АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XIX

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА—1958

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

СОЛНЕЧНЫЙ МАГНИТОГРАФ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

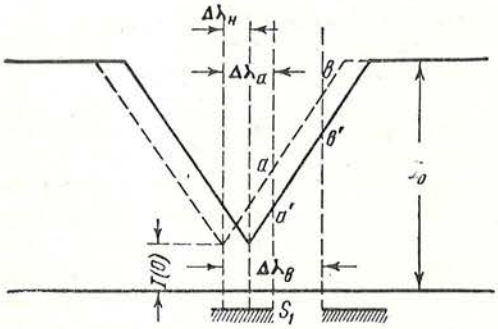
Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов

Излагается устройство солнечного магнитографа, построенного по схеме Бэбкока [1]. Отличительной особенностью магнитографа является введение в схему автоматического компенсатора лучевых скоростей. Несколько отличная от [1] разработка отдельных узлов электрической схемы прибора позволила производить запись поля без искажения линейности в пределах, определяемых размером щелей фотометра. Описывается подготовка прибора к наблюдениям и его калибровка. Рабочая высота щели 30″, однако большая чувствительность прибора позволяет производить запись слабых магнитных полей и при меньших высотах щели. Постоянная времени в зависимости от желаемой точности записи может быть выбрана в $0^s.7$, $2^s.2$ и 5^s. Приводятся некоторые предварительные результаты испытания прибора. Отмечена хорошая воспроизводимость записи магнитного поля вдоль одного и того же разреза участка поверхности Солнца (фиг. 10). Запись с различными высотами щели показывает, что чем меньше высота щели, тем более подробно выступает тонкая структура локальных полей (фиг. 12). Карта слабого магнитного поля (фиг. 13), построенная по записи с высотой щели в 30″, показывает очень тонкую и сложную структуру магнитных полей Солнца. Максимальная амплитуда шумов при щели 30″ составляет ±0.35 гаусса при средней квадратичной амплитуде шума в 0.1 гаусса.

THE SOLAR MAGNETOGRAPH OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *N. S. Nikulin*, *A. B. Severny* and *V. E. Stepanov*. — The details of construction of the solar magnetograph built according to Babcock's scheme [1] are given. A distinctive feature of the magnetograph is an automatic compensator of radial velocities introduced into the scheme. A somewhat different design of parts of the circuits than that of [1] permitted the field to be recorded without distortion within limits, determined by the size of the slit of the photometer. The adjustment of the instrument for observations and its calibration are described. The height of the slit is 30″. However the high sensitivity of the instrument permits the recording of weak magnetic fields with even smaller heights of the slit. The time constant, depending on the desired precision of recording, can be chosen $0^s.7$, $2^s.2$ and 5^s Some preliminary results of tests of the instrument are given. A good coincidence of successive records of the magnetic field along one and the same tracing of a region of the solar surface is observed (fig. 10). Records with various heights of the slit show that when the height decreases, more details of the fine structure of local fields can be seen (fig. 12). A map of a weak magnetic field (fig. 13) made from a records, the height of the slit being 30″, shows the very fine and complex structure of solar magnetic fields. The maximum amplitude of noise for the height of the slit of 30″ is ±0.35 gauss, the mean square amplitude of noise fluctuations being 0.1 gauss.

§ 1. Вводные замечания

В настоящей работе описывается установка для измерения слабых магнитных полей, выполненная в Крымской астрофизической обсерватории, и приводятся предварительные результаты этих измерений. Впервые систематические измерения слабых магнитных полей были осуществлены Бэбкоком [1]. Идея примененного им метода весьма проста: если гасить попеременно то одну, то другую из составляющих магнитно расщепленной линии (путем, например, вращения поляроида, стоящего между щелью спектрографа и пластинкой в $^1/_4\,\lambda$), то в случае линии, ширина которой значительно больше величины магнитного расщепления (т. е. в случае слабого поля), мы будем иметь не расщепление линии на две (или несколько) составляющих, а лишь очень небольшие колебания интенсивности в ее крыле. Например, у очень чувствительной к магнитному полю линии λ 5250.218 Å $\left(\text{расщепление } \frac{(0)\,3}{1}\right)$ полная полуширина составляет около 0.1 Å, тогда как расщепление в поле ~ 10 гаусс составляет всего 0.00039 Å. Рассмотрим, какое колебание интенсивности в крыле линии может вызвать подобное расщепление, считая для простоты контур этой линии треугольным (фиг. 1). Если S_1 — ширина щели фотометра, установленной на одно из крыльев линии в плоскости спектра, ab и $a'b'$ — последовательные положения крыла линии при поочередном гашении компонент, то потоки излучения, проходящие через щель, будут соответственно



Фиг. 1. К определению изменений интенсивности линии в слабом магнитном поле.

$$\Phi_{ab} = \frac{1}{2} S_1 \left[I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} \Delta\lambda_a + I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} \Delta\lambda_b \right] = S_1 \left[I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} \frac{\Delta\lambda_a + \Delta\lambda_b}{2} \right],$$

$$\Phi_{a'b'} = \frac{1}{2} S_1 \left[I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} (\Delta\lambda_{a'} - \Delta\lambda_H) + I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} (\Delta\lambda_{b'} - \Delta\lambda_H) \right] =$$
$$= S_1 \left[I(0) + \frac{\partial I}{\partial \lambda} \left(\frac{\Delta\lambda_{a'} + \Delta\lambda_{b'}}{2} - \Delta\lambda_H \right) \right],$$

здесь $\Delta\lambda_{a'} = \Delta\lambda_a$, $\Delta\lambda_{b'} = \Delta\lambda_b$, а $I(0)$ — интенсивность в центре, откуда

$$\delta\Phi = \Phi_{ab} - \Phi_{a'b'} = S_1 \frac{\partial I}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H, \qquad (1,1)$$

где $\frac{1}{2}\,\Delta\lambda_H$ — есть зеемановское расщепление линии

$$\Delta\lambda_H = 9.34 \cdot 10^{-5}\, g\lambda^2 H = 7.72 \cdot 10^{-5}\, H\,\text{Å}, \qquad (1,2)$$

(для $\lambda = 5250.218$ фактор $g = 3$), здесь H — напряженность поля в гауссах и $\Delta\lambda$ в Å. Если выражать интенсивность в единицах интенсивности непрерывного спектра I_0, то

$$\delta\Phi = S_1 I_0 \frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H, \tag{1,3}$$

где r_ν — остаточная интенсивность в том месте крыла, где установлена щель S_1. С другой стороны, поток, проходящий через щель S_1, будет ($\delta\Phi \ll \Phi$)

$$\Phi \cong \frac{1}{2}(\Phi_{ab} + \Phi_{a'b'}) = S_1 I(a) = S_1 I(0) r_\nu(a). \tag{1,4}$$

Отношение изменения потока к самому потоку согласно (1,3) и (1,4) будет

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} = \frac{1}{r_\nu} \frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H.$$

Если использовать контур λ 5250.218, приведенный в атласе Минаэрта, то величина $\frac{1}{r_\nu}\frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda} \cong 11.7 \frac{1}{\text{Å}}$, поэтому при поле $H = 10$ гаусс и $\Delta\lambda_H = 7.8 \cdot 10^{-4}$ Å величина $\frac{\delta\Phi}{\Phi}$ будет $\simeq 0.8\%$. Таким образом задача сводится к измерению очень слабых флуктуаций потока (или контрастов), порядка долей процента. Подобная задача может быть решена только путем применения фотоэлектрических приемников света. Однако и в этом случае возможность измерения таких флуктуаций может быть ограничена шумами фотоэлемента или фотоумножителя (дробовой эффект, шумы утечек, нечистоты вакуума и электродов и т. д.).

Рассмотрим, каким образом эти эффекты могут ограничить возможность измерения слабых магнитных полей. Если позади щели S_1 находится фотоумножитель, то полный фототок $i_{\text{ФЭУ}}$ пропорционален величине потока $\Phi + \delta\Phi$

$$i_{\text{ФЭУ}} = \alpha S_1 r_\nu(a) I_0, \tag{1,5}$$

а шумы (флуктуации фототока)

$$\Delta i = x\sqrt{2ek\Delta f i_{\text{ФЭУ}}}, \tag{1,6}$$

где x — множитель (> 1), показывающий, во сколько раз практические шумы ФЭУ больше теоретических, связанных с дробовым эффектом. Нас интересует составляющая фототока δi, связанная с колебанием потока $\delta\Phi$ («полезный сигнал») вследствие магнитного расщепления, т. е. величина

$$\delta i = \alpha \cdot S_1 I_0 \left(\frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda}\right)_a \Delta\lambda_H, \tag{1,7}$$

или относительная величина

$$\frac{\delta i}{i_{\text{ФЭУ}}} = \frac{1}{r_\nu} \frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H \equiv \beta. \tag{1,8}$$

Отношение «сигнал к шуму» будет

$$\frac{\delta i}{\Delta i} = \frac{\beta\sqrt{i_{\text{ФЭУ}}}}{x\sqrt{2ek\Delta f}}. \tag{1,9}$$

Здесь k — коэффициент вторично электронного усиления ФЭУ (10^4 при рабочем напряжении 650 в), e — заряд электрона ($e = 1.6 \cdot 10^{-19} k$), а Δf — ширина полосы пропускания $\left(\Delta f = \frac{1}{2RC} = \frac{1}{2\tau}\right.$, τ — результирующая постоянная времени$\left.\right)$ приемного и регистрирующего устройства в герцах. Условие $\frac{\delta i}{\Delta i} \geqslant 1$ позволяет найти $\beta \propto \Delta\lambda_H$ и предельное магнитное поле, которое еще можно измерить, несмотря на шумы.

При щели фотометра $\simeq 0.04$ Å — участок, в котором крыло λ 5250 более или менее прямолинейно, поток на фотокатоде ФЭУ (для спектрографа БСТ) $\simeq 10^{-7}$ люмен (описание оптической схемы см. ниже). Мы применяли ФЭУ ВЭИ с сурьмяно-цезиевым и висмуто-цезиевым катодом и чувствительностью около 1 а на люмен при напряжении 800 в, так что $i_{\text{ФЭУ}} \simeq 10^{-7}$ а. Непосредственные измерения фототока при напряжении 650 в дали величины $i_{\text{ФЭУ}}$ от $1 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-8}$ а. При таком световом потоке от искусственного источника света были исследованы имевшиеся в нашем распоряжении ФЭУ; напряжение, выделявшееся на нагрузочном сопротивлении в анодной цепи ФЭУ, подавалось на вертикальные пластины специального осциллографа (описание см. в [2]), на экране которого можно было измерить отклонения, вызванные как фототоком, так и шумами ФЭУ (постоянная времени усилителя осциллографа равна 0.00153 сек.). Это позволило с помощью (1, 6) определить «теоретические» шумы ФЭУ и сравнить их с фактическими. Для пяти исследованных ФЭУ отношение практических шумов к теоретическим оказывалось заключенным в пределах от 1.5 до 5, так что величина x в среднем $\simeq 3$.

Таким образом, при $i_{\text{ФЭУ}} \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ а

$$\beta \geqslant 3 \sqrt{\frac{2ek\Delta f}{i_{\text{ФЭУ}}}} = 3 \sqrt{\frac{3.2 \cdot 10^{-15} \Delta f}{3 \cdot 10^{-8}}} \simeq 10^{-3} \sqrt{\Delta f}. \qquad (1, 10)$$

Подставив сюда выражение β (1, 8), $\frac{1}{r_\nu} \frac{\partial r_\nu}{\partial \lambda} = 11.7$ и $\Delta\lambda_H$ из (1, 2), получим выражение для предельно слабого магнитного поля, которое сравнимо с шумами

$$H_0 \simeq 1.1 \sqrt{\Delta f} \quad \text{гаусс}. \qquad (1, 11)$$

В описанной ниже радиотехнической схеме при постоянной времени $\tau = 5^s$ $\Delta f = 0.1$, отсюда $H = 0.3$ гаусса; кроме того, благодаря двум щелям фотометра, симметрично расположенным на правом и левом крыльях линии, полезный сигнал $\delta\Phi$ удваивается, а шумы Δi возрастают в $\sqrt{2}$ раз, что ведет к уменьшению предельного поля в $\frac{2}{\sqrt{2}} = 1.4$ раза, т. е.

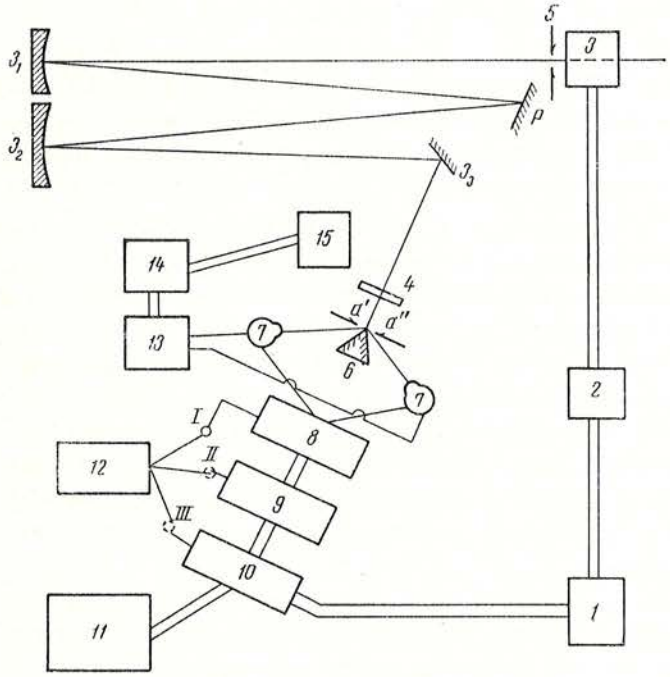
$$H_0 \simeq 0.2 \text{ гаусса}.$$

Исходя из этих соображений, была предпринята попытка осуществления прибора для измерения слабых магнитных полей — солнечного магнитографа, основные черты которого сходны с тем, который разра-

ботан Бэбкоком. Ниже приводится более детальное описание оптической части, радиотехнических устройств, способа настройки и работы прибора.

§ 2. Оптическая часть и блок-схема магнитографа

Описанные в этой работе испытания магнитографа проведены на спектрографе с фокусным расстоянием 10 м Башенного солнечного телескопа (описание см. в [3]). Использовался спектр, даваемый решет-



Фиг. 2. Блок-схема магнитографа.

1 — генератор низкой частоты ЗГ-10; *2* — генератор высокого напряжения; *3* — модулятор; *4* — плоскопараллельная пластинка; *5* — входная щель спектрографа; *6* — выходные щели спектрографа с призмой; *7* — фотоумножители; *8* — дифференциальный усилитель магнитографа; *9* — узкополосный усилитель 28-ИМ; *10* — демодулятор; *11* — записывающее устройство ЭПП-09; *12* — осциллограф ЭО-7; *13* — дифференциальный катодный повторитель компенсатора лучевых скоростей; *14* — дифференциальный усилитель постоянного тока компенсатора; *15* — вращающий механизм компенсатора лучевых скоростей.

кой 15×15 см с числом штрихов 600 на 1 мм и концентрацией света в зеленой области в 5-м порядке. Практическая разрешающая сила была около 450 000 и дисперсия 0.2 Å на 1 мм. Ввиду крутых крыльев, отсутствия бленд и большого фактора Ланде была выбрана линия λ 5250.218 Å (фактор расщепления $g\lambda^2 = 83$); полуширина этой линии $\simeq 0.1$ Å. В фокальной плоскости спектрографа располагался фотометр *6*—*7* с двумя щелями (см. блок-схему прибора на фиг. 2) *a'* и *a''* и центральной диафрагмой, за которой располагается призма *6* с алю-

минированными гранями (угол призмы 22°). Ширина диафрагмы была выбрана равной 0.06 Å, ширина щелей a' и a'' по 0.04 Å.

Перед входной щелью спектрографа находится электрооптический модулятор *3*. Применение электрооптических модуляторов, как отметил Бэбкок [1], более выгодно, чем механических, так как позволяет: 1) устранить всякие ложные модуляции, возникающие при вращении оптических поверхностей, и 2) хорошо синхронизовать оптическую модуляцию с демодулятором усилителя *10*, что в свою очередь позволяет осуществить надежную фильтрацию шумов.

Напряжение на электрооптический модулятор подается с частотой 124 гц, которая задается звуковым генератором ЗГ-10 (*1*).

Таким образом, на каждый из ФЭУ, стоящих позади щелей a' и a'' фотометра *7*, падает постоянная слагающая потока Ф и модулированная $\delta\Phi$. В дифференциальном усилителе *8* полезный сигнал δi удваивается, а постоянные слагающие анодных токов ФЭУ взаимно компенсируются. Затем сигнал и шумы поступают в основной узкополосный усилитель переменного тока *9* и в демодулятор *10* (поляризованное реле) с *RC* фильтром и дифференциальным катодным повторителем на выходе. Записывающим устройством *11* служит электронный потенциометр ЭПП-09 с временем пробега каретки 1^s. Осциллограф *12* в зависимости от положения переключателя (*I*, *II* и *III*) служит для наблюдения сигнала либо после дифференциального усилителя *8* (положение *I*), либо на выходе усилителя *9* (положение *II*) или, наконец, для контроля фазы якоря поляризованного реле демодулятора (положение *III*). В положении *I* производится настройка магнитографа перед началом работы.

В отличие от механического способа компенсации эффекта лучевых скоростей, примененного Бэбкоком, в нашей установке применен способ автоматического поддержания линии на щелях a' и a'' фотометра, при котором используется разбалансирование анодных токов ФЭУ при сдвигах линии со щелей независимо от причин, вызывающих сдвиг. Постоянные слагающие анодных токов ФЭУ через дифференциальный катодный повторитель *13* подаются на усилитель постоянного тока *14* компенсатора лучевых скоростей. При разбалансировке ФЭУ, вызванной сдвигом линии, напряжение, появляющееся на выходе усилителя *14*, управляет вращением плоскопараллельной пластинки *4* до возвращения линии в исходное положение (более подробное описание см. ниже). Применение подобного автоматического поддержания линии на щели оказалось весьма существенным не только для компенсации сдвигов, возникающих из-за лучевых скоростей (независимо от их распределения), но и для компенсации всяких других, мешающих работе сдвигов, возникающих от вибраций здания, колебаний воздуха в спектрографе и других причин. При примененном способе компенсации, записи магнитного поля совершенно свободны от влияния лучевых скоростей (за исключением, возможно, влияния изменений средней турбулентной скорости по диску, вызывающего небольшие изменения ширины линий).

§ 3. Электрическая схема магнитографа

Модулятор. Модулятор состоит из поляризатора (николя), стоящего непосредственно у щели спектрографа, и плоскопараллельной пластинки гидрофосфата аммония — *ADP* ($NH_4H_2PO_4$), вырезанной перпендикулярно к z-оси. Этот кристалл, как известно, обладает тем свойством, что при приложении электрического поля вдоль оси z одноосный кристалл становится двуосным; если монохроматический свет длины волны λ проходит вдоль оси z, то возникает разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей [4]

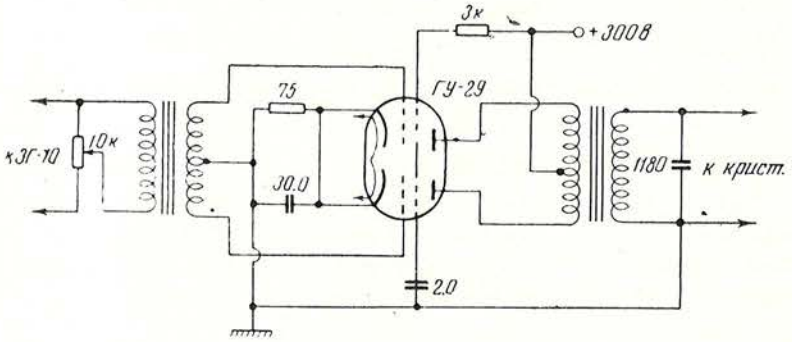
$$\Gamma = \frac{\alpha V}{\lambda} n^3, \qquad (3,1)$$

где n — коэффициент преломления (≈ 1.52), $\alpha = 8.2 \cdot 10^{-7}$ см/кв, а V — разность потенциалов в киловольтах, приложенная в том же направлении. Разность хода в $\pm \frac{1}{4} \lambda$ соответствует напряжению $V = 4.6$ кв, знак зависит от полярности напряжения. Величина разности хода, как видно из (3, 1), не зависит от толщины кристалла. Однако она существенно зависит от угла падения света на кристалл, поэтому модулятор следует использовать в параллельном или слабо сходящемся пучке или использовать по возможности более тонкие пластины (4—6 мм). Ценным свойством кристаллов *ADP* является сохранение прямолинейной частотной характеристики вплоть до частот 40 000 гц [4].

Кристаллы *ADP* плохо поддаются полировке, механически непрочны, боятся влаги, при температуре $T \cong 116°$ растрескиваются, а при $T \cong 140°$ возгоняются. Поэтому их изготовление и обращение с ними требует осторожности. Практически трудно изготовить пластинку *ADP* тоньше 3 мм; применение более толстых пластин, помимо уменьшения полезного поля кристалла, приводит к нежелательной потере света. Нами применялись пластины толщиной 4 мм и размером 16×16 мм. Невозможно использовать кристаллы с поверхностным сопротивлением $< 3 \cdot 10^{11}$ ом/см². В качестве электродов использовались стеклянные пластинки *K*-8, одна из сторон которых покрыта прозрачным электропроводящим слоем двуокиси олова с поверхностным сопротивлением 500—1000 ом/см². Присутствие воздуха или других включений между электродом и кристаллом вызывает коронный разряд. Образующиеся продукты этого разряда (окись азота и озон) разрушают поверхность кристалла, ухудшая ее оптические качества, и увеличивают возможность пробоя вследствие уменьшения поверхностного сопротивления. Поэтому промежуток между электродами и кристаллом должен быть хорошо заполнен прозрачным диэлектриком с подходящим коэффициентом преломления. В качестве такого диэлектрика был применен канадский бальзам. Для полной изоляции кристалла с электродами от контакта с воздухом он с боков также заливается бальзамом и затем помещается в коробку, где заливается смесью воска и канифоли. При примененном нами способе заделки кристалла его прозрачность составляла 0.75.

Генератор высокого напряжения. Для возбуждения кристалла к нему необходимо приложить напряжение порядка нескольких киловольт. Для этой цели собран усилитель, схема которого приведена на фиг. 3. Ввиду того что выходное напряжение генератора должно быть строго синусоидальным, был изготовлен специальный выходной трансформатор, дающий возможность получать на его вторичной обмотке напряжение до 10 кв эфф.

Дифференциальный усилитель. Вследствие того что амплитуда полезного сигнала δi, выделяющегося на нагрузочных сопротивлениях фотоумножителей, очень мала (менее 0.5 мв), усилитель с катодным повторителем на выходе, во избежание наводок, смонтирован в одном



Фиг. 3. Схема генератора высокого напряжения.

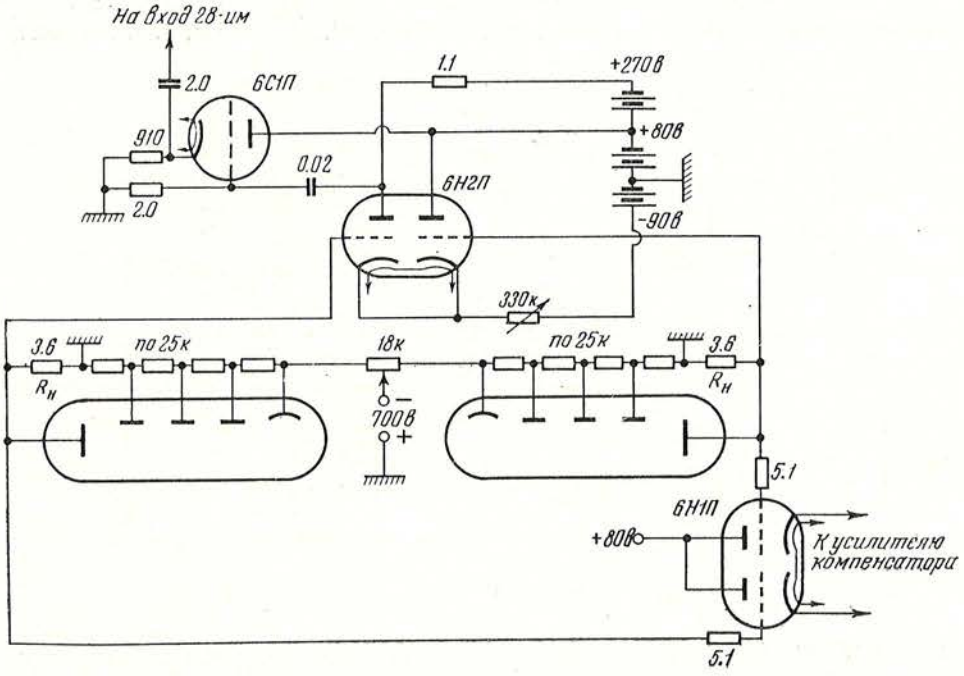
блоке с фотоумножителями, а весь блок хорошо экранирован. Схема этого блока приведена на фиг. 4.

Усилитель работает на двойном триоде 6Н2П. Эта лампа обладает большим коэффициентом усиления и поэтому является наиболее подходящей. Управляющие сетки лампы соединены непосредственно с анодами фотоумножителей; при этом сопротивления $R_н$ являются одновременно нагрузочными сопротивлениями фотоумножителей и сопротивлениями утечки сеток ламп 6Н2П. Для того чтобы выходное напряжение усилителя было приблизительно пропорционально разности двух входных напряжений, приходится брать очень большое сопротивление в цепи катодов, а это вызывает необходимость подавать на катоды дополнительное отрицательное напряжение. Сопротивление в цепи катодов переменное; изменяя его величину в процессе наладки, легко установить необходимое напряжение смещения на управляющих сетках (0.5 в). Выходное напряжение снимается с нагрузочного сопротивления в анодной цепи левого триода. На этом сопротивлении выделяется только переменная составляющая, поступающая на сетки триодов в противофазе. Постоянные составляющие анодных токов фотоумножителей в усилителе взаимно уничтожаются, так как фазы их одинаковы.

Для согласования высокоомного выхода дифференциального усилителя с низкоомным входом основного усилителя используется катодный повторитель, собранный на лампе 6С1П по обычной схеме. Напряжение

сигнала на основной усилитель подается хорошо экранированным кабелем. Коэффициент усиления усилителя 15. Анодные цепи усилителя питаются от батарей БАС-80, накал от аккумулятора емкостью 100 а.-ч.

Основной усилитель. В качестве основного усилителя используется готовый измерительный усилитель типа 28-ИМ. Данный усилитель особенно удобен тем, что при помощи входных аттенюаторов можно в широких пределах ослаблять амплитуду сигнала (при измерении слабых магнитных полей чувствительность усилителя, при помощи этих



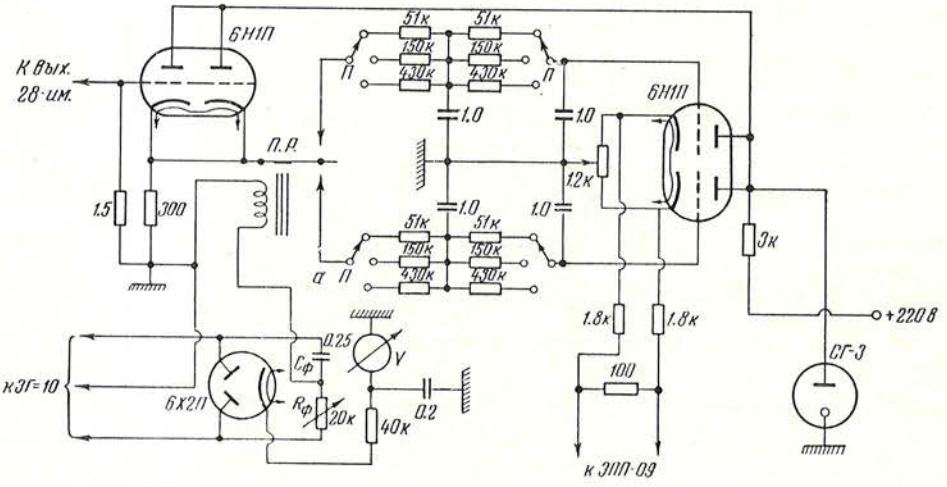
Фиг. 4. Схема фотометра и дифференциального усилителя.

аттенюаторов, уменьшается в 1000 раз). Максимальная чувствительность этого усилителя такова, что при узкой полосе пропускания и настройке в резонанс, стрелка прибора на выходе усилителя отклоняется на всю шкалу (1 в) при подаче на вход усилителя напряжения 10 мкв. Амплитудная характеристика линейна с точностью до 2.5%. Для возможности использования данного усилителя в магнитографе он был несколько изменен: а) поддиапазон 2000—5000 гц заменен на 90—240 гц, б) несколько уменьшена ширина резонансной кривой.

Синхроннофазовый демодулятор с *RC*-фильтром и катодным повторителем. Принципиальная схема демодулятора представлена на фиг. 5.

В связи с тем, что усилитель 28-ИМ имеет высокоомный выход, между усилителем и демодулятором включен катодный повторитель на лампе 6Н1П. В качестве демодулятора используется поляризованное реле. Обмотка электромагнита реле подключена к выходному трансфор-

матору генератора низкой частоты ЗГ-10 через фазовращатель $R_ФC_Ф$, который необходим для согласования фазы сигнала с положением якоря реле. Напряжение на выходе ЗГ-10, необходимое для нормальной работы реле, равно 10 в; оно выпрямляется лампой 6Х2П и контролируется по прибору V, вмонтированному в переднюю панель демодулятора. Демодулятор через RC-фильтр, с постоянной времени, изменяющейся при помощи переключателя $П$ в пределах $RC = 0.05$; 0.15 и 0.43 сек., связан с управляющими сетками двойного триода 6Н1П. Эта лампа работает как дифференциальный катодный повторитель, к выходу которого подключен регистрирующий прибор ЭПП-09. К точке a, т. е. к одному

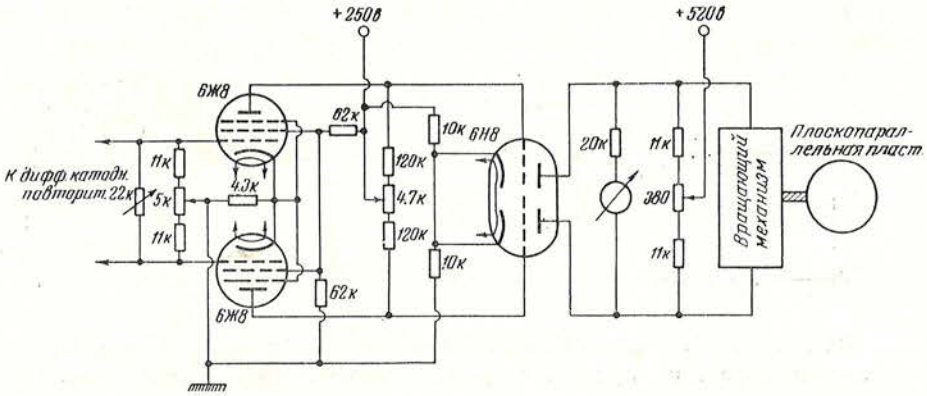


Фиг. 5. Схема демодулятора.

из неподвижных контактов демодулятора, при помощи специального переключателя подключается осциллограф. Это дает возможность визуально контролировать степень совпадения фазы сигнала с фазой якоря поляризованного реле.

Компенсатор лучевых скоростей. Как было указано выше, разность напряжений между анодами ФЭУ является следствием сдвига линии на щелях фотометра. Это явление используется для управления компенсатором лучевых скоростей. Вместе с фотоумножителями смонтирован дифференциальный катодный повторитель на лампе 6Н1П (см. фиг. 4), являющейся усилителем тока. Дифференциальный катодный повторитель связан с основным усилителем компенсатора экранированным кабелем. Схема дифференциального усилителя постоянного тока приведена на фиг. 6. Усилитель питается от стабилизированного выпрямителя. Коэффициент усиления около 1000. На выходе усилителя включен прибор с нулем в центре шкалы для визуального контроля работы компенсатора и параллельно ему включен механизм, который вращает плоскопараллельную пластинку, установленную перед фотометром. Разность потенциалов между анодами ФЭУ, возникающая в результате сдвига линии на щелях фотометра, усиливается усилителем и при помощи

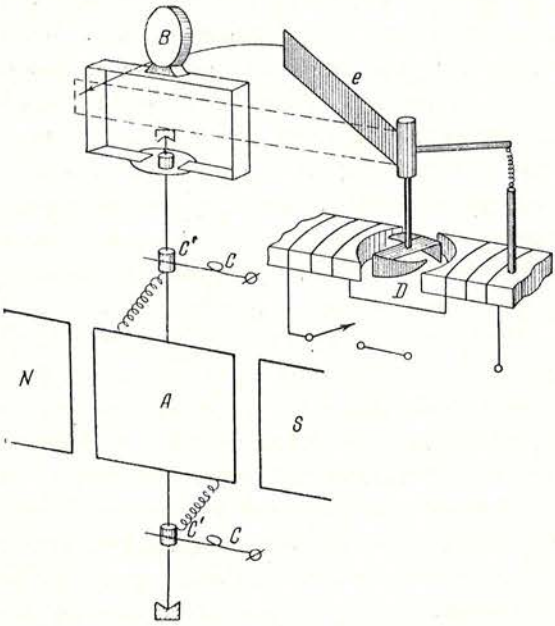
вращающего механизма заставляет вращаться плоскопараллельную пластину перед щелями до тех пор, пока линия не вернется на свое преж-



Фиг. 6. Схема компенсатора лучевых скоростей.

нее место, т. е. пока разность напряжений между анодами ФЭУ не выравняется до нуля.

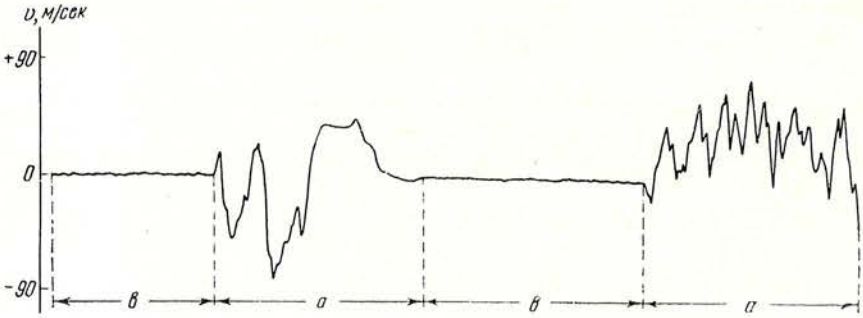
В качестве вращающего механизма использован прибор от самописца типа М323/1. Устройство этого механизма схематически показано на фиг. 7. Пружинки, удерживавшие рамку прибора в определенном положении, удалены. Напряжение от усилителя к обмотке рамки A, с которой жестко скреплена плоскопараллельная пластинка B, подводится при помощи щеток C из тонкой бронзовой проволоки и контактных колец C'. При помощи электромагнита D, питаемого от аккумулятора, рычаг e прижимается к скобе, на которой закреплена плоскопараллельная пластинка, и фиксирует ее положение. Применение этого устройства необходимо при балансировке ФЭУ и установке линии по щели фотометра перед началом работы,



Фиг. 7. Устройство механизма вращения компенсатора лучевых скоростей.

а также при измерении лучевых скоростей, т. е. тогда, когда компенсатор лучевых скоростей должен быть выключен. На фиг. 8 в качестве примера работы компенсатора приводится запись смещения линии с

выключенным (*а*) и включенным (*в*) компенсатором лучевых скоростей при неподвижном изображении Солнца на входной щели.



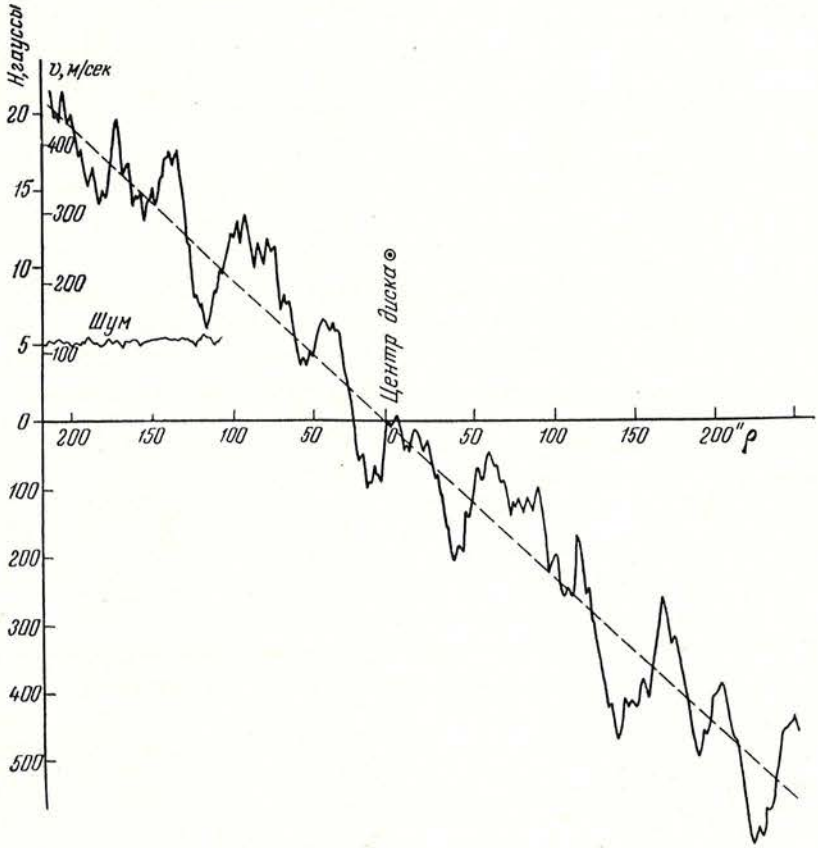
Фиг. 8. Запись смещения линии с выключенным (*а*) и включенным (*в*) компенсатором. *v* — лучевые скорости, соответствующие сдвигу линий.

§ 4. Подготовка к работе магнитографа и его калибровка

При подготовке магнитографа к работе необходимо: а) сбалансировать анодные фототоки обоих ФЭУ в области непрерывного спектра, б) установить линию λ 5250 симметрично на обе щели фотометра, в) произвести калибровку магнитографа по измерению лучевых скоростей. Это можно осуществить путем модуляции всего светового потока, независимо от его поляризации. Для этого применяется поляроид в сочетании с $^1/_4$-волновой пластинкой, помещаемые перед модулятором. При этом поляроид должен быть ориентирован (с точностью до 0°.5) под 45° к направлениям осей пластинки $^1/_4$ λ (так же как и николь по отношению к кристаллу *ADP*) при приложенном напряжении. Для устранения потерь света, связанных с поляризацией, обусловленной оптикой спектрографа, плоскость поляризации николя должна быть параллельна щели спектрографа. С другой стороны, $^1/_4$-волновую пластинку и поляроид следует ориентировать так, чтобы избежать потерь вследствие поляризации зеркалами питающей оптики. Модуляция, получаемая при использовании такого составного модулятора, составляет по нашим измерениям более 98%. Балансирование анодных токов на месте непрерывного спектра производится при помощи осциллографа (см. фиг. 2, *12*): баланс достигается, когда на экране вместо синусоиды появляется характерное распределение шумов с узлами и пучностями. Установка симметричного положения линии относительно щелей фотометра также определяется появлением аналогичной картины на экране осциллографа.

Калибровка по лучевым скоростям осуществляется следующим образом. При фиксированном (нормальном) положении пластинки-компенсатора производится запись сигнала при перемещении изображения Солнца относительно щели в направлении экватора (для более уверенной записи лучевых скоростей полезно ослабить усиление в усилителе *9* в два-три раза по сравнению с усилением, нормальным для записи магнитных полей). При этом достаточно произвести запись на ±100—150″ к вос-

току и западу от центра диска Солнца. На фиг. 9 приведен пример подобной записи, сделанный при высоте щели 30″. Несмотря на значительные случайные колебания, достигающие ± 90 м/сек (связанные с вибрацией здания при порывах ветра и колебаниями воздуха в спектрографе),



Фиг. 9. Калибровка магнитографа.

прямая, определяющая чувствительность магнитографа к лучевым скоростям, находится весьма уверенно.

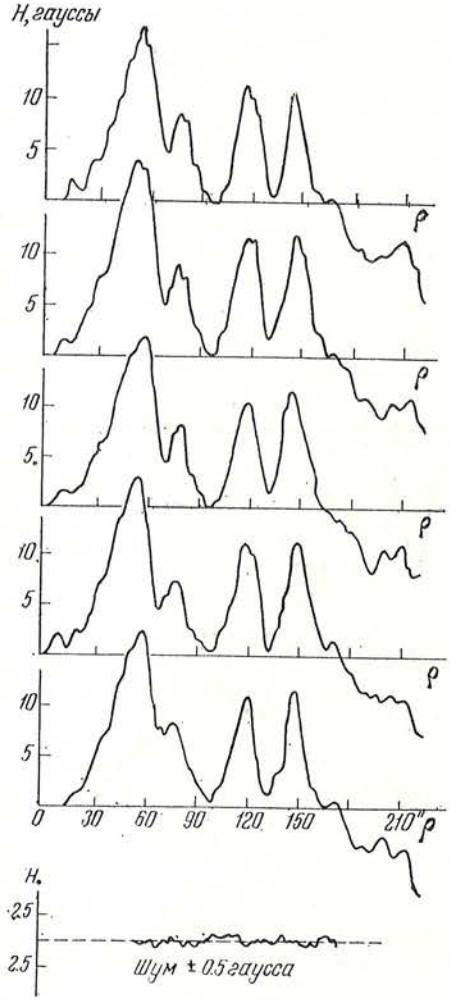
Перевод лучевой скорости в величину напряженности поля производится по формуле

$$\Delta\lambda_C = \Delta\lambda_H,$$

где для линии λ 5250, $\Delta\lambda_C = 1.75 \cdot 10^{-5}\ v$. Здесь v — лучевая скорость; $\Delta\lambda_H$ — смотри (1, 2). В зависимости от потери света при переходе от модулятора для определения магнитных полей к модулятору лучевых скоростей и от различия в коэффициентах усиления, величина $\Delta\lambda_C$ должна быть умножена на соответствующий множитель (в нашем случае 0.2). Таким образом, для нашего прибора зависимость поля H (гауссы) от лучевой скорости определяется соотношением

$$H = 0.045\ v,$$

так что наибольшая лучевая скорость на фиг. 9 (430 м/сек) соответствует 19 гауссам. Для определения предельно слабого поля H необходимо после калибровки произвести запись шума без пластинки $^1/_4\,\lambda$ и поляроида. Эта запись производится при рабочем состоянии магнитографа и установке на область диска Солнца, где отсутствуют сколько-нибудь заметные поля; полезно также для этой цели использовать линию, не обремененную эффектом Зеемана, например, λ 5123.7, что одновременно служит контролем правильности оценки шума. На той же фиг. 9 приведена запись шума в той же шкале, откуда следует, что максимальная амплитуда шума составляет около ± 0.4 гаусса. Однако чувствительность магнитографа меняется ото дня ко дню в течение дня вследствие изменения прозрачности, высоты Солнца, положения на диске и других причин.



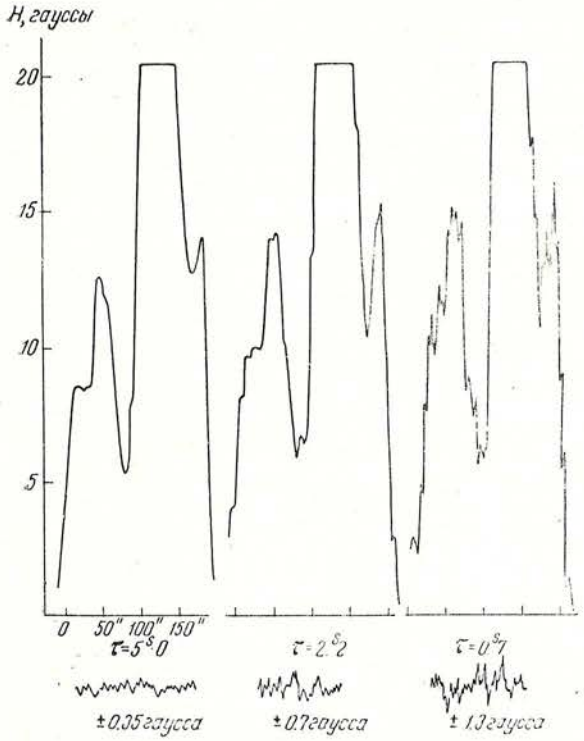
Фиг. 10. Воспроизводимость записей магнитографа.

§ 5. Некоторые предварительные результаты

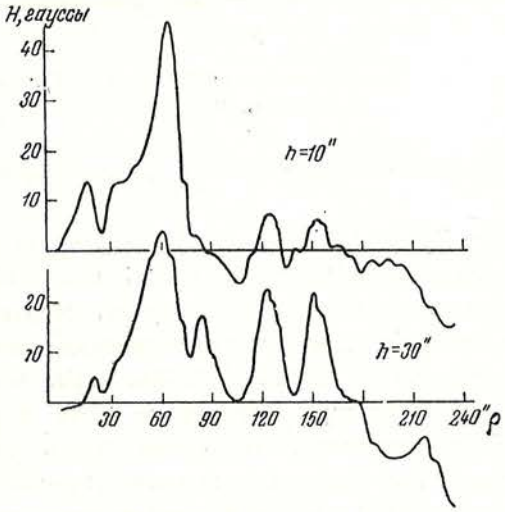
Произведенные пробные записи магнитного поля показали достаточно хорошую их воспроизводимость. На фиг. 10 представлены пять записей магнитного поля, произведенные последовательно по одному и тому же разрезу (внизу приведены шумы, максимальная амплитуда которых составляет ± 0.5 гаусса; запись производилась при посредственной прозрачности, высота щели спектрографа 30″, постоянная времени записи 5^s).

