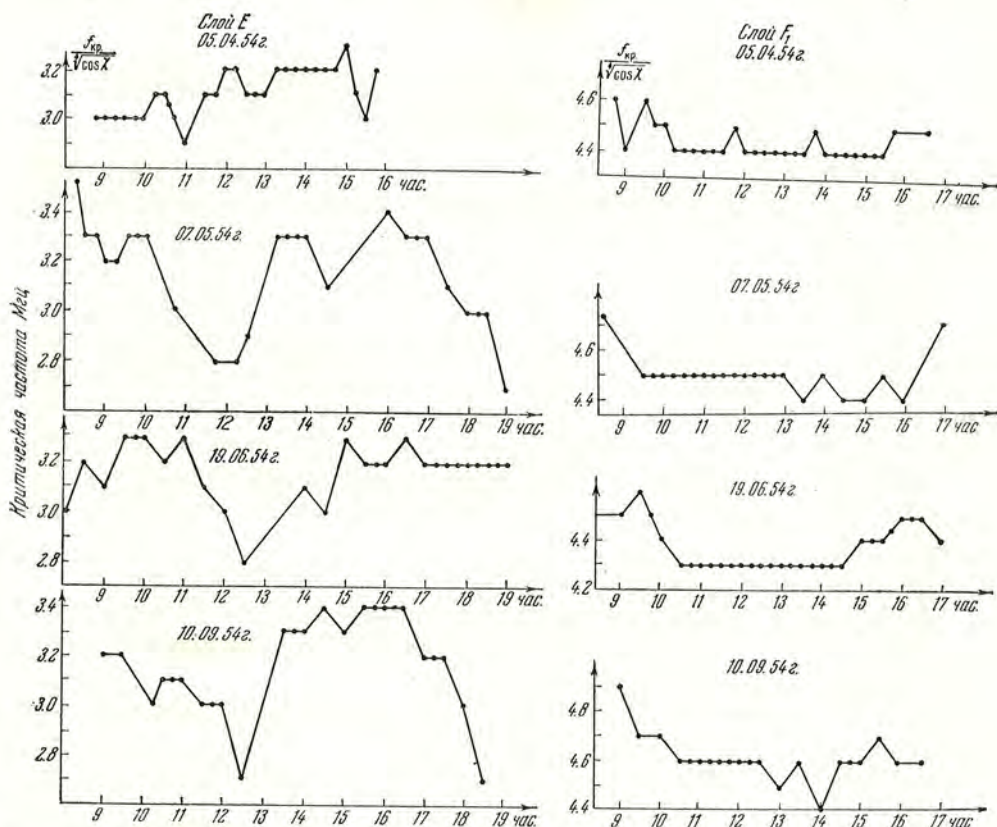
отобранных описанным выше способом, были проведены сопоставления между суточными изменениями критических частот и $\sqrt[4]{\cos \chi(t)}$.

Известно [1], что как высота слоя F_2 , так и его электронная концентрация подвержены значительным колебаниям даже в спокойные дни. Эти изменения могут быть связаны со значительным изменением температуры на этих высотах. Суточные колебания критической частоты не симметричны относительно полудня, в летнее время наблюдаются два максимума критических частот. Уже из этого следует, что слой F_2 не может описываться уравнением простого слоя.

Напротив, другие источники [1], [4] указывают, что суточные вариации слоев F_1 и E хорошо согласуются с законом простого слоя. С целью проверки этого положения для каждого спокойного дня в апреле, мае, июне, июле и сентябре (спокойные дни выбирались по указанному выше способу) строилась кривая суточного изменения критической частоты. На этот же график была нанесена кривая изменения $\sqrt[4]{\cos \chi(t)}$. На фиг. 2 приведен пример подобного сопоставления.

Из фиг. 2 следует, что суточные изменения критической частоты слоя F_1 симметричны относительно полудня и хорошо следуют за ходом $\sqrt[4]{\cos \chi(t)}$, чего нельзя сказать о ходе критических частот для слоя E .

Для уточнения и большей наглядности были построены для каждого спокойного дня кривые зависимости $f_{кр}/\sqrt[4]{\cos \chi(t)}$ от времени t , которые представлены на фиг. 3. В интервале от 10 до 16 часов, когда слой F_1 наиболее устойчив, ход кривой свидетельствует о хорошем совпадении расчетных и экспериментальных данных. Явления, происходящие при восходе и заходе Солнца, в данной работе не рассмотрены. Из кривых



Фиг. 3. Отклонение экспериментальных данных от расчетных для слоя F_1 и для слоя E .