На фиг. 11 приведены записи поля для одного и того же разреза при различных постоянных времени (внизу приведены шумы *), сделанные с одной и той же скоростью движения Солнца относительно щели (2″.3 в секунду времени). Сравнение этих записей показывает, что для полей, бо́льших 2 гаусс, можно применять постоянную времени $0^s.7$; так как для записи более слабых полей необходимо применять боль-

* При записи с постоянной времени в 5 сек. средняя квадратичная амплитуда шума равна 0.12 гаусса. Максимальная амплитуда ± 0.35 гаусса.



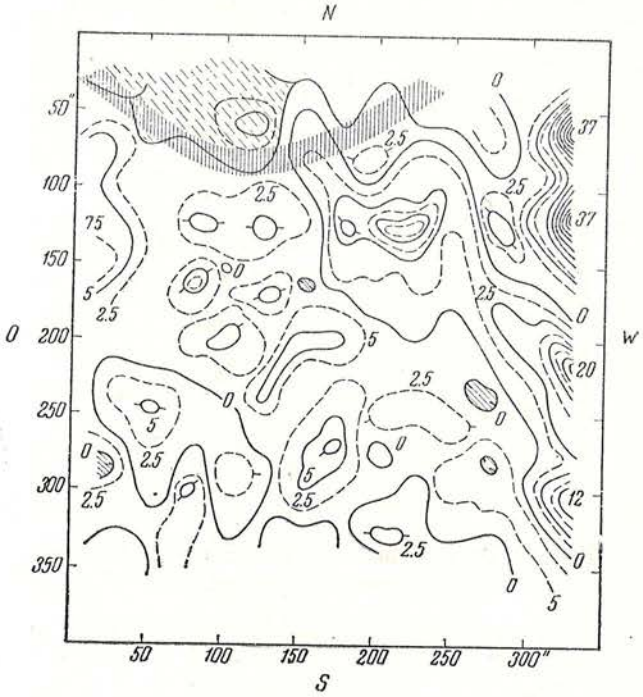
Фиг. 11. Записи магнитного поля при различных постоянных времени.



Фиг. 12. Записи магнитного поля при различных высотах щели.

шую постоянную времени (5—10^s), то скорость развертки должна быть меньше.

На фиг. 12 представлена запись магнитного поля для одного и того же разреза, но с высотой щели 30 и 10″. Мы видим, что несмотря на общее сходство записи магнитного поля, заметно различие в деталях. Главный максимум поля при низкой щели в 1.5 раза больше максимума при щели 30″. На записи, сделанной с низкой щелью на отметке 100″, появляется поле отрицательной полярности. Таким образом, чем ниже



Фиг. 13. Карта «изогаусс» участка солнечной поверхности.

щель, тем больше вырисовывается тонкая структура поля, что вполне естественно.

Наконец, на фиг. 13 представлена карта «изогаусс» магнитного поля участка Солнца размером 400×330″, снятая 3 мая 1957 г. Максимальная амплитуда шума составляет ±0.35 гаусса. Карта построена при высоте входной щели 30″, поэтому разрешающая сила соответствует приблизительно площадке около 15×30″. Эта карта показывает многообразную и сложную структуру магнитного поля в рассматриваемом участке солнечной поверхности. Изолинии здесь проведены через 2.5 гаусса, косо заштрихованные участки соответствуют северной полярности. В верхней части карты вертикальной штриховкой нанесено темное водородное волокно, перенесенное со спектрогелиограммы. Волокно располагается почти точно вдоль нулевой линии поля. Одновременно эта карта показывает, что применение большой скорости записи и высо-

кой щели может вызвать значительное сглаживание и осреднение тонкой структуры магнитного поля. Например, применяемые Бэбкоком скорости записи и высоты щели соответствуют осреднению поля на участке подобной карты в пределах $38 \times 70''$.

Литература

1. H. W. Babcock. Ap. J., **118**, 387, 1953.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 12, 1956.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 31, 1955.
4. В. А. Бугров. Основы записи и воспроизведения звука. Изд-во «Искусство», М., 1954.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И КОНТУР ЛИНИИ Fe λ 6173 Å В СПЕКТРЕ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА*

В. Е. Степанов

Производится учет влияния эффекта Допплера на коэффициент поглощения в обратном эффекте Зеемана при произвольной ориентации магнитного поля относительно направления распространения света. Процесс взаимодействия поля излучения с атомами условно рассматривается в двух полях со взаимно-ортогональной поляризацией. Из баланса поглощенной и излученной энергии выводятся два уравнения переноса, соответствующие двум полям радиации и двум коэффициентам поглощения со взаимно-ортогональной поляризацией. Уравнения переноса делаются независимыми при выполнении условия лучистого равновесия для поляризованного света только при определенных ограничениях. Предполагая выполняющимся условие лучистого равновесия, решаются уравнения переноса применительно к линии Fe λ 6173 Å. Теоретический контур наилучшим образом совпадает с наблюденным в спектре солнечного пятна при турбулентной скорости $v_t = 1.80$ км/сек. Турбулентная скорость определялась по наблюдаемой полуширине крайней компоненты расщепления, полученной как средняя величина из 12 наблюденных контуров.

Устанавливается, что эквивалентная ширина растет с увеличением угла наклона магнитного поля к лучу зрения и с увеличением магнитного поля. Этот рост эквивалентной ширины тем больше, чем сильнее линия поглощения. С изменением поля от 0 до 2500 гаусс эквивалентная ширина линии Fe λ 6173 Å увеличивается на 25% (при $\gamma = 75°$). Рассматривается контур линии поглощения после прохождения через поляризационную насадку, состоящую из пластинки $^1/_4$ λ и поляроида. Производится сравнение глубин линии λ 6173 Å по теории обратного эффекта Зеемана с глубинами линий по вычислениям Сирса. Устанавливается, что относительные изменения глубин линий средней и крайней компонент расщепления в зависимости от γ значительно отличаются от изменений вычисленных по формулам Сирса. Для почти полного расщепления ($H \sim 2500$ гаусс) ошибка в определении направления магнитного поля по относительным глубинам крайних компонент расщепления при использовании формул Сирса не превышает 4° для $20° \leqslant \gamma \leqslant 160°$.

В случае малых полей формула Сирса совершенно не пригодна для определения направления поля и необходимо пользоваться более сложной и громоздкой теорией образования линий поглощения в магнитном поле.

---

* Примечание при корректуре. При последней корректуре статьи была получена в СССР работа В. Унно (Publ. Astr. Soc. of Japan, 8, 108, 1956) с обсуждением этого же вопроса. В. Унно рассчитывает контур линии поглощения, образующейся в присутствии магнитного поля произвольной ориентации, с использованием уравнения С. Чандрасекара для переноса радиации в поляризованном свете.

ON THE THEORY OF THE FORMATION OF ABSORPTION LINES IN A MAGNETIC FIELD AND THE PROFILE OF Fe λ 6173 Å IN THE SOLAR SUNSPOT SPECTRUM, by *V. E. Stepanov.* — The influence of the Doppler effect on the absorption coefficient in the reverse Zeeman effect for a magnetic field. arbitrarily orientated to the direction of the propagation of light, is accounted for. The process of interaction of the radiative field with atoms is considered conditionally in two fields with mutually perpendicular polarization. From the balance of absorbed and radiated energy two equations of transfer were derived. These correspond to two radiative fields and two coefficients of absorption with mutually perpendicular polarization. The equations of transfer become independent if the conditions of radiative equilibrium for polarized light are fulfilled, only by certain limitation. Assuming that the condition of radiative equilibrium is fulfilled, the equations of transfer for the line Fe λ 6173 Å are solved. The theoretical profile coincides best with that observed in the solar sunspot spectrum if the turbulent velocity $v_t = 1.80$ km/sec. The turbulent velocity was determined from the observed half-width of the extreme component of splitting, which was derived as the mean value of 12 observed profiles.

It was found that the equivalent width increases with increasing angle of inclination of the magnetic field to the line of sight and increasing strength of the magnetic field. This increase of the equivalent width is the larger, the stronger the absorption line. If the strength of the field varies from 0 to 2500 gauss, the equivalent width of Fe λ 6173 Å increases by 25 per cent (for $\gamma = 75°$). The profile of the absorption line was considered after passing through a polaroid device, composed of a $^1/_4$ λ plate and a polaroid. The depths of the line λ 6173 Å derived according to the theory of the reverse Zeeman effect were compared to those of lines calculated by Seares formulas. It was established that the relative variations of the depths of the lines of the middle and extreme components of splitting in dependence of γ considerably differ from the variations calculated by Seares formulas. For almost complete splitting ($H \sim 2500$ gauss) the error in the determination of the direction of the magnetic field, from the relative depths of the extreme components of splitting, when using Seares formulas, does not exceed 4° for $20° \leqslant \gamma \leqslant 160°$.

In the case of small fields Seares formula is useless for determining the direction of the field and it is necessary to use a more complex and bulky theory of the formation of absorption lines in a magnetic field.

§ 1. Если атомы находятся в магнитном поле, то поле радиации, обусловленное процессами излучения и поглощения, будет поляризованным в интервале длин волн, где имеется линия поглощения. Это создает значительные трудности при построении теории образования линий поглощения в магнитном поле для случая, когда направление поля составляет некоторый угол γ с направлением распространения света.

Во внешнем магнитном поле ось атома прецессирует вокруг направления поля и кинетическая энергия этой прецессии определяет величину расщепления уровней:

$$\Delta W = (m'g' - mg),$$

где m — магнитное квантовое число, g — фактор Ланде.

При дипольном излучении и поглощении возможны переходы, определяемые правилами отбора:

$$\Delta m = \pm 1, 0.$$

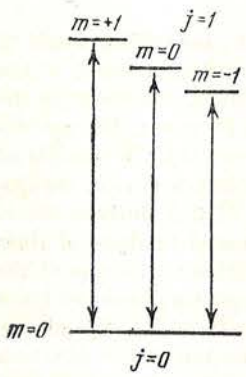
Если мы наблюдаем излучение вдоль поля, то переходы $\Delta m = \pm 1$ дают соответственно правокруговую и левокруговую поляризацию. При этом

линия с правокруговой поляризацией смещена от центра невозмущенной линии в сторону длинных волн, а с левокруговой — в сторону коротких длин волн. Эти же переходы при наблюдении перпендикулярно полю дают линейно поляризованное излучение.

Переход $\Delta m = 0$ при любой ориентации поля относительно направления излучения всегда дает свет линейной поляризации.

Если атом при переходе из верхнего состояния в нижнее испускает сферическую волну, поляризация которой определяется вектором $\mathbf{l}$, то вероятность фотовозбуждения этого атома, т. е. вероятность процесса поглощения, зависит от поляризации $\mathbf{l}$ падающего света и она тем меньше, чем больше поляризация $\mathbf{l}$ падающего света отличается от $\mathbf{l}$ [1].

В случае абсолютно резких уровней или полностью расщепленных компонент (фиг. 1) задача построения теоретического контура линии поглощения решается обычным путем в рамках общеизвестной теории [1]. Для триплетного расщепления в обратном эффекте Зеемана в случае полного расщепления теория дает выражение для коэффициента поглощения, совпадающее с выражением для коэффициента излучения [2].



Фиг. 1. Схема уровней с полным расщеплением.

Фиг. 2. Схема зеемановского расщепления с перекрывающимися уровнями.

В этом случае для несмещенной компоненты ($\Delta m = 0$)

$$s_+ = s_0 \sin^2 \gamma \qquad (1)$$

и поляризация $D_\perp = 0$. Для $\Delta m = \pm 1$

$$s_- = \frac{1}{2} s_{1,2} (1 + \cos^2 \gamma); \qquad (2)$$

поляризация

$$\frac{D_\parallel}{D_\perp} = \pm \frac{i}{\cos \gamma},$$

где $D_\perp$ и $D_\parallel$ — компоненты вектора электрической индукции $\mathbf{D}$, соответственно перпендикулярный и параллельный плоскости вектора напряженности магнитного поля и волновой нормали. Обозначения здесь и дальше те же, что и в работе [2].

В условиях атмосфер звезд и Солнца энергетические уровни атомов настолько расширены эффектом давления, допплеровским эффектом и другими, что даже при наиболее сильных полях уровни зеемановского расщепления остаются перекрытыми. Например на фиг. 2 видно, что падающий на атом свет частоты ν может возбудить как переход, соответствующий $\Delta m = \pm 1$, так и переход $\Delta m = 0$. При еще более тесном расположении уровней, т. е. при малых магнитных полях или

малых факторах Ланде, возможно возбуждение любого из трех переходов $\Delta m = \pm 1, 0$. В этом случае совершенно неприменимы формулы (1) и (2). Выражение для коэффициента поглощения в общем случае триплетного расщепления при любой ориентации магнитного поля H, выведенное из общей теории магнитооптического эффекта с учетом квантово-механической структуры атома, имеет вид [2]:

$$s_{\pm} = \frac{1}{2}(s_1 + s_2) + \frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)\sin^2\gamma \pm$$

$$\pm \sqrt{\left[\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)\sin^2\gamma\right]^2 + (s_1 - s_2)^2\cos^2\gamma}, \tag{3}$$

где

$$s_{1,2} = \frac{e}{mc}\delta_{ik}\frac{f_{ik}}{[(\nu - \nu_{ik}) \mp \nu_L]^2 + \delta_{ik}^2}; \tag{4}$$

$$s_0 = \frac{e}{mc}\delta_{ik}\frac{f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2}; \tag{5}$$

$$\nu_L = (m'_i g'_i - m_k g_k)\frac{e}{4\pi mc^2}H, \tag{6}$$

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \tag{7}$$

Распространение теории на эффекты давления возможно по той причине, что эффект столкновений формально выражается в уравнении движения электрона, находящегося под воздействием светового поля,

$$\ddot{\mathbf{r}} + (\gamma_0 + \gamma_c)\dot{\mathbf{r}} + \frac{e}{mc}[\mathbf{H}\dot{\mathbf{r}}] + \omega_0^2\mathbf{r} = \frac{e}{m}\mathbf{E} \tag{8}$$

членом $\gamma_c\dot{\mathbf{r}}$. Однако в уравнении (8) совершенно не учитывается влияние эффекта Допплера. Как известно, при наличии только эффектов естественного затухания и затухания вследствие столкновений, выражение для электрического момента, получаемое из решения уравнения (8), с точностью до постоянных коэффициентов, совпадает с точным квантово-механическим решением. Поэтому для учета влияния эффекта Допплера мы будем исходить из выражения электрического момента [3]:

$$\mathbf{P} = e\dot{\mathbf{r}} = p_x\mathbf{i} + p_y\mathbf{j} + p_z\mathbf{k}, \tag{9}$$

где

$$p_{x,y,z} = \sum_{k=x,y,z} A_{x,y,z;k}E_{x,y,z};$$

$$A_{xx} = A_{yy} = \frac{1}{2}(\alpha_\xi + \alpha_\eta);$$

$$A_{xy} = -A_{yx} = \frac{i}{2}(\alpha_\xi - \alpha_\eta);$$

$$A_{zz} = \alpha_z;$$

$$A_{xz} = A_{zx} = A_{yz} = A_{zy} = 0;$$

$$\alpha_\xi = \frac{\frac{e}{m}f_{ik}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega(2\omega_L - i\gamma_{ik})}; \tag{10}$$

$$\alpha_\eta = \frac{\frac{e}{m} f_{ik}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega\left(2\omega_L - i\gamma_{ik}\right)}; \tag{11}$$

$$\alpha_\zeta = \frac{\frac{e}{m} f_{ik}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{ik}}. \tag{12}$$

Если составляющая скорости в направлении светового луча равна v, то в подвижной системе, связанной с поглощающим атомом, частота будет равна

$$\omega' = \omega\left(1 + \frac{v}{c}\right). \tag{13}$$

Следовательно, в выражениях для коэффициентов (10), (11), (12), определяющих поляризацию среды, частота ω должна быть заменена частотой ω'. Если принять закон распределения Максвелла, то вероятность того, что скорость движения атома в направлении распространения света лежит в пределах v и $v + dv$, будет равна

$$dn = \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}}\, e^{-\frac{\mu v^2}{2RT}}\, dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} e^{-\left(\frac{\omega-\omega'}{\frac{\Delta\omega}{2}}\right)^2} d\omega', \tag{14}$$

где $\Delta\omega = \frac{2}{c}\omega_0 \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$ — допплеровская ширина. Проведя усреднение электрического момента по всем скоростям, мы получим следующие выражения для коэффициентов (10), (11), (12):

$$\bar{\alpha}_\xi^v = \frac{e}{m}\frac{2f_{ik}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega}\int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{\omega-\omega'}{\frac{\Delta\omega}{2}}\right)^2}}{\omega_0^2 - \omega'^2 + \omega'\left(2\omega \quad + i\gamma_{ik}\right)} d\omega'; \tag{15'}$$

$$\bar{\alpha}_\eta^v = \frac{e}{m}\frac{2f_{ik}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega}\int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{\omega-\omega'}{\frac{\Delta\omega}{2}}\right)^2}}{\omega_0^2 - \omega'^2 + \omega'\left(2\omega_L - i\gamma_{ik}\right)} d\omega'; \tag{15''}$$

$$\bar{\alpha}_\zeta^v = \frac{e}{m}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{f_{ik}}{\Delta\omega}\int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{\omega-\omega'}{\frac{\Delta\omega}{2}}\right)^2}}{\omega^2 - \omega'^2 + i\gamma_{ik}\omega'} d\omega'. \tag{15'''}$$

Далее, поступая таким же образом, как и в работе [2], а именно, выражая комплексную диэлектрическую постоянную и комплексный коэффициент преломления через коэффициенты, определяющие среднюю поляризуемость среды и представленные выражениями (15′), (15″), (15‴), выделяя мнимую часть в квадрате комплексного показателя преломления, мы получим выражение для коэффициента поглощения с учетом эффекта Допплера, полностью по внешнему виду совпадающее с (3). Однако коэффициенты поглощения средней несмещенной компоненты

в поперечном эффекте Зеемана s_0 и коэффициенты поглощения крайних компонент расщепления в продольном эффекте s_1, s_2 будут выражаться уже иначе. С учетом статистического уширения уровней атома эффектами давления и Допплера эти коэффициенты имеют следующий вид:

$$s_{1,2}=\frac{e^2\delta_{ik}f_{ik}}{\sqrt{\pi}\,mc\Delta\nu_D}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-\left(\frac{\nu'-\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2}}{(\nu'-(\nu_{ik}\pm\nu_L))^2+\delta_{ik}^2}\,d\nu', \tag{16}$$

$$s_0=\frac{e^2\delta_{ik}f_{ik}}{\sqrt{\pi}\,mc\Delta\nu_D}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-\left(\frac{\nu'-\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2}}{(\nu'-\nu_{ik})^2+\delta_{ik}^2}\,d\nu'. \tag{17}$$

Как видим, $s_{1,2}$ отличается от обычного коэффициента поглощения при совместном действии затухания и эффекта Допплера смещением нулевой частоты ν_{ik} на величину $\pm\nu_L$, определяемую равенством (6).

§ 2. Составим уравнение переноса лучистой энергии для того случая, когда атомы находятся в магнитном поле и коэффициент селективного поглощения определяется выражениями (3), (16) и (17). Как видно из (3), общее селективное поглощение в линии складывается из двух поглощений. Мы можем рассматривать эти процессы как происходящие в двух световых лучах с различной поляризацией. Поглощение, определяемое коэффициентом s_+, характеризуется поляризацией

$$\left(\frac{D_\parallel}{D_\perp}\right)_+=i\,\frac{\frac{1}{2}(s_1+s_2-2s_0)\sin^2\gamma+\sqrt{\left[\frac{1}{2}(s_1+s_2-2s_0)\sin^2\gamma\right]^2+(s_1-s_2)\cos^2\gamma}}{(s_1-s_2)\cos\gamma}. \tag{18}$$

Коэффициенту поглощения s_- соответствует поляризация

$$\left(\frac{D_\parallel}{D_\perp}\right)_-=i\,\frac{\frac{1}{2}(s_1+s_2-2s_0)\sin^2\gamma-\sqrt{\left[\frac{1}{2}(s_1+s_2-2s_0)\sin^2\gamma\right]^2+(s_1-s_2)^2\cos^2\gamma}}{(s_1-s_2)\cos\gamma}. \tag{19}$$

Точнее, лучи света с поляризацией (18) и (19) атомами селективно поглощаются и коэффициенты поглощения соответственно равны s_+ и s_-. В статье [2] было показано, что поляризация света, определяемая (18) и (19), взаимно-ортогональна в комплексной области:

$$\left(\frac{D_\perp}{D_\parallel}\right)_{+\text{орт}}=\left(\frac{D_\perp}{D_\parallel}\right)_-. \tag{20}$$

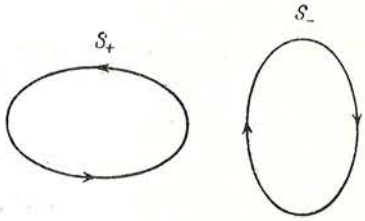
Это означает, что если s_+ для какой-либо фиксированной частоты внутри линии относится к поглощаемому свету эллиптической поляризации, то s_- относится к поглощаемому свету такой поляризации, у которой взаимно переставлены большая и малая полуоси эллипсов и направление колебаний обратное (фиг. 3). Поэтому среда, обладающая коэффициентом поглощения s_+, будет совершенно прозрачна к падающему свету со взаимно-ортогональной поляризацией. Далее известно, что с одной стороны, полная интенсивность смеси противоположно поляризованных лучей не изменяется с изменением фазы одного относительно другого [4]. С другой стороны, всегда можно частично поляризованный

или естественный свет представить в виде двух лучей взаимно-ортогональной поляризации.

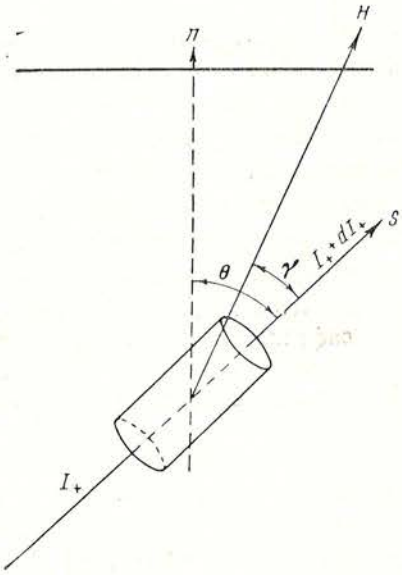
Эти важные свойства поляризованных лучей и представление общего коэффициента поглощения в виде двух коэффициентов (3), соответствующих двум взаимно-ортогональным лучам, позволяют рассматривать взаимодействие поля радиации и среды в атмосферах магнитных звезд и Солнца в виде двух взаимодействий, которые, в общем случае, здесь не рассматриваемом, могут быть и не независимыми.

Итак, пусть атомы, взаимодействующие с полем излучения, находятся во внешнем магнитном поле **H**. В этом случае, как видно из предыдущего, оказывается возможным рассматривать как бы сосуществующими два поля радиации со взаимно-ортогональной поляризацией и два рода «атомов», имеющих соответствующие коэффициенты поглощения s_+ и s_-.

В силу свойств возбуждения поляризованной радиацией один род «атомов» взаимодействует с соответствующим полем излучения совершенно независимо (при некоторых ограничениях, о которых будет сказано ниже) от взаимодействия другого рода «атомов» с полем соответствующей поляризации. Общими параметрами для одних и других полей будут физические условия в атмосфере: температура, давление и пр.



Фиг. 3. Схема взаимно-ортогональной эллиптической поляризации света.



Фиг. 4. К выводу уравнения переноса. Элемент среды, поглощающий и излучающий радиацию.

Рассмотрим один род «атомов», обладающих коэффициентом поглощения s_+, и поле радиации интенсивности I_+ с поляризацией $\left(\frac{D_\parallel}{D_\perp}\right)_+$. Количество поглощенного, в общем случае, эллиптически поляризованного света в цилиндре $d\sigma dl$, в интервале частот $d\nu$, в элементе телесного угла $d\omega$, за время dt будет (фиг. 4)

$$dE_{+\text{погл}} = -(\varkappa_\nu + \sigma_{\nu+})\,\rho dl d\sigma d\omega d\nu dt. \tag{21}$$

Здесь $\varkappa_\nu$ — коэффициент непрерывного поглощения и

$$\sigma_{\nu+} = \frac{n}{\rho} s_+.$$

Количество энергии, излучаемое цилиндром $d\sigma dl$ вследствие процессов непрерывного излучения, равно

$$dE_{\text{изл}} = \varkappa_\nu B_\nu d\sigma dl d\omega d\nu dt. \tag{22}$$

Очевидно, эта энергия, соответствующая тепловому излучению, будет полностью деполяризована. Для процессов непрерывного поглощения предполагается применимость закона термодинамического равновесия. Тепловое излучение (22) мы можем представить в виде двух излучений, равных по интенсивности, независимых и взаимно противоположно поляризованных. Поэтому количество энергии, излучаемое в результате процессов непрерывного поглощения в рассматриваемом поле с поляризацией $\left(\frac{D_\parallel}{D_\perp}\right)_+$, будет

$$dE_{\text{изл}} = \frac{1}{2}\varkappa_\nu B_\nu d\sigma dl d\omega d\nu dt, \tag{23}$$

т. е. равно половине общего теплового излучения (22).

Наконец, часть радиации, селективно поглощаемая в линии, будет переизлучена в той же частоте. Величина этой энергии, излученной в рассматриваемом направлении, будет равна

$$dE_{+\text{сел. изл}} = j_{\nu+}\rho d\sigma dl d\omega d\nu dt, \tag{24}$$

где $j_{\nu+}$ — коэффициент селективного излучения поляризации (+). Составляя баланс между поглощенной и излученной энергиями, заменяя $dl = \frac{dh}{\cos\theta}$, где h — глубина, получим искомое уравнение переноса:

$$\cos\theta \frac{dI_{\nu+}}{\rho dh} = (\varkappa_\nu + \sigma_{\nu+}) I_{\nu+}(\theta) - j_{\nu+} - \frac{1}{2}\varkappa_\nu B_\nu. \tag{25}$$

Вводя обычные обозначения, удобные при решении уравнения,

$$\eta_{\nu+} = \frac{\sigma_{\nu+}}{\varkappa_\nu}, \quad \varkappa_\nu \rho dh = dt_\nu, \tag{26}$$

получим

$$\cos\theta \frac{dI_{\nu+}}{dt_\nu} = (1 + \eta_{\nu+}) I_{\nu+}(\theta) - \varkappa_\nu^{-1} j_{\nu+} - \frac{1}{2} B_\nu \tag{27}$$

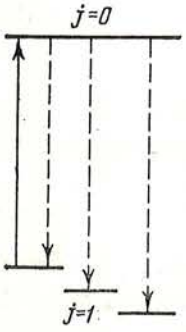
и аналогичное для $I_{\nu-}$

$$\cos\theta \frac{dI_{\nu-}}{dt_\nu} = (1 + \eta_{\nu-}) I_{\nu-}(\theta) - \varkappa_\nu^{-1} j_{\nu-} - \frac{1}{2} B_\nu. \tag{28}$$

Чрезвычайно важным вопросом является выяснение смысла селективного излучения, определяемого коэффициентом излучения $j_{\nu\pm}$. С точки зрения классических представлений, если на атом падает свет, электрический вектор которого имеет поляризацию 1, то электрон в атоме совершает такие же колебания. Электрон в атоме будет колебаться параллельно направлению поляризации возбуждающего света. Поэтому атом будет излучать свет той же поляризации. Однако процессы излучения, в общем случае, не следуют этим представлениям даже для простого триплета. Действительно, если квантовое число верхнего уровня $j = 0$, а нижнего $j = 1$, то нижний уровень расщепляется на три подуровня

$(2j+1=3)$ с магнитными квантовыми числами $m=\pm 1, 0$ (фиг. 5). Очевидно после возбуждения электрона с одного из уровней $m=\pm 1,0$ возможно появление переходов при акте испускания с уровня $j=0$ на все три нижних уровня. Для больших квантовых чисел j число возможных переходов возрастает. Таким образом, в тех случаях, когда нижний квантовый уровень имеет $j \neq 0$, возможно переизлучение кванта в других, близких частотах с поляризацией, отличной от поляризации поглощенного кванта. Частота переизлученного кванта будет равна частоте поглощенного кванта в том случае, если нижний уровень не будет расщеплен в магнитном поле $(j=0)$.

Предполагая, что переизлучение в другие частоты отсутствует, мы применим условие лучистого равновесия для поляризованного света:



Фиг. 5. Схема переизлучения в другие частоты; нижний уровень имеет $j=1$.

$$\frac{j_{\nu+}}{\sigma_{\nu+}} = \int\limits_{4\pi} I_+(\theta)\frac{d\omega}{4\pi}. \tag{29}$$

Полное количество энергии, селективно поглощенной цилиндром, равно

$$\int\limits_{4\pi} \sigma_{\nu+} I_+(\theta)\, d\omega. \tag{29'}$$

Из всей этой селективно поглощенной энергии переизлучается в той же частоте с той же поляризацией только часть, определяемая коэффициентом вероятности p:

$$j_{\nu+} = p(\theta, \delta) \int\limits_{4\pi} \sigma_{\nu+} I_+(\theta)\, d\omega.$$

Применяя теорему о среднем, получим

$$j_{\nu+} = p(\theta, \gamma)\, \bar{\sigma}_{\nu+} \int\limits_{4\pi} I_+(\theta)\, d\omega.$$

Произведя сравнение с (29), видим, что для выполнения лучистого равновесия в поляризованном свете необходимо следующее условие:

$$4\pi p(\theta, \gamma)\bar{\sigma}_{\nu+} = \sigma_{\nu+}, \tag{29''}$$

т. е. чтобы переизлучение, во-первых, не зависело от угла θ и, во-вторых, угловое распределение переизлучения в зависимости от направления магнитного поля следовало бы такому же закону, как и поглощение. По-видимому, это условие выполняется, когда нижний уровень атома, с которого происходит возбуждение, в магнитном поле не расщепляется и когда отсутствует значительная деполяризация соударениями. Явления деполяризации тем эффективнее, чем меньше магнитное поле, чем больше плотность атмосферы и чем больше распределение скоростей соударяющихся частиц отклоняется от равновесного распределения. Соударяющиеся частицы могут переводить состояние возбуждения с одних уровней зеемановского расщепления на другие неравновесным образом.

Нужно также иметь в виду возможность перехода энергии селективно поглощенной в поле (+) (29′), в поле радиации (—). Возможен и обратный процесс. Тогда уравнения переноса (27) и (28) не будут независимыми и их связь будет осуществляться через коэффициент переизлучения такого вида:

$$j_{\nu+} = k_1 \sigma_{\nu+} \int I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + k_2 \sigma_{\nu+} \int I_- \frac{d\omega}{4\pi},$$

$$j_{\nu-} = m_1 \sigma_{\nu-} \int I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + m_2 \sigma_{\nu-} \int I_- \frac{d\omega}{4\pi},$$

где k_1, k_2, m_1 и m_2 — некоторые коэффициенты.

В настоящей работе мы будем полагать $k_2 = m_1 = 0$ и что условие лучистого равновесия в поляризованном свете выполняется, а именно:

$$j_{\nu\pm} = \sigma_{\nu\pm} \int\limits_{4\pi} I_\pm (\theta) \frac{d\omega}{4\pi}. \tag{29''}$$

Тогда уравнения переноса (27) и (28) и условия лучистого равновесия (29) формально отличаются от обычных уравнений переноса для неполяризованного света численным коэффициентом $^1/_2$ перед функцией B_ν. Различие же по существу значительное. Наблюдаемый контур линии поглощения будет определяться суммой интенсивностей $I_{\nu+}$ и $I_{\nu-}$, полученных решением уравнений (27) и (28). Эти решения дают нам контур линии поглощения, поляризация которой будет изменяться с изменением частоты внутри линии. Эта поляризация различна, кроме того, для различных величин напряжения магнитного поля и зависит от его направления. Очевидно, что для полей, направление которых совпадает с нормалью к поверхности Солнца, угол θ в уравнениях (27) и (28) совпадает с углом γ в уравнении (3).

§ 3. Приступая практически к вычислению контура линии, необходимо выбрать такой метод численного интегрирования, который при всей громоздкости выражения для коэффициента поглощения (3) позволил бы с наименьшей затратой сил и времени вычислить контуры при различных величинах и направлениях магнитного поля. Поэтому мы остановились на методе С. Чандрасекара [5], который был распространен М. Туберг [6] и Д. Гариссом [7] для $\eta_{\nu\pm}$, изменяющейся с оптической глубиной.

Уравнения переноса (27) и (28), пренебрегая азимутальной асимметрией (29), можно записать так:

$$\mu \frac{dI_{\nu\pm}}{d\tau_\nu} = I_{\nu\pm} - \frac{1}{2}(1 - \lambda_\pm) \int\limits_{-1}^{+1} I_{\nu\pm} d\mu - \frac{1}{2} \lambda_\pm B_\nu, \tag{30}$$

где

$$\lambda_\pm = \frac{1}{1 + \eta_{\nu\pm}} d\tau_\nu, \quad = (\varkappa_\nu + \sigma_{\nu\pm}) \rho dh \tag{31}$$

и

$$\mu = \cos\theta. \tag{32}$$

Решение этого уравнения на основании работы [6] можно представить в виде

$$I_{\nu\pm}(0,\ \mu)=\frac{1}{2}\bar{\lambda}_{\pm}^{3/2}B'H(\mu)\left\{\mu\frac{\beta}{\bar{\lambda}_{\pm}}+\frac{1-\bar{\lambda}_{\pm}}{2\bar{\lambda}_{\pm}^{1/2}}\alpha_1\right\}+\Delta I_{\pm}(\lambda_{\pm}), \tag{33}$$

где $\bar{\lambda}_{\pm}$ — среднее, особым образом взвешенное значение по всей оптической глубине:

$$\lambda_{\pm}=\bar{\lambda}_{\pm}+\Delta\lambda. \tag{34}$$

Первый член правой части уравнения (33) является решением дифференциального уравнения (32) для

$$\lambda_{\pm}=\bar{\lambda}_{\pm}=\text{const}.$$

а следовательно, для

$$\eta_{\nu\pm}=\text{const};$$

$H(\mu)$ — функция, табулированная в работе [8]. α_1 — первый момент этой функции:

$$\alpha_1=\int_0^1\mu H(\mu)\,d\mu.$$

Численные значения первого момента даны в табл. XXXIII книги [9]. $\Delta I_{\pm}$ в уравнении (33) — поправочный член, возникающий вследствие изменения $\eta_{\nu\pm}$ с оптической глубиной:

$$\Delta I_{\pm}=\frac{\frac{B_1}{\sqrt{3}}}{1+\bar{\lambda}_{\pm}^{1/2}}\delta_1. \tag{35}$$

$\bar{\lambda}_{\pm}$ выбирается так, чтобы

$$\int_0^{\infty}\Delta\bar{\lambda}_{\pm}e^{-\frac{2\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm}}(n\tau)^{-1}}d\left(2\frac{\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm}n\tau}\right)=0 \tag{36}$$

и

$$\delta_{1\pm}=\int_0^{\infty}\Delta\lambda_{\pm}e^{-\frac{\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm}n\tau}}d\left(\frac{\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm}n\tau}\right). \tag{37}$$

Очевидно на основании (34) всегда можно выбрать $\bar{\lambda}_{\pm}$ так, что будет выполняться равенство (36).

Для непрерывного спектра вблизи крыльев линии поглощения $\eta_{\nu+}=0$ и $\bar{\lambda}_{\pm}=1$, $H(\mu)=1$. Поэтому для непрерывного спектра

$$I_{\pm}^{\text{непр}}(0,\ \mu)=\frac{1}{2}B(\mu+\beta). \tag{38}$$

Разделив (33) на (38), мы получим выражение для остаточной интенсивности:

$$r_{\pm}(\mu)=r_{0\pm}(\mu)+\Delta r_{\pm}(\mu), \tag{39}$$

где

$$r_{0\pm}=\frac{\bar{\lambda}_{\pm}^{3/2}H(\mu)}{\mu+\beta}\left\{\mu+\frac{\beta}{\lambda_{\pm}}+\frac{1}{2}\frac{1-\bar{\lambda}_{\pm}}{\bar{\lambda}_{\pm}^{1/2}}\alpha_1\right\}, \tag{40}$$

$$\Delta r_{\pm}=\frac{2\delta_{1\pm}}{\sqrt{3}\,(\mu+\beta)\,(1+\sqrt{\lambda_{\pm}})}. \tag{41}$$

Для облегчения вычислений величин $\bar{\lambda}_{\pm}$ и $\delta_{1\pm}$ [см. (36) и (37)] можно найти их приближенные величины, использовав формулы:

$$\bar{\lambda}_{\pm}=\sum_{i=1}^{5}g\lambda_{\pm}(\tau_{2i});\quad \delta_{1\pm}+\bar{\lambda}_{\pm}=\sum_{i=1}^{5}g_1\lambda(\tau_{1i});$$
$$\tau_{2i}=\frac{x_i\sqrt{\bar{\lambda}_{\pm}}}{2n\sqrt{3}},\quad \tau_{1i}=\frac{x_i\sqrt{\bar{\lambda}}}{n\sqrt{3}}. \tag{42}$$

Числа x_i и g_i табулированы в [10]. Далее, по определению,

$$\eta_{\nu\pm}=\frac{\sigma_{\nu\pm}}{\chi_{\nu}}=\frac{\sigma_{\nu_0}}{\chi_{\nu}}K_{\pm}=\eta_0K_{\pm}. \tag{43}$$

Введя в выражения (17) и (18) обозначения

$$p_{1,2}=\frac{\nu-\nu_{ik}\mp\nu_L}{\Delta\nu_D},\quad a=\frac{\delta_{ik}}{\Delta\nu_D},$$
$$p_0=\frac{\nu-\nu_{ik}}{\Delta\nu_D},\quad s_{\nu_0}=\frac{\sqrt{\pi}\,e^2f_{ik}}{m_ec\Delta\nu_D}, \tag{44}$$

мы получим следующее выражение для s_0, s_1 и s_2:

$$s_{0,1,2}=s_{\nu_0}\frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-y^2}}{a^2+(p_{0,1,2}-y)^2}dy=s_{\nu_0}\varphi_{0,1,2}(a;\ p_{0,1,2}), \tag{45}$$

и, следовательно,

$$s_{\pm}=s_{\nu_0}\left\{\frac{1}{2}(\varphi_1+\varphi_2)+\frac{1}{4}(2\varphi_0-\varphi_1-\varphi_2)\sin^2\gamma\pm\right.$$
$$\left.\pm\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{4}(2\varphi_0-\varphi_1-\varphi_2)^2\sin^4\gamma+(\varphi_1-\varphi_2)^2\cos^2\gamma}\right. . \tag{46}$$

Принимая во внимание (43), найдем:

$$K_{\pm}=K_{\pm}(a,\ \nu-\nu_{ik},\ \nu_L,\ \gamma)=\frac{1}{2}(\varphi_1+\varphi_2)+\frac{1}{4}(2\varphi_0-\varphi_1-\varphi_2)\pm$$
$$\pm\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{4}(2\varphi_0-\varphi_1-\varphi_2)^2\sin^4\gamma+(\varphi_1-\varphi_2)^2\cos^2\gamma}. \tag{47}$$

Это преобразование мы сделали для того, чтобы можно было воспользоваться для вычисления коэффициента поглощения известными таблицами [11].

Так как в этой статье в качестве примера мы произведем вычисление контура линии для солнечного пятна, то дальнейшее упрощение представления решения уравнения переноса произведем применительно к атмосфере солнечного пятна.

Таблица 1

t_{5000}	$\Delta\nu_D$	η_0	$K(p)$ при $H=0$			
			$\Delta\lambda=0$	$\Delta\lambda=0.017$	$\Delta\lambda=0.05$	τ_ν центр линии
0.02	$3.42\cdot10^9$	5.07	0.954	0.832	0.296	0.02
0.05	$3.46\cdot10^9$	4.03	0.954	0.837	0.303	0.17
0.10	$3.48\cdot10^9$	3.00	0.954	0.842	0.313	0.45
0.15	$3.50\cdot10^9$	2.51	0.954	0.844	0.330	0.64
0.25	$3.51\cdot10^9$	1.91	0.954	0.845	0.336	0.99
0.50	$3.53\cdot10^9$	1.19	0.954	0.848	0.350	1.59
1.00	$3.56\cdot10^9$	0.703	0.954	0.853	0.368	2.64
2.00	$3.60\cdot10^9$	0.467	0.954	0.858	0.390	4.25

Возьмем физический разрез атмосферы пятна, рассчитанный в работе (12). Величина η_0 в выражении (43) очень сильно меняется с глубиной τ_ν (см. табл. 1, столбец 3). Напротив, величина $K_\pm\,(a, \nu-\nu_{ik}, \nu_L, \gamma)$ изменяется с глубиной слабо (столбцы 4, 5, 6). До оптической глубины $\tau_1\sim 2$ $K_\pm$ изменяется всего на 3—4% для центральной части линии и и максимум в два раза в крыле. Поэтому величину $K_\pm(a,\ \nu-\nu_{ik},\ \nu_L,\ \gamma)$, которая изменяется в зависимости от расстояния от центра линии при заданном магнитном поле, можно рассматривать как параметр, определяющий величину λ в различных точках контура линии. Если магнитное поле имеет значительный градиент, то K не может являться таким параметром. Таким образом, при $H=\text{const}$

$$\lambda_\pm=(1+\eta_\pm)^{-1}=\chi(\tau,\ K_\pm), \tag{48}$$

а следовательно, после взвешивания функции χ по оптической глубине согласно (36) или (42), мы получим:

$$\bar{\lambda}_\pm=f(K_\pm). \tag{49}$$

Это позволяет графически построить зависимость остаточной интенсивности $r_\pm(\mu)$ от $K_\pm$ для разных значений $\mu=\cos\theta$. Построив графики

$$r_\pm(\mu)=\psi(K_\pm), \tag{50}$$

нетрудно найти остаточные интенсивности линий, если произвести вычисление $K_\pm$ по формуле (47). Таким образом, вся работа по определению контура заключается в вычислении переменной части $s_\pm$ для выбранной модели атмосферы.

Для теоретического построения контура достаточно произвести вычисление величины $s_\pm$ в 20—30 точках контура. Чтобы судить о том как контур изменяется в зависимости от H и γ, такое вычисление нужно сделать для ряда величин напряженности поля и его угла наклона к направлению на наблюдателя.

§ 4. В связи с ведущейся на обсерватории работой по определению магнитных полей солнечных пятен, мы в настоящее время имеем боль-

шой спектрофотометрический материал для линии Fe λ 6173.348 Å $\left(a^5P_1 - y^5D_0,\ \text{с зеемановским расщеплением } \frac{(0),\,5}{2}\right)$. Поэтому применим развитую теорию к этой линии, хотя структура расщепления такова, что при поглощении кванта возможно переизлучение в другие частоты. Верхний уровень этого триплета не расщепляется ($j=0$) и является общим.

В выражении (43) для $\eta_{\pm}$ нам необходимо вычислить для выбранной линии величину

$$\eta_0 = \frac{\sigma_{\nu_0}}{\varkappa_\nu} = \frac{s_0}{\rho}\frac{n}{\varkappa_\nu} = \frac{s_0 n}{\rho\,(\varkappa\,(\mathrm{H}) + \varkappa\,(\mathrm{H}^-))}, \tag{51}$$

где $\varkappa(\mathrm{H})$ — коэффициент непрерывного поглощения атомами водорода, $\varkappa(\mathrm{H}^-)$ — коэффициент поглощения отрицательными ионами водорода. Если эти коэффициенты соответственно обозначить $R_\nu(\mathrm{H})$ и $R_\nu(\mathrm{H}^-)$, с расчетом на один нейтральный атом водорода, то

$$\eta_0 = \frac{s_0 Z_i\,(p_e T)\,\alpha_{\mathrm{Fe}}}{R_\nu\,(\mathrm{H}^-) + R_\nu\,(\mathrm{H})}, \tag{52}$$

где α_{Fe} — относительное обилие атомов Fe по отношению к водороду. Величина Z_i определяется из совместного решения уравнений Больцмана и Саха:

$$Z_i\,(p_e,\ T) = \frac{q_{01}\psi e^{-\frac{\varepsilon_1}{RT}}}{u_1 + u_0\psi}, \tag{53}$$

где

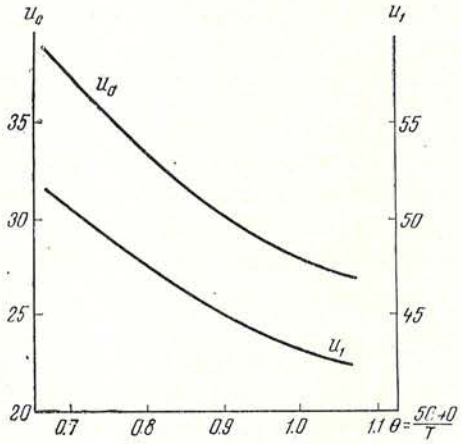
$$\psi = 1.49\,\frac{p_e}{T^{5/2}}\,e^{\frac{\varepsilon_i}{RT}}, \tag{54}$$

ε_i — потенциал ионизации атома, g_{01} — статистический вес исходного состояния, ε_1 — энергия возбуждения рассматриваемого уровня, u_0 и u_1 — суммы по состояниям для нейтрального и ионизованного атомов. Величины этих сумм для разных температур даны на фиг. 6. Для низких температур мы проэкстраполировали вычисления Клааса [13].