фиг. 3 можно заключить, что поведение слоя E уравнением простого слоя не описывается. Средние квадратичные отклонения от среднего арифметического значения в указанном интервале времени для слоев F_1 и E приведены в табл. 1, из которой видно, что эти отклонения для слоя F_1 незначительны по сравнению с точностью измерения критической частоты (0.1 МГц) и ими можно пренебречь. Для слоя E эти отклонения больше точности измерения критической частоты. Вероятно, они неслучайны, однако причины такого поведения слоя E пока еще не исследованы.

Полученный нами результат свидетельствует о том, что слой E уравнением простого слоя не описывается, что находится в согласии с работами [5], [6].

Следовательно, теорию простого слоя Крючкова—Чэпмана к описанию спокойного состояния ионосферы, за исключением слоя F_1 , применять нельзя.

Средние квадратичные уклонения						
Даты	5/IV	27/IV	17/V	19/VI	2/VII	10/IX
Слой F ₁	0.04	0.059	0.04	0.057	0.065	0.067
Слой E	0.094	0.11	0.18	0.14	0.22	0.19

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ И СОЛНЕЧНЫХ ДАННЫХ ПРИ ИНТЕРВАЛЕ УСРЕДНЕНИЯ ЗА ОДИН ДЕНЬ

При более высокой солнечной активности практически невозможно отобрать спокойные дни описанным выше способом. Поэтому целесообразно рассмотреть влияние отдельных факторов солнечной активности на ионосферу.

В соответствии с предположением А. Б. Северного и результатами работы [7] о том, что с флоккулами может быть связано усиление ультрафиолетового излучения и дополнительная ионизация в ионосфере, было проведено сопоставление между средним изменением критической частоты ($\Delta \bar{f}_{кр}$) за день для слоев F₂ и F₁ и общим излучением флоккулов в линии H_α. Под общим излучением флоккулов подразумевалась сумма произведений средних H_α-интенсивностей флоккулов на соответствующую площадь*.

Сопоставление проведено за время с мая по сентябрь 1955 г.

Промежуток времени в течение каждого месяца выбран так, чтобы в это время было наибольшее число флоккулов. Среднее изменение критической частоты вычислено по формуле:

$$\Delta \bar{f}_{кр} = \frac{\sum \frac{f_{кр} - f_{спок}}{f_{спок}}}{n},$$

где n — число измерений. Измерения, так же как и в 1954 г., проводились через каждые 15 мин., с момента восхода и до захода Солнца (явления, происходящие при восходе и заходе Солнца, исключались). С целью оценки роли только флоккулов в ионизации ионосферы при вычислении среднего изменения критической частоты из общего числа измерений были исключены случаи вспышек, солнечных пятен и магнитных возмущений. Данные о короне также не учитывались.

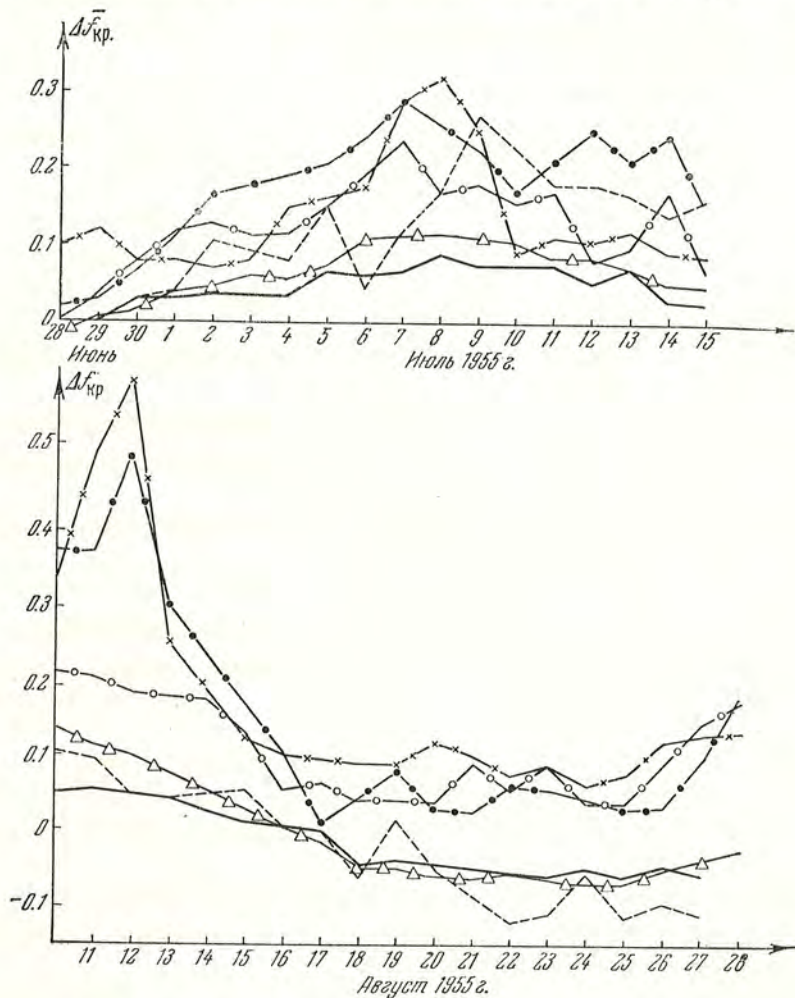
Спокойным днем считался день, когда магнитное поле Земли спокойно; ионосфера имеет нормальный суточный ход и общее излучение флоккулов в линии H_α наименьшее (отсутствуют вспышки). Как было указано, излучение флоккулов (Φ) в линии H_α представлено в виде:

$$\bar{\Phi} = \sum S \cdot \bar{I},$$

* Данные об общем излучении флоккулов в линии H_α за выборный период времени были предоставлены С. И. Гопасюком.

где S — площадь флоккула и \bar{I} — средняя интенсивность флоккула в единицах интенсивности соседнего с флоккулом диска Солнца.

Обе кривые $\Delta\bar{f}_{кр}$ и $\bar{\Phi}$ представлены на фиг. 4. Для примера приведены кривые за июль и август. Можно заметить, что в целом между этими кри-



Фиг. 4. Сопоставление солнечных и ионосферных данных.

— $\Delta\bar{f}_{кр}$ слой F_1 ; ---- $\Delta f_{кр}$ слой F_2 ; - · - · - $\bar{\Phi}_{Ha}$; -△-△-△- радиоизлучение Солнца на волне 10 см; -×-×-×- радиоизлучение Солнца на волне 1.5 м; -○-○-○- числа Вольфа.

выми наблюдается корреляция, а в конкретных случаях ее нет. Очевидно, при больших интервалах осреднения корреляция будет лучше. Коэффициенты корреляции для слоев F_2 и F_1 приведены в табл. 2. На этот же график нанесены числа Вольфа [12] и данные о радиоизлучении Солнца на волнах 10 см и 1.5 м. Последнее сделано с целью выяснения влияния верхних частей хромосферы и короны на ионизацию ионосферы. Коэффициенты корреляции приведены в табл. 2.

Коэффициенты корреляции		
Сравниваемые величины	$\Delta \bar{f}_{\text{кр}}$ слоя F ₁	$\Delta \bar{f}_{\text{кр}}$ слоя F ₂
Общее излучение флоккулов в линии H _α	0.73	0.65
Радиоизлучение Солнца на волне 10 см	0.82	0.68
Радиоизлучение Солнца на волне 1.5 м	0.47	0.3
Числа Вольфа	0.68	0.35

Данные о радиоизлучении Солнца на волне 10 см взяты из [8], а данные на волне 1.5 м получены на радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории [9].

Из приведенных кривых, а также табл. 2 видно, что лучшая корреляция наблюдается между средним изменением критической частоты слоя F₁ и радиоизлучением Солнца на волне 10 см.

Следовательно, при выборе спокойных дней необходимо обязательно учитывать 10 см радиоизлучение Солнца.

С другой стороны, это указывает на то, что ионизация слоя F₁ тесно связана с состоянием тех областей Солнца, которые ответственны за образование 10 см радиоизлучения, т. е. в основном с состоянием верхней хромосферы, что находится в соответствии с теоретической работой И. С. Шкловского [10].

Додсон и Ковингтон в своих работах [13], [11] указывают на связь между кальциевыми флоккулами и повышением радиояркости на диске Солнца на 10 см волнах. Поэтому может представлять интерес проведение сопоставлений между параметрами ионосферы, с одной стороны, и радиоизлучением Солнца на волне 10 см и кальциевыми флоккулами, с другой стороны, с тем, чтобы выяснить взаимную роль последних двух факторов при определении спокойной ионосферы.