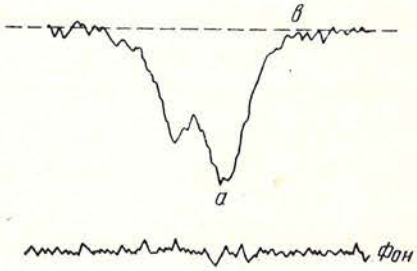
§ 5. Для того чтобы произвести наиболее рациональный выбор параметров для расчета контура линии λ6173 Å, мы вначале обратимся к наблюдениям. Эта линия принадлежит к линиям средней интенсивности (по шкале Роуланда 5—6). Поэтому наиболее важным параметром является величина турбулентной скорости. Из спектрограмм, по которым производились определения магнитных полей солнечных пятен, были выбраны спектры с наибольшим магнитным расщеплением. Одна из регистрограмм линии λ6173 Å при поле 2400 гаусс представлена на фиг. 7. Такой вид линия имеет, если перед щелью спектрографа применять поляризационную насадку, описанную в работе [14] и состоящую из поляроидных полосок, выделяющих попеременно колебания взаимноперпендикулярных направлений, и пластинки в $^1/_4\lambda$. Набор поляроидных полосок помещается непосредственно перед щелью спектрографа.

Ниже мы рассмотрим роль этой поляризационной насадки в формировании изображения контура линии в спектре.

Линейная дисперсия спектрографа составляет 0.274 Å/мм (IV порядок спектра). Благодаря значительному расщеплению можно считать, что во внешних частях контура, начиная от центральной части крайней компоненты, отсутствует заметное блендирование крылом средней линии триплета. Это позволяет построить контур крайней компоненты, неискаженный блендированием. Данные таких измерений для шести солнечных пятен представлены в табл. 2, в которой $\Delta\lambda_{эф}$ — наблюденная полуширина



Фиг. 6. Зависимость сумм по состояниям от T для Fe — (u_0) и Fe^+ — (u_1) (по Клаасу [13]).



Фиг. 7. Регистрограмма линии Fe λ 6173 Å в солнечном пятне. (H = = 2400 гаусс; снята с поляроидной насадкой перед щелью спектрографа.)

и H — напряженность магнитного поля. Для каждого пятна производилось определение полуширины и центральной остаточной интенсивности для правой и левой компонент расщепления.

Таблица 2

№ пятна	Компонента	$\Delta\lambda_{эф.}$	Глубина линии	H, гауссы	Расстояние пятна от центра диска
1	V	0.119	0.50	2100	0.37
	R	0.117	0.58		
2	V	0.115	0.53	2200	0.37
	R	0.127	0.53		
3	V	0.127	0.53	2100	0.38
	R	0.124	0.47		
4	V	0.117	0.45	2100	0.38
	R	0.123	0.47		
5	V	0.110	0.46	2200	0.33
	R	0.112	0.51		
6	V	0.118	0.44	2800	0.35
	R	0.118	0.42		
Средние . . .		0.119	0.49	2250	0.36

Редукции к истинной полуширине производились за две ошибки: за ошибку фокусировки и за инструментальный контур.

Рассмотрим последовательно эти две ошибки.

1. Ошибка фокусировки. В IV порядке в области λ6173 Å при угле поворота решетки, равном 48° (угол дифракции), разница между сагиттальным и меридиональным фокусами составляет 7 мм при фокусном расстоянии камеры спектрографа в 10 м. Эта астигматическая разность не зависит от порядка спектра, но изменяется с поворотом решетки. Она вызвана систематической ошибкой постоянной дифракционной решетки. Если к одному из краев решетки расстояние между штрихами непрерывно убывает (или возрастает), то в монохроматических дифрагированных лучах решетка делается эквивалентной слабой цилиндрической линзе. Этот эффект подробно разобран в работе [15] и описан в [16]. При работе с поляризационной насадкой за эффективный фокус брался средний между меридиональным и сагиттальным фокусом. Таким образом, ошибка в фокусе составляла 3.5 мм. Эта ошибка приведет к уширению линии на величину

$$\Delta s = \frac{l}{f} \Delta f, \tag{55}$$

где l — проекция поперечного размера решетки на плоскость, перпендикулярную к оси решетка — камерное зеркало спектрографа ($l = L \cos \varphi$); φ — угол поворота решетки; L — размер решетки. Так как $L = 14$ см, $\varphi = 48°$, $\Delta f = 3.5$ мм, то

$$\Delta s = 0.039 \text{ мм} = 0.0104 \text{ Å}.$$

Из табл. 2 видно, что средняя наблюдаемая полуширина из 12 линий равна

$$\Delta\lambda_{\text{эф}} = 0.119 \text{ Å}. \tag{56}$$

Следовательно, полуширина, исправленная за расфокусировку, будет составлять

$$\Delta\lambda_{\text{исп}} = 0.119 - 0.010 = 0.109 \text{ Å}. \tag{56'}$$

2. Ошибка за инструментальный контур. Измерения инструментального контура были произведены В. Бумбой по линии криптона λ5570 Å, естественная ширина которой, по данным [17], составляет 0.01 Å. По измерениям Бумбы, полуширина инструментального контура в IV порядке составляет

$$\Delta\lambda_{\text{инст}} = 0.023 \text{ Å}. \tag{57}$$

Исследование на разрешение изотопических линий Hg λ4358 Å показало, что в VI порядке эта решетка хорошо разрешает линии, находящиеся на расстоянии $\Delta\lambda = 0.011$ Å. Поэтому полуширина, определенная В. Бумбой, является несколько завышенной, возможно вследствие большей полуширины этой линии в гейслеровской трубке. Разрешение изотопических линий указывает, что инструментальный контур для IV порядка должен быть равен

$$\Delta\lambda_{\text{инст}} = 0.016 \text{ Å}.$$

Однако при введении поправки за инструментальный контур мы будем исходить из величины (57).

Так как наблюдаемый контур линии λ6173 Å и инструментальный контур можно представить с достаточной для наших целей точностью гауссовой кривой, истинная полуширина будет равна геометрической разности полуширины, исправленной за ошибку фокуса, и полуширины инструментального контура:

$$\Delta\lambda_{\text{ист}} = \sqrt{\Delta\lambda^2_{\text{испр}} - \Delta\lambda^2_{\text{инст}}}.$$

Таким образом, средняя полуширина крайних компонент расщепления, выведенная из 12 контуров и исправленная за инструментальные ошибки равна

$$\Delta\lambda_{\text{ист}} = 0.106\ \text{Å}. \tag{58}$$

Произведем исправление центральной остаточной интенсивности крайней компоненты. Из табл. 2 видно, что средняя глубина линии составляет

$$r_{\text{эф}} = 0.49.$$

Известно, что если контур преобразуется с сохранением эквивалентной ширины и формы кривой Гаусса, то его глубина изменяется в отношении [18]

$$\beta = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{эф}}}{\Delta\lambda_{\text{ист}}}\right)^2}.$$

На основании (56) и (58), $\beta = 1.12$, а следовательно, исправленная глубина линии будет

$$r_{\text{ист}} = 0.49\beta = 0.55. \tag{59}$$

Численные значения полуширины и глубины линии позволили при наилучшем согласии теории с наблюдениями, путем многократных проб, выбрать величину турбулентной скорости, входящей в допплеровскую полуширину $\Delta\nu_D$, равную

$$v_i = 1.80\ \text{км/сек}$$

при постоянной

$$\delta_{ik} = \frac{\gamma_{ik}}{4\pi} = \frac{10^9}{4\pi}.$$

§ 6. Используя метод вычисления остаточной интенсивности, изложенный в § 4, мы провели вычисление для установления формы зависимости остаточной интенсивности $r_{\pm}(\mu)$ от $K_{\pm}$ (50). Графическое представление этой зависимости дано на фиг. 8, где по оси абсцисс отложена величина K, по оси ординат $r(\mu)$ — на различных расстояниях от центра диска Солнца.

Каждый коэффициент поглощения s_+ и s_- дает нам контур линии поглощения в лучах со взаимно-ортогональной поляризацией и поэтому наблюдаемый контур $r(\mu)$ будет представлен суммой остаточных интен-

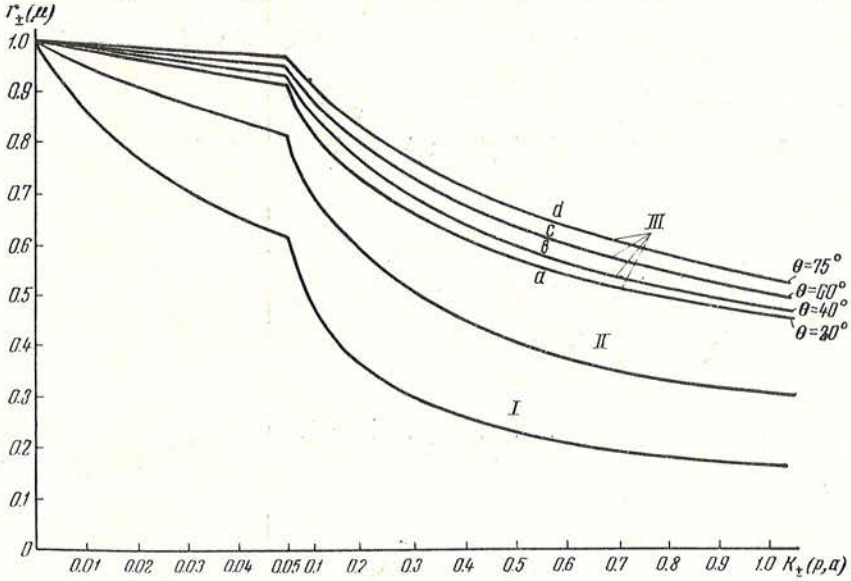
сивностей. С учетом условий нормировки контур линии определяется выражением

$$r(\mu) = \frac{1}{2}(r_+(\mu) + r_-(\mu)). \tag{60}$$

На фиг. 9 приводятся контуры линии λ6173 Å для $\mu = 0.80$ при различных ориентациях магнитного поля относительно луча зрения ($\gamma = 0°$, 20°, 40°, 50°, 75°, 90°) при поле в 2500 гаусс.

На фиг. 10 даны коэффициенты поглощения для этой линии.

На фиг. 11 показано, как изменяется эквивалентная ширина линии с изменением угла между полем и лучом зрения. С ростом угла γ экви-



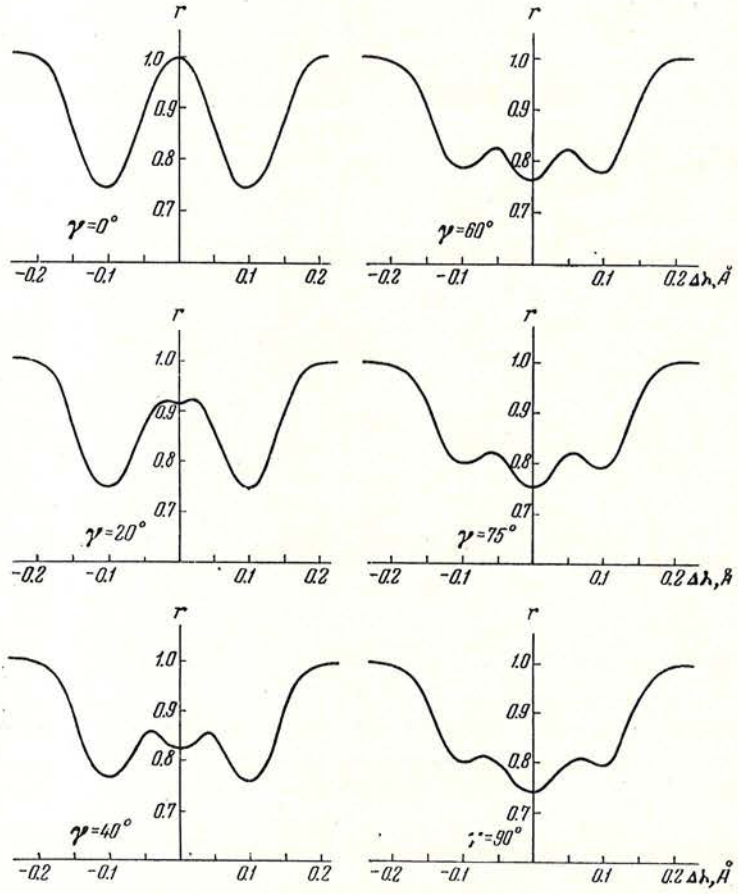
Фиг. 8. Зависимость остаточной интенсивности $r(\mu)$ от $K(p, a)$ для различных линий. Кривые I — для линии с $r_0 = 0.16$, II — $r_0 = 0.30$ и III — $r_0 = 0.49$ (λ 6173 Å).

валентная ширина непрерывно растет (в пределах $0° \leqslant \gamma \leqslant 90°$). При изменении γ от 0 до 90° эквивалентная ширина увеличивается на 18%.

На фиг. 12 представлены кривые увеличения эквивалентной ширины в зависимости от величины напряженности магнитного поля при одном и том же угле θ ($\mu = 0.80$) и для $\gamma = 20°$ и $\gamma = 75°$. Как видим, эквивалентная ширина возрастает сильнее с увеличением поля при большем угле γ и увеличивается при 2500 гаусс на 25% при $\gamma = 75°$. Для того чтобы представить роль силы линии, мы провели вычисление контуров при тех же предположениях о величинах турбулентной скорости и постоянной затухания, но для линии с центральной интенсивностью $r_0 = 0.16$. Редуцированная кривая для этой линии для определения по коэффициенту поглощения остаточной интенсивности представлена на фиг. 8 (кривая I). На фиг. 12 дан рост эквивалентной ширины для этой линии при изменении поля от 0 до 2500 гаусс. Как видно, при $\gamma = 75°$ эквивалентная ширина для наибольшего поля увеличилась

на 35%. Следует упомянуть (что в работе [14] уже указывалось) рост эквивалентной ширины линии λ6173 Å на 29% при переходе от фотосферы к пятну. Если верна теория, то это увеличение эквивалентной ширины следует отнести только за счет магнитного поля.

§ 7. В заключение рассмотрим вопрос о контуре линии поглощения, получаемой на спектрограмме, если перед щелью спектрографа нахо-



Фиг. 9. Контур линии Fe λ 6173 Å для $\mu = 0.80$ при различных углах γ. $H = 2500$ гаусс.

дится поляроидная насадка, состоящая из пластинки $^1/_4\lambda$ и поляроида. Это имеет огромное значение для определения направления магнитных силовых линий в районе расположения сильных полей. Одновременно произведем сравнение с формулами Сирса [19], которые ранее служили для этой цели [20].

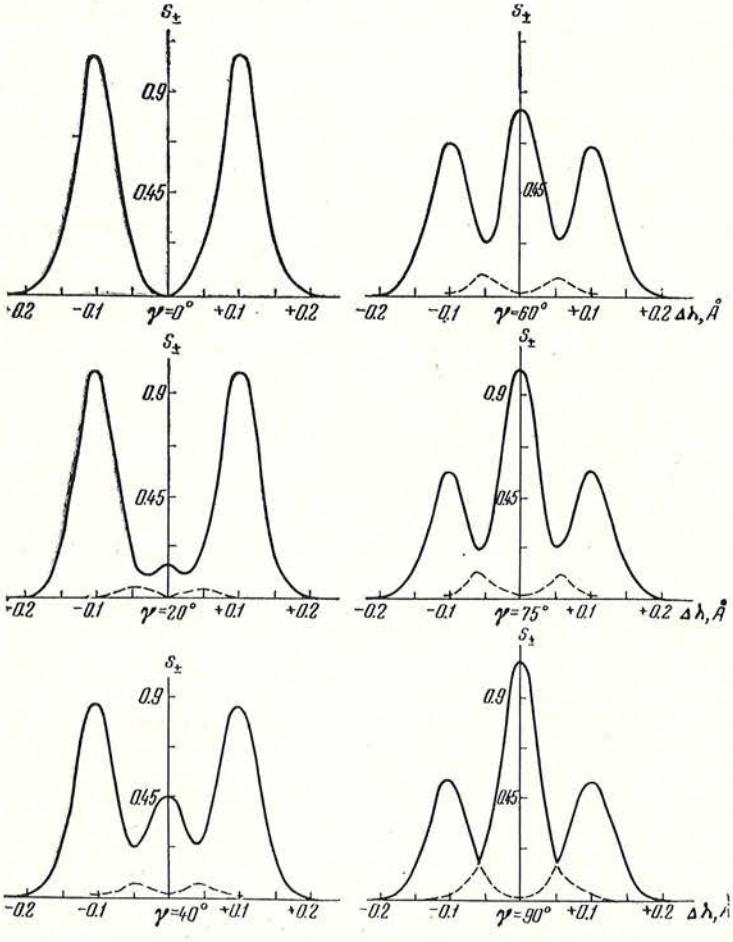
Рассмотрим, как изменяется поляризация и интенсивность света при прохождении через отдельные оптические элементы поляризационной насадки.

Вначале рассмотрим, как преобразуется $r_+(\mu)$ и $r_-(\mu)$ при прохождении пластинки $^1/_4\lambda$. Поляризация этих остаточных интенсивностей опре-

деляется величинами $\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+}$ и $\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{-}$ [см. (19) и (20)]. Введем обозначения:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+} = i\,\frac{b}{a} = i\,\mathrm{tg}\,\varphi, \tag{61'}$$

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{-} = i\,\frac{b'}{a'} = i\,\mathrm{tg}\,\varphi'. \tag{61''}$$



Фиг. 10. Коэффициенты поглощения $s_{\pm}$ для λ6173 Å при $H = 2500$ гаусс. Пунктирная кривая относится к s_{-}, сплошная к s_{+}.

Тогда колебания этих двух взаимно перпендикулярно поляризованных монохроматических лучей можно записать в виде

$$\begin{aligned} x_{+} &= a \sin \omega t, \\ y_{+} &= b \cos \omega t; \end{aligned} \tag{62'}$$

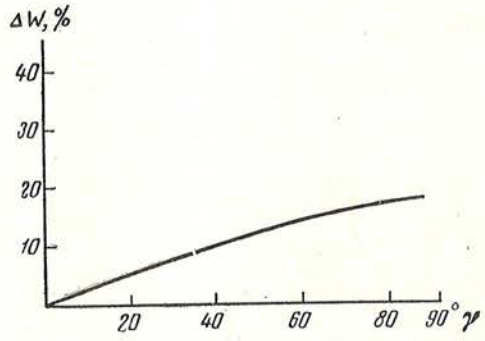
$$\begin{aligned} x_{-} &= a' \sin \omega t, \\ y_{-} &= b' \cos \omega t; \end{aligned} \tag{62''}$$

причем

$$r_+(\mu) = a^2 + b^2, \tag{63'}$$

$$r_-(\mu) = a'^2 + b'^2. \tag{63''}$$

Каждое из колебаний (62′) и (62″) можно разложить на два круговых колебания. Так как преобразования колебаний (+) и (—) совершенно тождественны, мы будем проводить их для одного колебания (+). Разлагаем колебание (62′) на два круговых:



Фиг. 11. Изменение эквивалентной ширины линии λ6173 Å в зависимости от угла γ. $H = 2500$ гаусс.

$$x_{+1} = \frac{1}{2}(a+b)\sin\omega t,$$

$$y_{+1} = \frac{1}{2}(a+b)\cos\omega t; \tag{64'}$$

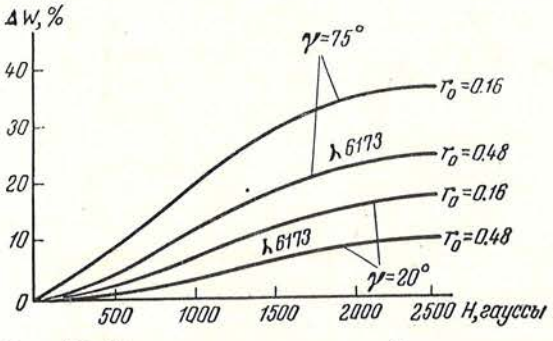
$$x_{+2} = \frac{1}{2}(a-b)\sin\omega t,$$

$$y_{+2} = -\frac{1}{2}(a-b)\cos\omega t. \tag{64''}$$

Пусть α — угол, на который необходимо повернуть выбранную систему координат xOy, чтобы совместить ее оси с оптическими осями пластинки $^1/_4\lambda$. Тогда в этой новой системе координат уравнения (64′) и (64″) преобразуются в следующие:

$$\xi_{1+} = \frac{1}{2}(a+b)\sin(\omega t+\alpha), \quad \eta_{1+} = \frac{1}{2}(a+b)\cos(\omega t+\alpha); \tag{65'}$$

$$\xi_{2+} = \frac{1}{2}(a-b)\sin(\omega t+\alpha), \quad \eta_{2+} = -\frac{1}{2}(a-b)\cos(\omega t+\alpha). \tag{65''}$$



Фиг. 12. Изменение эквивалентной ширины линий в зависимости от величины магнитного поля при $\gamma = 20°$ и $\gamma = 75°$ для линий с $r_0 = 0.16$ и $r_0 = 0.48$ (линия $\lambda = 6173$ Å).

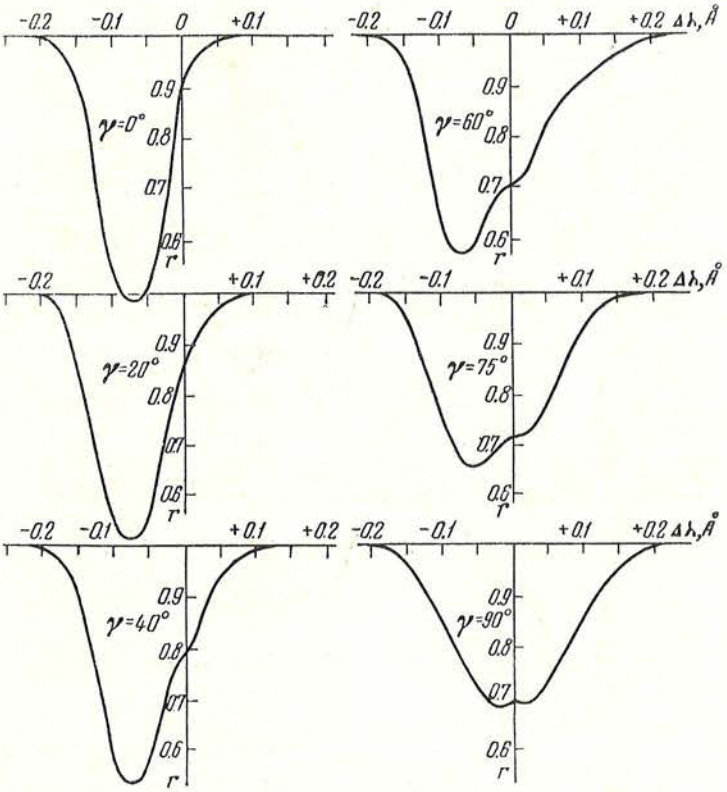
После прохождения этих колебаний через пластинку $^1/_4\lambda$ они преобразуются в линейные:

$$x' = \frac{1}{2^{1/2}}(a-b)\cos(\omega t - \alpha - \delta), \tag{66'}$$

$$y' = \frac{1}{2^{1/2}}(a+b)\cos(\omega t + \alpha - \delta). \tag{66''}$$

Здесь колебания представлены в системе координат, ось Oy' которой совпадает с направлением щели спектрографа. Если теперь поляроид расположить так, что плоскополяризованный свет с колебаниями параллельно щели спектрографа пройдет через него полностью, то от луча интенсивности $r_+(\mu)$ пройдет только ее часть, равная

$$\frac{1}{2}\frac{(a+b)^2}{a^2+b^2}=\frac{1}{2}\frac{(1+\operatorname{tg}\varphi)^2}{1+\operatorname{tg}^2\varphi},$$



Фиг. 13. Контур линии λ6173 Å при применении поляризационной насадки перед щелью спектрографа. $H=1700$ гаусс.

и, следовательно, интенсивность луча, прошедшего через поляроидную насадку, принимая во внимание (61′), будет равна

$$r'_+(\mu)=\frac{1}{2}\frac{(1+\operatorname{tg}\varphi)^2}{1+\operatorname{tg}^2\varphi}r_+(\mu). \tag{68}$$

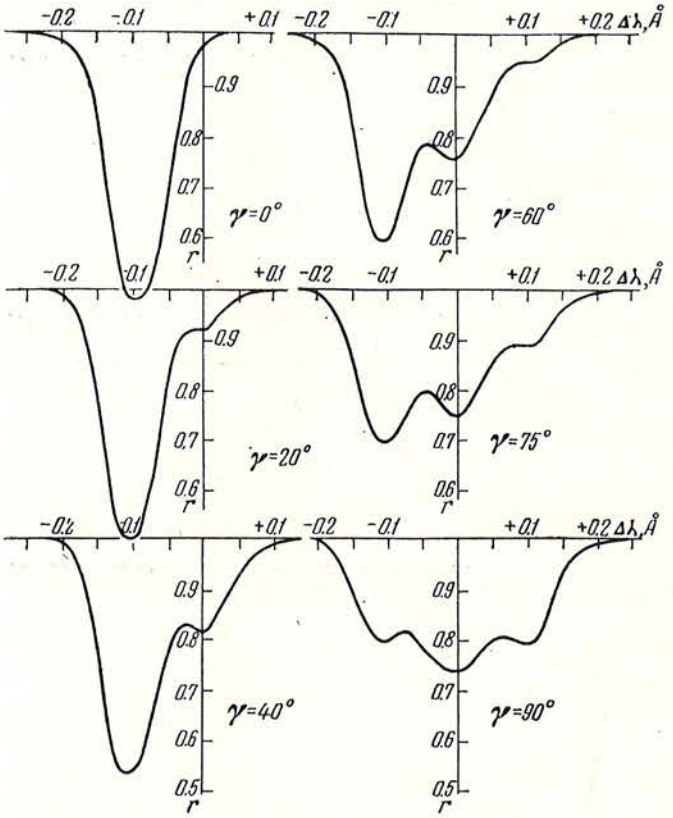
Проведя совершенно аналогичные рассуждения для колебаний (62″), мы получим, что через поляризационную насадку пройдут колебания интенсивности

$$r'_-(\mu)=\frac{1}{2}\frac{(1+\operatorname{tg}\varphi')^2}{1+\operatorname{tg}^2\varphi'}r_-(\mu). \tag{69}$$

Таким образом, контур линии будет определяться суммой интенсивностей (68) и (69):

$$r'(\mu)=r'_+(\mu)+r'_-(\mu)=\frac{1}{2}\frac{(1+\operatorname{tg}\varphi)^2}{1+\operatorname{tg}^2\varphi}r_+(\mu)+\frac{1}{2}\frac{(1+\operatorname{tg}\varphi')^2}{2+\operatorname{tg}^2\varphi'}r_-(\mu). \tag{70}$$

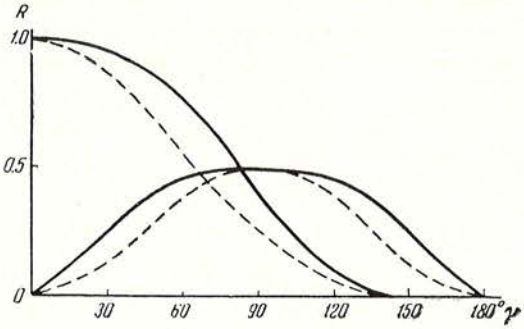
Вычисление контура, получаемого с применением поляризационной насадки, было проведено для линии λ6173 Å для различных γ и величин магнитных полей. На фиг. 13 и 14 представлены эти контуры для поля напряженностью в 1700 и 2500 гаусс. Проверка правильности развитой теории образования линий поглощения в магнитном поле чрезвычайно удобна с применением описанной выше поляризационной на-



Фиг. 14. Контур линии λ6173 Å при применении поляризационной насадки перед щелью спектрографа. $H = 2500$ гаусс.

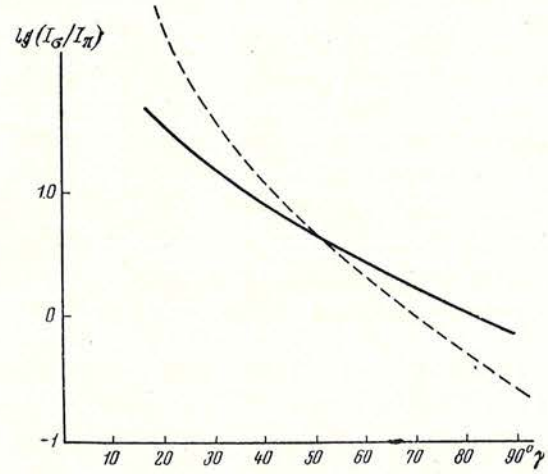
садки на щель спектрографа, так как в этом случае благодаря фильтрации хорошо выделяется одна из крайних компонент расщепления. Расчет прохождения света через поляроидную насадку был произведен Сирсом [12] в предположении, что линия поглощения определяется тем же выражением для интенсивности и поляризации, что и линия излучения в прямом эффекте Зеемана. На фиг. 15 представлены глубины компонент расщепления линии λ6173 Å, вычисленные по формулам Сирса и на основании теории образования линий поглощения в магнитном поле. Как для крайней компоненты расщепления, так и для средней характерен более быстрый рост относительной глубины линии с изменением угла γ. Вызвано это главным образом насыщением линии (на фиг. 15 глубина крайней компоненты при $\gamma = 0$ принята за единицу; в этих же единицах выражена глубина средней компоненты).

На фиг. 16 представлена зависимость от γ отношения глубины крайней компоненты к глубине средней. По оси ординат отложен логарифм этого отношения. Мы видим, что формулы Сирса плохо представляют это отношение. Чрезвычайно важным обстоятельством является очень малое различие зависимости отношения глубин крайних компонент от γ в обеих теориях (фиг. 17). Как известно, наиболее удобно производить определение направления магнитного поля по относительным глубинам линий крайних компонент. Дело в том, что средняя компонента линии всегда искажена рассеянным светом от всего диска Солнца. Это обстоятельство всегда необходимо иметь в виду. Одновременно это дает единственную возможность непосредственного измерения величины рассеянного света на диске Солнца, — так называемого продолжения ореола на диск, и тем самым проверки метода учета рассеянного света, особенно важного для темных деталей на солнечной поверхности [21, 22]. Этот рассеянный свет будет наблюдаться в виде центральной компоненты при продольном эффекте Зеемана. Из фиг. 17 видно, что ошибка в определении направления поля при использовании линий поглощения, интенсивность которых не превышает 5—6 по шкале Роуланда, не больше 4°, если для определения направления пользоваться формулами Сирса. Это важный для практики вывод, оправдывающий прежние определения направлений магнитных полей и облегчающий исследования структуры сильных магнитных полей. Кривые, представленные на фиг. 14—17, характеризуют поведение линии λ6173 Å при поле 2500 гаусс. Конечно, при более слабых полях эта картина изменения компонент



Фиг. 15. Изменение глубины линии крайней и средней компонент расщепления в зависимости от угла γ. $H = 2500$ гаусс.

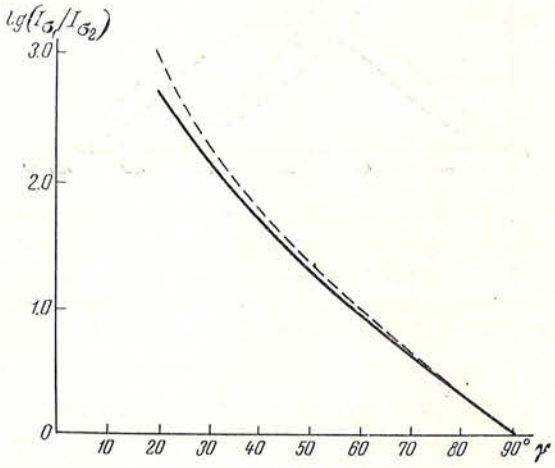
Пунктирная кривая вычислена по формулам Сирса [19], сплошная — по теории обращенного эффекта Зеемана.



Фиг. 16. Изменение отношения глубин крайней и средней компонент расщепления в зависимости от угла γ. $H = 2500$ гаусс.

Пунктирная кривая вычислена по формулам Сирса, сплошная — по теории обращенного эффекта Зеемана.

с изменением γ будет иная, и она тем больше будет отличаться, чем меньше поле. Поэтому при полях < 2000 гаусс для определения направления поля необходимо уже пользоваться теорией образования линий, развитой в этой работе. Пример изменения контура линии $\lambda 6173$ Å при $H = 1700$ гаусс уже приводился на фиг. 13. Для этих магнитных полей формула Сирса для определения отношения $\frac{I_{\sigma_1}}{I_{\sigma_2}}$ не будет представлять реальные отношения интенсивностей. Здесь для определения направления поля необходимо использовать теоретическую форму контура линии при неполном расщеплении, путем сравнения ее с наблюденной.



Фиг. 17. Изменение отношения глубин крайних компонент расщепления в зависимости от γ.

Пунктирная кривая вычислена по формулам Сирса, сплошная — по теории обращенного эффекта Зеемана.

Проверка теории образования линий в магнитном поле лучше всего могла бы быть осуществлена путем исследования сильных линий с интенсивностью 10 и более и с фактором расщепления $g\lambda^2 > 80$. Однако, к сожалению, таких линий в солнечном спектре нет. Кроме того, трудно получить спектр от луча, распространяющегося в магнитном поле одного направления. Вследствие расхождения магнитных силовых линий линия поглощения формируется в магнитных полях разных направлений. Кроме того, фотографируемый спектр искажается явлениями дрожания, замывания и рассеивания. Это говорит о том, что проверка развитой теории, применительно к спектру солнечных пятен, является задачей достаточно сложной.

Литература

1. Е. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ, 1949, стр. 103.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **18**, 136, 1958.
3. М. Борн. Оптика. Техн. науч. изд-во, Харьков—Киев, 1937, стр. 412, 681.
4. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953, стр. 38.
5. S. Chandrasekhar. Ap. J., **106**, 145, 1947.
6. M. Tuberg. Ap. J., **103**, 145, 1946.
7. D. Harris. Ap. J., **109**, 53, 1949.
8. S. Chandrasekhar and F. Breen. Ap. J., **107**, 216, 1948.
9. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953, стр. 348.
10. S. Chandrasekhar and F. Breen. Ap. J., **105**, 463, 1947.
11. F. Hjerting. Ap. J., **88**, 508, 1938.
12. R. Michard. Ann. Ap., **16**, 217, 1953.
13. W. J. Claas. Rech. Astr. Obs. Utrecht, **12**, 1, 1951.

14. А. Б. Северный и В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 3, 1956.
15. H. A. Rowland. Astr. and Astroph., 12, 129, 1892.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
17. P. ten Bruggencate, J. Houtgast, H. von Klüber. Potsdam Publ., 29, № 96, 1939.
18. А. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, стр. 232.
19. F. H. Seares. Ap. J., 38, 99, 1913.
20. G. F. Hale and S. B. Nicholson. Magnetic observations of sunspots, 1917—1924. Carnegie Inst. of Wash., p. 1, p. 56, 1938.
21. Т. В. Крат. Астр. журн., 25, 316, 1948.
22. В. Е. Степанов. Сообщ. ГАИШ, № 100, 3, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДНОГО СПЕКТРА ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Т. В. Казачевская, А. Б. Северный

Проведено подробное исследование контуров водородных линий в спектрах вспышек, полученных при большой дисперсии и разрешающей силе на Башенном солнечном телескопе. Показано, что причиной расширения эмиссии для всех линий (включая H_α) является Штарк-эффект. Наилучшее согласие между наблюденными и теоретическими контурами достигается при электронном давлении $P_e = 25$—50 бар, кинетической температуре $T_{kin} = 10\,000°$ K и числе N_2 атомов водорода во 2-м состоянии $\simeq 10^{15}$—10^{16} в столбе с основанием 1 см^2. Найденный декремент бальмеровской серии сильно отличается от декремента в случае процессов рекомбинаций. Аномально низкая эмиссия вспышек в H_ε вызвана блендирующим действием крыла эмиссии линии H_2. Эмиссионная отдача P_λ в большинстве случаев возрастает в глубь вспышки. Вспышки заметно влияют на окружающую их атмосферу, вызывая расширение линий по мере приближения к эмиссионному обращению.

Указано на наличие тонкой структуры эмиссии в спектре вспышек (светлые тонкие нити поперек линий), а также на отсутствие эмиссии за пределом серии Бальмера. Наблюдаемая асимметрия водородных линий связана с появлением возвратных выбросов над вспышками. Исследование этой асимметрии дает скорости подъема $\simeq 100$ км/сек, а числа атомов $N_2 \simeq 5 \cdot 10^{12}$ для этих протуберанцев.

THE HYDROGEN SPECTRUM OF FLARES, by *T. V. Kasachevskaja* and *A. B. Severny.* — A detailed study was made of the profiles of hydrogen lines of solar flares, which were obtained at high dispersion and resolving power with the tower solar telescope. This investigation showed that the Stark effect is the cause of the broadening of emission of all the Balmer lines (including H_α). The best agreement between observed and theoretical profiles is reached when the electron pressure $P_e = 25$—50 bars, $T_{kin} = 10\,000°$ K and the number of H-atoms in the second quantum state $N_2 \approx 10^{15}$—10^{16} (fig. 3—5). The derived Balmer decrement sharply deviates from that of recombination processes. The abnormally weak flare emission in H_ε may be explained as the result of the blending action of H_2 emission. In most of the flares the emissivity P_λ increases with depth. The flares noticeably influence the surrounding atmosphere, causing a broadening of the lines near emission reversal.

The fine structure of emission in the flare spectrum (thin bright threads cutting across the lines) and the absence of emission beyond the Balmer limit are pointed out as being the most peculiar features. The observed, pronounced asymmetry of the Balmer lines is probably connected with the appearance of surges above the flares. An investigation of this asymmetry leads to velocities ≈ 100 km/sec and $N_2 \approx 5 \cdot 10^{12}$ for these prominences.

§ 1. Состояние вопроса

Эмиссионное обращение водородных линий в спектре вспышек исследовалось рядом авторов, но в большинстве случаев дело ограничивалось линией H_α [1]. Исследование всех бальмеровских линий (кроме H_β) от H_α до H_ε было выполнено впервые в [2], где было найдено, что расширение эмиссии в линии H_α можно объяснить совместным действием эффекта Допплера и естественного затухания, а в остальных линиях — эффектом Штарка, если число атомов водорода во 2-м состоянии $N_2 \simeq 10^{16}$ (над 1 см^2 основания вспышки) и электронное давление $P_e \simeq 50$ бар (в ~ 10 раз больше, чем в нижней хромосфере). Если в хромосфере ионизация водорода $\sim {}^1/_{100}$, то во вспышке она $\sim {}^1/_{10}$; это позволило оценить число атомов N_1 во вспышке и построить теоретические контуры L_α, L_β, расширенных эффектом Допплера и затуханием. Теоретический поток L_α-излучения для вспышки 5 августа 1949 г. оказался ~ 1 вт/см^2 (примерно в тысячу раз больше потока невозмущенной хромосферы, который был оценен $\simeq 10^{-3}$ вт/см^2). Эта последняя оценка была впоследствии подтверждена [3] ракетными измерениями L_α (1.4×10^{-3} вт/см^2) *. В [2] было также оценено селективное давление L_α-излучения на атомы водорода, которое оказалось достаточным для выброса этих атомов со скоростями до 4000 км/сек. Полученный в [2] декремент бальмеровской серии (от H_α до H_ε) указывал на сильное отклонение от того, который должен быть в случае рекомбинаций.

В [5] было подтверждено, что линия H_α во вспышках может быть расширена из-за эффекта Допплера и затухания излучения, а также указано, что результаты, полученные в [2], могут быть искажены вследствие неучета частичной прозрачности вспышки по отношению к идущему снизу потоку солнечного излучения. Там же указано на ненадежность результатов [2] относительно расширения высших членов серии Бальмера Штарк-эффектом: из-за небольшой разрешающей способности и дисперсии аппаратуры водородные линии невозмущенной атмосферы по соседству со вспышкой оказались слишком мелкими.

Затем в [6] была оценена оптическая толща в ядре линии H_α во вспышке, наблюдавшейся монохроматическим H_α-фильтром частично над краем и частично над диском (из сравнения интенсивностей для этих двух частей вспышки). Несмотря на большую интенсивность эмиссии (сравнимую с интенсивностью непрерывного спектра), оптическая толща вспышки оказалась неожиданно малой ~ 0.8; это также вызвало предположение, что эмиссия, вероятно, не связана с механизмом рекомбинаций.

В [7] было обращено внимание на то, что расхождение теоретических и наблюдаемых контуров в центральных частях линий, найденное в [2] и связанное, вероятно, с ростом отдачи эмиссии в глубь

---

* Недавние измерения дали значение примерно в 8 раз больше [4].

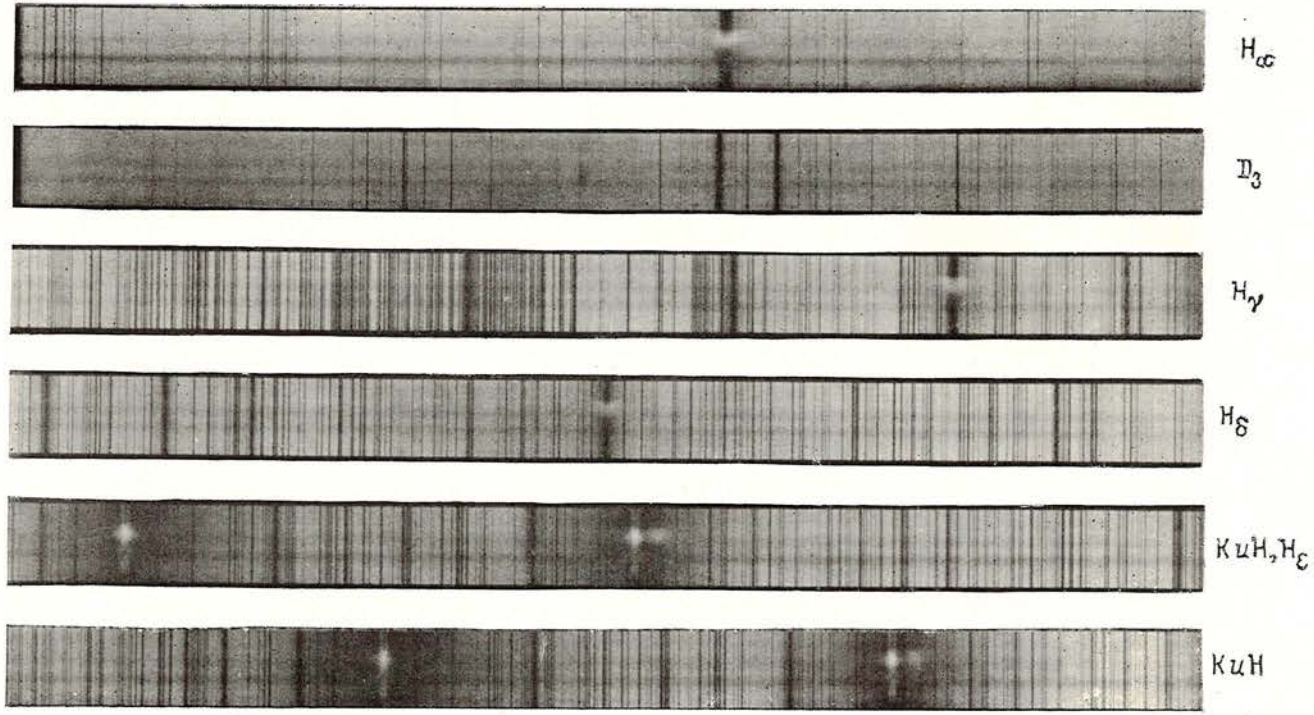
вспышки, может указывать на рост температуры в глубь вспышки от 6000 до 10000°.

§ 2. Спектры вспышек при большой разрешающей силе и дисперсии

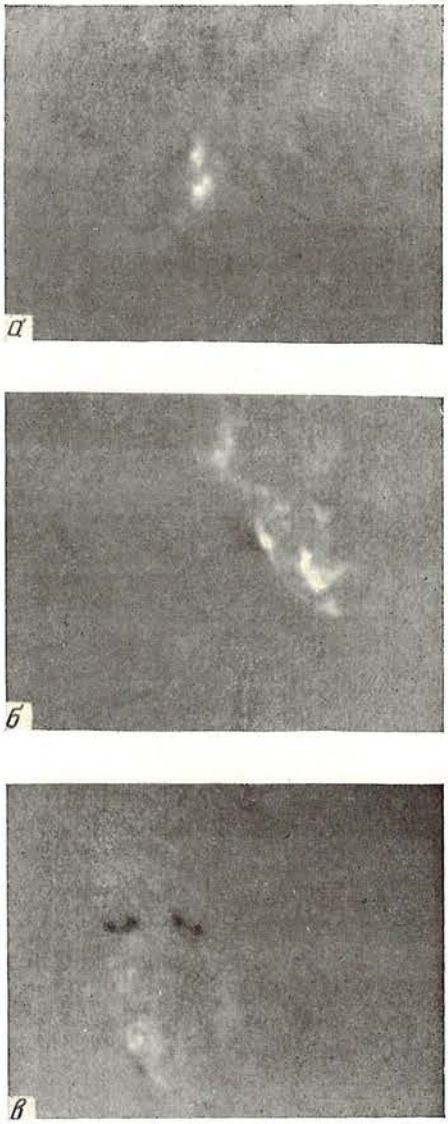
Настоящая работа базируется на спектрограммах в основном трех хромосферных вспышек, охватывающих все линии бальмеровской серии от H_α до H_9 и включающих в ряде случаев бальмеровский континуум. Спектрограммы получены в 1955 г. на спектрографе Башенного солнечного телескопа (БСТ) [8] в 3-м и 2-м порядке дифракционной решетки (при концентрации света около 50%), что давало дисперсию от 0.5 до 0.75 Å/мм соответственно. Использовались пластинки Ilford HP3 и Ilford Zenith, на которые, по возможности, рядом со спектрами вспышки впечатывался ступенчатый ослабитель (обычное время экспозиции от 1 до 5 сек.). При хороших изображениях можно было полагаться на устойчивое положение вспышки на щели (до 1″ дуги) (в ряде случаев фиксация вспышки осуществлялась при помощи гида телескопа, снабженного узкополосным (0.5 Å) H_α-фильтром и крестом нитей). Время съемки одной полной серии спектров на панхроматических пластинках занимало не более 2 мин. На фиг. 1 дан пример такой серии спектров для одной из изученных вспышек 20 июня 1955 г. В табл. 1 приведены все необходимые данные наблюдений; на фиг. 2 приведены также примеры прямых фотографий изученных вспышек, полученные одновременно на внезатменном коронографе КГ-1 с узкополосным (0.5 Å) H_α-фильтром.

Остановимся на некоторых общих качественных особенностях спектров вспышек, полученных при большой разрешающей силе и дисперсии.

Из этих особенностей в первую очередь следует отметить явление тонкой структуры эмиссии вспышки. Явление тонкой структуры эмиссии активных образований, в том числе и вспышек на Солнце, описано недавно одним из авторов в [9]. В большинстве случаев хороших изображений эмиссионное обращение вспышек состоит из весьма тонких блестящих полосок или нитей поперек линий. Эту тонкую структуру по причине атмосферного волнения и кратковременности явления чрезвычайно трудно запечатлеть на пластинку, хотя визуально она хорошо видна. На фиг. 1 (вспышка 235а) видны лишь смутные намеки на эту тонкую структуру в линиях H_α и H_ε. Обычно же, при заметном атмосферном волнении, она замывается, и мы регистрируем слитную полосу, сравнительно широкую, пересекающую водородную линию. Это явление тонкой структуры приводит к заключению, что фактически вспышки состоят из множества мелких очагов повышенного возбуждения (подобных как бы «оспе»); получаемое же на спектрограммах эмиссионное обращение производится суммарным эффектом этой тонкой структуры, атмосферного волнения и



Фиг. 1. Спектры хромосферной вспышки 20 июня 1955 г.



Фиг. 2. H_α-фотографии исследованных вспышек.

а — вспышка 28 мая 1955 г.; *б* — вспышка 18 июня 1955 г.; *в* — вспышка 20 июня 1955 г.

менее возбужденных, соседних частей атмосферы между зернами эмиссии. Поэтому количественное исследование спектров вспышки связано с большими, почти непреодолимыми трудностями; результаты, полученные до сих пор, а также в настоящей работе характеризуют лишь грубо, в среднем, те физические условия, которые фактически могут иметь место во вспышках.

Второй бросающейся в глаза особенностью эмиссионного спектра вспышек является выделяющаяся среди остальных линий бальмеровской серии ширина и яркость линии H_α: особенно заметно резкое падение «силы» этой эмиссии при переходе от H_α к H_β, причем обращение в H_β иногда оказывается меньшим, чем у линий H_γ, H_δ и др., т. е. эмиссия в H_α наиболее сильная, резко падает к H_β и затем медленно растет с номером или остается постоянной. В этом отношении вспышка резко отличается от явления «усов», описанного одним из авторов в [9], где ширины и интенсивности эмиссии у отдельных линий бальмеровской серии (в частности, H_α и H_β) практически мало различаются между собой; в ряде случаев эмиссия H_β в «усах» даже шире и интенсивнее эмиссии H_α.

В-третьих, следует отметить, что ни у одной из более чем 10 вспышек, для которых был получен спектр в ультрафиолетовой части, не обнаруживается эмиссия за границей серии Бальмера (бальмеровский континуум). У некоторых вспышек обнаруживается непрерывная эмиссия, контраст которой увеличивается в ультрафиолетовую сторону подобно тому, как это было измерено одним из авторов [9] для короткоживущих ядер эмиссии в активных областях. Однако изучение непрерывной эмиссии вспышки является предметом отдельной работы.

Следует, наконец, отметить, что линии невозмущенной атмосферы по соседству от вспышки заметно расширяются по мере приближения к эмиссионному обращению (к месту вспышки). Это указывает на то, что вспышка влияет заметным образом на окружающую ее «невозмущенную» солнечную атмосферу.

Обращает также на себя внимание асимметрия эмиссионного обращения: в ряде случаев эмиссионное обращение сильнее выражено у одного края линии (чаще красного), чем у другого. Следует, наконец, отметить, что наиболее яркие полоски эмиссии во вспышках или же наиболее яркая часть самой эмиссионной полоски чаще всего обращена к пятну или примыкает к нему.

Обратимся теперь к количественному исследованию водородной эмиссии вспышек.

§ 3. Исследование контуров водородных линий во вспышках

Запись контуров водородных линий от H_α до H_ε (в ряде случаев — до H_9) производилась при помощи саморегистрирующего микрофотометра МФ-4 в местах эмиссионного обращения (вспышки) и по соседству, как можно дальше от него, так, как позволяла это сделать

Таблица 1

Дата	Время (московское)	Расстояние от центра ρ	Прибл. координаты		Балл	№ пластинки	Область спектра и иссл. линии	Примечания
			φ	λ (Кэрингт.)				
28.V 1955 г.	10^h10^m	0.57	32°	67°	1+	133	H_γ (1)*, H_δ (1), H и K (4), H_ε (4), H_8 (1), H_9 (0)	Вспышка располагалась над пятном (фиг. 1,*а*), После ее окончания снят спектр пятна во всех изученных участках. Обработаны спектрограммы 133—138. На остальных вспышка мало отличается от яркого флоккула. Наряду с сильным обращением водородных линий, линий H и K, хорошо выражено обращение ряда металлических линий, линий D_1 и D_2, Na. Линия D_3, He — в поглощении. Одновременно снят H_α-фильм (см. фиг. 2,*а*).
	12^m					134	H_α (1), D_3 (3), D_1, D_2 (2), H_β (2)	
	17^m					136	H_α (4), D_3 (0), D_1, D_2 (0), H_β (1)	
	20^m					137	H_α (2), H и K (2), H_γ (1), H_δ (1), H_8 (1), H_9 (0), Balm. cont. (0), λ 3730 (0)	
	24^m					138	H_α (1), D_3 (1), D_1 (1), D_2 (1), H и K (1)	
	10^h27^m					139	H_α (1), H_β (0), H_γ (0), H_δ (0)	
18.VI 1955 г.	15^h40^m	0.59?	—20°	180°	2	212	H_α (2), D_1 (1), D_2 (1), D_3 (0)	Снимались три различные области вспышки. Обработаны все спектрограммы. Заметно обращение
	42^m					213	H_γ, H_δ, H и K, H_ε, H_8, H_9, Balm. cont., λ 3730 Å	

* В скобках указано количество спектрограмм, вошедших в обработку; 0 — означает, что спектрограммы данной линии не были обработаны.

Таблица 1 (*продолжение*)

Дата	Время (московское)	Расстояние от центра ρ	Прибл. координаты		Балл	№ пластинки	Область спектра и иссл. линии	Примечания
			φ	λ (Керрингт.)				
18.VI 1955 г.	15^h45^m	0.59?	—20°	180°	2	214	H_γ (1), H_δ (1), H и K, H_ε (1), H_8 (1), H_9 (1), Balm cont. (0), λ 3730 (0)	металлических линий (сильное у D_1, D_2, Na и др.); D_3, в поглощении, слабая. Снят H_α-фильм (фиг. 2, *б*).
	50^m					215	H_α (1), D_1 (0), D_2 (0), D_3 (0), зеленый триплет Mg	
	15^h55^m					216	H_γ (1), H_δ (1), H и K (1), H_ε (0), H_8 (1), H_9 (1), Balm. cont. (0), H_β (1)	
20.VI 1955 г.	9^h25^m	0.85	—22°	180°	2+	235a	H_α (2), D_3 (1), D_1. D_2 (1), H_γ (1), H_δ (2), H и K (4), H_ε (4), λ 3730 Å	Сильно развитые крылья у H_α (до 7 Å). Обращение D_1 и D_2, Na; линия D_3 сильная, в поглощении в месте поблизости от вспышки. Эмиссия других линий металлов не заметна. Заметна тонкая структура (фиг. 1). Обработаны все спектрограммы. Одновременно снят H_α-фильм (фиг. 2, *в*).
	28^m					235	Те же, что 235a	
	9^h32^m					236	Те же, что 235a	

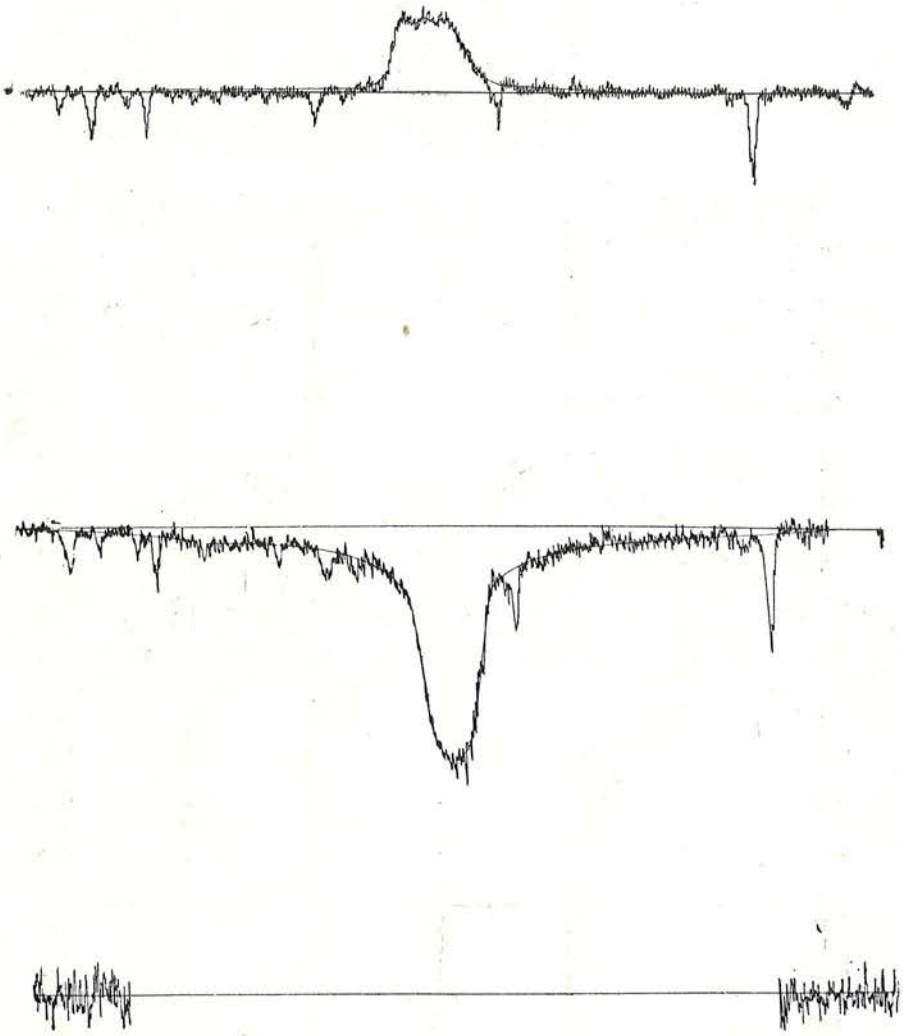
высота спектра. В ряде случаев было сделано несколько разрезов для эмиссионных обращений, соответствующих различным местам вспышки. Для каждого места вспышки были получены серии контуров (например, вспышка № 214—216). В том случае, когда контуры для одного и того же места вспышки на разных спектрограммах мало отличались один от другого (в пределах 5%), брались средние контуры. Для невозмущенной соседней атмосферы выводился средний контур из всех разрезов на различных спектрограммах; этот контур принимался за контур водородной линии, типичный для данного расстояния от центра. Эти контуры вполне удовлетворительно согласуются с контурами, приведенными в [17], и с нашими фотоэлектрическими. Никакого учета инструментальных эффектов не производилось, так как инструментальный контур спектрографа составлял 0.035 Å, а рассеянный свет не превосходил средней квадратичной ошибки отдельного измерения остаточной интенсивности — величины $\simeq 3\%$. Ввиду сильного блендирования, для линии H_8 строился контур одного только красного крыла; для линии H_9 мы также опирались только на красное крыло. На фиг. 3 приведен пример микрофотограммы линии H_α в спектре вспышки № 212 и невозмущенной атмосферы по соседству.

На фиг. 4, 5 и 6 приведены для четырех вспышек, указанных в табл. 1, контуры «избыточной» эмиссии вспышек и контуры соседней с ними невозмущенной фотосферы, т. е. величины $\Delta r_\nu = r_\nu - r_{\nu 0}$ (точки) и $r_{\nu 0}$, соответственно. Представлялось более удобным рассматривать величины Δr_ν, а не r_ν. (Вопрос о физическом смысле этой величины, см. [2], будет рассмотрен ниже.) Эти величины Δr_ν получались путем вычитания из остаточных интенсивностей контура линий во вспышке остаточных интенсивностей контура невозмущенной соседней фотосферы для тех же длин волн. Для соблюдения этого последнего условия в районе изучаемой линии выбиралось до 10—12 опорных, соседних, более слабых линий, положение которых определялось и отмечалось на контурах $r_{\nu 0}$ и r_ν. Затем оба контура совмещались до наилучшего совпадения этих отметок; вероятное расхождение в длинах волн при таком методе не превосходило 0.05 Å. Поэтому всякие эффекты сдвига водородных линий в целом из-за движения во вспышках можно было бы обнаружить с достаточной точностью. В ряде случаев контуры Δr_ν приблизительно симметричны, однако для вспышек № 235 и 214 (III серия) наблюдается отчетливо выраженная асимметрия: в первом случае имеется депрессия в синем крыле линии, во втором — в красном крыле.

Явление асимметрии контуров водородных линий во вспышках отмечалось ранее [1, 2]. Вероятнее всего, она связана с появлением в районе вспышки, иногда непосредственно над вспышкой, возвратных выбросов (surges), которые обычно наблюдаются на H_α-кинофильмах преимущественно после максимума H_α-интенсивности. Если I_λ — интенсивность излучения (в районе линии), выходящего из вспышки, то при

появлении облака, поглощающего излучение вспышки, мы будем регистрировать интенсивность

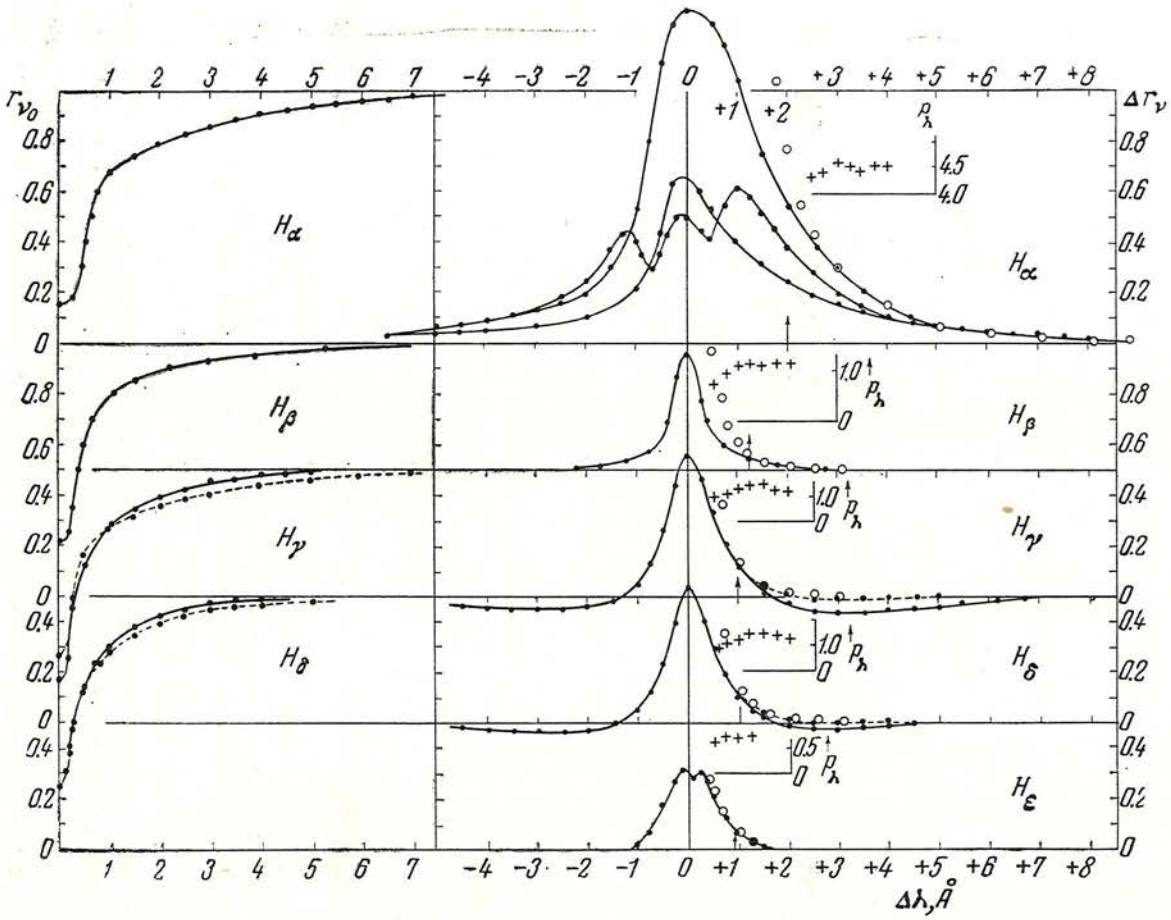
$$I'_\lambda = I_\lambda e^{-\tau_\lambda} \text{ или } r'_\nu = r_\nu e^{-\tau'_\nu}.$$



Фиг. 3. Пример микрофотограммы линии H_α в спектре вспышки № 212 от 18 июня 1955 г. и в невозмущенной фотосфере по соседству со вспышкой (внизу).

Так как невозмущенный контур $r_{\nu 0}$ симметричен, то появление асимметрии в избыточной эмиссии $\Delta r_\nu = r'_\nu - r_{\nu 0}$ связано с асимметрией r'_ν.

Обычные скорости возвратных выбросов — от 60 до 300 км/сек, поэтому эти облака производят поглощение на расстояниях более 1.5 Å от центра линии, т. е. дополнительное поглощение (или депрессия) должно возникать в основном в одном из крыльев линии,



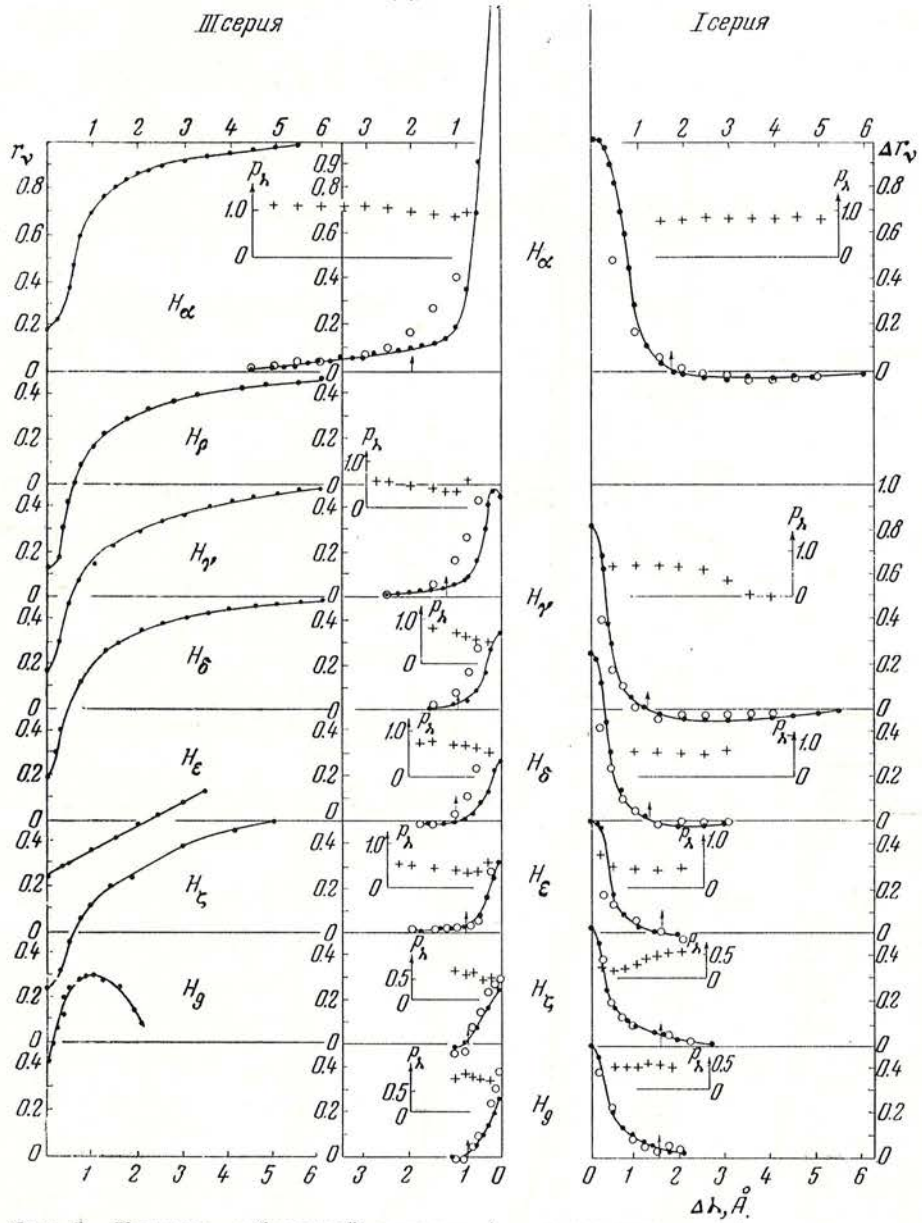
Фиг. 4. Контуры «избыточной» эмиссии Δr_ν водородных линий во вспышке № 235а от 20 июня 1955 г. (сплошные, через точки, правая половина) и контуры в невозмущенной атмосфере r_{ν_0} вдали от вспышки (сплошные, через точки, левая половина), а также в непосредственной близости от вспышки для H_γ и H_δ (пунктир, через точки). Кружки обозначают теоретический контур Δr_ν для $N_2 = 10^{15}$, $P_e = 50$ бар и $T_{\text{kin}} = 10\ 000°$.

в синем — в случае подъема облака и в красном, в случае его опускания. Асимметрия δr_ν в этом случае есть

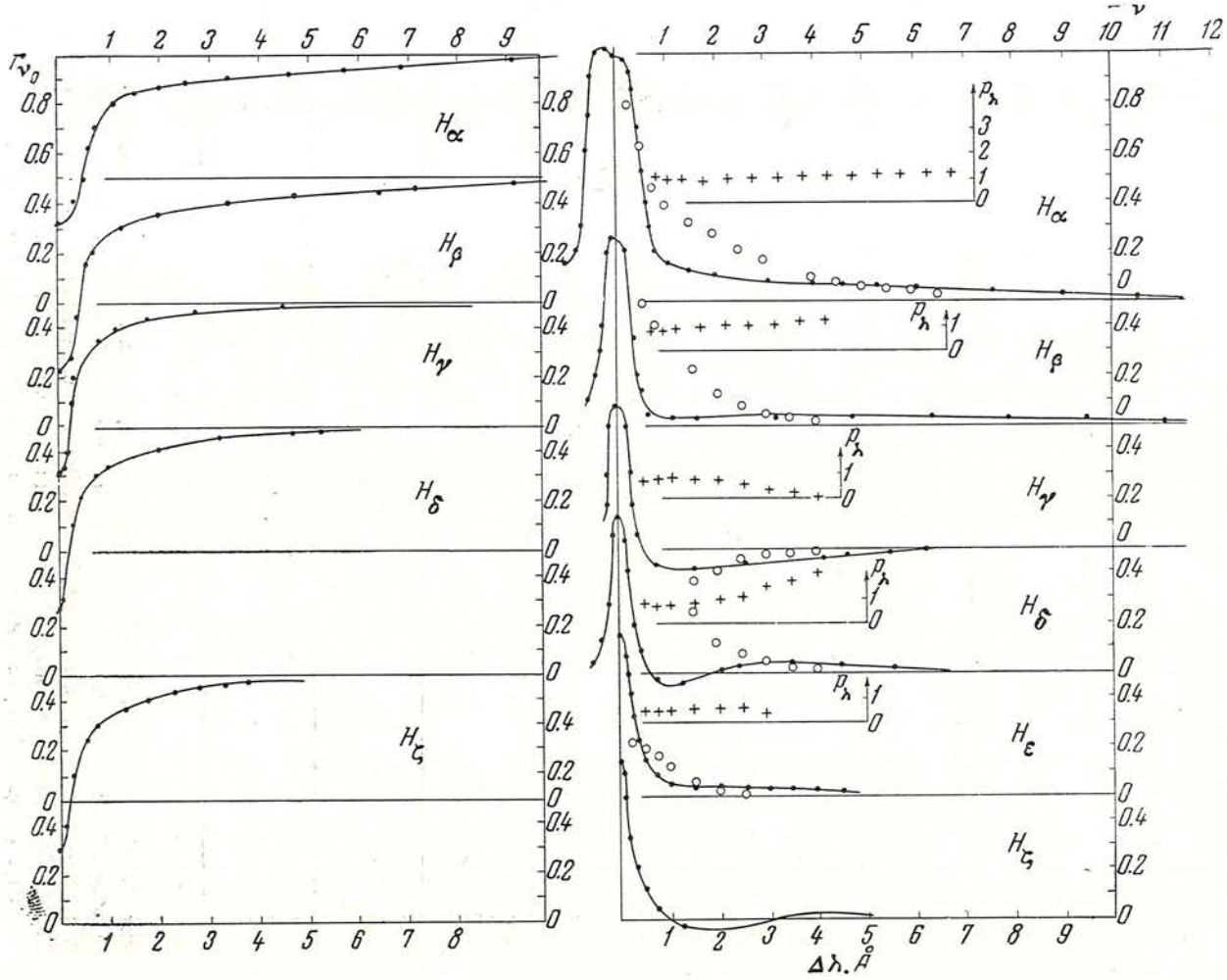
$$\delta r_\nu = (\Delta r_\nu)_{\text{син}} - (\Delta r_\nu)_{\text{красн.}} \simeq r_\nu \left(e^{-\tau'_\lambda} - 1\right). \qquad (3,1)$$

Практически, в большинстве случаев $(\delta r_\nu)_{\max}/r_\nu < 0.2$, так что $e^{-\tau_\lambda} \simeq 1 + \tau'_\lambda$ и

$$\frac{\delta r_\nu}{(r_\nu)} \simeq -\tau'_\lambda, \qquad (3,2)$$



Фиг. 5. Контуры избыточной эмиссии Δr_ν водородных линий во вспышке № 212—214 от 18 июня 1955 г. (I серия справа, III серия слева). С левой стороны — контуры невозмущенной атмосферы. Обозначения те же, что и на фиг. 4. Теоретические контуры для I серии вычислены при $N_2 = 10^{16}$, $P_e = 50$ бар, а для III серии при $N_2 = 10^{16}$ и $P_e = 25$ бар ($T_{\text{kin}} = 10\,000°$).



Фиг. 6. То же, что и на фиг. 4 для вспышки над пятном 133 от 28 мая 1955 г. Теоретические контуры вычислены при $N_2 = 10^{16}$, $P_e = 50$ бар, $T_{\text{kin}} = 10\,000°$. Невозмущенные контуры приведены для пятна.

где (r_ν) — остаточная интенсивность в неискаженном депрессией крыле контура вспышки. Наблюдаемые контуры Δr_ν и r_ν позволяют найти распределение τ'_λ. Вероятнее всего считать, что расширение абсорбции в облаке чисто допплеровское — за счет теплового и турбулентного движения поглощающих атомов, т. е.

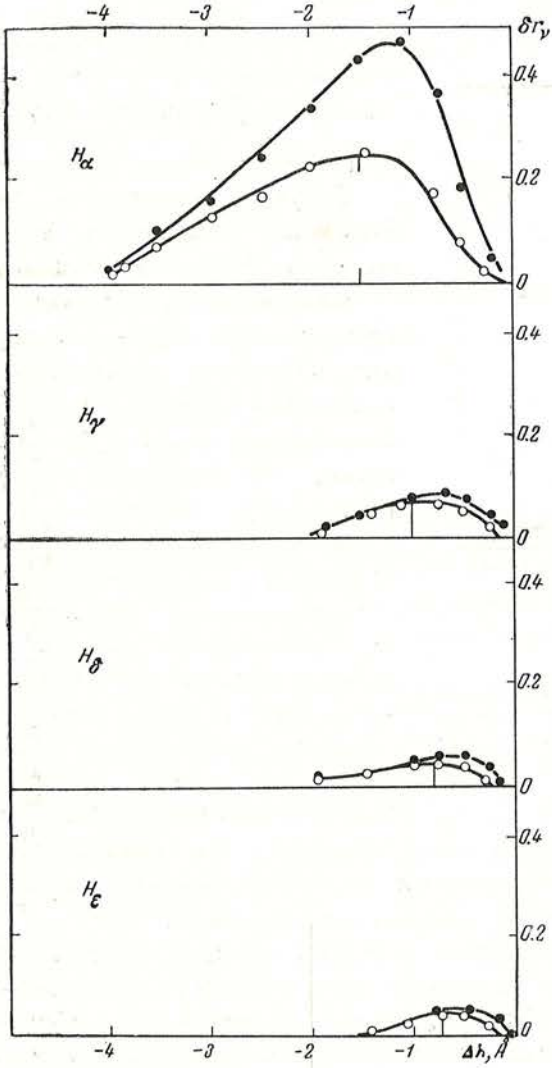
$$\tau'_\lambda = \tau_\lambda(0)\, e^{-(v-v_0)^2},$$

где

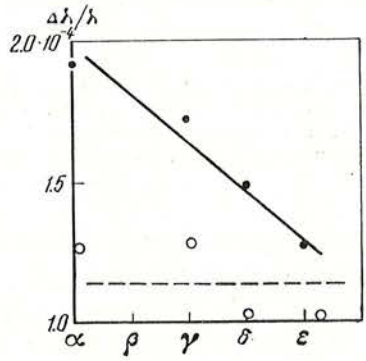
$$v_0 = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_D}\frac{V}{c} = \frac{V}{w},$$

$$w \equiv \sqrt{\frac{RT_{\text{об}}}{\mu} + \xi^2} = \frac{c}{\lambda_0}\Delta\lambda_D. \qquad (3,3)$$

Если максимум $\tau'_\lambda = \frac{\delta r_\nu}{(r_\nu)}$ достигается при $v = v_0$, то $v = \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)$.



Фиг. 7. Асимметрия контуров δr_ν водородных линий (точки) у вспышки 20 июня 1955 г. и асимметрия величины τ'_ν (кружки).



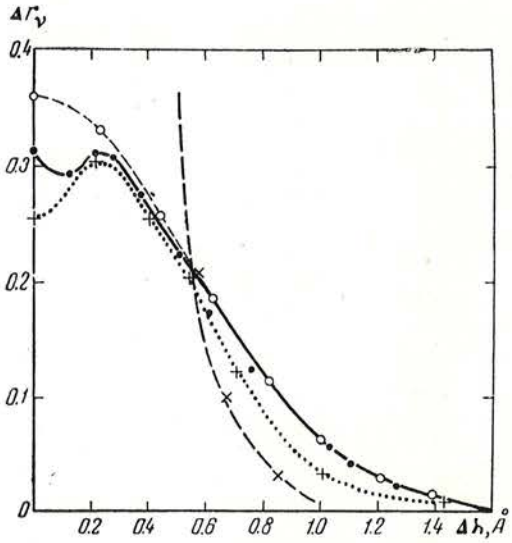
Фиг. 8. Положение максимума наблюденной асимметрии $\frac{\Delta\lambda_a}{\lambda_0}$ (точки) и положение max τ'_λ (кружки) для различных водородных линий во вспышке 20 июня 1955 г.

$$\Delta\lambda_{\max} = \lambda_0 \frac{V}{c}. \qquad (3,4)$$

Измеряя расстояние $\Delta\lambda$ от центра линии до положения max $\frac{\delta r}{(r_\nu)}$, найдем величины $\Delta\lambda_{\max}/\lambda_0$ для различных линий серии Бальмера. Если $\Delta\lambda_{\max}/\lambda_0$ сохраняется приблизительно постоянным, то это в свою очередь может подтвердить правильность истолкования асимметрии как

обусловленной возвратными выбросами. Так как $\tau'_\lambda < 1$, то число поглощающих атомов в облаке можно оценить по формуле

$$W = \int \frac{\delta r_\nu}{(r_\nu)} d\lambda = \frac{\sqrt{\pi}\, e^2}{mc^2} \lambda_{k2}^2 N_{k2} f_{k2} \cdot 10^8, \qquad (3,5)$$



Фиг. 9. Сравнение наблюденного контура H_ε точки) во вспышке № 235а с теоретическими.

Кружки — для Допплер-эффекта без самопоглощения, согласно (3.8); косые крестики — для Допплер-эффекта и затухания излучения ($N_2 = 10^{15}$); прямые крестики — для Допплер- и Штарк-эффекта ($N_2 = 10^{15}$, $P_e = 50$ бар).

а из полуширин $\Delta\lambda_D$ депрессии τ'_λ можно оценить скорости неупорядоченных движений $v_t = \frac{c}{\lambda} \Delta\lambda_D$.

На фиг. 7 приведены наблюденная асимметрия δr_ν у вспышки № 235а и величины τ'_λ, согласно (3, 2). На фиг. 8 приведен ход $\Delta\lambda_a/\lambda_0$ — положения максимума наблюденной асимметрии контура Δr_ν, и положение $\max \tau'_\lambda = \Delta\lambda_{\max}/\lambda_0$. Мы видим, что если первая величина $\Delta\lambda_a/\lambda_0$ показывает ход (убывание) с номером линии, то вторая, $\Delta\lambda_{\max}/\lambda_0$ сохраняется практически неизменной для всех линий, как это и должно быть в случае допплеровского смещения при поглощении движущимся облаком. Для этой вспышки $\Delta\lambda_{\max}/\lambda_0 \simeq 2.0 \cdot 10^{-4}$, что, согласно (3, 4), дает скорость облака около 60 км/сек. По эквивалентной ширине H_α величина N_2 определяется наиболее уверенно и она $\simeq 5 \cdot 10^{12}$; это значение типично для плотных протуберанцев.

Таким образом, эффект асимметрии контуров вспышек связан, повидимому, с поглощением их излучения движущимися облаками — возвратными выбросами. Кинофильмы, снятые одновременно, действительно показывают наличие этих протуберанцев в районе рассматриваемых вспышек.

Обратимся теперь к изучению самих наблюдаемых контуров. Для их количественного анализа в первую очередь необходимо выяснить или по крайней мере уточнить причину расширения эмиссии водородных линий в спектре вспышек.

Рассмотрим прежде всего возможность расширения этой эмиссии из-за эффекта Допплера и затухания излучения. Если вспышка располагается над обращающим слоем, то интенсивность излучения, выходящего из вспышки в сфере данной линии, может быть, как известно, представлена в виде (см. [2], [5])

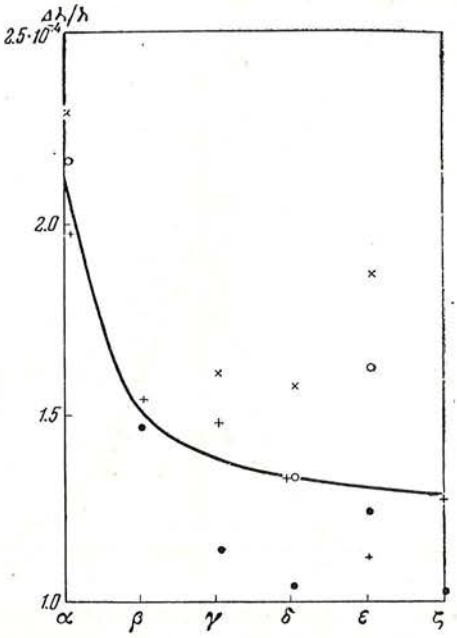
$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau_\lambda} + p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}), \qquad (3,6)$$

где τ_λ — оптическая толща вспышки, а p_λ — некоторое среднее значение j_λ/k_λ внутри вспышки (j_λ — отдача, k_λ — коэффициент поглощения на 1 см^3), $I_{\lambda 0}$ — интенсивность излучения невозмущенной атмосферы — «подложки» в сфере линии (о применимости (3,6) будет сказано ниже). Влияние первого члена в (3, 6) наименьшее для линии H_ε, где величина $I_{\lambda 0}$ невелика (ядро линии H) и меняется незначительно; в невозмущенной атмосфере линия H_ε отсутствует, а изменением интенсивности в крыле линии H на участке длиной около 1 Å можно в первом приближении пренебречь. Выражая интенсивность и отдачу в единицах интенсивности непрерывного спектра I_0, для интенсивности линии H_ε можно написать приближенно

$$\Delta r_\nu = p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}) \simeq p_\lambda \tau_\lambda, \quad (3, 7)$$

если τ_λ существенно меньше единицы. Вид контура Δr_ν — избыточной эмиссии для линии H_ε в ряде случаев (особенно для вспышек 235а и 214, I серии) наводит на мысль о возможности представления его чисто допплеровским контуром. Очевидно, что это представление имеет смысл только в том случае, когда самопоглощение невелико ($\tau_\lambda < 1$) и приближенное равенство (3, 7) справедливо. В этом случае

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda 0} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}. \quad (3, 8)$$



Фиг. 10. Ход $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ с номером линии для различных вспышек.

Точки — для вспышки № 135; кружки — для вспышки № 235а; плюсы — для вспышки № 212 III; косые крестики — для вспышки № 212 I.

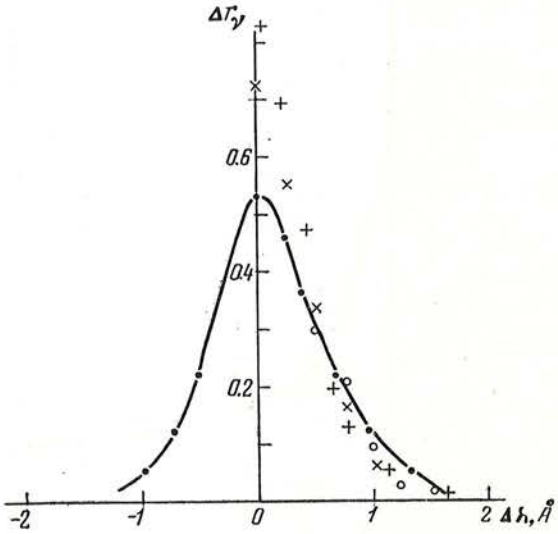
На фиг. 9 представлен для вспышки 235а теоретический допплеровский контур эмиссии H_ε при $\Delta\lambda_D = 0.74$ Å и $\tau_{\lambda 0} = 0.355$, который, как видно, хорошо согласуется с наблюденным. Как будто, на первый взгляд, в пользу возможности допплеровского представления говорит также тот факт, что наблюденные приведенные полуширины эмиссии Δr_ν во вспышках $\Delta\lambda/\lambda_0$ сохраняют примерно одно и то же значение, начиная с H_β (фиг. 10, где показан ход $\Delta\lambda/\lambda_0$ с номером линии для различных вспышек; правда, разброс значений и разнобой хода довольно заметный). Таким образом, если принять, что эмиссия H_ε расширена благодаря Допплер-эффекту, то допплеровские ширины всех остальных линий H_δ, H_γ, ... определяются из условия

$$\frac{\Delta\lambda_D(k)}{\Delta\lambda_D(H_\varepsilon)} = \frac{\lambda(k)}{\lambda(H_\varepsilon)}, \quad (3, 9)$$

а теоретические допплеровские контуры для этих линий вычисляются из соотношения

$$\Delta r_\nu = (p_\lambda - r_{\nu 0})\,(1 - e^{-\tau_\lambda}). \qquad (3,10)$$

Здесь учитывается уже влияние «подложки» $r_{\nu 0}$, для чего следует использовать наблюденный невозмущенный контур по соседству от вспышки. На фиг. 11 представлены эти теоретические контуры для линии H_δ во вспышке № 235а. Мы видим, что для H_δ необходимо уже учитывать самопоглощение, чтобы избежать несоответствия в ядре линии.



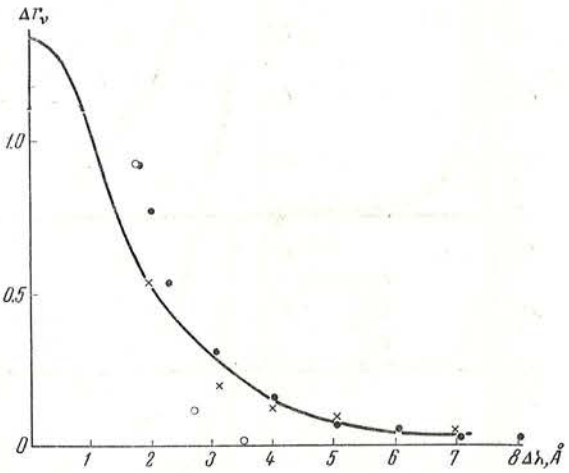
Фиг. 11. Сравнение наблюденного контура H_δ во вспышке № 235а (точки) с теоретическими. Кружки — для Допплер-эффекта без самопоглощения $\Delta r_\nu = (r_{\nu 0} - 0.395) \times 2.19 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{0.68}\right)^2}$; косые крестики — для Допплер-эффекта с самопоглощением $\Delta r_\nu = (0.8 - r_{\nu 0})\,[1 - \exp(-e^{-v^2})]$; $\tau_{\nu 0} = 1$; прямые крестики — для Допплер- и Штарк-эффекта; $N_2 = 10^{15}$, $P_e = 50$ бар.

Таким образом, соответствие теории с наблюдениями не нарушается и для линии H_δ. Однако при переходе к линии H_α мы сталкиваемся с резким расхождением. Если для H_δ, $\tau_{\lambda 0} \simeq 1$, то для линии H_α $\tau_{\lambda 0}$ возрастает в отношении $(\lambda f)_\alpha/(\lambda f)_\delta$, т. е. в 48 раз и, так как для H_α величина $\Delta\lambda_D = 1.09$, то из равенства $\tau_{\lambda 0} = N_2 s_{\nu 0}$ (где $s_{\nu 0}$ — коэффициент поглощения в центре линии) следует $N_2 \simeq 4 \cdot 10^{14}$. В этом случае в крыльях эмиссии может уже играть роль член с затуханием излучения $\left(\text{здесь величина } \frac{a}{\sqrt{\pi}} = 6.693 \cdot 10^{-4}\right)$. В этом случае

$$\tau_\lambda = N_2 S_{\nu 0} \left\{ e^{-v^2} + \frac{a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2vF(v)] \right\} \qquad (3,11)$$

и контур эмиссии Δr_ν, подсчитанный по формуле (3,10), представлен на фиг. 12. Сравнение с наблюдаемым контуром показывает, что наша попытка представить контуры высших членов серии H_ε, H_δ допплеровским контуром приводит к абсолютно непригодному теоретическому контуру для линии H_α. Для объяснения расширения H_α эффектом Допплера и затуханием, очевидно, необходимо значительно увеличить число N_2 так, чтобы объяснить широкие крылья этой линии. Этого можно достичь при $N_2 = 10^{15}$ и $T_{\text{kin}} = 10\,000°$, как это видно из той же фиг. 12.