Рассмотрение возникающих здесь новых вопросов будет проведено в последующих работах.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н. А. Савичу за руководство и помощь в проведении настоящей работы. Я благодарна также профессору А. Б. Северному за ряд ценных указаний в процессе работы.

Л и т е р а т у р а

1. С. К. М и т р а. Верхняя атмосфера. И. Л., 1955, 271, 299.
2. Wirelles World, 60, № 2, 66—68, 1954.
3. Я. Л. А л ь п е р т, В. Л. Г и н з б у р г, Е. Л. Ф а й н б е р г. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953, 560.
4. А. H a u b e r t. Compt. rend. Soc. sci. natur. et Phys. Maroc., 1954, № 1, 31—32.
5. Geophys. Res., 1952, 57, 369.

6. Реф. журн. Физика, 1954, 5161.
7. P. W e l l m a n. Reichsstelle für Hochfrequenz-Forschung, e. v. Fraunhofer-Institut, Freiburg, i. Br. am., 21 Dezember 1943.
8. Quarterly Bull. on solar activity published by in Zürich, № 110, 111, 1955.
9. И. Г. М о и с е е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 104, 1955.
10. И. С. Ш к л о в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 80, 1949.
11. A. C o v i n g t o n, N. B r o t e n. Ap. J., 119, 569, 1954.
12. Солнечные данные, 1955; Бюлл. № 3 (6), 4 (7), 5 (8), Изд-во АН СССР, 1956.
13. H. W. D o d s o n. Ap. J., 119, 564, 1954.

СОДЕРЖАНИЕ

139	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	139
141	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	141
143	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	143
145	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	145
147	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	147
149	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	149
151	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	151
153	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	153
155	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	155
157	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	157
159	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	159
161	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	161
163	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	163
165	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	165
167	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	167
169	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	169
171	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	171
173	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	173
175	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	175
177	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	177
179	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	179
181	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	181
183	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	183
185	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	185
187	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	187
189	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	189
191	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	191
193	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	193
195	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	195
197	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	197
199	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	199
201	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	201
203	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	203
205	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	205
207	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	207
209	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	209
211	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	211
213	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	213
215	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	215
217	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	217
219	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	219
221	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	221
223	И. С. Шкловский. Изучение структуры солнечной короны	223

CONTENTS

139	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	139
141	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	141
143	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	143
145	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	145
147	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	147
149	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	149
151	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	151
153	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	153
155	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	155
157	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	157
159	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	159
161	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	161
163	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	163
165	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	165
167	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	167
169	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	169
171	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	171
173	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	173
175	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	175
177	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	177
179	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	179
181	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	181
183	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	183
185	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	185
187	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	187
189	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	189
191	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	191
193	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	193
195	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	195
197	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	197
199	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	199
201	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	201
203	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	203
205	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	205
207	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	207
209	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	209
211	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	211
213	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	213
215	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	215
217	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	217
219	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	219
221	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	221
223	I. S. Shklovskiy. Study of the structure of the solar corona	223

Известия Крымской астрофизической
обсерватории

Том XVII

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Т. В. Полякова

РИСО АН СССР № 11-11В. Сдано в набор
11/III 1957 г. Подписано к печати 19/VII 1957 г.
Формат 70×108^{1/16}. Печ. л. 15,25=20,89.+12 вкл.
Уч.-издат. л. 18,1+0,7 вкл.=18,8.
Тираж 1400 экз. Т-06479.
Изд. № 2380. Тип. зак № 62.
Бесплатно

Издательство Академии наук СССР
Москва Б-64, Подсосенский пер., 21

1-я типография Издательства АН СССР
Ленинград, В-34, 9 линия, дом 12

О П Е Ч А Т К И И И С П Р А В Л Е Н И Я

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
76	Таблица 2, 4 столбец	m 0.0	m 0.00
77	Таблица 2, 3 столбец		
148—149	3 св.	=	=0.5
148—149	4 св.		
164	Фиг. 12, б		
148—149	Фиг. 13, е	↓ процессов одинакова	Стрелка не нужна процессов возбуждения по схеме 1→3→2→1
164	9 св.		
164	13 св.	Н	одинакова
211	8 св.		
		П предполагается	Н _α Оказалось

Известия Крымской астрофизической обсерватории, том XVII