Однако при таких значениях N_2, как видно из фиг. 9, получается резкое расхождение теории и наблюдений для контура H_ε (крестики). Отсюда можно было бы сделать вывод (ср. [2]) о том, что линия H_α и другие высшие члены серии Бальмера расширены под действием различных эффектов. То обстоятельство, что все контуры эмиссии бальмеровских линий в спектре вспышки нельзя объяснить действием эффекта Допплера и затухания, следует также из рассмотрения зависимостей величины $1-e^{-\tau_\lambda}$ от $\Delta\lambda$ для различных членов серии (от H_α до H_ε), вычисленных с помощью формулы (3,11) при $N_2 = 10^{16}, T_{\text{kin}} = 10\,000°$ (фиг. 13, левая часть). Более того, эти зависимости показывают, что для объяснения сколько-нибудь существенной (порядка нескольких процентов) эмиссии в крыльях (на расстоянии $\sim 2-3$ Å) высших членов (начиная с H_γ) пришлось бы считать, что величина p_λ возрастает с номером члена серии в десятки раз при переходе от одной линии к другой, что лишено всякого физического смысла (это означало бы, что имеется резкий рост населенности уровней с номером). Что же касается возможности устранить эту трудность допущением прозрачности эмиссии вспышки в высших членах серии (малое N_2), то, как мы видели выше, это приводит к абсурдным результатам при объяснении линии H_α. Более того, эффект Допплера и затухания не в состоянии объяснить аномально низкую «силу» линии H_β во вспышках. Эти соображения в соответствии с [2] приводят к выводу, что эффект Допплера и затухания не играет существенной роли в расширении эмиссии вспышек, за исключением, возможно, линии H_α.

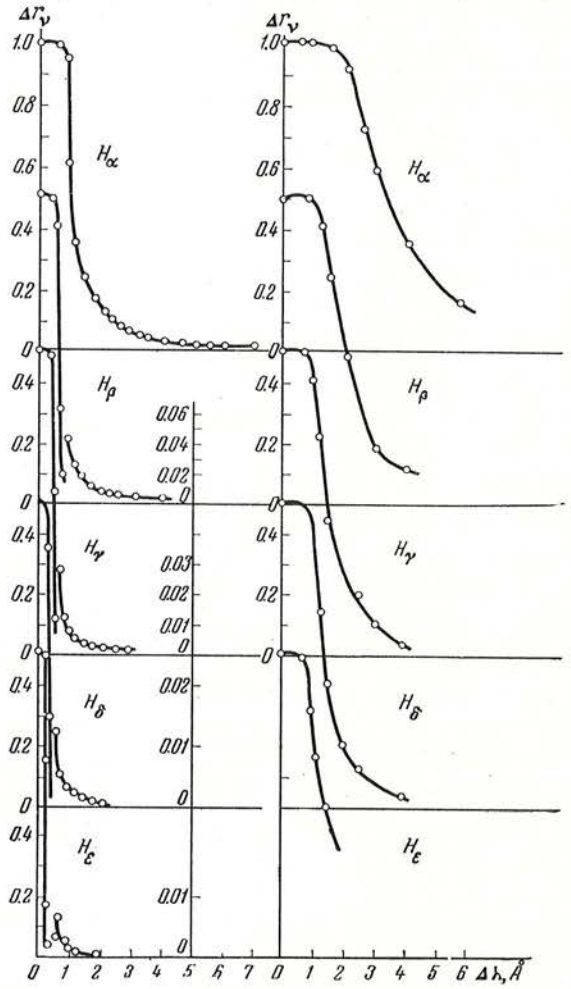


Фиг. 12. Сравнение наблюденного контура H_α во вспышке № 235а (сплошная линия) с теоретическими.

Кружки — для Допплер-эффекта и затухания при $\tau_{\nu 0} = 48.07$, что соответствует данным для H_ε на фиг. 9 и H_ζ на фиг. 11; косые крестики — для Допплер-эффекта и затухания при $N_2 = 10^{15}$, $T_{\text{kin}} = 10\,000°$; точки — для Допплер- и Штарк-эффекта при $N_2 = 10^{15}$, $T_{\text{kin}} = 10\,000°$ и $P_e = 50$ бар.

Рассмотрим линию H_α. В [2] было найдено, что все контуры вспышки 8 августа 1949 г. можно удовлетворительным образом объяснить (за исключением, конечно, ядер линий), если считать, что линия H_α расширена в результате эффекта Допплера и затухания, а остальные линии, начиная с H_γ (H_β — не была исследована), расширены в результате эффекта Штарка при электронном давлении $P_e = 50$ бар; при этом число атомов N_2, при котором достигается это соответствие, $\simeq 10^{15}$ (кинетическая температура вспышки принята 10 000°). Однако для обоих

эффектов нетрудно подсчитать коэффициенты поглощения для линии H_α — Допплера + затухания и Допплера + Штарк-эффекта в этом случае *. Результаты, представленные на фиг. 14, показывают, что на расстояниях от центра линии H_α $\Delta\lambda > 1$Å штарковский коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом (точки), не менее чем в 10 раз превосходит коэффициент поглощения из-за Допплер-эффекта и затухания (кружки).



Фиг. 13. Контуры $1 - e^{-\tau_\lambda}$ для серии Бальмера в случае Допплер-эффекта и затухания (слева) и Допплер- и Штарк-эффекта (справа) для числа атомов $N_2 = 10^{16}$, $T_{\text{kin}} = 10\ 000°$, $P_e = 50$ бар. Для крыльев в случае Допплер-эффекта и затухания дан отдельный масштаб, начиная с H_β.

Таким образом, при обоснованных значениях электронного давления во вспышках, расширение эмиссии всех бальмеровских линий, включая и H_α, может быть обусловлено Штарк-эффектом. Мы видим, что, приняв Штарк-эффект как основную причину расширения всех линий бальмеровской серии, в случае, например, вспышки № 235а мы получаем удовлетворительное согласие теоретических и наблюдаемых контуров как для линии H_α, так и для H_δ, H_ε (см. фиг. 9, 11, 12, где штарковский контур отмечен знаком плюс). Далее, рассмотрение зависимостей $1 - e^{-\tau_\lambda}$ при $P_e = 50$ бар в случае Штарк-эффекта ** (см. фиг. 13, справа), сразу показывает именно ту качественную особенность, которая и наблюдается для контуров вспышек: линия H_α значительно сильнее всех остальных линий, в то время как эти последние почти не отличаются друг от друга: например, линии H_β, H_γ и H_δ практически рас-

* Штарковский коэффициент подсчитан при помощи таблиц Вервея [10].

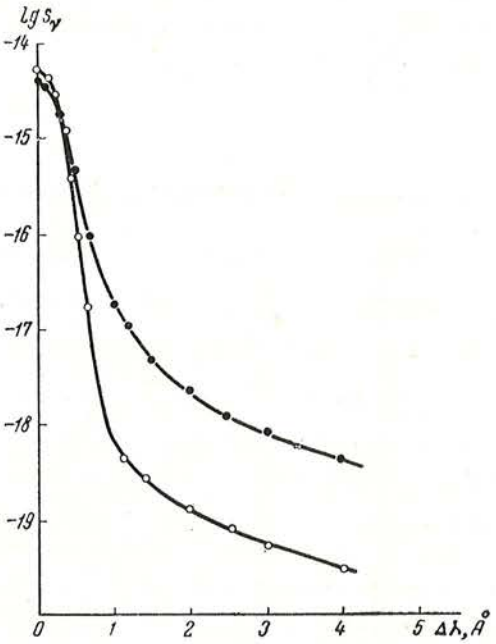
** О вычислениях этого коэффициента поглощения см. ниже.

ширены одинаково, что и наблюдается в случае вспышек. Это связано, как известно, с увеличением штарковского расщепления с номером. В то же время, при наличии сильного самопоглощения падение силы осциллятора с номером противодействует этому росту расщепления, что и создает приблизительное постоянство силы линий от H_β до H_δ.

Обратимся теперь к более подробному рассмотрению контуров бальмеровских линий во вспышках. Независимо от механизма расширения линий, интенсивность излучения в сфере линии, выходящего из вспышки, расположенной над фотосферой, есть

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau_\lambda(H)} + \int_0^{\tau_\lambda(H)} p_\lambda e^{-\tau_\lambda} d\lambda, \quad (3, 12)$$

где H — линейная толща вспышки. Благодаря большому самопоглощению в центральных частях линии ($\tau_\lambda \gg 1$) до нас доходит излучение вспышки лишь от самых верхних ее слоев (привнос в интеграл (3, 12) от глубоких слоев практически уничтожается действием фактора $e^{-\tau_\lambda}$). Поэтому, если мы переходим от формулы (3, 12) к (3, 6), т. е. формально заменяем p_λ его средним значением $\bar{p}_\lambda$ (процедура всегда законная), то это «среднее» значение будет близко к некоторому фактическому среднему значению для всей вспышки только в крыльях линии там, где вспышка как бы просматривается по всей ее глубине. В центральных же частях линии среднее $\bar{p}_\lambda$ будет характеризовать отношение j_λ/k_λ лишь для самого наружного ее слоя. Поэтому приблизительного постоянства $\bar{p}_\lambda$ в сфере линии можно ожидать лишь в ее крыльях, где в процедуре осреднения p_λ «участвуют» все глубины вспышки, т. е. для некоторого расстояния от центра линии $\Delta\lambda \gg \lambda_0$, при котором, скажем, фактор $1 - e^{-\tau_\lambda} \simeq \tau_\lambda$. По мере же приближения к ядру линии $\bar{p}_\lambda$ должно возрастать или убывать в зависимости от того, убывает или возрастает p_λ в глубь вспышки.



Фиг. 14. Сравнение атомных коэффициентов поглощения s_ν в линии H_α для случая Доплер-эффекта и затухания (кружки); Доплер и Штарк-эффекта при $T_{\text{kin}} = 10\,000°$ и $P_e = 50$ бар (точки).

Таким образом, если нас интересует средняя интенсивность собственного излучения, характерная для всей вспышки, то величину $\bar{p}_\lambda$

в (3, 6) следует определять по крыльям линий или, точнее, по прозрачной или почти прозрачной части крыла. В качестве такой области была принята внешняя часть крыла $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$, где $\Delta\lambda$ определяется условием $1 - e^{-\tau_{\Delta\lambda}} \simeq \tau_{\Delta\lambda}(H)$ с точностью до 2—3%. Поскольку в этой области величина p_λ должна быть приблизительно постоянной, то при известном механизме поглощения число поглощающих атомов можно подобрать так, чтобы выполнялось это условие постоянства p_λ.

На основании сказанного выше мы принимаем Допплер- плюс Штарк-эффект как основную причину расширения эмиссии всех водородных линий. Штарковский коэффициент поглощения на 1 атом водорода можно представить в виде

$$s_{\nu\text{шт}} = m_{\text{H}} f_{k2} \cdot 10^8 \left(\frac{s}{n} \cdot 10^{-8}\right), \tag{3, 13}$$

где функция $\frac{s}{n} \cdot 10^{-8}$ табулирована Вервеем [10] для различных значений электронного давления P_e $\left(\text{или } \rho = \frac{2P_e}{T}\right)$ при температуре $T_{\text{kin}} = 11\,000°$. Функции $\frac{s_\nu}{n}$ для линий $\text{H}_7 - \text{H}_9$, для крыльев этих линий, были получены экстраполяцией по таблицам Вервея и проверены, исходя из формулы $s_\nu = \frac{C_n}{\Delta\lambda^{5/2}}$. Как известно, влияние T_{kin} на вычисленные таким образом контуры невелико, и ошибка на 30—50% в принятом T_{kin} не приведет к существенным изменениям, так как ширина допплеровского ядра линии $\propto \sqrt{T_{\text{kin}}}$, а мы исследуем крылья линий, где влияние этого ядра практически не сказывается. Вычисления теоретических контуров делались с учетом частичной прозрачности вспышки к излучению нижележащей атмосферы, т. е. «подложки» $r_{\nu 0}$, согласно формуле

$$\Delta r_\nu = (\bar{p}_\lambda - r_{\nu 0})(1 - e^{-\tau_\lambda}), \tag{3, 14}$$

где $\tau_\lambda = N_2 \bar{s}_{\nu\text{шт}}$.

При этом в первую очередь исследовался ход $\bar{p}_\lambda$ для каждого контура и особое внимание обращалось на поведение этих величин в той части контура $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$, где $1 - e^{-\tau_\lambda} \simeq \tau_\lambda \pm 0.03$ (область $\Delta\lambda = \Delta\lambda_0$ отмечена на фиг. 4 и 5 стрелкой). При этом во всех случаях исследовалась только одна половина контура Δr_ν, не искаженная депрессией возвратного выброса. На фиг. 4—6 также приведены для каждого контура значения p_λ на различных расстояниях от центра линии, вычисленные по формуле (3, 14) и отмеченные крестиками (отдельная шкала около контура). Электронное давление $P_e = 50$ бар и число атомов N_2 для каждой вспышки подбиралось так, чтобы в области $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$ выполнялось условие $\bar{p}_\lambda = \text{const}$ с точностью не менее 5% для всех наблюденных контуров избыточной эмиссии.

При этих вычислениях было принято, что $r_{\nu 0}$ в (3, 14) является остаточной интенсивностью невозмущенного контура вдали от вспышки. Вопрос учета влияния этой «подложки» является наиболее сложным

при анализе контуров линий во вспышках, так как о глубине залегания вспышки и ее влиянии на обращающий слой мы не имеем надежных сведений. Крылья контуров «подложки» (а мы опираемся именно на крылья линий) едва ли могут быть искажены ультрафиолетовым излучением вспышки, потому что они возникают на больших глубинах, куда это излучение не проникает из-за чрезвычайно большой оптической толщи. Однако даже непосредственный просмотр спектрограмм показывает, что «невозмущенные» бальмеровские линии, такие, как H_γ и H_δ, расширяются по мере приближения с обеих сторон к полоске эмиссионного обращения вспышки (для H_α эффект выражен слабо). Так как за невозмущенный контур $r_{\nu 0}$ принимался средний контур вдали от вспышки, то, очевидно, что под вспышкой (если здесь возможна интерполяция) контур $r_{\nu 0}$ будет более глубоким (на фиг. 4 для линий H_δ, H_γ даны пунктиром эти контуры, измеренные в непосредственной близости от вспышки). Это означает, что крылья контуров во вспышке, несмотря на эмиссию, могут оказаться иногда даже более глубокими, чем в далекой невозмущенной фотосфере, и «избыточная эмиссия» в крыльях может даже оказаться отрицательной, что фактически и наблюдается почти во всех случаях для H_γ, H_δ и иногда даже для H_β и H_α. Так как, с одной стороны, в невозмущенном спектре Солнца линии H_γ и H_δ наиболее глубокие (в крыльях*, благодаря большему влиянию роста Штарк-эффекта, нежели падения $\gamma_{ik} f_{ik}$ с номером), а с другой стороны, во вспышке интенсивность эмиссии резко падает при переходе от H_α к остальным линиям, то комбинированное действие этих двух факторов и приводит к тому, что именно у линий H_γ и H_δ, наиболее «чувствительных» к Штарк-эффекту, влияние «подложки» выражено наиболее сильно (появление «отрицательных» крыльев избыточной эмиссии Δr_ν). Действительно, если в качестве «подложки» в случае H_γ и H_δ взять средний контур $r_{\nu 0}$, измеренный вблизи вспышки (пунктир на фиг. 4, слева), то «отрицательные крылья» эмиссии Δr_ν исчезают и получается чисто эмиссионный контур (пунктир на фиг. 4, справа). Более того, анализ хода Δr_ν с $\Delta\lambda$ в этих отрицательных крыльях H_γ и H_δ показывает, что он хорошо соответствует штарковскому контуру при $\Delta r_\nu \propto \Delta\lambda^{-\frac{5}{2}}$. Таким образом, более правильно в качестве «подложки» принимать «невозмущенный» контур вблизи эмиссионного обращения вспышки.

Сам по себе факт расширения линий невозмущенной атмосферы (в основном у H_γ и H_δ) при приближении к вспышке свидетельствует о заметном влиянии вспышки на нижележащую атмосферу. Подобное расширение далеких крыльев подложки нельзя, конечно, приписывать действию, скажем, турбулентности, так как это потребовало бы чрезвычайно больших скоростей. Оно связано скорее всего с усилением Штарк-эффекта в «подложке», на что прямо указывает наибольшее про-

* Положение несколько меняется у края диска.

явление эффекта у линий H_γ и H_δ. В далеких крыльях глубина водородных линий, расширенных Штарк-эффектом, $\propto N_2 n_e$, где n_e — электронная плотность, N_2 — число атомов во 2-м состоянии, ответственных за образование поглощения. Так как крылья «подложки» возникают на большой оптической глубине в атмосфере Солнца, куда едва ли могут проникать кванты L_α-излучения, вызывающие переходы $1 \to 2$, то увеличение глубины линий представляется более резонным связать с увеличением электронной плотности n_e, а не с увеличением N_2 в атмосфере под вспышкой из-за ионизации электронным ударом со стороны высоконагретого электронного газа вспышки (о возможности действия такого механизма см. [11]).

Таким образом, в тех случаях, когда контур Δr_ν был заметно искажен (более 2—3%) отрицательными крыльями и «невозмущенные» линии показывали расширение к области вспышки, в качестве «подложки» $r_{\nu 0}$ принимался контур вблизи самой вспышки. Ввиду очень четко выраженных границ эмиссионного обращения (при хороших изображениях) здесь не могло возникнуть недоразумения: центральные остаточные интенсивности контуров вблизи вспышки практически совпадают с тем же для разрезов вдали от вспышки (см. фиг. 4 и 5, слева).

Мы видим, что $\bar{p}_\lambda$, оставаясь практически постоянной в области $\Delta\lambda \geqslant \Delta\lambda_0$, в большинстве случаев падает по мере приближения к центру линии, как это и должно было быть в случае увеличения эмиссии p_λ в глубь вспышки. Отсюда можно заключить, что в большинстве случаев возбуждение в центральных частях вспышки более сильное, чем на ее периферии. В качестве характерных для всей вспышки значений $\bar{p}_\lambda$ были взяты средние значения $\bar{p}_\lambda$, в области $\Delta\lambda \geqslant \Delta\lambda_0$ для каждого контура. С этими значениями $\bar{p}_\lambda$ были затем построены теоретические контуры линий (обозначены на фиг. 4—6 кружками). Заметим, что для средней части крыла выбор значения электронного давления P_e имеет большее значение, чем N_2. Мы видим, что теоретические контуры хорошо согласуются с наблюденными для вспышек № 235а и 212. При этом речь идет, конечно, о согласии теории и наблюдений только для крыльев линий ($\Delta\lambda \geqslant \Delta\lambda_0$), так как в ядре, по указанным выше соображениям, уже перестает быть справедливым представление контуров формулой (3, 14) при постоянном $\bar{p}_\lambda$. Это обстоятельство особенно хорошо выступает для вспышки № 212 (III серия), где расхождение в непрозрачной части линий значительнее. Ядра линий здесь весьма узкие и это расхождение не удается устранить, изменяя значения P_e и N_2. Оно связано не только с ростом p_λ в глубь вспышки, но, вероятно, также с тем, что кинетическая температура вспышки была заметно ниже: порядка 7000° или меньше. В случае же вспышки № 133 расхождение столь сильное даже в прозрачной части крыльев, что о согласии теории и наблюдений говорить не приходится. В этом случае мы не имеем никакой возможности учесть правильно влияние «подложки»: вспышка возникла над пятном, спектр которого мог быть снят лишь после окончания вспышки и исчезновения всякой эмиссии

в этой области. Влияние «подложки» здесь столь велико, что приведенные контуры Δr_ν едва ли имеют какое-либо отношение к фактическим эмиссионным контурам самой вспышки. В прозрачной части крыла $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$, интенсивность излучения только вспышки

$$I'_\lambda \approx \bar{p}_\lambda \tau_\lambda (H) = \bar{p}_\lambda N_2 \bar{s}_\lambda,$$

где $\bar{s}_\lambda$ — средний (по глубине вспышки) коэффициент поглощения, а N_2 — число атомов водорода во втором состоянии. Но, с другой стороны, в крайних частях крыла, независимо от механизма возбуждения и заполнения данного уровня *,

$$I'_\lambda = \frac{1}{4\pi} N_k A_{k2} h\nu_{k2} \cdot \frac{S(\alpha)}{F_0},$$

где N_k — среднее число атомов в состоянии k в столбе 1 см² вспышки, а $S(\alpha)/F_0$ — функция распределения излученных квантов в контуре (ср. [2]). Отсюда для $\bar{p}_\lambda$ следует выражение

$$\bar{p}_\lambda = \frac{1}{4\pi} N_k A_{k2} h\nu_{k2} \cdot \frac{S(\alpha)}{F_0} \cdot \frac{1}{N_2 \bar{s}_\lambda}. \qquad (3, 15)$$

Как было показано выше, p_λ практически сохраняется постоянным в области $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$, поэтому здесь должно быть $\bar{s}_\lambda = cS(\alpha)$ или (см. [2]).

$$\bar{s}_\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f \frac{S(\alpha)}{F_0}, \qquad (3, 16)$$

и для $\bar{p}_\lambda$ получается хорошо известное выражение

$$\bar{p}_\lambda = \frac{N_k}{N_2} \cdot \frac{g_2}{g_k} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda_0^5}. \qquad (3, 17)$$

При выводе этого выражения мы хотели лишь подчеркнуть, что оно является совершенно общим, т. е. не предполагает никаких механизмов возбуждения или излучения во вспышке (за исключением когерентности) в том случае, когда $\bar{p}_\lambda$ сохраняет постоянное значение в сфере линии (в нашем случае при $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$). Поэтому формула (3, 17) применима для определения среднего бальмеровского декремента, характерного для всей вспышки. В табл. 2 приведены вычисления этого декремента для трех вспышек по формуле

$$\frac{N_k}{N_2} = \bar{p}_\lambda \frac{\lambda^5}{2hc^2} \cdot \frac{g_k}{g_2} I^e_\lambda (\theta) = \bar{p}_\lambda \alpha_k I^e_\lambda (\theta),$$

где $I^e_\lambda(\theta)$ — интенсивность непрерывного спектра для длины волны λ определялась с учетом положения вспышки на диске Солнца ($\rho = \sin\theta$).

Так же как и в случае вспышки 5 августа 1949 г., изученной в [2], декремент бальмеровской серии очень сильно отличается от того, который реализуется для чисто рекомбинационного свечения при $T_{\text{kin}} = 10\,000°$

* Пренебрегая только вынужденным излучением и электронным ударом второго рода.

Таблица 2

Линия	k	$\lg \alpha_k$	Вспышка № 235а; $N_2 = 10^{15}$; $P_e = 50$ бар			Вспышка № 212 (I серия); $N_2 = 10^{16}$; $P_e = 50$ бар			Вспышка № 212 (III серия); $N_2 = 10^{15}$; $P_e = 25$ бар		
			p_λ	$I_\lambda^c(0)$	N_k/N_2	p_λ	$I_\lambda^c(0)$	N_k/N_2	p_λ	$I_\lambda^c(0)$	N_k/N_2
H_α	3	$\overline{16}.3614$	4.45	$2.22 \cdot 10^{14}$	0.227	0.857	$2.64 \cdot 10^{14}$	0.05197	1.10	$2.63 \cdot 10^{14}$	0.0664
H_β	4	$\overline{17}.9593$	1.10	2.85	0.0285	—	3.67	—	0.84	3.68	0.0288
H_γ	5	$\overline{17}.9073$	1.38	2.83	0.0316	0.660	3.83	0.0204	0.75	3.85	0.0234
H_δ	6	$\overline{17}.9429$	1.57	2.76	0.0380	0.751	3.79	0.0249	0.75	3.80	0.0251
H_ε	7	$\overline{16}.0058$	0.70	2.64	0.0187	0.438	3.63	0.0161	0.48	3.65	0.0178
H_8	8					0.924	3.44	0.0427	—	—	—
H_9	9					0.986	3.02	0.0422	—	—	—

(вопрос о декременте бальмеровской серии и механизме возбуждения во вспышке рассматривается отдельно в [11]).

При рассмотрении данных этой таблицы обращает на себя внимание аномально низкое значение p_λ и N_k для линии H_ε (см. данные табл. 2 и фиг. 15). Эту аномалию естественно связать с поглощением H_ε-эмиссии вспышки крылом линии H. Действительно, ход значений p_λ от H_β к H_δ показывает, что для H_ε мы должны были бы ожидать значения 1.86 вместо фактического 0.70. Для вспышки № 212 значение p_λ для H_ε можно получить просто интерполяцией между H_γ, H_δ и H_8, H_9, что дает значение 0.82 вместо фактического 0.44. Таким образом, для первой вспышки эмиссия в H_ε была ослаблена в 2.76 раза, а для второй приблизительно в 2 раза, что приводит к оптической толще избыточного поглощения в районе H_ε:

$$0.62 \leqslant t_\lambda \leqslant 1.02.$$

В хромосфере атомный коэффициент поглощения линии H в месте H_ε порядка $4.0 \cdot 10^{-19}$ (см. [12]), поэтому, приняв в среднем $t_\lambda \simeq 0.80$, будем иметь

$$t_\lambda = 0.8 = 4.0 \cdot 10^{-19} \int_H^\infty n_1(h)\, dh,$$

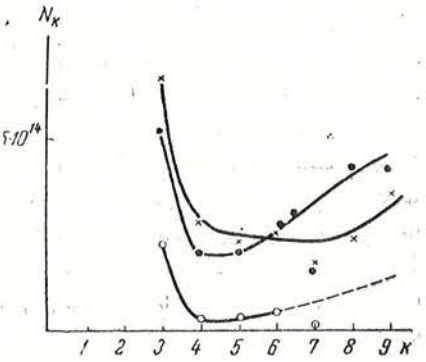
где H — порядка толщины кальциевой хромосферы над вспышкой. Если бы над вспышкой хромосфера была невозмущенной и вспышка залегала у ее основания, то интеграл в правой части, согласно данным [13], был бы равен $\sim 2 \cdot 10^{16}$, и оптическая толща была бы всего 0.008, т. е. в 100 раз меньше (если вспышка залегает выше основания хромосферы, то t_λ будет еще меньше).

Для того чтобы получить оптическую толщу ~ 0.8, считая хромосферу над вспышкой невозмущенной и принимая для нее приближенный закон для плотности Ca^+-атомов (ср. [14])

$$n_1 = n(0)\, e^{-4\cdot 10^{-8} h}, \quad n(0) = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3},$$

пришлось бы считать, что вспышка залегает на 1400 км под основанием хромосферы ($H = -1400$ км), ниже обращающего слоя, что противоречит данным наблюдений. С другой стороны, в невозмущенной хромосфере атомы Ca находятся преимущественно в состоянии Ca^+ и, вероятно, также в состоянии Ca^{++}. В хромосфере над вспышкой число ионов Ca^+ может только уменьшиться, поэтому полученное нами значительное ослабление линии H_ε едва ли можно связать с поглощением ее эмиссии вышележащей хромосферой. Едва ли, с другой стороны, можно сомневаться в том, что аномалия эмиссии вспышек в H_ε связана с наличием вблизи нее (на расстоянии 1.6 Å) линии H. Рассмотрим возможность ослабления линии H_ε в результате блендирования ее эмиссией вспышки в линии H_2. Примем коэффициент поглощения в крыле эмиссии H_2 (см. [15]) во вспышке

$$\alpha_\nu = 1.98 \cdot 10^{-17}/\Delta\lambda^2.$$



Фиг. 15. Декремент бальмеровской серии во вспышках.

Точки — вспышка № 212, I серия; кружки — № 235а; крестики — № 212, III серия.

На расстоянии 2.6 Å (или 1 Å от центра H_ε) $\alpha_\nu \approx 2.9 \cdot 10^{-18}$. Если число атомов Ca^+ во вспышке оценить (см. [16]) $N_1 = 7 \cdot 10^{16}$, то оптическая толща вспышки из-за поглощения в крыле H_2 ($\Delta\lambda = 2.6$ Å) будет $\tau'_\lambda \simeq 0.20$. Оптическая толща в линии H_ε на расстоянии 1 Å — около 0.7 (при $N_2 = 5 \cdot 10^{15}$). Таким образом, самопоглощение в крыле H_ε из-за суммарного поглощения крыльями H_ε и H_2 будет в

$$\frac{1 - e^{-(\tau_\lambda + \tau'_\lambda)}}{1 - e^{-\tau_\lambda}} = 1.2$$

раза больше, чем при отсутствии бленды H_2, т. е. дополнительное поглощение красным крылом эмиссии линии H во вспышке может ослабить эмиссию крыла H_ε приблизительно в 1.2 раза. Если, однако, принять $N_2 = 10^{15}$ (вспышка 235а), то ослабление уже будет в 2.2 раза. Если, кроме того, учесть, что число атомов Ca^+ N_1 может быть несколько отличным от принятого нами, а также учесть неопределенность в величине коэффициента поглощения α_ν, то следует заключить, что аномальное ослабление эмиссии H_ε, вероятно, связано с блендирующим действием эмиссии H_2 во вспышке. Кстати, по ослаблению линии H_ε можно также приближенно оценить число атомов Ca^+ во вспышке,

если известен коэффициент поглощения в крыле линии. Здесь возникают, правда, трудности с постоянной затухания из-за столкновений. Однако исследованию линий кальция и других металлов во вспышках будет посвящена отдельная работа.

§ 4. Заключение

Суммируем основные результаты настоящей работы, отвлекаясь от явления тонкой структуры эмиссии вспышек, требующей специального изучения.

1. Вспышки вызывают заметное искажение контуров водородных линий в соседней атмосфере, что необходимо учитывать при анализе контуров эмиссии самих вспышек.

2. Расширение эмиссии всех бальмеровских линий (включая и H_α) во вспышках может быть объяснено комбинированным действием Допплер- и Штарк-эффекта при электронных давлениях от 25 до 50 бар и числе атомов во втором квантовом состоянии водорода N_2 от 10^{15} до 10^{16} в столбе сечением 1 см^2. Объяснение контуров бальмеровской эмиссии во вспышках эффектом Допплера и затуханием оказывается несостоятельным.

3. Декремент бальмеровской серии во вспышках сильно отличается от случая чисто рекомбинационного свечения своей исключительно высокой заселенностью третьего уровня и меньшей относительной заселенностью высших уровней. Аномальное падение N_7 для линии H_ε связано с блендирующим действием крыла эмиссии H_2 в спектре вспышек. В спектре вспышек не отмечается появления сколько-нибудь заметной эмиссии в бальмеровском континууме.

4. Отдача эмиссии вспышек в большинстве случаев возрастает с глубиной.

5. Асимметрия контуров водородной эмиссии связана, по всей вероятности, с подъемом или опусканием возвратных выбросов (surges) над вспышкой. Полученные из величины депрессии контуров во вспышках скорости подъема $v = 100$ км/сек и плотности $N_2 \simeq 5 \cdot 10^{12}$ типичны для таких протуберанцев.

Авторы выражают благодарность П. И. Селиванову и А. Е. Балковому за участие в обработке спектрограмм.

Апрель 1957 г.

Литература

1. M. A. Ellison. M. N., **109**, 3, 1949.
2. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **8**, 19, 1952.
3. H. Friedman, S. Lichtman a. E. Byram. Phys. Rev., **83**, 1025, 1951.
4. S. Miller, R. Mercure, W. Rense. Ap. J., **124**, 580, 1956.
5. L. Goldberg, H. Dodson a. E. Müller. Ap. J., **120**, 83, 1954.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **13**, 103, 1955.
7. З. Швестка. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 209, 1956.

8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 31, 1955; **17**, 129, 1957.
9. А. Б. Северный. Астр. журн., **33**, 74, 1956; Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 194, 1956; там же, **17**, 129, 1957.
10. S. Verwej. Publ. Astr. Amst., № 5, 1936.
11. А. Б. Северный. См. настоящий том, стр. 72.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **11**, 106, 1954.
13. G. Cillie a. D. Menzel. Harv. Circ., № 410, 1935.
14. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **5**, 3, 1950.
15. Л. Аллер, Астрофизика, ИЛ, **1**, 299, 1955.
16. А. Б. Северный и Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **13**, 82, 1955.
17. C. De Jager. Rech. Utrecht, **13**, part 1, 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДА В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

А. Б. Северный

Спектроскопическое исследование водородного спектра вспышек [1] дает средние значения $P_e = 25$—50 бар, $T_{\text{kin}} = 10^4$ K и значения $N_2, N_3, \ldots, N_9$, на основании которых можно вычислить числа всевозможных, различных процессов возбуждения и ионизации, приводящих к заполнению отдельных уровней водорода (проблемы бальмеровского декремента, возбуждения и ионизации во вспышках). Рассмотрению и вычислению различных процессов посвящена настоящая работа. Результаты этих вычислений приведены в табл. 8 и на фиг. 3 и 4. Найдено, что заселенность нижних уровней ($n < 3$—4) определяется в основном полем собственного излучения вспышки, а верхних ($n > 3$—4) возбуждением и ионизацией электронным ударом. Электронный газ вспышки охлаждается в результате неупругих столкновений электронов с атомами водорода очень быстро (за время, значительно меньшее времени жизни вспышки), если нет источника поддержания его энергии с мощностью порядка 700 эрг/см^3 сек.

Наши спектроскопические данные о непрерывной эмиссии вспышек указывают на то, что эта эмиссия, так же как и исследованная нами [17] эмиссия ядер тонкой структуры («усы») нетеплового происхождения, возникает в оптически тонком слое и не связана с процессами рекомбинаций. Ее возникновение также связано с некоторым нетепловым источником энергии с мощностью порядка нескольких сот эрг/см^3 сек. Возможно, что непрерывная эмиссия связана с релятивистскими электронами. Обсуждены возможные физические механизмы во вспышках. Показано, что электромагнитные механизмы (в частности, магнитогидродинамические волны) не могут дать требуемого количества энергии. Несостоятельно также объяснение при помощи гипотезы проникновения во вспышку горячей корональной материи. Всплески космического излучения и жесткого рентгеновского излучения ($\lambda < 3$ Å) указывают на образование частиц высоких энергий во вспышках с плотностью от 10^5 до 10^7 частиц на 1 см^3. Указано, что статистический механизм Ферми едва ли может ускорить частицы во вспышках до энергий 10^9 эв.

THE EXCITATION AND IONIZATION OF HYDROGEN IN FLARES, by *A. B. Severny*. — The investigation of the hydrogen spectrum of flares leads to the mean values $P_e = 25$—50 bars, $T_{\text{kin}} = 10^4$ K and also some values for $N_2, N_3, \ldots, N_9$. These data enabled us to calculate the number of different processes of excitation and ionization producing the given population of different quantum states of hydrogen. This paper is devoted to the consideration and calculation of these various processes, and the results are summed up in table 8 and fig. 3—4. The population of low quantum levels ($n < 3$—4) was found to be determined by processes of radiative excitation from the flare field of radiation. For the higher quantum states ($n > 3$—4) the population is governed by processes of collisional excitation and ionization. The electron

gas in flares should be very rapidly cooled by inelastic collisions of electrons with H-atoms (during a period of time which is small compared to the life time of the flare), if there is no source for maintaining its energy at the rate ~ 700 ergs/sm^3 sec.

Our spectroscopic data on the continuous emission of flares, as well as those on the grains of fine structure («moustaches») [17] show that the continuous emission of flares is not of thermal origin and cannot be connected with recombination processes. This emission is also connected with an unknown source of energy generation at a rate of several hundred ergs/cm^3 sec. It is possible that this emission is connected with relativistic electrons.

Possible physical processes in flares are discussed. The mechanism of electromagnetic heating was shown to be inconsistent with the estimated rate of energy generation. The hypothesis of the heating of a flare by coronal matter eventually coexisting with the flare is also inconsistent with this estimate. The bursts of cosmic rays during great flares and the recently discovered hard X-ray radiation suggest some mechanism leading to the formation in flares of high-energy particles with number densities from 10^5 to 10^7 per 1 cm^3. It is pointed out that the Fermi mechanism of acceleration of particles can hardly produce the acceleration of particles in flares to the energies 10^9 e. v.

Спектроскопическое исследование водородного спектра вспышек, проведенное в [1], позволяет определить для вспышек некоторые средние значения электронного давления ($P_e = 25$—50 бар) и кинетической температуры ($T_{\text{kin}} \simeq 10\,000°$), а также числа атомов водорода N_2, N_3, ... вплоть до N_9 в столбе с основанием 1 см^2. Наблюдения позволяют также найти некоторую среднюю интенсивность излучения вспышки, возникающего при переходах $n \to 2$ ($n \geqslant 3$). С помощью этих данных можно оценить числа различных процессов на единицу объема, приводящих к заполнению того или иного уровня атомов водорода во вспышках (проблема бальмеровского декремента), и сделать отсюда заключения о характере возбуждения и ионизации водорода во вспышках. Эти процессы рассматриваются в настоящей работе. Рассмотрим их последовательно.

§ 1. Процессы рекомбинаций

Для числа рекомбинаций на уровень n (в единице объема) имеем выражение [2]

$$Z_{fn} = n_e n_i 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{\text{kin}}}\right)^{3/2} \int_0^\infty (\beta_\nu)_n e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^3 dv, \tag{1, 1}$$

где

$$(\beta_\nu)_n = \frac{2n^2\nu^2 h^2}{c^2 m_e^2 v^2} k_\nu; \quad k_\nu = \frac{32\pi^2 e^6 R}{3\sqrt{3}\, ch^3} \frac{g_n'}{\nu^3 n^5}. \tag{1, 2}$$

Здесь g_n' — фактор Гаунта, который мы принимаем равным 1, а R — постоянная Ридберга ($3.288 \cdot 10^{15}$ сек$^{-1}$). Подставляя (1, 2) в (1, 1) и замечая, что $h\nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + \chi_n$ (χ_n — энергия ионизации с уровня n), после элементарных вычислений получаем известное выражение

$$Z_{fn} = n_e n_i C_{fn}; \quad C_{fn} = \frac{1}{n^3} \frac{K}{T_{\text{kin}}^{3/2}} e^{x_n} [-\text{li}\,(e^{-x_n})], \tag{1, 3}$$

где

$$\left.\begin{aligned} K &= \frac{256\pi^3}{3\sqrt{3}}\frac{Re^6}{(2\pi k)^{3/2}m_e^{3/2}} = 3.287\cdot 10^{-6};\quad -\mathrm{li}\,(e^{-x_n}) = \int\limits_{x_n}^{\infty}\frac{e^{-x}dx}{x} \\ x_n &= \frac{\chi_n}{kT} = \frac{hR}{n^2kT_{\mathrm{kin}}} \end{aligned}\right\};\qquad (1,4)$$

функции $\mathrm{li}\,(x)$ — интегрального логарифма табулированы подробно в [3]. Мы принимаем в качестве типичных значений для вспышки (см. [1])

$$T_{\mathrm{kin}} = 10\,000^\circ\,\mathrm{K},\quad n_e \simeq n_i = \frac{P_e}{kT_{\mathrm{kin}}} = 10^{13}. \qquad (1,5)$$

Таблица 1

n	x_n	e^{-x_n}	$-\mathrm{li}\,(e^{-x_n})$	C_{fn}	Z_{fn}
1	15.78	$1.417\cdot 10^{-7}$	$\sim e^{-x_n}/x_n$	$2.088\cdot 10^{-13}$	$2.09\cdot 10^{13}$
2	3.945	0.01935	$0.4040\cdot 10^{-2}$	$8.578\cdot 10^{-14}$	$8.58\cdot 10^{12}$
3	1.754	0.1731	$0.6910\cdot 10^{-1}$	4.861	4.86
4	0.9863	0.3731	0.2246	3.091	3.09
5	0.6314	0.5315	0.4263	2.109	2.11
6	0.4383	0.6453	0.6426	1.516	1.52
7	0.3220	0.7247	0.8538	1.129	1.13
8	0.2465	0.7815	1.055	0.866	0.87

В табл. 1 приведены результаты вычисления числа рекомбинаций Z_{fn} на различные уровни ($T_{\mathrm{kin}} = 10^4$, $n_e = 10^{13}$). При вычислении числа переходов $\infty \to 1$ можно использовать приближение $-\mathrm{li}\,(e^{-x_n}) \approx e^{-x_n}/x_n$.

§ 2. Процессы фотоионизаций

Представим себе вспышку в виде плоскопараллельного слоя толщиной H, расположенного над невозмущенной атмосферой; оптическая глубина этого слоя меняется от $\tau_\nu = 0$ до $\tau_\nu(H) = \tau_{0\nu}$ (фиг. 1). Будем исходить из «осредненных» уравнений переноса непрерывного излучения

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{3}\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} &= I_\nu - \frac{E_\nu}{k_\nu} \\ \frac{2}{3}\frac{dI'_\nu}{d\tau_\nu} &= -I'_\nu + \frac{E_\nu}{k_\nu} \end{aligned}\right\},\qquad (2,1)$$

где E_ν — отдача энергии излучения на 1 см^3 вспышки, k_ν — коэффициент непрерывного поглощения на единицу объема $\left(\tau_\nu = \int k_\nu dh\right)$. При $\tau_\nu = 0$ входящий внутрь поток $I'_\nu = 0$, а на границе $\tau_\nu = \tau_0$ входящий поток излучения $I_\nu(\tau_\nu) = I_{\nu 0}$ — потоку из невозмущенной солнечной атмосферы. Таким образом, на глубине τ_ν во вспышке

$$\left.\begin{aligned} I_\nu(\tau_\nu) &= I_{\nu 0}e^{-\frac{3}{2}(\tau_0-\tau_\nu)} + e^{\frac{3}{2}\tau_\nu}\int\limits_{\tau_\nu}^{\tau_0}\frac{E_\nu}{k_\nu}e^{-\frac{3}{2}t_\nu}\frac{3}{2}dt_\nu \\ I'_\nu(\tau_\nu) &= e^{-\frac{3}{2}\tau_\nu}\int\limits_0^{\tau_\nu}\frac{3}{2}\frac{E_\nu}{k_\nu}e^{\frac{3}{2}t_\nu}dt_\nu \end{aligned}\right\}.\qquad (2,2)$$

Средняя интенсивность излучения $J_\nu = \frac{1}{2}(I_\nu + I'_\nu)$ на глубине τ_ν будет

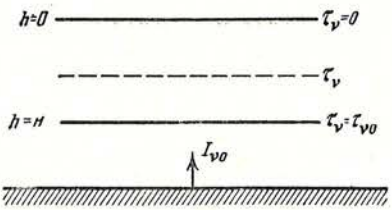
$$J_\nu = \frac{I_{\nu 0}}{2} e^{-\frac{3}{2}(\tau_0 - \tau_\nu)} + \frac{1}{2}\frac{\bar{E}_\nu}{k_\nu}\left\{\left(1 - e^{-\frac{3}{2}(\tau_0 - \tau_\nu)}\right) + \left(1 - e^{-\frac{3}{2}\tau_\nu}\right)\right\}, \quad (2,3)$$

где чертой обозначено среднее значение (по глубине) величины E_ν/k_ν. На некоторой глубине τ_ν порядка $\tau_{0\nu}/2$ средняя интенсивность будет

$$J_\nu \simeq \frac{I_{\nu 0}}{2} e^{-\frac{3}{4}\tau_{0\nu}} + \frac{\bar{E}_\nu}{k_\nu}\left(1 - e^{-\frac{3}{4}\tau_{0\nu}}\right) \quad (2,4)$$

и вероятности фотоионизаций можно оценить по формуле

$$C_{nf}^{\text{фот}} = \frac{4\pi}{h}\int_{\nu_n}^{\infty} \frac{k_\nu(n)}{\nu} J_\nu d\nu. \quad (2,5)$$



Фиг. 1. К вычислению средней интенсивности излучения во вспышке.

Здесь $k_\nu(n)$, согласно формуле (1,2), можно представить в виде

$$k_\nu(n) = k_0 n\left(\frac{\nu_n}{\nu}\right)^3, \text{ где } \nu_n = \frac{R}{n^2};$$

$$k_0 = \frac{32\pi^2 e^6}{3\sqrt{3}\,ch^3R^2} = 7.90 \cdot 10^{-18}, \quad (2,6)$$

так что (подразумевая под $\tau_{0\nu}$ величину $\frac{3}{4}\tau_{0\nu}$ и опуская значок 0)

$$\tau_\nu(n') = \bar{k}_\nu H = \frac{3}{4}\sum_{n=n'}^{\infty} N_n k_\nu(n) = \frac{3}{4} k_0 \sum_{n=n'}^{\infty} N_n n\left(\frac{\nu_n}{\nu}\right)^3, \quad (2,7)$$

где N_n — среднее число атомов в состоянии n в столбе сечением 1 см^2 вспышки, а суммирование начинается с ближайшей полосы поглощения $\nu_{n'}$, расположенной от частоты ν в сторону меньших частот. Подставляя (2,4) в (2,5), получим

$$\frac{h}{4\pi} C_{nf}^{\text{фот}} = \int_{\nu_n}^{\infty} k_\nu(n)\left[\frac{I_{\nu 0}}{2} e^{-\tau_\nu(n')} + \frac{C_\nu(n')}{\tau_\nu(n')}\right]\frac{d\nu}{\nu}, \quad (2,8)$$

где

$$C_\nu(n') = \frac{3}{4} H\bar{E}_\nu\left(1 - e^{-\tau_\nu(n')}\right). \quad (2,9)$$

Собственная эмиссионная отдача вспышки E_ν связана с процессами рекомбинаций (свободно-свободные переходы не играют существенной роли при таких температурах), так что

$$E_\nu d\nu = \frac{hd\nu}{4\pi}\sum_{n=n'}^{\infty} \frac{n_e n_i}{n^3}\frac{K}{T_{\text{kin}}^{3/2}} e^{-\frac{h\nu - \chi_n}{kT_{\text{kin}}}}, \quad (2,10)$$

где суммирование ведется по всем полосам, граница которых $\nu \leqslant \nu(n)$. Величины $\tau_\nu(n)$ и $C_\nu(n)$ в соответствующих континуумах могут быть представлены в виде

$$\left.\begin{array}{l} n=1,\ \tau_\nu(1)=\frac{3}{4}N_1k_\nu(1)g_1;\ C_\nu(1)=\frac{3}{4}H(1-e^{-\tau_\nu(1)})e^{-\frac{h\nu-\chi_1}{kT_{\text{kin}}}}h_1 \\ n=2,\ \tau_\nu(2)=\frac{3}{4}N_2k_\nu(2)g_2;\ C_\nu(2)=\frac{3}{4}H(1-e^{-\tau_\nu(2)})e^{-\frac{h\nu-\chi_2}{kT_{\text{kin}}}}h_2 \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \tau_\nu(n)=\frac{3}{4}N_nk_\nu(n)g_n;\ C_\nu(n)=\frac{3}{4}H(1-e^{-\tau_\nu(n)})e^{-\frac{h\nu-\chi_n}{kT_{\text{kin}}}}h_n \end{array}\right\},\quad (2,11)$$

где, согласно (2, 6) и (2, 10),

$$\left.\begin{array}{l} g_1=1+\frac{1}{2^5}\frac{N_2}{N_1}+\frac{1}{3^5}\frac{N_3}{N_1}+\ldots;\ h_1=1+\frac{1}{2^3}e^{-\frac{\chi_1-\chi_2}{kT_{\text{kin}}}}+\frac{1}{3^3}e^{-\frac{\chi_1-\chi_3}{kT_{\text{kin}}}}+\ldots \\ g_2=1+\left(\frac{2}{3}\right)^5\frac{N_3}{N_2}+\left(\frac{2}{4}\right)^5\frac{N_4}{N_2}+\ldots;\ h_2=\frac{1}{2^3}+\frac{1}{3^3}e^{-\frac{\chi_2-\chi_3}{kT_{\text{kin}}}}+ \\ \qquad\qquad +\frac{1}{4^3}e^{-\frac{\chi_2-\chi_4}{kT_{\text{kin}}}}+\ldots \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ g_n=1+\left(\frac{n}{n+1}\right)^5\frac{N_{n+1}}{N_n}+\left(\frac{n}{n+2}\right)^5\frac{N_{n+2}}{N_n}+\ldots; \\ \qquad\qquad h_n=\frac{1}{n^3}+\frac{1}{(n+1)^3}e^{-\frac{\chi_n-\chi_{n+1}}{kT_{\text{kin}}}}+\ldots \end{array}\right\}.\ (2,12)$$

Прежде чем вычислять величины C_{nf} (2, 8), оценим эффект самопоглощения непрерывного излучения во вспышке. В области лаймановского континуума ($n=1$) величина g_1 практически равна 1, так как величина N_1 едва ли меньше $5\cdot10^{19}$ (если даже допустить, что ионизация во вспышке в 100 раз больше, чем в хромосфере, где $N_1\simeq5\cdot10^{21}$). При этих условиях величина $\tau_\nu(1)\geqslant300\ (\nu_1/\nu)^3$, а влияние фактора $1-e^{-\tau_\nu(1)}$ начнет сказываться для тех частот, где $\tau_\nu(1)\leqslant1$, т. е. при $\nu\geqslant\sim7\nu_1$. Но для этих частот фактор

$$e^{-\frac{h\nu-\chi_1}{kT_{\text{kin}}}}\leqslant\sim e^{-5x_1}=e^{-85}$$

— ничтожно малая величина; т. е. для тех частот, где самопоглощение может играть роль, привнос в интеграл (2, 8) от слагаемого с $C_\nu(1)$ исчезающе мал. Поэтому величиной $e^{-\tau_\nu(1)}$ можно заведомо пренебречь по сравнению с единицей во всем интервале $(\nu_1,\ \infty)$ при вычислении интеграла (2, 8). В области бальмеровского континуума ($n=2$) приняв, согласно спектроскопическим данным [1], $N_3/N_2\leqslant0.1$ и $N_2=10^{15}$, как типичные значения, будем иметь $g_2=1$ (с точностью до $\sim1\%$) и, согласно (2, 6) и (2, 11), $\tau_\nu(2)\leqslant1.18\cdot10^{-2}$, так что

$$1-e^{-\tau_\nu(2)}\simeq\tau_\nu(2)$$

с точностью не менее 1%. Далее, в области пашеновского континуума ($n=3$) величина

$$g_3\approx1.03,$$

если взять для декремента бальмеровской серии (при $N_2 = 10^{15}$) данные, приведенные в [1] (см. ниже табл. 2). Далее, в этом случае, согласно (2, 6) и (2, 11), $\tau_\nu(3) \leqslant 1.83 \cdot 10^{-3}$, так что и здесь

$$1 - e^{-\tau_\nu(3)} \approx \tau_\nu(3)$$

с точностью до нескольких процентов. Аналогичное справедливо, как нетрудно убедиться, и в случае $n = 4$. Таким образом, при $n \geqslant 2$

$$g_n \simeq 1, \quad e^{-\frac{h\nu - \chi_n}{kT_{\text{kin}}}} (1 - e^{-\tau_\nu(n)}) = \tau_\nu(n)\, e^{-\frac{h\nu - \chi_n}{kT_{\text{kin}}}} \tag{2, 13}$$

с точностью до нескольких процентов, т. е. вспышки, так же как и хромосфера (ср. [4]), являются оптически крайне плотными в лаймановском континууме и оптически тонкими во всех остальных континуумах — вывод, впрочем, достаточно очевидный и без вычислений. Таким образом, формула (2, 8) для вероятностей C_{nf} упрощается и, согласно (2, 9), (2, 10), (2, 11) и (2, 13), будем иметь:

$$\begin{aligned}
\frac{h}{4\pi} C_{1f}^{\text{фот}} &= \int_{\nu_1}^{\infty} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(1)\, e^{-\tau_\nu(1)} + q_1 h_1 e^{-\frac{h\nu - \chi_1}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu}, \\
\frac{h}{4\pi} C_{2f}^{\text{фот}} &= \int_{\nu_1}^{\infty} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(2)\, e^{-\tau_\nu(1)} + \frac{1}{2^5} q_1 h_1 e^{-\frac{h\nu - \chi_1}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu} + \\
&+ \int_{\nu_2}^{\nu_1} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(2)\, e^{-\tau_\nu(2)} + q h_2 k_\nu(2)\, e^{-\frac{h\nu - \chi_2}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu}, \\
\frac{h}{4\pi} C_{3f}^{\text{фот}} &= \int_{\nu_1}^{\infty} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(3)\, e^{-\tau_\nu(1)} + \frac{1}{3^5} q_1 h_1 e^{-\frac{h\nu - \chi_1}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu} + \\
&+ \int_{\nu_2}^{\nu_1} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(3)\, e^{-\tau_\nu(2)} + \left(\frac{2}{3}\right)^5 q h_2 k_\nu(2)\, e^{-\frac{h\nu - \chi_2}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu} + \\
&+ \int_{\nu_3}^{\nu_2} \left\{ \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(3)\, e^{-\tau_\nu(3)} + q h_3 k_\nu(3)\, e^{-\frac{h\nu - \chi_3}{kT_{\text{kin}}}} \right\} \frac{d\nu}{\nu} \qquad \text{и т. д.,}
\end{aligned} \tag{2, 14}$$

где обозначено

$$q = \frac{3}{4} H \frac{K n_e n_i}{T_{\text{kin}}^{3/2}} \frac{h}{4\pi}; \quad q_1 = \frac{\frac{4}{3} q}{g_1 N_1}, \tag{2, 15}$$

а величины h_n даются формулой (2, 12); величина g_1 практически равна 1. Выше мы убедились в том, что $\tau_\nu(n) \ll 1$ для $n > 1$, т. е. что вспышки фактически прозрачны к излучению во всех континуумах, кроме лаймановского. Поэтому интегралы

$$\int_{\nu_{n+1}}^{\nu_n} \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(n)\, e^{-\tau_\nu(n)} \frac{d\nu}{\nu} \simeq \int_{\nu_{n+1}}^{\nu_n} \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(n) \frac{d\nu}{\nu}; \quad (n > 1). \tag{2, 16}$$

Что касается интеграла, содержащего $I_{\nu 0} e^{-\tau_\nu(1)}$, то сравним его с суммой остальных интегралов, содержащих $I_{\nu 0}$. Очевидно, что

$$\frac{\int\limits_{\nu_1}^{\infty} \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(n) e^{-\tau_\nu(1)} \frac{d\nu}{\nu}}{\sum\limits_{n=2}^{\infty} \int\limits_{\nu_n}^{\nu_{n-1}} \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(n) e^{-\tau_\nu(n)} \frac{d\nu}{\nu}} < \frac{\int\limits_{\nu_1}^{\infty} k_\nu(n) e^{-\tau_\nu(1)} \frac{d\nu}{\nu}}{\int\limits_{\nu_2}^{\nu_1} k_\nu(n) e^{-\tau_\nu(2)} \frac{d\nu}{\nu}},$$

так как $I_{\nu 0}$ монотонно убывает в интервале от ν_2 до ∞. Подставляя в правую часть выражение $k_\nu(n)$ и τ_ν из (2, 11) и (2, 6) и интегрируя, получим для этого отношения выражение $< \sim \frac{1}{48} \frac{1}{k_0 N_1}$, т. е. величину не более 10^{-4}. Это означает, что интегралы, содержащие $\frac{I_{\nu 0}}{2} e^{-\tau_\nu(1)}$, пренебрежимы по сравнению с остальными, т. е. в частотах лаймановского континуума солнечное излучение практически не попадает внутрь вспышки и не производит никакой ионизации. Величины интегралов (2, 16), содержащих $I_{\nu 0}$ для всех континуумов, кроме лаймановского, подсчитаны в [5] и могут быть взяты из этой работы.

Рассмотрим вторые слагаемые в фигурных скобках (2, 14); задача здесь сводится к вычислению интегралов

$$\int\limits_{\nu_1}^{\infty} e^{-\frac{h\nu-\chi_1}{kT_{\text{kin}}}} \frac{d\nu}{\nu} \text{ и } \int\limits_{\nu_{n+1}}^{\nu_n} e^{-\frac{h\nu-\chi_n}{kT_{\text{kin}}}} k_\nu(n) \frac{d\nu}{\nu},$$

которое выполняется без труда. Для первого мы имеем асимптотическое выражение

$$\int\limits_{\nu_1}^{\infty} e^{-\frac{h\nu-\chi_1}{kT_{\text{kin}}}} \frac{d\nu}{\nu} \simeq \frac{kT_{\text{kin}}}{\chi_1}; \quad \left(\frac{\chi_1}{kT_{\text{kin}}} \geqslant 1\right), \tag{2, 17}$$

а второй интеграл, в силу (2, 6),

$$k_0 n x_n^3 e^{x_n} \int\limits_{x_n}^{x_{n-1}} \frac{e^{-x}}{x^4} dx \equiv k_0 n \Phi(x_n); \quad x_n \equiv \frac{\chi_n}{kT_{\text{kin}}} \tag{2, 18}$$

и с помощью интегрирования по частям сводится к интегральному логарифму. Величины h_k также без труда вычисляются согласно (2, 12). В табл. 2 приведены значения h_n и $\Phi(x_n)$ для различных $n \geqslant 1$, $(h_1 = 1)$.

Вероятности (2, 14) можно, таким образом, представить в виде

$$C_{nf}^{\text{фот}} = c_{nf} + c'_{nf},$$

где c_{nf} — вероятность ионизации солнечным излучением (сумма интегралов, содержащих $I_{\nu 0}$), а c'_{nf} — вероятность ионизации рекомбинационным излучением самой вспышки (сумма остальных интегралов). Величины c_{nf} подсчитаны в [5] и приведены в 4-м столбце табл. 2. Величины c'_{nf} [см. (2, 14)] содержат h_n и интегралы (2, 18). В 5-м столбце приведены эти значения на единицу H (линейной глубины вспышки, см. (2, 15)) при $n_e = n_i = 10^{13}$ и $T_{\text{kin}} = 10^4$; величина $N_1 = n_1 \text{H}$ — среднее число

атомов водорода во вспышке в основном состоянии в столбе сечением 1 см² и длиной H. Что касается интеграла

$$c_{1f} = \frac{4\pi}{h} \int\limits_{\nu_1}^{\infty} \frac{I_{\nu 0}}{2} k_\nu(1)\, e^{-\tau_\nu(1)} \frac{d\nu}{\nu},$$

то, согласно (2, 6), он не превосходит величины

$$\frac{4\pi}{h} \frac{I_{\nu 0}}{2} \int^{\infty} k_\nu(1)\, e^{-\tau_\nu(1)} \frac{d\nu}{\nu} =$$

$$= \frac{4\pi}{h} \frac{I_{\nu 10}}{2} \frac{k_0}{\tau_{\nu_1}(1)} \left(1 - e^{-\tau_{\nu_1}(1)}\right). \qquad (2, 19)$$

При $N_1 \geqslant 5 \cdot 10^{19}$, $k_0 = 7.9 \cdot 10^{-18}$ величина $\tau_{\nu_1}(1) \geqslant \sim 300$ (согласно (2, 11)). С другой стороны, $\frac{I_{\nu 0}}{2} = \frac{h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT_\odot}}$, где $T_\odot$ — температура солнечного излучения в далеком ультрафиолете ($\simeq 4700°$), так что $\frac{I_{\nu 0}}{2} \frac{4\pi}{h} \simeq 10^{12}$ и интересующая нас величина (2, 19) не превосходит 10^{-8}; в то же время величина c'_{1f} не менее $10^{-8} H$ (если даже N_1 достигает $2 \cdot 10^{21}$ — значения, близкого к значению N_1 для хромосферы).

Поэтому $c_{1f} \ll c'_{1f}$, т. е. фотоионизация с первого уровня во вспышке полностью обусловлена собственным излучением вспышки в лаймановском континууме, как этого и следовало ожидать из факта очень большой оптической толщи вспышки. Наконец, если принять наиболее характерный размер вспышки $H = 10^8$, то можно оценить полную вероятность фотоионизации c_{nf} с различных уровней. При этом очевидно, что для уровней $n \geqslant 2$ первым слагаемым в c'_{nf} (см. табл. 2) можно пренебречь по сравнению со вторым при любом резонном значении N_1. Эти значения c_{nf} приведены в последнем столбце табл. 2. Сравнение их с значениями в 4-м столбце, которые были вычислены в [5] без учета собственного излучения флоккулов, показывает, что ионизация собственным из-

Таблица 2

n	h_n	$\Phi(x_n)$	c_{nf}	c'_{nf}/H	$C^{\text{фот}}_{nf}$	N_n	$Z^{\text{фот}}_{nf}$
1	—	—	$\sim 10^{-8}$	$2.085 \cdot 10^{13}/N_1$	$2.09 \cdot 10^{13} n_1^{-1}$	—	$2.09 \cdot 10^{13}$
2	0.1300	0.1332	$1.34 \cdot 10^4$	$6.52 \cdot 10^{11}/N_1 + 6.76 \cdot 10^{-4}$	$8.10 \cdot 10^4$	10^{15}	$8.1 \cdot 10^{11}$
3	0.004810	0.3090	$2.14 \cdot 10^5$	$8.58 \cdot 10^{10}/N_1 + 9.58 \cdot 10^{-4}$	$3.10 \cdot 10^5$	$2.29 \cdot 10^{14}$	$7.1 \cdot 10^{11}$
4	0.002690	0.2088	$3.28 \cdot 10^5$	$2.04 \cdot 10^{10}/N_1 + 6.66 \cdot 10^{-4}$	$3.94 \cdot 10^5$	$2.85 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{11}$
5	~ 0.001	0.2174	$3.42 \cdot 10^5$	$6.67 \cdot 10^9/N_1 + 4.29 \cdot 10^{-4}$	$3.85 \cdot 10^5$	$3.16 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{11}$

лучением вспышки для верхних уровней, вообще говоря, сравнима с ионизацией солнечным излучением, а для бальмеровского континуума ($n=2$) — заметно преобладает над ионизацией солнечным излучением. В области лаймановского континуума ионизация, естественно, целиком обусловлена излучением самой вспышки.

Наконец, в последних двух столбцах приведены в качестве примера значения N_n для вспышки 235а, исследованной в [1], и число фотоионизаций $Z_{nf}^{\text{фот}}$ на единицу объема $\left(\text{величина } Z_{nf}^{\text{фот}}=\frac{N_n C_{nf}}{H};\ H=10^8 \text{ см}\right)$. Однако наряду с фотоионизацией существенную роль может играть также ионизация и возбуждение электронным ударом, к рассмотрению которых мы переходим.

§ 3. Ионизация и возбуждение электронным ударом; удары второго рода

Для дифференциального эффективного сечения ионизации $q_n(v)$ тепловыми электронами мы примем формулу Томсона

$$q_n(v)=\frac{2\pi e^4}{m_e v^2}\left(\frac{1}{\chi_n}-\frac{2}{m_e v^2}\right); \tag{3, 1}$$

тогда полное сечение будет

$$\left.\begin{aligned} Q_{nf} &= 4\pi\left(\frac{m_e}{2\pi kT_{\text{kin}}}\right)^{3/2}\int\limits_{v_n}^{\infty} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT_{\text{kin}}}} q_n(v)\, v^3 dv = \\ &= \frac{8\pi^2 e^4}{(2\pi kT_{\text{kin}})^{3/2}}\frac{1}{m_e^{1/2}}\left[\frac{e^{-x_n}}{x_n}+[-\text{li}\,(e^{-x_n})]\right] = \\ &= 5.469\cdot 10^{-6}\left[\frac{e^{-x_n}}{x_n}+[-\text{li}\,(e^{-x_n})]\right] \end{aligned}\right\}. \tag{3, 2}$$

Для тепловых электронов с энергиями, немного превышающими потенциал ионизации, это сечение, по-видимому, не сильно отличается от фактического; применение же квантомеханического сечения, полученного в борновском приближении, здесь неоправдано из-за сравнительно небольших скоростей. В табл. 3 приведены значения e^{-x_n}/x_n (ср. табл. 1) и Q_{nf}, согласно (3, 2). Число ионизаций электронным ударом на 1 см^3

$$Z_{nf}^{\text{ст}}=\frac{N_n}{H}n_e Q_{nf} \tag{3, 3}$$

приведено в следующем столбце для $n_e=10^{13}$ и значений N_n для вспышки 235а, согласно табл. 2 ($H=10^8$ см). В последнем столбце приведено отношение числа ионизаций столкновениями к числу фотоионизаций, согласно данным табл. 2. Мы видим, что для рассматриваемой вспышки ионизация электронным ударом играет несколько бо́льшую роль, чем фотоионизация для низших уровней, и основную роль для более высоких уровней. Аналогичное положение имеет место, по-видимому, и в хромосфере, как это показано в [4].

Таблица 3

n	e^{-x_n/x_n}	Q_{nf}	$Z_{nf}^{\text{ст}}$	$Z_{nf}^{\text{ст}}/Z_{nf}^{\text{фот}}$
1	$8.980 \cdot 10^{-9}$	$9.82 \cdot 10^{-14}$	$0.982\, n_1$	$4.72 \cdot 10^{-14}\, n_1$
2	$4.905 \cdot 10^{-3}$	$4.89 \cdot 10^{-8}$	$4.89 \cdot 10^{12}$	6.0
3	$9.867 \cdot 10^{-2}$	$9.18 \cdot 10^{-7}$	$2.10 \cdot 10^{13}$	30
4	$3.783 \cdot 10^{-1}$	$3.30 \cdot 10^{-6}$	$9.40 \cdot 10^{12}$	84
5	$8.418 \cdot 10^{-1}$	$6.93 \cdot 10^{-6}$	$2.19 \cdot 10^{13}$	180
6	1.472	$1.16 \cdot 10^{-5}$	$4.40 \cdot 10^{13}$	—

Рассмотрим теперь вопрос о возбуждении электронным ударом. В первом приближении для расчета числа возбуждений $k \to i$ можно пользоваться формулой [2, стр. 110],

$$Z_{ki}^{\text{ст}} = \frac{N_k}{H} n_e \bar{q}_{ki} \left(\frac{8kT_{\text{kin}}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_{ik}}{kT_{\text{kin}}} \right) e^{-\frac{\varepsilon_{ik}}{kT_{\text{kin}}}} = \frac{N_k}{H} n_e C_{ki}^{\text{ст}}, \qquad (3, 4)$$

Здесь $\bar{q}_{ki}$ — среднее эффективное сечение для возбуждения электронным ударом. Эта величина для переходов $1 \to i$ близка к 10^{-16}, а для переходов $2 \to i$ — порядка 10^{-15}, как это показывает теоретический расчет, выполненный в [6]. Мы примем $\bar{q}_{1i} = 10^{-16}$ для переходов $1 \to i$ и $\bar{q}_{ki} = 10^{-15}$ для переходов $k \to i$, где $k \geqslant 2$. Приведем выдержку из таблицы, содержащей вычисления $C_{ki}^{\text{ст}}$ (табл. 4), при этих значениях $\bar{q}_{ki}$ и $n_e = 10^{13}$ ($T_{\text{kin}} = 10\,000°$), а также — $Z_{ki}^{\text{ст}}$ для вспышки 235а (значения N_k см. в табл. 2).

Таблица 4

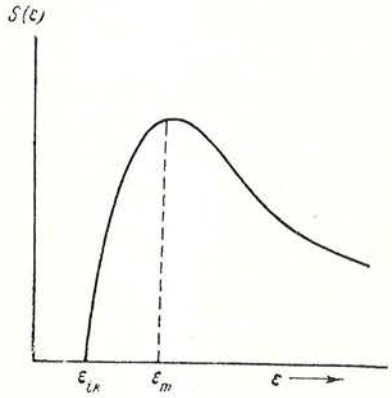
$k \to i$	x_{ki}	$C_{ki}^{\text{ст}}/\bar{q}_{ki}$	$C_{ki}^{\text{ст}}$	$n_e C_{ki}^{\text{ст}}$	$Z_{ki}^{\text{ст}}$
$1 \to 2$	11.84	$5.85 \cdot 10^3$	$5.85 \cdot 10^{-13}$	5.85	$5.85\, n_1$
$1 \to 3$	14.03	$7.67 \cdot 10^2$	$7.67 \cdot 10^{-14}$	0.767	$0.767\, n_1$
$1 \to 4$	14.79	$3.76 \cdot 10^2$	$3.76 \cdot 10^{-14}$	0.376	$0.376\, n_1$
$2 \to 3$	2.191	$2.22 \cdot 10^7$	$2.22 \cdot 10^{-8}$	$2.22 \cdot 10^5$	$2.22 \cdot 10^{12}$
$2 \to 4$	2.959	$1.28 \cdot 10^7$	$1.28 \cdot 10^{-8}$	$1.28 \cdot 10^5$	$1.28 \cdot 10^{12}$
$3 \to 4$	0.768	$5.12 \cdot 10^7$	$5.12 \cdot 10^{-8}$	$5.12 \cdot 10^5$	$1.16 \cdot 10^{12}$

В табл. 5 приведены в качестве примера приближенные значения $n_e \sum_k C_{ki}^{\text{ст}}$ — полного числа возбуждений ударом с данного уровня и числа возбуждений на единицу объема (для тех же значений N_k, что и в табл. 4). Хотя все эти данные не являются достаточно надежными из-за отсутствия сведений о величинах эффективных сечений, они все же указывают на то, что роль электронного удара может быть весьма существенной в возбуждении атомов водорода во вспышках. Более того, экспериментальные данные [7] свидетельствуют скорее о том, что принятое

Таблица 5

k	$n_e \sum_i C_{ki}^{\text{ст}}$	$\sum_i Z_{ki}$ (воз)	$\sum_i Z_{ik}$ (тум)
1	7.68	$7.68\, n_1$	—
2	$6.09 \cdot 10^5$	$6.09 \cdot 10^{12}$	$2.01 \cdot 10^{12}$
3	$16.9 \cdot 10^5$	$3.85 \cdot 10^{12}$	$2.23 \cdot 10^{12}$
4	$16.9 \cdot 10^5$	$4.75 \cdot 10^{11}$	$3.71 \cdot 10^{11}$
5	$12.1 \cdot 10^5$	$3.84 \cdot 10^{11}$	$1.70 \cdot 10^{11}$

нами постоянное сечение $\bar{q} = 10^{-15}$ для переходов $2 \to k$ и других переходов может привести к занижению роли электронных ударов. Например, в [7] найдено, что функции возбуждения у линий H_α, H_β, H_γ относятся приблизительно как 17 : 21 : 24. Упрощением является также введение среднего сечения в формуле (3, 4). Можно попытаться выяснить, какая ошибка может при этом возникнуть в полном сечении возбуждения, если использовать следующую полуэмпирическую формулу [8] для дифференциального сечения



Фиг. 2. Типичная зависимость эффективного сечения при возбуждении ударом от энергии электронов.

$$q_{ik}(\varepsilon) = a \frac{\varepsilon - \varepsilon_{ik}}{\varepsilon_m - \varepsilon_{ik}} \exp\left[-\frac{\varepsilon - \varepsilon_{ik}}{\varepsilon_m - \varepsilon_{ik}}\right], \quad (3, 5)$$

где $a = 2.72 S(\varepsilon_m)$, ($S(\varepsilon_m)$ — максимальное сечение, см. фиг. 2), ε_m — энергия, соответствующая максимуму $q(\varepsilon_m)$.

Подставив (3, 5) в выражение (3, 2) и выполняя интегрирование, получим для полного сечения

$$C_{ki}^{\text{ст}} = \left(\frac{8kT_{\text{kin}}}{\pi m_e}\right)^{1/2} a e^{-x_{ik}} f(x_{ik}), \quad (3, 6)$$

где

$$f(x_{ik}) \equiv \frac{x_m - x_{ik}}{(1 + x_m - x_{ik})^2} \left\{x_{ik} + 2\frac{x_m - x_{ik}}{1 + x_m - x_{ik}}\right\}; \; x_{ik} = \frac{\varepsilon_{ik}}{kT_{\text{kin}}}, \quad (3, 7)$$

а величина $x_m = \frac{\varepsilon_m}{kT_{\text{kin}}}$. Если использовать теоретические графики $q(\varepsilon)$, приведенные в [6], то вычисления по формуле (3, 6) дают для перехода $1 \to 3$ значение $C_{13}^{\text{ст}}$ в 1.8 раза меньшее, чем приведенное в табл. 4, а для перехода $2 \to 3$ в 3.6 раза меньшее, чем в той же таблице; это вполне естественно, так как при интегрировании $q(\varepsilon)$ привнос от быстрых электронов уменьшается по сравнению с формулой (3, 4). Таким образом, величины $C_{ki}^{\text{ст}}$, приведенные в табл. 4, дают в общем правильный порядок величины: вероятно они несколько завышены для переходов типа $1 \to k$ и занижены, если судить по экспериментальным данным [7], для переходов с высших уровней.

Рассмотрим теперь действие тушащих столкновений (удары второго рода). Полное сечение для этих столкновений

$$C_{ik}^{\text{туш}} = \int_0^\infty q_{i'}(\varepsilon') v' F(\varepsilon') d\varepsilon', \tag{3, 8}$$

где v' — скорость и ε' — энергия электронов, а

$$F(\varepsilon') = Cv' e^{-\frac{\varepsilon'}{kT_{\text{kin}}}}. \tag{3, 9}$$

Согласно формуле Клейна—Росселанда (см. [9]),

$$g_k q_{ki}(\varepsilon)\varepsilon = g_i q_{ik}(\varepsilon')\varepsilon', \tag{3, 10}$$

где g_k — статистический вес нижнего, а g_i — верхнего уровней. Из (3, 10) и (3, 8) получим

$$C_{ik}^{\text{туш}} = \int_0^\infty q_{ki} \frac{g_k}{g_i} \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} Cv' e^{-\frac{\varepsilon'}{kT_{\text{kin}}}} v' d\varepsilon' = \frac{g_k}{g_i} e^{\frac{\varepsilon_{ik}}{kT_{\text{kin}}}} \int q_{ki} C e^{-\frac{\varepsilon}{kT_{\text{kin}}}} v^2 d\varepsilon.$$

или ($\varepsilon' = \varepsilon - \varepsilon_{ik}$)

$$C_{ik}^{\text{туш}} = \frac{g_k}{g_i} e^{\frac{\varepsilon_{ik}}{kT_{\text{kin}}}} C_{ki}^{\text{воз}}. \tag{3, 11}$$

В табл. 5 приведены в качестве примера числа тушащих столкновений с данного уровня i.

$$Z_{ik}^{\text{туш}} = n_k n_e C_{ik}^{\text{туш}}, \tag{3, 12}$$

для тех же значений p_e, T_{kin} и $n_k = \frac{N_k}{H}$. Мы видим, что удары второго рода играют роль, сравнимую с возбуждением электронным ударом, и их необходимо учитывать при изучении процессов, приводящих к заполнению уровней (см. ниже).

§ 4. Возбуждение излучением

В сфере линий оптическая толща в выражении для средней интенсивности (2, 4) будет определяться в основном коэффициентом поглощения в линии s_ν. Действительно, например, для линии H_α оптическая толща в непрерывном поглощении, согласно (2, 6) и (2, 7),

$$\tau_{0\nu} \simeq 1.2 \cdot 10^{-17} N_3,$$

в то время как даже в крыле этой линии, расширенной Штарк-эффектом при $p_e = 50$ бар (см. [1]), величина оптической толщи

$$\tau_{0\lambda} \simeq 10^{-16} N_2.$$

Так как $\frac{N_3}{N_2} \leqslant 0.1$, то $\tau_\nu \ll \tau_\lambda$. Поэтому в сфере линии средняя интенсивность

$$J_\lambda \simeq \frac{I_{\nu 0}}{2} e^{-\frac{3}{4}\tau_{0\lambda}} + \left(\frac{\bar{E}_\nu}{k_\lambda} + \bar{p}_\lambda\right)\left(1 - e^{-\frac{3}{4}\tau_{0\lambda}}\right), \tag{4, 1}$$

где $\bar{p}_\lambda = \frac{\bar{j}_\lambda}{k_\lambda}$, а j_λ — отдача эмиссии в данной линии (об этой величине см. [1]). Легко также убедиться в том, что величина $\frac{E_\lambda}{k_\lambda} \ll \bar{p}_\lambda$ (величина $\frac{E_\nu}{k_\lambda} \simeq 10^{-6}$, тогда как $\bar{p}_\lambda$ — порядка $I_{\nu 0}$, т. е. 10^{-4} *). Поэтому для нахождения плотности излучения ρ_{ik} во вспышке, возникающего при переходе $i \to k$, т. е.

$$\rho_{ik} = \frac{4\pi}{c} \int J_\lambda d\lambda,$$

нужно вычислить интеграл в сфере линии от J_λ (4, 1), где $\bar{p}_\lambda$ и $\tau_{0\lambda}$ определяют тот теоретический контур, который наилучшим образом представляет наблюденный контур (в крыльях линии, см. [1]). Эти теоретические контуры найдены в [1]; за область интегрирования был принят тот участок $\Delta\lambda_0$, где разность интенсивностей линии в контуре вспышки и в невозмущенной соседней фотосфере положительна. В табл. 6 приведены значения $\frac{p_\lambda}{I_{0\nu}}$ из [1] и ρ_{2k}, вычисленные указанным образом для вспышки 235а ($I_{0\nu}$ — интенсивность соседнего с линией непрерывного спектра).

Таблица 6

k	Линия	$p_\lambda/I_{0\nu}$	ρ_{2k}	B_{2k}	$n_2\rho_{2k}B_{2k}$
3	H_α	4.45	$3.45 \cdot 10^{-13}$	$1.68 \cdot 10^{20}$	$5.80 \cdot 10^{14}$
4	H_β	1.10	$5.36 \cdot 10^{-14}$	$2.31 \cdot 10^{19}$	$1.24 \cdot 10^{13}$
5	H_γ	1.38	$3.60 \cdot 10^{-14}$	$7.74 \cdot 10^{18}$	$2.79 \cdot 10^{12}$
6	H_δ	1.57	$2.60 \cdot 10^{-14}$	—	—
7	H_ε	0.70	$6.80 \cdot 10^{-15}$	—	—

$$\sum_{k=3}^{\infty} n_2\rho_{2k}B_{2k} \simeq 5.95 \cdot 10^{14}$$

Аналогичные вычисления были сделаны для вспышки № 212 (см. ниже). В той же таблице приведены коэффициенты вероятности переходов B_{2k} и значения $n_2B_{2k}\rho_{2k}$ — числа переходов на единицу объема под действием поля собственного излучения вспышки $\left(n_2 = \frac{N_2}{H} = 10^7\right.$, согласно данным [1]). Что касается возбуждения излучением с других уровней $n = 3$, 4 и т. д., то здесь мы не располагаем спектрами вспышек в серии Пашена и других. Минимальные значения для $n_3\rho_{3k}B_{3k}$ и $n_4\rho_{4k}B_{4k}$ вычислены в [5] для флоккулов; если воспользоваться этими значениями, то для той же вспышки № 235а ($N_3 = 2.29 \cdot 10^{14}$, $N_4 = 2.85 \cdot 10^{13}$, см. табл. 2) мы получим

* в шкале частот.

$$\sum_{k=4}^{\infty} n_3\rho_{3k}B_{3k} \approx 6.45 \cdot 10^{12}; \quad \sum_{k=5}^{\infty} n_4\rho_{4k}B_{4k} \approx 1.06 \cdot 10^{12}.$$

Мы видим, что даже эти заниженные значения числа процессов возбуждения сравнимы с числом других процессов, приводящих к заполнению уровней (см. табл. 1, 2 и 5). Таким образом, возбуждение атомов водорода полем собственного излучения во вспышках играет весьма важную роль, особенно для низших уровней. Аналогичное положение мы имеем во флоккулах, как это было показано в [5].

Возбуждения атомов в поле собственного излучения вспышки могут, однако, в значительной степени компенсироваться спонтанными переходами на низшие уровни (вынужденные переходы при таких температурах не играют серьезной роли). Например, из табл. 7 видно, что число спонтанных переходов на второй уровень — того же порядка величины для рассматриваемой вспышки, что и число возбуждений

Таблица 7

k	n_k	A_{k2}	n_kA_{k2}
3	$2.27 \cdot 10^6$	$4.39 \cdot 10^7$	$1.00 \cdot 10^{14}$
4	$2.85 \cdot 10^5$	$8.37 \cdot 10^6$	$2.38 \cdot 10^{12}$
5	$3.16 \cdot 10^5$	$2.52 \cdot 10^6$	$7.95 \cdot 10^{12}$
6	$3.80 \cdot 10^5$	$9.68 \cdot 10^5$	$3.68 \cdot 10^{12}$

$$\sum_{k=3}^{\infty} n_kA_{k2} \simeq 1.04 \cdot 10^{14}$$

радиацией со второго уровня. Однако вопрос о компенсации различных переходов и возможности стационарного состояния требует учета всех возможных процессов (см. ниже).

§ 5. Сопоставление роли различных процессов и условия стационарности. Отдача энергии и непрерывная эмиссия вспышек

Рассмотрим теперь всевозможные процессы, приводящие как к заполнению, так и к опустошению уровней водородных атомов во вспышке, используя для этой цели данные предыдущих параграфов. В табл. 8 (1-й столбец) перечислены все эти процессы и приведены формулы, по которым они вычислены для случая распределения чисел атомов N_k по уровням ($k > 1$) во вспышке 235а. По поводу этих вычислений необходимо сделать следующие замечания:

1) для числа рекомбинаций взяты значения, приведенные в табл. 1, а для числа фотоионизаций — данные табл. 2;

2) для числа ионизаций электронным ударом взяты данные табл. 3;

3) при вычислениях числа возбуждений собственным излучением, приводящих как к заполнению, так и к опустошению уровней, для пере-

	Число атомов	n_1	$n_2 = 10^7$	$n_3 = 2.27 \cdot 10^6$
Приход	1. Рекомбинации: $n_e^2\, C_{fn}^{\text{рек}}$	$2.088 \cdot 10^{13}$	$8.58 \cdot 10^{12}$	$4.86 \cdot 10^{12}$
	2. Спонтанн. с верхн.: $\sum\limits_{k=n+1}^{\infty} n_k A_{kn}$	$4.81 \cdot 10^{15}$	$1.04 \cdot 10^{14}$	$3.60 \cdot 10^{12}$
	3. Возб. с нижн. излуч.: $n_1 B_{1n}\rho_{1n} + n_2 B_{2n}\rho_{2n} + \ldots + n_{n-1} B_{n-1,\, n}\rho_{n-1,\, n}$	—	$2.02 \cdot 10^{19} n_1 \rho_{12}$ $(4.68 \cdot 10^{15})$	$3.24 \cdot 10^{18} n_1 \rho_{13} + 5.80 \cdot 10^{14}$
	4. Возб. с нижн. эл. ударом: $n_e (n_1 C_{1n} + n_2 C_{2n} + \ldots + n_{n-1} C_{n-1,\, n})$	—	$5.85 n_1$ $(2.92 \cdot 10^{14})$	$0.767 n_1 + 2.22 \cdot 10^{12}$ $(4.06 \cdot 10^{13})$
	5. Тушащие столкновения $n_e \sum\limits_{k=i+1}^{\infty} n_k C_{ik}$	$2.29 \cdot 10^{12}$	$2.43 \cdot 10^{12}$	$4.67 \cdot 10^{11}$
		$4.81 \cdot 10^{15}$	$1.13 \cdot 10^{14} + 5.85 n_1 + 2.02 \cdot 10^{19} n_1$	$5.91 \cdot 10^{14} + 3.24 \times 10^{18} n_1 \rho_{13} + 0.767 n_1$
Убыль	1. Фотоионизация: $n_n C_{nf}^{\text{фот}}$	$2.088 \cdot 10^{13}$	$8.10 \cdot 10^{11}$	$7.10 \cdot 10^{11}$
	2. Спонтанн. на нижн.: $n_n \sum\limits_{k=1}^{n-1} A_{nk}$	—	$4.68 \cdot 10^{15}$	$2.26 \cdot 10^{14}$
	3. Возб. на верх. излуч.: $n_n \sum\limits_{k=n+1}^{\infty} \rho_{nk} B_{nk}$	$2.02 \cdot 10^{19} \left(1 + 0.16 \frac{\rho_{13}}{\rho_{12}} + \ldots\right)$ $4.68 \cdot 10^{15}$	$5.95 \cdot 10^{14}$	$> 6.45 \cdot 10^{12}$
	4. Возб. на верх. эл. ударом: $n_n n_e \sum\limits_{k=n+1}^{\infty} C_{nk}^{\text{ст}}$	$7.68 \cdot n_1$ $(3.84 \cdot 10^{14})$	$6.09 \cdot 10^{12}$	$3.85 \cdot 10^{12}$
	5. Иониз. эл. ударом: $n_n n_e C_{nf}^{\text{ст}}$	$0.982 n_1$ $(4.9 \cdot 10^{13})$	$4.89 \cdot 10^{12}$	$2.10 \cdot 10^{13}$
	6. Тушащие столкновения: $n_n n_e \sum\limits_{k=1}^{n-1} C_{nk}$	—	$2.01 \cdot 10^{12}$	$2.23 \cdot 10^{12}$
		$8.66 n_1 + 2.02 \times 10^{19} n_1 \rho_{12} (1 + \ldots)$	$5.29 \cdot 10^{15}$	$2.58 \cdot 10^{14}$

ходов $2 \to k$ использовались данные табл. 6 (для переходов $1 \to k$ в таблице оставлено буквенное выражение); для переходов $3 \to k$ и $4 \to k$ использованы заниженные значения $\rho_{2k} B_{2k}$, приведенные в [5], на что указывает значок $>$;

4) для числа процессов возбуждения электронным ударом, приводящих к убыли числа атомов, взяты данные табл. 5; для числа тех же процессов, приводящих к пополнению числа атомов N_k, использованы данные табл. 4 (в ее более полном виде, не приведенном в статье);

Таблица 8

$n_4 = 2.85 \cdot 10^5$	$n_5 = 3.16 \cdot 10^5$	$n_6 = 3.80 \cdot 10^5$	$n_7 = 1.87 \cdot 10^5$
$3.09 \cdot 10^{12}$	$2.11 \cdot 10^{12}$	$1.52 \cdot 10^{12}$	$1.13 \cdot 10^{12}$
$1.20 \cdot 10^{12}$	—	—	—
$>1.12 \cdot 10^{18} n_1 \rho_{14} + 1.74 \cdot 10^{13}$	$>5.29 \cdot 10^{17} n_1 \rho_{15} + 4.38 \cdot 10^{12}$	$2.94 \cdot 10^{17} n_1 \rho_{16} + \sim 10^{11}$	—
$0.376 n_1 + 2.44 \cdot 10^{12}$ $(2.12 \cdot 10^{13})$	$0.268 n_1 + 2.13 \cdot 10^{12}$ $(1.55 \cdot 10^{13})$	$0.224 n_1 + 2.08 \cdot 10^{12}$ $(1.33 \cdot 10^{13})$	$0.200 n_1 + 2.17 \cdot 10^{12}$ $(1.22 \cdot 10^{13})$
$3.35 \cdot 10^{11}$	$1.97 \cdot 10^{11}$		
$2.41 \cdot 10^{13} + 1.12 \times 10^{18} n_1 \rho_{14} + 0.376 n_1$	$8.62 \cdot 10^{12} + 5.29 \times 10^{17} n_1 \rho_{15} + 0.268 n_1$		
$1.12 \cdot 10^{11}$	$1.22 \cdot 10^{11}$	$\sim 2 \cdot 10^{11}$	$\sim 4 \cdot 10^{11}$
$8.55 \cdot 10^{12}$	$3.62 \cdot 10^{12}$	—	—
$>1.06 \cdot 10^{12}$	$>\sim 5 \cdot 10^{11}$	—	—
$>4.75 \cdot 10^{11}$	$>3.84 \cdot 10^{11}$	—	—
$9.40 \cdot 10^{12}$	$2.19 \cdot 10^{13}$	—	—
$3.71 \cdot 10^{11}$	$4.70 \cdot 10^{11}$	$4.40 \cdot 10^{13}$	—
$1.96 \cdot 10^{13}$	$2.65 \cdot 10^{15}$		

5) для числа тушащих столкновений, приводящих к опустошению уровня, взяты данные табл. 5; число тех же процессов, ведущих к заполнению уровня, было вычислено по формуле

$$n_e \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k C_{ik}^{\text{туш}},$$

где $C_{ik}^{\text{туш}}$ вычислялось по формуле (3, 11) и данным табл. 4.

Вычисления числа спонтанных переходов на нижние уровни не требуют пояснений. Для каждого уровня под столбцами прихода и убыли

приведены суммарные числа всех процессов, ведущих как к пополнению, так и к убыли числа атомов в данном состоянии. При условии стационарности суммарное число прямых процессов (ведущих к пополнению) и обратных (ведущих к убыли) должно быть одинаково для каждого уровня. Обычно исходят из этого условия, что в принципе позволяет определить числа атомов $n_k (k = 1, 2, \ldots)$ в различных состояниях или декременты серий. Однако вспышки являются существенно нестационарными образованиями, поэтому о компенсации в них числа прямых и обратных процессов если и можно говорить, то с осторожностью. Напротив, для вспышек как раз представляет интерес вопрос о возможных отклонениях от стационарности и возможной некомпенсации прямых и обратных процессов. Этот вопрос можно было бы решить, если бы нам были известны заполнения всех уровней водорода. Спектроскопические данные не дают нам сведений о заполнении основного состояния ($k = 1$) и о декременте в других сериях, кроме бальмеровской. Однако, несмотря на это, задачу можно решить последовательными приближениями, допустив, например, что число процессов возбуждения излучением с первого уровня на второй полностью (или почти полностью) компенсируется числом спонтанных переходов со второго уровня на первый. Такое допущение резонно по причине чрезвычайно большой толщи вспышки к излучению L_α. Обычно принимаемое предположение о компенсации полного числа радиативных возбуждений и ионизаций с первого уровня числом спонтанных переходов и рекомбинаций на первый уровень нам представляется менее оправданным, так как вероятность возбуждения и ионизации электронным ударом с верхних уровней водорода во вспышках может заметно преобладать над вероятностью всякого другого процесса (в том числе спонтанного перехода вниз, в частности, на первый уровень, см. ниже). Т. е. для верхних уровней отклонения от стационарности могут быть велики, тогда как для нижних уровней они сравнительно малы. Итак, будем исходить из условия, что для процессов радиативного возбуждения компенсация имеет место только в переходах $1 \to 2$ и $2 \to 1$, т. е.

$$B_{12} n_1 \rho_{12} \simeq A_{21} n_2. \qquad (5, 1)$$

Если обратиться, например, к данным табл. 8, то при условии (5, 1) стационарность в заполнении второго уровня будет иметь место, если

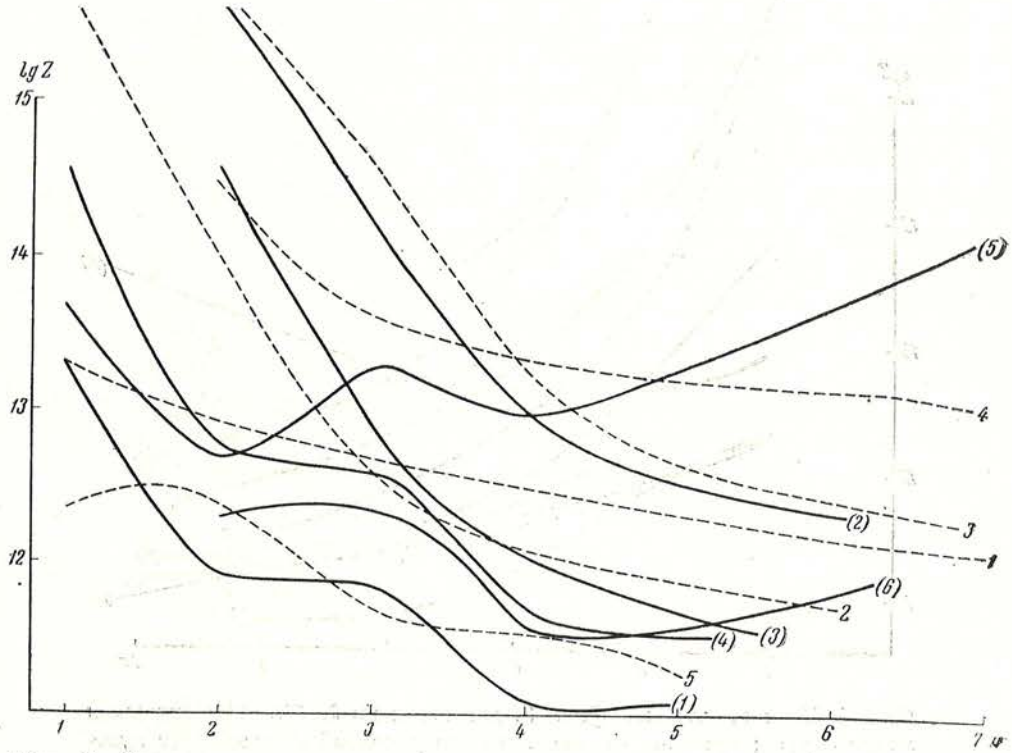
$$1.13 \cdot 10^{14} + 5.85 n_1 \simeq 6.07 \cdot 10^{14},$$

откуда $n_1 \simeq 8.45 \cdot 10^{13}$. При таком значении n_1, как видно из табл. 8 (столбец для $n = 1$), условие стационарности первого уровня также выполняется с точностью до $\sim 30\%$. Наоборот, если отправляться от условий стационарности первого уровня, то будем иметь (в силу (5, 1))

$$4.81 \cdot 10^{15} \simeq 4.68 \cdot 10^{15} + 8.66 \cdot n_1,$$

откуда $n_1 \simeq 1.5 \cdot 10^{13}$. Мы примем $n_1 \approx 5 \cdot 10^{13}$ в качестве значения, которое приблизительно обеспечивает стационарность заполнения как пер-

вого, так и второго уровня. Это дает значение $N_1 = 5 \cdot 10^{21}$ — то же самое, что и для хромосферы. Едва ли можно ожидать серьезного различия в числах N_1 для вспышки и хромосферы, если даже во вспышке ионизация в 10 раз больше, чем в хромосфере (ср. [10]); принятое число n_1 соответствует степени ионизации около $^1/_5$, $n_e = 10^{13}$. При этом значении n_1 были вычислены числа различных процессов в табл. 8 (приведены в скобках, в соответствующих столбцах). Результаты вычислений при-



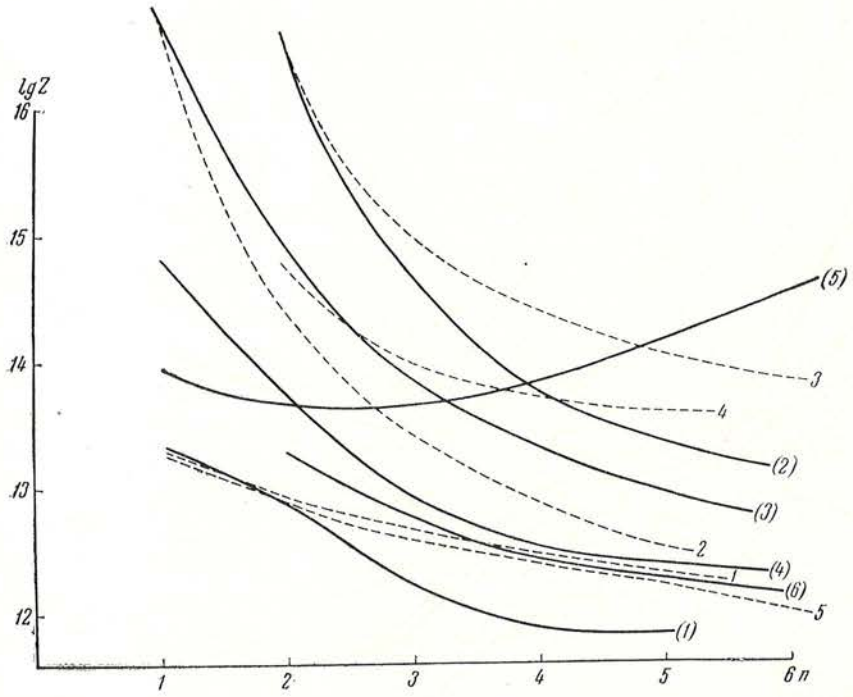
Фиг. 3. Сопоставление числа различных процессов, приводящих к заполнению уровней атомов водорода во вспышке № 235а (номера у каждой кривой соответствуют номерам процессов, указанных в табл. 8); сплошная линия — уход; пунктир — приход.

ведены также на фиг. 3, где сплошными линиями отмечены числа процессов, приводящих к опустошению данного уровня, а пунктиром — к его заполнению.

Аналогичные вычисления числа процессов были выполнены и для вспышки № 214 (см. [1]); результат приведен на фиг. 4. Для этой вспышки опять-таки получается значение n_1 в пределах от $2 \cdot 10^{13}$ до 10^{14}, так что было принято $n_1 = 5 \cdot 10^{13}$.

Рассмотрение фиг. 3 и 4 приводит к следующим выводам о роли различных процессов в заполнении уровней: 1) заполнение нижних уровней ($n \leqslant 3$—4) в основном определяется процессами возбуждения атомов в поле собственного излучения вспышки; 2) заполнение верхних уровней ($n \geqslant 3$—4) определяется главным образом возбуждением и иони-

зацией электронным ударом; 3) при $n=3-4$ процессы радиативного возбуждения и возбуждения и ионизации электронным ударом играют сравнимую роль. Для нижних уровней имеет место приблизительная компенсация прямых и обратных процессов (число спонтанных приходов приблизительно равно числу уходов из-за возбуждения излучением); для верхних уровней ($n>4$) число уходов с данного уровня из-за ударной ионизации преобладает над числом приходов с нижних уров-



Фиг. 4. То же, что на фиг. 3, для вспышки № 212—214; сплошная линия — уход; пунктир — приход. Номер у кривой соответствует нумерации процессов заполнения и опустошения уровней в табл. 8.

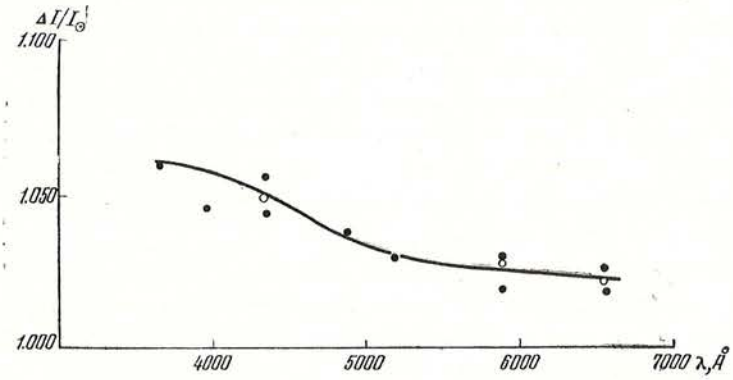
ней (из-за возбуждения электронным ударом (в случае 235а) или возбуждения излучением (в случае 214)). Т. е. во вспышках, в той стадии их развития, которая рассматривается в данной работе, интенсивно протекает опустошение верхних уровней в результате каскадной ионизации (ионизации с предшествующим ей возбуждением электронным ударом или радиацией). Процессы рекомбинаций, как мы видим, не играют никакой существенной роли и не компенсируют этого опустошения. Таким образом, во вспышках протекает процесс охлаждения электронного газа за счет неупругих столкновений электронов с атомами водорода, приводящих к их возбуждению и ионизации. Этот вывод вполне естественен и объясняет хорошо известное явление погасания вспышки с точки зрения тех атомных процессов, которые там должны протекать *. Можно

* Заметим, что эти заключения никак не зависят от принятого значения n_1.

попытаться оценить скорость такого процесса, исходя из следующих соображений. Изменение энергии единицы объема электронного газа приближенно будет

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}\, n_e k T_{\text{kin}}\right) \simeq -\left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{3}\, \frac{Z_{nf}^{\text{ст}}}{n_e}\, x_n\right] \frac{3}{2}\, n_e k T_{\text{kin}}, \qquad (5,2)$$

где $x_n = \chi_n / kT_{\text{kin}}$ (χ_n — энергия ионизации), а величина $Z_{nf}^{\text{ст}}/n_e$ дается в табл. 3 ($n_e = 10^{13}$). Величина суммы в (5, 2), согласно табл. 1 и 3, около 35, поэтому уменьшение энергии единицы объема в e раз происходит очень быстро, за время 0.03 сек. Так как фактическое время затухания вспышки составляет не менее нескольких минут (скажем, 5 мин.), то должен существовать некоторый достаточно мощный источник поддержания энергии электронного газа, компенсирующий эту потерю. При $n_e = 10^{13}$ и $T = 10^4$ мощность этого источника, согласно (5, 2), составляет около 700 эрг/см^3 сек. Замечательно, что эта величина близка к величине отдачи энергии, найденной нами из исследования непрерывной эмиссии короткоживущих, нестационарных ядер эмиссии (полоски непрерывной эмиссии и усы, см. [11]). Более того, по всей вероятности, этот же источник энергии тесно связан с механизмом появления самой вспышки.



Фиг. 5. Относительное (в единицах интенсивности фона) распределение интенсивности непрерывной эмиссии в спектре вспышки 27 августа 1956 г., № 1329—1331.

Однако перед рассмотрением возможных механизмов образования энергии во вспышках обратимся к весьма важным с этой точки зрения данным о непрерывном излучении вспышек в диапазоне оптического спектра. На фиг. 5 представлено распределение интенсивности в непрерывном спектре вспышки № 1329—1331, 27 августа 1956 г., для которой удалось получить спектрограммы, охватывающие наиболее полный участок от бальмеровского континуума до H_α. Наиболее характерным является полная аналогия этого распределения с тем, которое нами найдено недавно для короткоживущих ядер непрерывной эмиссии: сравнительно медленное падение (приблизительно по закону λ^{-2})

в сторону длинных волн и намек на возможный максимум в ультрафиолетовой части спектра. Аналогичное падение контраста $\Delta I/I$ в красную часть показывают и другие вспышки. Следует отметить отсутствие сколько-нибудь заметной эмиссии за границей серии Бальмера для рассматриваемой вспышки. Внимательный просмотр всех имевшихся в нашем распоряжении спектрограмм вспышек ни в одном из случаев не дал указания на возможность такой эмиссии. Все это указывает на то, что во вспышках, так же как и в ядрах непрерывной эмиссии*, действует один и тот же механизм, возбуждающий непрерывную эмиссию, и что этот механизм радикально отличается от механизма рекомбинаций. Полный поток непрерывного излучения для вспышки № 1329 составляет $\sim 0.03\ H_\odot$, где $H_\odot = 6 \cdot 10^{10}$ эрг/см^2 сек., т. е. $\sim 2 \cdot 10^9$ эрг/см^2 сек. Ширина полоски непрерывной эмиссии этой вспышки составляла около 2″, или ~ 500 км, так что отдача непрерывной эмиссии составляла ~ 40—50 эрг/см^3 сек. — величина несколько меньшая, чем найденная нами выше для некоторого неизвестного источника, поддерживающего энергию вспышки.

Следует, однако, более подробно выяснить, что можно ожидать от процессов рекомбинаций, которые безусловно должны иметь место во вспышках. Выходящее из вспышки излучение, согласно (2, 2), можно приближенно принять ($\tau_\lambda = 0$)

$$I_\nu = I_{\nu\odot} e^{-\frac{3}{2}\tau_{\nu 0}} + \varepsilon_\nu \left(1 - e^{-\frac{3}{2}\tau_{0\nu}}\right), \tag{5, 3}$$

где (см. (2, 6), (2, 10) и (2, 12))

$$\varepsilon_\nu = \frac{E_\nu}{k_\nu}, \quad E_\nu d\nu = \frac{h}{4\pi} \frac{K n_e n_i}{T_{\text{kin}}^{3/2}} e^{-\frac{h\nu - h\nu_n}{kT_{\text{kin}}}} h_n d\nu;$$

$$k_\nu = b \sum_{n=n'}^{\infty} n_n n \left(\frac{\nu_n}{\nu}\right)^3. \tag{5, 4}$$

В лаймановском континууме мы имеем

$$\varepsilon_\nu = \frac{h}{4\pi} \frac{K n_e n_i}{T_{\text{kin}}^{3/2}} e^{-\frac{h\nu - h\nu_1}{kT_{\text{kin}}}} \frac{h_1}{n_1 b\, (\nu_1/\nu)^3}; \tag{5, 5}$$

величина $e^{-\frac{3}{2}\tau_{\nu 0}}$ здесь пренебрежима по сравнению с единицей и согласно (5, 3) $I_\nu \simeq \varepsilon_\nu$, так что полный поток ($h_1 \approx 1$)

$$F_\nu(\infty, \nu_1) = \frac{h}{4\pi} \frac{K n_e n_i}{T_{\text{kin}}^{3/2} b n_1} \frac{kT_{\text{kin}}}{h} \frac{e^{x_1}}{x_1^3} I_1;$$

$$I_1 \equiv \int_{x_1}^{\infty} e^{-x} x^3 dx \simeq 1.21 x_1^3 e^{-x_1}, \tag{5, 6}$$

---

* В ряде случаев спектроскопически даже трудно разграничить оба явления, они возникают одновременно, хотя часто ядра эмиссии не сопровождаются линейной эмиссией типа вспышек или сопровождаются явлением усов, а иногда появляются без всякой линейной эмиссии (см. [11]).

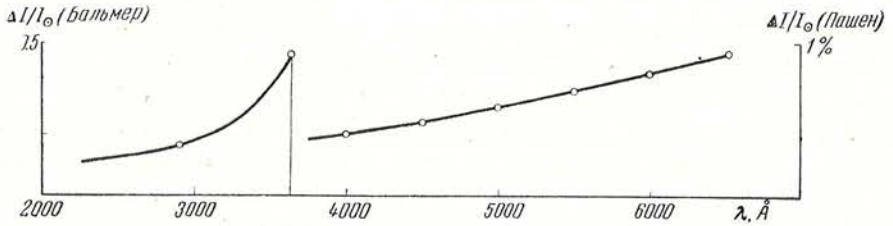
откуда при $n_e \simeq n_i = 10^{13}$, $n_1 = 5 \cdot 10^{13}$ и $T_{\text{kin}} = 10^4$ получим

$$\pi F_\nu = 3.6 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{сек}. \tag{5, 7}$$

Эта величина примерно в 100 раз больше той же для невозмущенной хромосферы $\pi F_{\nu\text{хром}} = 4.9 \cdot 10^3$, найденной в [4]. Если размер вспышки составляет $^1/_{100}$ размера диска, то поток ультрафиолетового излучения во время вспышки увеличится всего на несколько процентов от полного потока, излучаемого всей хромосферой. Поэтому ионосферные эффекты вспышек едва ли могут быть связаны с излучением вспышек за границей серии Лаймана.

В области бальмеровского континуума ($\nu_2 < \nu < \nu_1$), согласно (5, 3) и (5, 4),

$$h_2 \simeq 0.13; \quad k_\nu = n_2 k_\nu(2)\, g_2; \quad g_2 \simeq 1.03$$



Фиг. 6 Относительное распределение интенсивности непрерывной эмиссии вспышки при процессах рекомбинаций.

и оптическая толща $\tau_\nu \leqslant \tau_5 \simeq 10^{-2}$, так что

$$I_\nu = I_{\nu\odot} + \frac{E_\nu}{k_\nu}\frac{3}{2}\tau_{\nu 0} \simeq I_{\nu\odot} + 3.3 \cdot 10^{-6} e^{-\frac{h\nu - h\nu_2}{kT_{\text{kin}}}}, \tag{5, 8}$$

если глубина вспышки $\sim 10^8$ см (остальные данные те же, что и раньше). Интенсивность (на 1 см интервала длин волн) в центре Солнца у границы серии Бальмера равна $1.58 \cdot 10^{14}$ эрг/см^2 сек, или $7.02 \cdot 10^{-6}$ (в шкале частот). Поэтому, если бы свечение было рекомбинационное, то за границей серии Бальмера наблюдалась бы довольно сильная эмиссия, контраст которой составлял бы около $50^0/_0$. Наблюдения же ничего подобного не показывают. Аналогичным образом в пашеновском континууме

$$I_\nu \simeq I_{\nu\odot} + 1.2 e^{-\frac{h\nu - h\nu_3}{kT_{\text{kin}}}}. \tag{5. 9}$$

На фиг. 6 представлено распределение непрерывной эмиссии вспышки в ультрафиолетовой и видимой частях спектра, согласно (5, 8) и (5, 9), которое показывает, что наблюдаемое распределение (см. фиг. 5) ни с качественной, ни с количественной точки зрения не имеет ничего общего с тем, что можно ожидать от рекомбинационного механизма. (Вычисления интенсивности непрерывной эмиссии вспышек в случае рекомбинационного механизма впервые сделаны в [12]; однако в [12] не было проведено сопоставления с фактическим распределением интен-

сивности в непрерывном спектре вспышек, ввиду отсутствия данных наблюдений.)

Таким образом, непрерывная эмиссия вспышек (так же как и короткоживущих ядер эмиссии) не может быть объяснена действием механизма рекомбинаций: этому противоречат как спектроскопические данные, так, отчасти, данные о возмущениях ионосферы во время вспышек. Что касается ионосферных данных, то весьма вероятно, что эти эффекты связаны частично с L_α-излучением вспышек; результаты нашей работы [1] приводят к тем же выводам об интенсивности L_α-излучения, что и полученные ранее в [10], если только расширение линии L_α связано с естественным затуханием, но не с эффектом Штарка.

§ 6. О возможных физических механизмах вспышек

Суммируем все данные наблюдений, существенные для понимания физического механизма, вызывающего явление вспышки.

1. Скорость охлаждения электронного газа вспышки, с одной стороны, и время жизни вспышки, с другой — указывают на наличие во вспышке некоторого источника энергии с мощностью порядка нескольких сот эрг/см^3 сек, способного поддерживать энергию электронного газа за время жизни вспышки; очевидно, что такой источник не может появиться за счет перераспределения тепловой энергии * (если не иметь в виду преобразования некоторого жесткого излучения в тепловую энергию).

2. Непрерывное излучение во вспышках то же самое, что для ядер непрерывной эмиссии [11], оно возникает в оптически тонком слое и не связано с процессами рекомбинаций.

3. Появление в короне непосредственно над вспышками желтой линии CaXV (если это отождествление правильно) с потенциалом ионизации 814 эв указывает на «температуру» корональной материи в несколько миллионов градусов непосредственно над вспышкой; если эта корональная материя и проникает внутрь вспышки, то поддержание энергии низкотемпературного электронного газа вспышки не может осуществляться со стороны этой материи. Действительно, запаса энергии в 1 см^3 такой материи, равного $n_e \cdot 10^{-9}$ эрг/см^3, хватит на время $\sim$1000 сек. при расходе $> \sim 10^2$ эрг/см^3 сек, если только $n_e > 10^{14}$. Такая плотность электронов несовместима с нашими представлениями о корональной материи; даже во вспышке она в 10 раз меньше. Кроме того, свечение желтой линии сохраняется еще долго по исчезновении вспышки. Поэтому едва ли механизм возбуждения этой линии и вспышки один и тот же: возбуждение вспышки более кратковременно и требует больших энергий, так что гипотеза о «сосуществовании» горячей корональной и холодной хромосферной материи в данном случае несостоятельна.

---

* Запаса тепловой энергии ($\sim 10^3$ эрг/см^3) в солнечной атмосфере хватит не более чем на несколько секунд.

4. Недавние ракетные исследования [13] показывают, что во вспышках появляется не только мягкое, но и жесткое рентгеновское, а возможно γ-излучение в области < 3 Å. Поток этого излучения у поверхности Земли $\sim 10^{-4}$ эрг/см^2 сек. Если такое излучение исходит из области вспышки $\left(\sim \frac{1}{100}\right.$ радиуса Солнца$\left.\right)$, то для вспышки этот поток будет $\sim 5 \cdot 10^4$ эрг/см^2 сек, что соответствует плотности излучения порядка одного γ-кванта на 1 см^3. Но это верно, если атмосфера Солнца над вспышкой не поглощает γ-кванты. Основное поглощение должно быть связано с рассеянием на свободных электронах короны; сечение этого процесса $\sigma \approx 10^{-25}$ см^2, так что длина пробега γ-кванта $l \approx 1/N_e\sigma \leqslant 10^9$ см, где N_e — число электронов в столбе сечением 1 см^2 над вспышкой, величина больше $\sim 10^{16}$. Поэтому плотность γ-квантов во вспышке может возрасти до 100 см$^{-3}$, но едва ли больше. Едва ли это жесткое излучение возникает в результате радиоактивности (непонятно, почему вспышка более богата радиоактивными ядрами); если оно возникает вследствие тормозного излучения быстрых (возможно релятивистских) электронов, то их плотность должна быть

$$n_e < \sim 10^2/n_i c\sigma \approx 10^5,$$

где n_i — число ядер (в основном — протонов) на 1 см^3, а $\sigma \approx \frac{4}{137} r_0^2 \lg 183 \approx$ $\approx 0.5 \cdot 10^{-26}$ — эффективное сечение для тормозного излучения (r_0 — радиус электрона). Возможно, однако, что эта оценка ошибочна в 10 раз из-за неточного учета поглощения и неуверенности в измерениях потока. Важно лишь то, что рентгеновское излучение вспышки указывает на возникновение быстрых частиц, возможно релятивистских.

5. Появление во время вспышек в короне потоков быстрых частиц со скоростями 50—100 тыс. км/сек указывают наблюдения спектров радиоизлучения [14]; такие скорости, в случае протонов, указывают на энергии $\sim 10^8$ эв. Наконец, наблюдения всплесков космических лучей во время вспышек указывают на возникновение частиц с энергией порядка 10^9 эв во вспышках [15]; поток таких частиц от Солнца на границе земной атмосферы, вероятно, не более нескольких частиц/см^2 сек. Рассмотрим теперь, в свете этих фактов, возможные механизмы явления. То, что вспышка всегда появляется в районе солнечных пятен и, возможно, предшествует образованию новых пятен (ср. [16]), наводит на мысль об электромагнитной природе явления вспышки. В [16] нами было высказано предположение, что источником разогрева могло бы быть выделение джоулева тепла от токов проводимости, связанных с изменением потока магнитной индукции и возникающих в процессе развития пятна. Однако это предположение несостоятельно: благодаря большой индуктивности (свойство «приклеенности» магнитного поля к движущейся плазме) никаких существенных токов такого рода возникать не может. Более вероятным источником нагрева могло бы быть затухание магнитогидродинамических волн из-за джоулевых потерь.

Выделение джоулева тепла при распространении этих волн через вспышку будет

$$W = \frac{i^2}{\sigma_0} \simeq \frac{1}{2} A^2 \frac{c^2}{\sigma_0} \frac{\omega^2}{H^2} \frac{\rho}{4\pi}, \tag{6, 1}$$

где амплитуду индуцированного поля A можно оценить из условия $\frac{A^2}{8\pi} = \frac{1}{2}\rho v^2$; если даже принять скорость $v = 100$ км/сек, $\rho = 10^{-12}$, величина A будет ~ 100 гаусс и при $\sigma = 10^{12}$ и $H_0 = 10^3$ величина W едва достигает 10^{-9} эрг/см^3. Едва ли W может в 100 раз превзойти это значение; в то же время потеря энергии электронного газа во вспышке, согласно (5, 2), достигает 700 эрг/см^3. Поэтому джоулевы потери от магнитогидродинамических волн в полностью ионизованной плазме совершенно недостаточны для объяснения нагрева электронного газа вспышки. В случае неполной ионизации плазмы возникает движение ионной компоненты относительно нейтральной и появляются дополнительные фрикционные потери, так что величина σ_0 должна быть заменена на σ_3 (см. [17]) — некоторую эффективную проводимость. Как отмечено в [17], величина потерь может возрасти в 10^{10} раз по сравнению с (6, 1). Однако в [18] показано, что это справедливо лишь в том случае, когда можно пренебречь столкновениями между ионами и электронами, т. е. когда эти частицы способны свободно двигаться по спиралям в магнитном поле ($\omega_e\tau_e \gg 1$; $\omega_i\tau_i \gg 1$). Для вспышек

$$\omega_e\tau_e \simeq \frac{eHT_{\text{kin}}^{3/2}}{15 m_e n_e c} \simeq \frac{H}{100} \tag{6, 2}$$

при $n_e = 10^{13}$ и $T_{\text{kin}} \simeq 10^4$. Для ионов $\omega_i\tau_i$ будет $\sim H/10^5$. Величина σ_3 в рассматриваемом случае по порядку величины будет (см. [18])

$$\frac{\sigma_3}{\sigma_0} \simeq \frac{(\omega\tau)_e (\omega\tau)_i}{F^2}, \tag{6, 3}$$

где F — доля нейтральных атомов (по плотности), в нашем случае величина ~ 10. Величина $(\omega\tau)_e (\omega\tau)_i$ — не более 10^{-1} (при $H = 10^3$ гаусс), так что величина σ_3/σ_0 едва ли меньше 10^{-3}. Если $H \approx 10^2$, то σ_3/σ_0 может достигать, скажем, 10^{-5}. Поэтому диссипация энергии магнитогидродинамическими волнами едва ли может превышать величину 10^{-4}—10^{-3} эрг/см^3 сек. Все это указывает на несостоятельность известных нам электромагнитных механизмов нагрева электронного газа во вспышках.

Представляет теперь интерес рассмотреть попытку объяснить образование энергии во вспышках за счет релятивистских частиц (см. [19]). Возникновение быстрых частиц космического излучения и, возможно, γ-излучения в больших вспышках свидетельствует в пользу такой возможности. Кроме того, в [11] нами обнаружено, что распределение по спектру интенсивности непрерывного излучения в ядрах эмиссии неплохо согласуется с тем, которое должно иметь место для релятивистских частиц с энергетическим спектром $dN(E) \sim dE/E$. Не касаясь пока вопроса инжекции таких частиц, оценим потери энергии релятивистскими электронами с энергией $\sim 10^9$ эв, приблизительно соответствующей

данным наблюдений (см. [15]). Ионизационные потери таких электронов (см. [20])

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ион}} = 1.21 \cdot 10^{-20} n \left\{ 20{,}1 + 3 \ln \frac{E}{mc^2} \right\} \approx 10^{-5} \text{ эрг/сек}$$

при числе атомов водорода $n \simeq 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Магнитные потери

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{магн}} \simeq 1.60 \cdot 10^{-15} H^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \approx 10^{-5} \text{ эрг/сек}$$

при поле ~ 100 гаусс. Радиационные потери (тормозное излучение электронов в поле протонов)

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{рад}} \approx 8.0 \cdot 10^{-16} nE \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/сек.}$$

Таким образом, если энергия электронного газа вспышки поддерживается за счет всех этих потерь энергии релятивистскими частицами, плотность таких частиц должна быть $\sim 10^7$ см$^{-3}$, $(5 \cdot 10^{-5} \cdot n_{\text{рел}} \approx 700)$, или 10^{-6} от плотности тепловых электронов. Аналогичные значения получаются и в случае релятивистских протонов. Поток таких частиц у поверхности Земли $\simeq \frac{cSn_{\text{рел}}}{r^2}$ (S — площадь области, испускающей частицы, r — расстояние Солнце—Земля) едва ли может быть больше 100, так что размер области, генерирующей релятивистские частицы, не должен превосходить нескольких километров. При поле $H = 10^3$ гаусс этот размер может достигать 100 км. Однако учет диффузии таких частиц в магнитном поле между Солнцем и Землей делает подобные заключения не вполне уверенными.

Большие трудности возникают при попытке объяснить появление таких частиц. Если во вспышке действует механизм Ферми, то нарастание энергии

$$\frac{dE}{dt} = \frac{u^2}{c^2} \frac{v}{l} E$$

частицы при ее среднем пробеге между отдельными турбулентными конденсациями (движущимися со скоростью u) должно быть больше 10^{-5}. Принимая $v \approx c$, $u \leqslant 50$ км/сек, получим $l \leqslant 10^5$ см. У нас нет пока никаких данных наблюдений, свидетельствующих о наличии столь тонкой структуры в солнечной атмосфере. Обнаруженные недавно в [11] ядра эмиссии имеют размеры порядка нескольких сот километров, хотя возможно, что предел здесь положен разрешающей силой метода. Далее, диффузионный путь релятивистских частиц $D \approx \sqrt{lvt}$, где t — время жизни вспышки ($\sim 10^3$ сек), будет не меньше 10^{10} см, поэтому такие частицы выйдут из вспышки (с размером $\sim 10^8$) за доли секунды. Все эти обстоятельства делают неправдоподобным предположение о статическом механизме ускорения частиц во вспышке до релятивистских энергий $\sim 10^9$ эв.

Вопрос образования («инжекции») во вспышках частиц высоких энергий является труднейшим вопросом, настоятельно требующим своего

решения. Некоторые указания, вероятно, могут дать исследованные нами недавно [11] процессы типа взрыва (явление усов и непрерывной эмиссии).

В ударной волне в магнитном поле в случае водородной плазмы могут возникать частицы высоких энергий, нейтроны и γ-кванты, как это следует из опытов Л. А. Арцимовича и др. [21]. Мы имели недавно [22] случай привести свидетельства усиления линий дейтерия в «усах» и вспышках, что может служить указанием на образование в них нейтронов. Жесткое рентгеновское и космическое излучения также фактически наблюдаются во вспышках. Однако возникновение их нам еще далеко неясно.

С энергетической точки зрения не возникает противоречий, если считать, что энергия ударной волны, движущейся со скоростью 300 км/сек, переходит в энергию частиц, необходимую для развития вспышки и появления ее непрерывного излучения, так как энергия $\frac{1}{2}\rho v^2$ такой волны $\sim 10^5$ эрг/см^3 ($\rho \approx 10^{-10}$) достаточна для поддержания энергии вспышки, расходуемой со скоростью ~ 500 эрг/см^3 сек на протяжении 200 сек. По-видимому, действительно происходит резкое усиление свечения при подходе облаков вспышки к магнитным полям пятен. Такая же плотность энергии сосредоточена и в магнитных полях пятен $\left(\frac{H^2}{8\pi} \approx 10^5 \text{ при } H = 10^3 \text{ гаусс}\right)$, однако нет никаких указаний на разрушение магнитного поля пятен после вспышки. Следует, однако, более внимательно исследовать слабые магнитные поля во вспышке и после ее исчезновения. Весьма существенны также дальнейшие исследования поляризации непрерывного излучения, возникающего в ядрах эмиссии и вспышках; наши предварительные измерения [11] указывают на наличие слабой поляризации.

Автор благодарен Т. В. Казачевской за проверку во вторую руку некоторых вычислений.

Апрель 1957 г.

Литература

1. Т. В. Казачевская и А. Б. Северный. См. настоящий том, стр. 46.
2. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 114.
3. К. А. Карпов и С. Н. Разумовский. Таблица интегрального логарифма, Изд. АН СССР, 1956.
4. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обс., **4**, 80, 1949.
5. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **7**, 3, 1951.
6. Б. М. Яворский. Журн. экспер. и теор. физики, **17**, 315, 1947.
7. L. Ornstein a. H. Lindemann. Phisica, **2**, 618, 1935; Zs. f. Phys., **80**, 525, 1933; см. также A. Hughes a. M. Mann. Phys. Rev. **21**, 292, 1932.
. В. Л. Фабрикант. Докл. АН СССР, **25**, 664, 1939.
. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе, т. I, Гостехиздат, М.—Л., 1 952, § 23, стр. 143.
10. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **8**, 19, 1952.

11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 129, 1957; Астр. журн. **33**, 74, 1956.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 54, 1955.
13. Sky a. Telescope. № 5, 1957.
14. I. P. Wild. Trans. Intern. Astr. Union, **9**, 661, 1957; The Sun, ed. by Kuiper, Ch. VII, Chicago, 1953.
15. Сб. «Физика космических лучей». ИЛ, 1954, гл. VIII, § 4; см. также Л. И. Дорман. Докл. АН СССР, **108**, № 5, 1956.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **9**, 3, 1952.
17. J. Piddington. M. N., **116**, 314, 1956.
18. T. Cowling. M. N., **116**, 114, 1956.
19. И. М. Гордон. Докл. АН УССР, № 1, 13, 1954.
20. В. Л. Гинзбург. УФН, **51**, вып. 3, 343, 1953.
21. Л. А. Арцимович и др. Атомная энергия, № 3, 1956.
22. А. Б. Северный. Астр. журн., **29**, № 2, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

О ДВИЖЕНИЯХ ВО ВСПЫШКЕ НА СОЛНЦЕ 31 АВГУСТА 1956 г.

С. И. Гопасюк

Во вспышке, зарегистрированной 31 августа 1956 г. с 15^h30^m до 17^h00^m по московскому времени, наблюдалось движение целого фронта с резко выраженным краем.

Проведено изучение одного из участков этого фронта.

Из полученных результатов делается вывод о наличии движений во вспышке, аналогичных ударным волнам.

MOTIONS IN THE SOLAR FLARE OF AUGUST 31, 1956, by *S. I. Gopasuk*.— In the flare registered on August 31, 1956 from 15^h30^m to 17^h00^m Moscow time, the motion of a whole front, with a sharply defined edge, was observed.

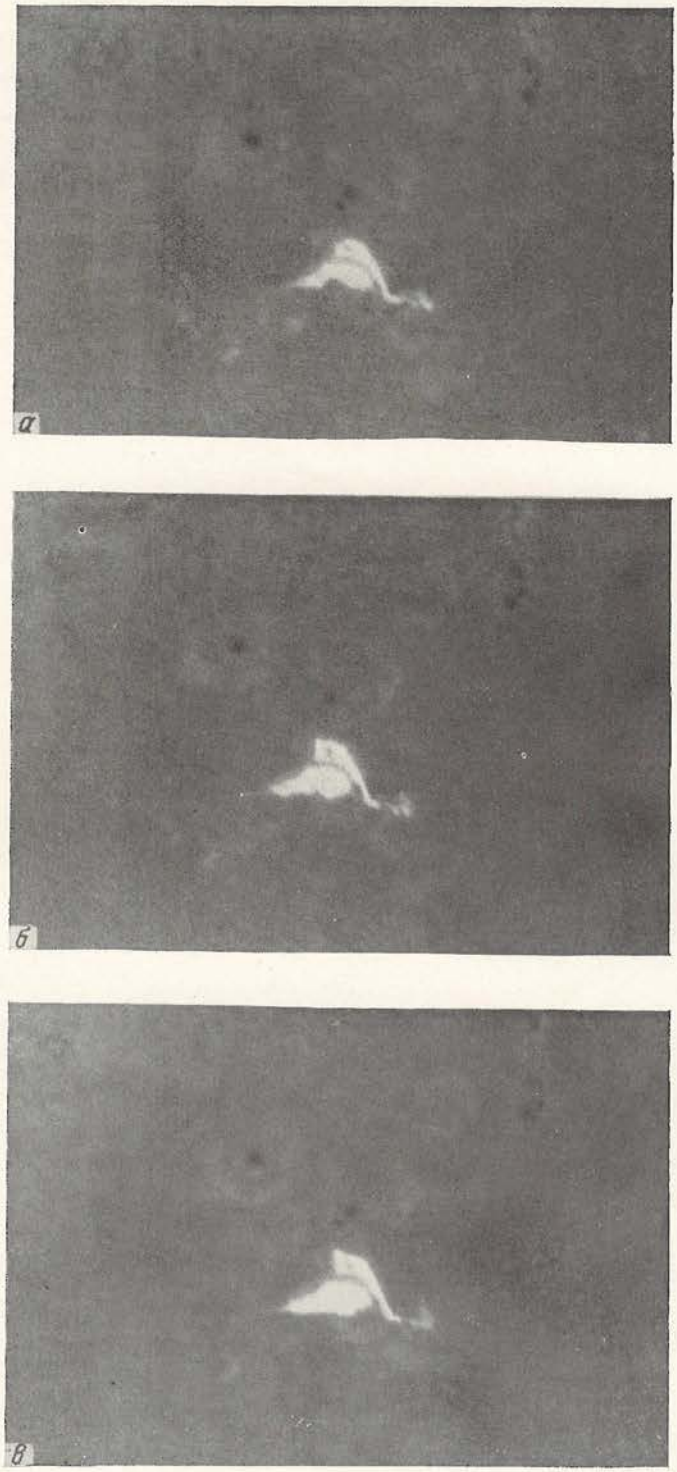
A study has been made of one of the regions of this front.

On the basis of the derived results a conclusion is made that in the flare there are motions analogical to shock waves.

Вспышка 31 августа 1956 г., имевшая балл 3+, представляла большой интерес с точки зрения движений. В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проводилась непрерывная кинорегистрация этой вспышки в лучах линии H_α на внезатменном коронографе КГ-1 [1]. Момент начала вспышки соответствует 15^h30^m, конец — 17^h00^m московского времени. Общая наибольшая площадь вспышки составляла 0.002 единиц *sd*, а максимальная яркость достигла приблизительно 4.5 интенсивности фона, окружавшего вспышку.

Наибольшая яркость была достигнута спустя 12 мин. после начала вспышки [2].

В первые минуты после появления вспышки основной очаг ее имел форму длинного светлого изогнутого волокна, которое с 15^h33^m начало делиться, вследствие чего образовалось два узла (см. фиг. 1 и 2, $15^h41^m.5$). Один из узлов (*I*) оставался на месте основного очага вспышки неподвижным, а второй (*II*) — двигался от него. К 15^h44^m расстояние между этими узлами достигло наибольших размеров (порядка 10 000 км). После разделения оба узла стали очень быстро развиваться (увеличение яркости, площади и возникновение направленных движений). Во втором узле вспышки (см. фиг. 2) направленные движения с 15^h39^m до 15^h45^m имели вид большого фронта с резко выраженным краем (фиг. 1). Это движение было направлено от основного узла *I* вспышки (см. фиг. 2). Перед фронтом находилось небольшое пятно, напряженность магнит-

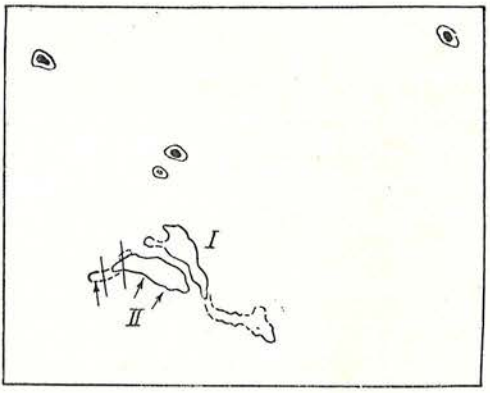


Фиг. 1. Вид вспышки.

а — 15^h42^m; *б* — 15^h43^m; *в* — 15^h44^m.

ного поля которого достигала 500 гаусс. По мере приближения фронта к пятну наблюдалось торможение в той его части, которая была ближе всего к пятну. Часть светящейся массы фронта со скоростью порядка 100—150 км/сек огибала с обеих сторон пятно и в 15^h44^m соединилась, покрыв пятно сплошной массой светящейся материи. Затем фронт превратился почти в прямую линию и движение его в плоскости диска приостановилось. После этого первоначально резко выраженный фронт начал быстро размываться. Возможно, приостановка движущегося фронта вызвана тем, что он встретил магнитный барьер, который не мог преодолеть.

В настоящей работе делается попытка изучить движение указанного фронта вспышки. Для этой цели брался его определенный участок (указан на фиг. 2). Измерялись изменения интенсивности и траектории движения фронта со временем. Эта зависимость представлена на фиг. 3. Из приведенных графиков видно, что по мере продвижения фронта вперед яркость его возрастает, достигая максимального значения в момент остановки. После этого яркость опять уменьшается.



Фиг. 2. Схема вспышки в $15^h41^m.5$.

I — первый узел; *II* — второй узел; стрелками указан движущийся фронт вспышки; прямыми линиями выделен изучавшийся участок фронта.

Фотометрические разрезы фронта проводились вдоль направления движения его в моменты: 15^h40^m, $15^h41^m.5$, 15^h42^m, 15^h43^m, 15^h44^m и 15^h45^m. На фиг. 4 (кривая *I*) в качестве примера приведен один из таких разрезов для 15^h44^m. Изучение всех сделанных разрезов указывает на то, что максимальная яркость вспышки сосредоточена непосредственно у движущегося фронта.

Для выяснения фактической ширины слоя фронта, в которой яркость резко меняется от максимума до нуля, ввиду его узости, необходимо было изучить влияние таких эффектов, как: а) эффект Эбергардта, б) рассеяние света на эмульсии, в) рассеяние света в инструменте, г) замывание из-за неспокойствия земной атмосферы.

Результаты оценок первых трех эффектов показали, что они столь малы, что ими можно пренебречь. Они могут исказить оценки ширины фронта не более чем на $3^0/_0$. Учет эффекта замывания производился следующим образом.

Составлялось интегральное уравнение, аналогичное полученному в [3]:

$$I(x) = \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} i(s)\, e^{-a(x-s)^2} ds, \qquad (1)$$

где $I(x)$ — наблюденное распределение яркости, $i(x)$ — истинное распределение яркости,

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{a}{\pi}}\, e^{-a(x-s)^2}$$

есть нормированная функция замывания, a — постоянная замывания. Величина a находилась по методу, предложенному в [3]. В нашем случае $a = 240$ мм$^{-2}$. Вводя функцию $\delta(x, s)$, которая определяется уравнением

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(s)\, \delta(x, s)\, ds = \varphi(x),$$

преобразуем (1) в неоднородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода (здесь $\varphi(x)$ — любая функция, непрерывная во всем интервале интегрирования).

$$i(x) = I(x) - \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sqrt{\frac{a}{\pi}}\, e^{-a(x-s)^2} - \delta(x, s)\right] i(s)\, ds. \qquad (2)$$

Метод последовательных приближений дает решение вида

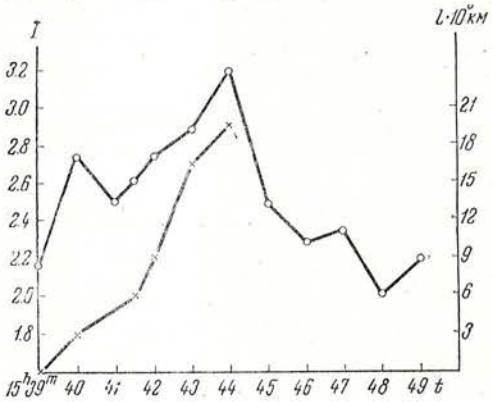
$$i_n(x) = nI(x) + \sum_{k=1}^{n-1} (-1)^k C_{k+1}^n \sqrt{\frac{a}{k\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{a}{k}(x-s)^2} I(s)\, ds, \qquad (3)$$

где n указывает порядок приближения, C_{k+1}^n — число сочетаний из n по $k+1$, $k = 1, 2, 3 \ldots n-1$.

В нашем случае наблюденное распределение яркости от максимума до нуля вдоль разреза, как показало рассмотрение графиков, можно достаточно точно представить функцией

$$I(x) = I_0 e^{-cx^2+bx},$$

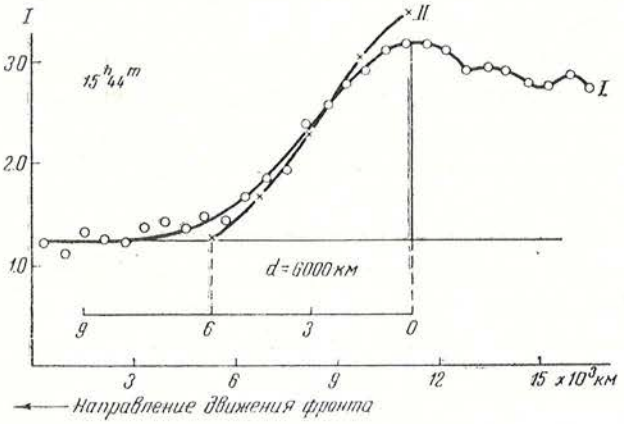
где I_0 — максимальное значение яркости. Значения I_0, c и b находятся непосредственно из указанных графиков (см. фиг. 4, I).



Фиг. 3. Зависимость яркости от времени в движущемся фронте (кружки); изменение расстояния, пройденного фронтом со временем (крестики).

Ряд (3) очень быстро сходится. Уже третье приближение с точностью до второго знака совпадает с четвертым. Значения $i(x)$ — освобожденные от влияния замывания вычислялись по формуле (3) для указанных выше моментов времени. На фиг. 4 (кривая II) в качестве примера приведены результаты таких вычислений для 15^h44^m. Из этого графика видим, что имеется некоторый узкий интервал (d) в передней части движущегося фронта, в котором яркость резко меняется от максимума

до нуля. Этот интервал назовем шириной «переходного слоя». Ширина этого «переходного слоя» различна для различных моментов времени и заключена в пределах от 4000 до 11 000 км. Ширина «переходного слоя» 4000—5000 км соответствует наибольшей скорости фронта (15^h42^m—15^m43^m),

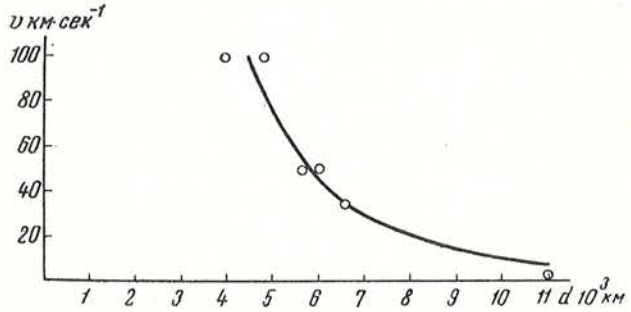


Фиг. 4. Изменение яркости фронта вдоль разреза в направлении его движения (15^h44^m).

I — измеренное распределение яркости, *II* — истинное распределение яркости.

а 11 000 км — моменту его остановки (15^h45^m). Зависимость изменения ширины «переходного слоя» от скорости представлена на фиг. 5.

Из фиг. 5 видно, что с увеличением скорости фронта происходит уменьшение ширины «переходного слоя», и для $v > 100$ км/сек наме-



Фиг. 5. Зависимость ширины «переходного слоя» фронта вспышки от скорости фронта.

чается тенденция к сохранению его постоянной ширины. Приведенные нами выше результаты указывают на аналогию движения фронта вспышки с фронтом ударной волны.

Если считать, что указанные нами «переходный слой» и максимум интенсивности фронта вспышки аналогичны переходному слою и распределению интенсивности ударной волны, то, по-видимому, можно предполагать, что процессы во вспышках сопровождаются явле-

ниями, подобными ударной волне, на что было указано А. Б. Северным [4, 5].

В результате проделанной работы можно сделать следующие заключения:

1. Движение фронта вспышки сопровождается значительными изменениями яркости.

2. Максимальная яркость вспышки имеет тенденцию располагаться непосредственно у переднего края движущегося фронта.

3. Между величиной «переходного слоя» и скоростью его движения имеется зависимость, аналогичная той, которая характерна для ударных волн.

Однако окончательное выяснение вопроса о явлениях, сходных с ударной волной во вспышках, требует дальнейшего изучения.

Выражаю искреннюю благодарность профессору А. Б. Северному за указания и советы при проведении этой работы.

Литература

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 3, 1954.
2. В. Бумба, С. И. Гопасюк, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, И. Г. Моисеев, Н. А. Савич, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Солнечные данные, № 1, 1957.
3. В. Е. Степанов. Сообщения ГАИШ, № 100, 1956.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 129, 1957.
5. А. Б. Северный. См. настоящий том, стр. 72.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

СВЯЗЬ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

В. Бумба

Из сопоставления расположения 69 вспышек и поярчаний флоккулов в десяти группах пятен относительно распределения полярностей магнитного поля этих групп вытекает, что: а) вспышки в первой фазе своего развития приблизительно лежат на границах полярностей магнитного поля группы; б) основной очаг вспышки обыкновенно лежит вблизи пятен противоположных полярностей с наименьшим взаимным расстоянием. Иногда наблюдается вблизи основного очага вспышки внезапное развитие пятна или нескольких пятен противоположной полярности; в) магнитное поле ограничивает движение во вспышках; г) второй очаг вспышек часто возникает в «заливе» самого большого пятна группы; д) примерно 30% наблюдаемых вспышек появляется или одновременно в двух соседних группах, или сначала в одной, а потом во второй группе с интервалом в несколько минут; е) волокна иногда лежат на границе полярностей, а иногда занимают место вспышки.

RELATION BETWEEN CHROMOSPHERIC FLARES AND MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOT GROUPS, by *V. Bumba*. — From a comparison of the positions of 69 flares and the brightening of flocculi in 10 spot groups with the distribution of the magnetic polarity of the groups, it follows that: a) flares in the first phase of their development occur generally on the boundaries of the polarities b) the main portion of the flare is usually anchored in the region where spots of opposite polarity approach closest each other. The development of such a situation is sometimes observed to be connected with the occurrence of the flare, when a spot of several spots of opposite polarity develop suddenly; c) the magnetic field determines the motion in flares, d) the second portion of the flare often originates in the «gulf» of the largest spot of the group; e) about 30 per cent of the observed flares appear either simultaneously in two neighbouring groups or at first in one and then in the second group with an interval of several minutes; f) the filaments sometimes lie on the boundary of polarity and sometimes occupy the place of flares.

Введение

Следующие факты указывают на тесную связь между хромосферными вспышками и магнитными полями групп солнечных пятен.

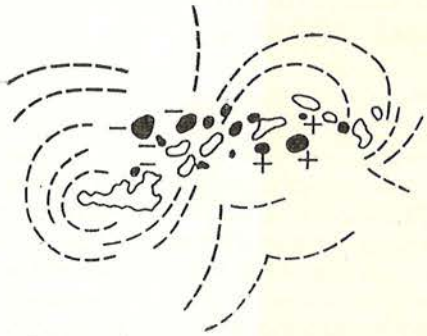
1. Тенденция вспышек возникать приблизительно в одних и тех же местах группы [1—3].

2. Тенденция возникать на определенном месте в группе (например, между лидером и хвостовым пятном) [1, 3—6].

3. Корреляция между числом вспышек и магнитным типом группы [7].

Хотя о такой связи часто принято говорить, но лишь немногие авторы интересовались ею более внимательно. Рассматривая эту связь, Джиованелли [6] в связи со своей теорией хромосферных вспышек (возникающих, по его мнению, в «нейтральных» точках магнитного поля) привел только один пример расположения вспышки относительно магнитного поля группы.

Кипенхейер [8] указывает, что магнитные поля солнечных пятен и их полярности не показывают определенной корреляции с формой вспышки, но в некоторых случаях (18 февраля 1942 г., 25 июля 1946 г.) ось вспышки совпадала с границей между областями противоположных полярностей.



Фиг. 1. Схема вспышки 25 июля 1946 г. в начале развития.

§ 1. Сопоставление ранее известных данных для вспышек и магнитных полей

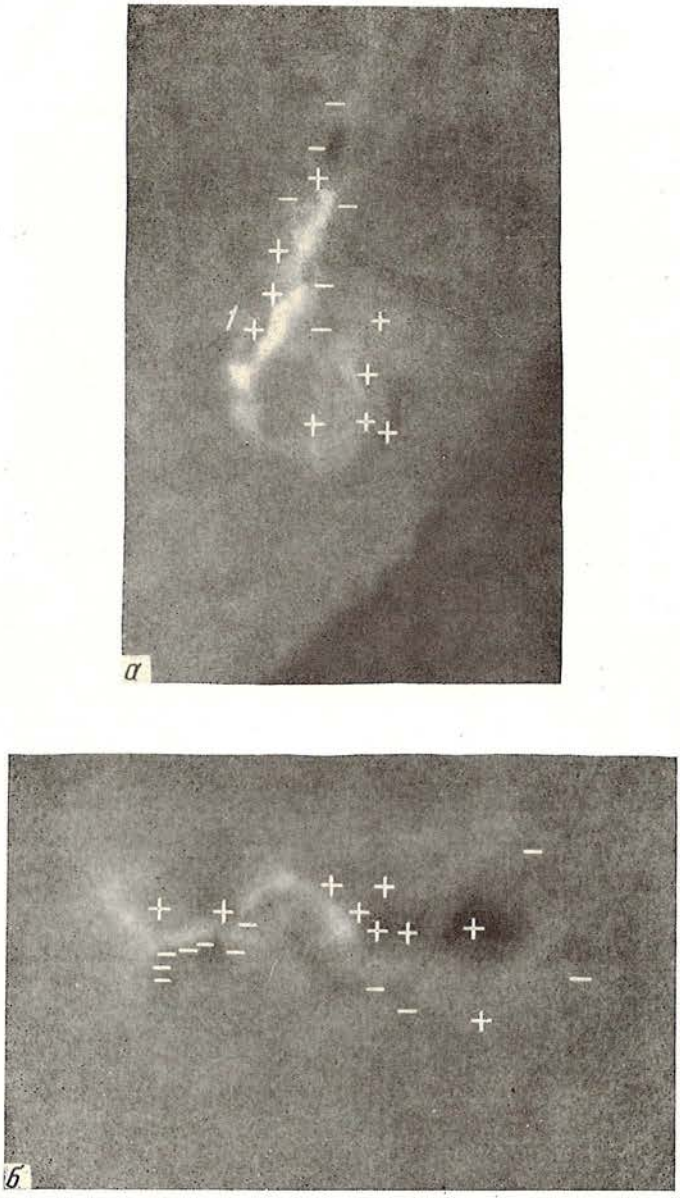
Казалось целесообразным более подробно рассмотреть вопрос о связи хромосферных вспышек и магнитных полей групп солнечных пятен и прежде всего о положении вспышек в группе относительно магнитного поля. До недавнего времени единственным источником данных о распределении магнитного поля группы солнечных пятен были «Публикации Потсдамской обсерватории», в которых приводились данные регулярно только с 1946 г. Из-за погоды потсдамские наблюдения очень редки (за период, для которого имеются данные обсерватории Маунт Вилсон [9], наблюдалось слишком мало вспышек).

Была сделана попытка сопоставить в первую очередь опубликованные фотографии вспышек с данными Потсдамской обсерватории [10, 11]. Удалось найти всего 10 случаев, для которых имелись одновременно и фотография вспышки и распределение поля в группе.

Таблица 1

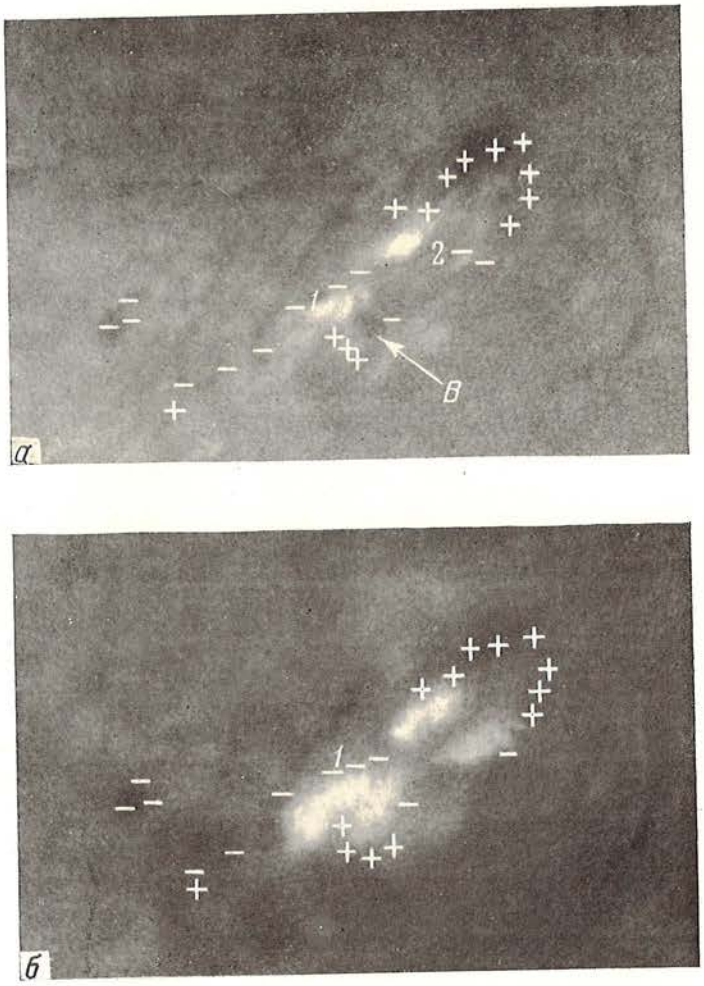
День наблюдения вспышки	Мировое время максимума	Литература
21 апреля 1943 г.	08^h00^m	[12]
21 апреля 1943 г.	12 00	
22 апреля 1943 г.	07 00	
22 апреля 1943 г.	07 40	
25 июля 1946 г.	18 45	[3]
8 мая 1949 г.	15 30	[13]
10 мая 1949 г.	20 20	
19 мая 1951 г.	19 57	[14]
18 июня 1955 г.	12 22	[15]
19 июня 1955 г.	14 51	

При этом иногда имелись магнитные данные также за сутки до или после того, как произошла вспышка. Точки, в которых на Потсдам-



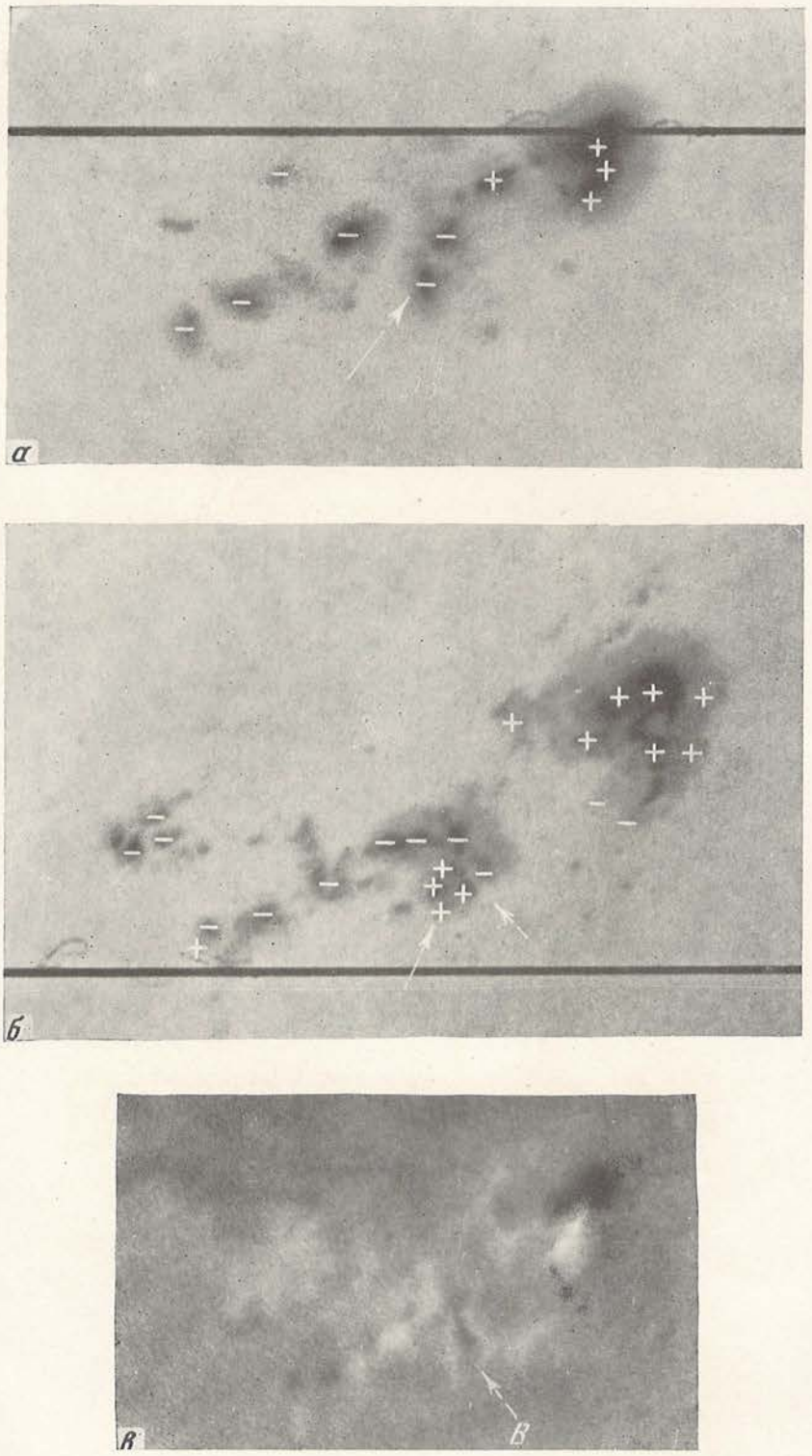
Фиг. 2. Вспышки.

а — 29 августа 1956 г. (№ 24); *б* — 19 декабря 1956 г. (№ 68).



Фиг. 3. Группа № 78/377.

а — вспышка 5 октября 1956 г. (№ 60); *б* — вспышка 6 октября 1956 г. (№ 62).



Фиг. 4. Группа 78/377.

а — 4 октября 1956 г.; *б* — 5 октября 1956 г.; *в* — небольшая вспышка в «заливе» 5 октября 1956 г.

ской обсерватории измеряли магнитные поля, довольно редки; однако эти данные все же указывают на то, что некоторые вспышки, в основном большие, возникают между пятнами разных полярностей. Примером может служить хорошо известная большая вспышка 25 июля 1946 г. (фиг. 1), которая, главным образом в начальной фазе своего развития, приблизительно проходила по границе полярности.

§ 2. Сопоставление наших данных наблюдений для вспышек и магнитных полей пятен

С 22 августа 1956 г. по 23 января 1957 г. на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории получались более подробные данные о магнитных полях и группах пятен, нежели приведенные в [16, 17]. К сожалению, эти подробные измерения велись не настолько систематически, чтобы было возможно составить однозначные карты распределения полей в группе; но все-таки ориентировочная топография поля получалась, и это позволяет сопоставить ее с положением вспышек.

Одновременно в нашем распоряжении имелись регулярные кинематографические наблюдения на внезатменном коронографе КГ-1 [2]. При просмотре всех полученных H_α-фильмов оказалось, что практически для всех наблюдаемых вспышек имеется более или менее детальная карта распределения магнитного поля в группе.

В табл. 2 приведены все группы со вспышками или поярчанием флоккулов, включенные в обработку.

Всего на коронографе наблюдалось за этот период 76 вспышек или поярчаний флоккулов. При выборе вспышек брались все наблюденные вспышки и поярчания, включая довольно слабые (основным критерием при выборе было быстрое изменение яркости со временем). Семь вспышек не были подвергнуты обработке, ввиду отсутствия магнитных данных. Остальные 69 вспышек и поярчаний принадлежали 10 активным областям: 3 области с двумя группами, 3 области со сложными группами, содержащими в себе рекуррентную группу, и 4 области с одной группой на восходящей ветви развития.

Метод сопоставления. Все найденные полярности были нанесены на фотографии фотосферных участков, содержащих исследуемые группы. Фотографии фотосферы получены на фотосферно-хромосферном телескопе обсерватории в Симеизе. Полученная карта магнитного поля переносилась затем на фотографии хромосферных участков со вспышками. Такая процедура была сделана для всех вспышек. Были получены 24 карты магнитного поля с зарисовками вспышек, которые подвергнуты рассмотрению.

Сопоставление положения вспышек относительно магнитного поля группы пятен приводит к следующим результатам:

а) Практически все повторяющиеся и отдельные вспышки лежат между пятнами противоположных полярностей. Вспышки, в первую

Таблица 2

№ группы КрАО/Горная станция	Время прохождения группы через центральный меридиан	Приблизительные гелиографические координаты лидера во время прохождения через центральный меридиан	День наблюдения вспышки или поярчания флоккула	Приблизительное время максимума по мировому времени	№ вспышки	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
24—22/291—287	19.VIII.1956	$L = 280°$, $B = -23°$	21.VIII.1956	05^h40^m	1	Одновременно в обеих группах
	20.VIII.1956	$L = 267°$, $B = -17°$		06 30	2	Гр. 22
Две группы				07 45	3	Основной очаг гр. 22, но и в гр. 24 поярчание
				10 05	4	Гр. 22
				11 00	5	Одновременно в обеих группах, но в гр. 24 только точка вблизи ядра лидера
			22.VIII.1956	03 53	6	Гр. 24
				04 02	7	Гр. 22
				04 34	8	Гр. 24
				06 09	9	Одновременно поярчание в гр. 24 и 22
			23.VIII.1956	04 03	10	Когда в гр. 22 максимум вспышки с довольно большой площадью, в гр. 24 начинает разгораться яркая точка
				04 20	11	Максимум точки в гр. 24
				07 00	12	Яркая вспышка южнее лидера гр. 22
				07 12	13	Яркая вспышка в юго-восточной части гр. 24
				08 33	14	Как № 12
				09 11	15	Одновременно гр 22 и 24
				09 47	16	Повторение в гр. 24

Таблица 2 (*продолжение*)

№ группы КрАО/Горная станция	Время прохождения группы через центральный меридиан	Приблизительные гелиографические координаты лидера во время прохождения через центральный меридиан	День наблюдения вспышки или поярчания флоккула	Приблизительное время максимума по мировому времени	№ вспышки	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
				10^h20^m	17	Повторение в гр. 24
				11 00	18	То же
			24.VIII.1956	04 10	19	На том же месте, как № 16,17 и 18
17/280 В районе этой группы между 21 и 22 августа возникла новая группа	20.VIII.1956 20.VIII.1956	$L=256°$, $B=+23°$ $L=256°$, $B=+28°$	23.VIII.1956	11 30	20	Занимает область обеих групп
27/295	24.VIII.1956	$L=208°$, $B=+28°$	27.VIII.1956	07 12	21	Яркая точка на месте самой большой напряженности поля
				09 55	22	Яркая вспышка
				13 25	23	Яркая вспышка на месте № 22
			29.VIII.1956	05 10	24	Яркая вспышка
				09 51	25	Небольшие изменения формы
			30.VIII.1956	05 15	26	Яркая вспышка
				08 37	27	Большая вспышка
31/306 Рекуррентная	01.IX.1956	$L=97°$, $B=+20°$	29.VIII.1956	08 35	28	Поярчание у восточного пятна
			30.VIII.1956	06 47.5	29	Небольшая вспышка у северного пятна
				06 50	30	Вспышка южнее лидера
				07 10	31	Вспышка вблизи восточного пятна
				10 11.5	32	Яркая вспышка
				Без времени	33	» »
			31.VIII.1956	09 00	34	Небольшая вспышка, как в № 32, 33, 35

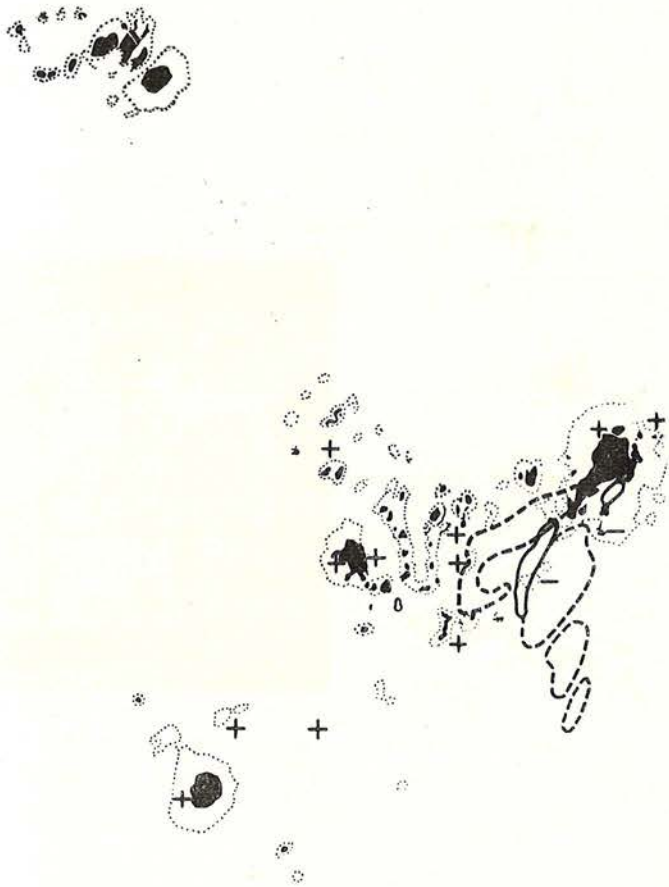
Таблица 2 (*продолжение*)

№ группы КрАО/Горная станция	Время прохождения группы через центральный меридиан	Приблизительные гелиографические координаты лидера во время прохождения через центральный меридиан	День наблюдения вспышки или поярчания флоккула	Приблизительное время максимума по мировому времени	№ вспышки	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
				12^h44^m	35	Большая вспышка, изменение формы
46—47/323—324 Две группы	10.IX.1956	$L = 345°$, $B = -13°$	07.IX.1956	12 40	36	Поярчание в гр. 46
	11.IX.1956	$L = 328°$, $B = -23°$		13 00	37	Большая вспышка с изменением формы в гр. 47
				13 20	38	Яркая вспышка в гр. 46
			08.IX.1956	06 00	39	Вспышка в гр. 46, в южной части
			10.IX.1956	05 15	40	Две точки в восточной части гр. 46
				08 03	41	Поярчание в восточной части гр. 46
				08 12	42	Небольшая вспышка в восточной части гр. 47
				09 13	43	Вспышка, захватывающая область обеих групп, изменение формы
68/364 Рекуррентная	29.IX.1956	$L = 88°$, $B = -27°$	28.IX.1956	04 35	44	Северная часть группы
				08 05	45	Южная часть группы
			01.X.1956	07 55	46	Яркая вспышка
78/377	06.X.1956	$L = 357°$, $B = +21°$	04.X.1956	Без времени	47	Маленькая точка
				» »	48	В «заливе» лидера довольно часто поярчание
				» »	49	Довольно большая вспышка на месте № 50
				13 13	50	Яркая вспышка с изменением формы

Таблица 2 (*окончание*)

№ группы КрАО/Горная станция	Время прохождения группы через центральный меридиан	Приблизительные гелиографические координаты лидера во время прохождения через центральный меридиан	День наблюдения вспышки или появления флоккула	Приблизительное время максимума по мировому времени	№ вспышки	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
			05.X.1956	05^h00^m	51	Вспышка в основном очаге вблизи волокна и восточной части группы
				05 46	52	Между лидером и остальной группой
				06 00	53	Основной очаг
				07 00	54	Основной очаг в «заливе» лидера
				07 55	55	То же
				10 47.5	56	» »
				Без времени	57	«Залив»
				» »	58	Яркая вспышка, основной очаг между лидером и группой
				» »	59	
				» »	60	
				» »	61	Основной очаг в «заливе» лидера
			06.X.1956	» »	62	Большая вспышка, изменение формы
				11 50	63	На месте № 60
				12 54	64	То же
				13 00	65	Небольшие точки
81/380	08.X.1956	$L = 333°$, $B = -14°$	05.X.1956	05 31	66	Небольшая вспышка
			06.X.1956	Без времени	67	Яркая вспышка
—/485	20, 21.XII.1956	$L = 85°$, $B = +13°$	19.XII.1956	08 00	68	Большая вспышка
—/26 Рекуррентная	22.I.1957	$L = 18°$, $B = +17°$	23.I.1957	Без времени	69	Большая вспышка, изменение формы

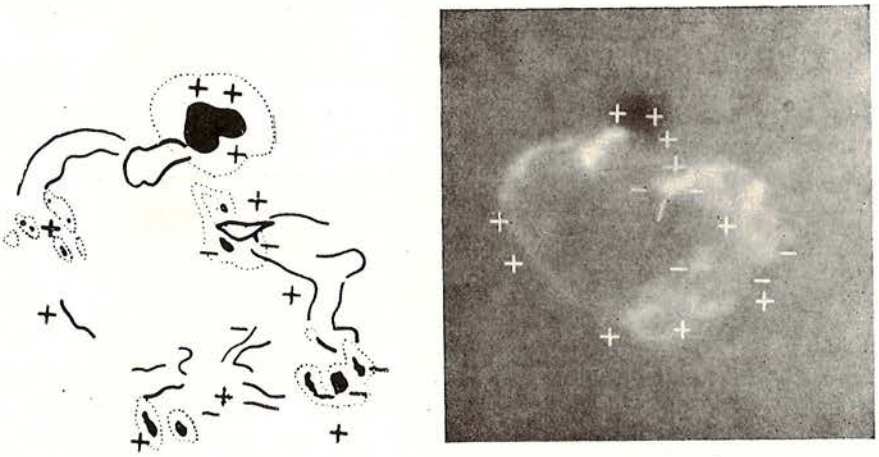
очередь яркие, показывают, что их ось расположена приблизительно вдоль границы полярностей, в особенности в первой стадии их развития (см. фиг. 2 и 3, где на фотографиях вспышек отмечена магнитная полярность).



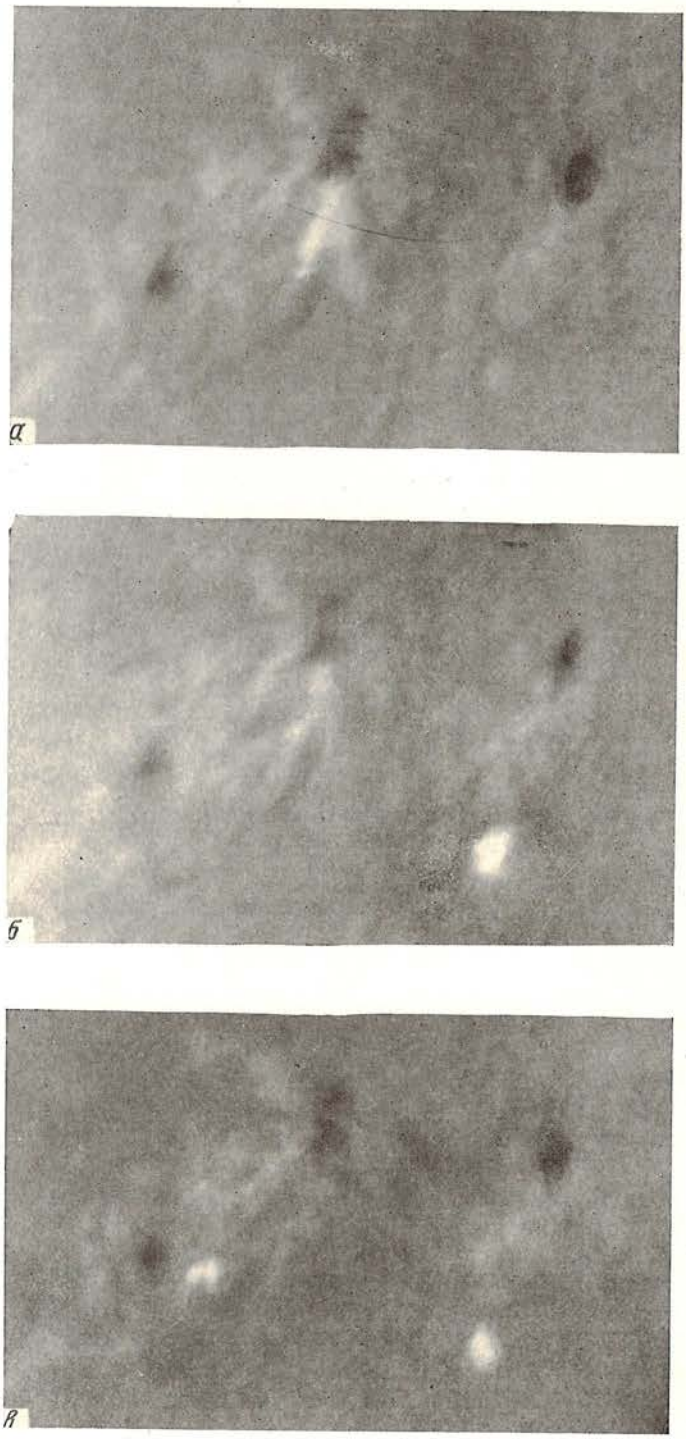
Фиг. 5. Движение узлов большой вспышки 31 августа 1956 г.
Сплошная линия — начальная фаза развития, пунктир — две ветви в максимуме развития.

б) В ряде случаев основной очаг вспышки (на фиг. 2 и 3 он отмечен цифрой *1*) лежит вблизи такого места, где расстояние между пятнами противоположных полярностей наименьшее. В этом месте, по соседству с основным очагом вспышки, иногда наблюдается внезапное появление противоположной полярности.

Особенно хорошим примером является группа № 31/306, когда 29 августа 1956 г. в ядре и полутени лидера (самого большого западного пятна) наблюдалась только северная полярность. Но уже 30 августа в самой окраине полутени обнаружено второе ядро, с южной полярностью, но малой напряженностью поля (порядка нескольких сотен гаусс). Напряженность поля этого ядра относительно быстро



Фиг. 6. Вспышка 23 августа 1956 г. (№ 20).



Фиг. 7. Связанные вспышки в группах № 24/291 и 22/287
а — 07^h00^m UT (№ 12); *б* — 07^h12^m UT (№ 13); *в* — 09^h11^m UT (№ 15)

увеличивалась, и 1 сентября уже достигла ~1000 гаусс. Одновременно 30 и 31 августа, граница между ядром лидера, имеющего северную полярность, и этим вторым ядром, имеющим южную полярность (но уже вне пятна), являлась основным очагом нескольких ярких вспышек, включая большую вспышку 31 августа. Такое же поведение можно наблюдать и у групп № 46—47/323—324 и 78/377, частично у групп № 24—22/291—287 и 27/295 (пример см. фиг. 4).

в) У семи самых больших вспышек (вспышки № 25, 35, 37, 43, 50, 62, 69) можно было наблюдать изменение формы и движения некоторых образований. Как уже показало исследование вспышки 31 августа 1956 г. [18, 19], это движение было всегда направлено в сторону, где не было пятен или были только маленькие пятна с малыми напряженностями поля (фиг. 5).

г) В некоторых случаях можно обнаружить после появления основного очага вспышки возникновение нового ядра, менее яркого, вблизи самого большого пятна группы. В этом случае второй очаг (отмечен цифрой *2*) обыкновенно появляется в «заливе» ядра или полутени этого пятна (см. фиг. 4, *в*).

д) Интересно отметить, что в двух случаях (вспышки № 20 и 43) вспышка захватывает область двух групп (фиг. 6). В 20 случаях (29% всех вспышек) вспышки разгораются, поярчание флоккулов усиливается; максимум достигается в двух группах одновременно (вспышки № 1, 3, 5, 9, 15, см. фиг. 7, *в*), или в то время, когда вспышка в одной группе достигает максимальной яркости, начинает разгораться вспышка в другой группе (фиг. 7, *а*, *б*); вспышки № 6 + 7 + 8, 10 + 11, 12 + 13, 29 + 30 + 31, 36 + 37 + 38, 41 + 42).

е) Следует отметить довольно интересное поведение волокон, которые часто в «спокойной области» группы лежат на границе полярности. Некоторые волокна, по-видимому, предшествуют или возникают на месте появления вспышки. Наиболее интересным нам показалось волокно (*B*) на фиг. 3, *а* и 4, *в*, которое двое суток лежало на границе полярности, очень близко от основного очага вспышки и было довольно плотным, несмотря на то, что как раз большинство вспышек появлялось поблизости от него. Создается впечатление, что оно было расположено значительно выше вспышек.

Заключение

Из сказанного выше видно, что сопоставление вспышек и магнитных полей групп солнечных пятен может дать результаты, важные для понимания процессов образования вспышек.

Основным результатом нашего сопоставления является вывод о том, что вспышки возникают приблизительно на границе полярностей магнитного поля групп солнечных пятен, вблизи места с наибольшей напряженностью поля противоположных полярностей. Возникновению вспышек способствует быстрое изменение отношения напряженности

этих противоположных полярностей. Магнитное поле играет большую роль в жизни вспышек, как это видно также из факта влияния поля на движение вспышки.

Следует также отметить существование некоторой физической связи между двумя соседними группами солнечных пятен, на что указывает довольно большой процент так называемых «связанных» вспышек, полученных в нашем материале. Здесь уже трудно говорить о случайной связи, так как из 36 вспышек, наблюденных в области с двумя группами, 60% являются «связанными».

Более детальное обсуждение данных наблюдений и результатов будет проведено в отдельной статье.

Литература

1. M. Waldmeier. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, 1955, p. 244.
2. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 3, 1954.
3. N. W. Dodson a. E. R. Hedeman. Ap. J., **110**, 248, 1949.
4. Т. С. Размадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., № 16, 59, 1954.
5. M. A. Ellison. M. N., **109**, 9, 1949.
6. R. G. Giovanelli. M. N., **108**, 164, 1948.
7. R. S. Richardson. Ap. J., **114**, 361, 1951.
8. K. O. Kiepenheuer. The Sun, ed. C. P. Kuiper, 1953, p. 384.
9. G. E. Hale a. S. B. Nicholson. Publ. Carnegie Inst. Washington, № 498, Part I, 1938.
10. W. Grotrian. Publ. Obs. Potsdam, **29**, № 97, 1953.
11. H. Künzel, W. Mattig, E. H. Schröter. A. N., **283**, 28, 1956.
12. H. von Klüber. Zs. f. Ap., **24**, 167, 1947.
13. H. W. Dodson. Ap. J., **110**, 382, 1949.
14. H. W. Dodson. Ap. J., **115**, 320, 1952.
15. K. Lodin. Arkiv för Astronomi, **2**, 27, 1956.
16. А. Б. Северный и В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 3, 1956.
17. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **18**, 66, 1958.
18. В. Бумба, С. И. Гопасюк, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, И. Г. Моисеев, Н. А. Савич, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Солнечные данные, № 1, 1957.
19. С. И. Гопасюк. См. настоящий том, стр. 100.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ЗАЛЕГАНИЯ ЯДЕР НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ В СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛАХ

В. Л. Хохлова

По ослаблению непрерывной эмиссии в крыльях сильных линий H и K Ca^+ определена оптическая глубина (в частоте непрерывного спектра) залегания ядер непрерывной эмиссии, которая колеблется в исследованных семи ядрах от $\tau_0 = 0$ до $\tau_0 \approx 1.0$. Показано, что подъем и опускание крыльев линий H и K в ядрах по сравнению с невозмущенной фотосферой могут быть объяснены влиянием непрерывной эмиссии, залегающей на различных глубинах.

THE DETERMINATION OF THE OPTICAL DEPTH OF GRAINS OF CONTINUOUS EMISSION IN SOLAR FACULAE, by *V. L. Hohlova*. — The weakening of continuons emission in the wings of strong H and K lines of Ca^+ was used for determining the optical depth (in the frequency of the continuous spectrum) of the grains of continuous emission. For 7 investigated grains it was found to vary from $\tau_0 = 0$ to $\tau_0 = 1.0$. It is shown that the rise and fall in the wings of H and K in the grains in comparison to the undisturbed photosphere can be explained by the influence of continuous emission at different depths.

Введение

Использование инструмента большой разрешающей силы, каким является Башенный солнечный телескоп (БСТ) Крымской обсерватории, позволяет исследовать тонкую структуру активных областей на Солнце. Спектроскопические наблюдения показывают, что факелы обладают тонкой структурой. В отдельных, небольших по размеру (200—400 км) образованиях можно наблюдать яркую непрерывную эмиссию, контраст которой с невозмущенными областями составляет до 25% [1]. Свечение хромосферы в линиях H_α, H и K (флоккулы) часто не совпадает с ядрами непрерывной эмиссии.

При рассмотрении спектрограмм в линиях H и K удивляет разнообразие поведения крыльев этих линий в различных местах факельной области. Иногда явно видно, что крылья яркие, и при фотометрировании оказывается, что они приподняты над фотосферными. В ряде случаев наблюдалось, наоборот, заметное понижение крыльев. Такое понижение было замечено нами для некоторых факелов на краю диска [2]. Рассмотрение спектров, снятых при хороших атмосферных условиях, показывает, что понижение крыльев встречается и в ядрах,

расположенных близко от центра диска ($\sin\theta = 0.35$). Прежние наблюдения факелов производились с инструментами небольшой разрешающей силы [3, 4] и не могли выявить тонкую структуру факельных областей. Результаты этих наблюдений сводились к тому, что крылья линий H и K в факеле приподняты, т. е. что эквивалентная ширина этих линий меньше по сравнению с невозмущенной фотосферой. Авторы указанных выше работ [3, 4] объясняли этот факт увеличением вторичной ионизации кальция, сказанной с гипотетическим ультрафиолетовым избытком. Однако понижение крыльев линий H и K по сравнению с фотосферными нельзя, как показано в [2], объяснить изменением состояния ионизации. Действительно, практически все атомы кальция в фотосфере находятся в однажды ионизованном состоянии, так что ни за счет усиления первой ионизации, ни за счет уменьшения второй не может происходить заметного увеличения числа поглощающих атомов Ca^+ в первом состоянии ионизации. В [2] для объяснения наблюдаемого эффекта нами были высказаны предположения, что в области факельного ядра либо увеличена плотность (за счет чего увеличивается коэффициент поглощения в линии), либо уменьшается коэффициент непрерывного поглощения и, следовательно, возрастает величина $\eta_\nu = \frac{k_\nu}{\varkappa}$ — отношение коэффициентов селективного и непрерывного поглощения.

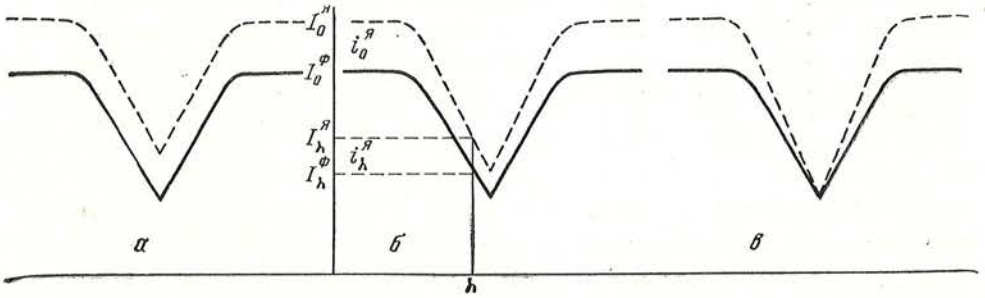
Однако в поведении крыльев H и K в факельных ядрах, как уже говорилось выше, наблюдается большое разнообразие. Трудно согласиться, что это вызывается в каждом отдельном случае столь сложной комбинацией различных причин.

Действительно, ионизация ультрафиолетовым избытком излучения едва ли может быть локализована в столь малых по размеру областях, как ядро эмиссии. Трудно представить также, что величина коэффициента непрерывного поглощения или плотность будут сильно отличаться в различных факельных ядрах, имеющих одинаковую по характеру непрерывную эмиссию. Поэтому более естественно искать какую-то одну причину, определяющую, в основном, поведение крыльев линий H и K в этих ядрах.

А. Б. Северный [1] привел ряд аргументов в пользу того, что ядра непрерывной эмиссии представляют собой оптически тонкие образования, залегающие в верхних слоях фотосферы и иногда в хромосфере. Его исследования показали, что слабые фотосферные линии в спектре такого ядра бывают залиты непрерывной эмиссией, за счет чего остаточная интенсивность этих линий повышается. Рассмотрим, как может повлиять непрерывная эмиссия ядра на такие сильные линии, как H и K. Если непрерывная эмиссия возникает в более высоких слоях, чем те, в которых образуются линии поглощения, то остаточная интенсивность любой линии в таком ядре будет равна

$$r'_\nu = \frac{r_\nu + C}{1 + C},$$

где r_ν — остаточная интенсивность линии в невозмущенной фотосфере, а C — отношение интенсивности добавочной непрерывной эмиссии ядра к интенсивности невозмущенной поверхности Солнца в данной области спектра. Линия в этом случае становится мельче, крылья ее приподнимаются (фиг. 1, *а*). Если мы видим ядро сквозь слой некоторой оптической толщи (в частотах непрерывного спектра) τ_0, то в непрерывном спектре и в линии добавленное ядром излучение будет различно. В непрерывном спектре $i_0^я e^{-\tau_0}$, а в линии $i_0^я e^{-\tau_\lambda}$, где $i_0^я$ — абсолютная яркость



Фиг. 1. Влияние непрерывной эмиссии ядра на контур линии.

ядра, какой бы она наблюдалась, если бы ядро находилось на поверхности, а $\tau_\lambda = \int\limits_0^h (k_\lambda + \varkappa)\, dh$.

Оптическая толща τ_λ сильно возрастает к центру линий H и K, так что на расстоянии ± 2 Å от центра линии мы видим излучение только самых верхних слоев, близких к хромосфере. Поэтому, по мере приближения к центру линии, выходящее на поверхность излучение ядра, лежащего на некоторой глубине, все более и более ослабляется. При некоторой глубине залегания ядра τ_0 может оказаться, что в частотах непрерывного спектра излучение ядра, хотя и ослабленное в $e^{-\tau_0}$ раз, выходит на поверхность, но, начиная с некоторого расстояния от центра линии, излучение ядра совсем или почти совсем не выходит наружу. В этом случае контуры линий H и K в ядре непрерывной эмиссии будут отличаться тем, что крылья линий опустятся по сравнению с невозмущенной фотосферой (фиг. 1, *в*). Это рассуждение можно подтвердить простым расчетом. В табл. 1 приведены результаты такого расчета для двух точек контура линии K: $\Delta\lambda = 4$ Å и $\Delta\lambda = 6$ Å, для случая, когда контраст непрерывной эмиссии составляет 0.20. Остаточная интенсивность в этих точках контура в невозмущенной фотосфере равна соответственно 0.36 и 0.56. В 1-м и 2-м столбцах таблицы приведена оптическая толща залегания τ_0 и фактор ослабления из-за поглощения в непрерывном спектре $e^{-\tau_0}$, в 3-м столбце — фактор ослабления в точке линии $\Delta\lambda = 4$ Å — $e^{-\tau_\lambda}$, в 4-м — остаточная интенсивность, вычисленная по формуле

$$r'_\nu = \frac{r_\nu + ce^{-\tau_\lambda}}{1 + ce^{-\tau_0}}.$$

В столбцах 5 и 6 приведено то же самое для $\Delta\lambda = 6$ Å. О вычислении величины $e^{-\tau_\lambda}$ несколько подробнее будет сказано ниже.

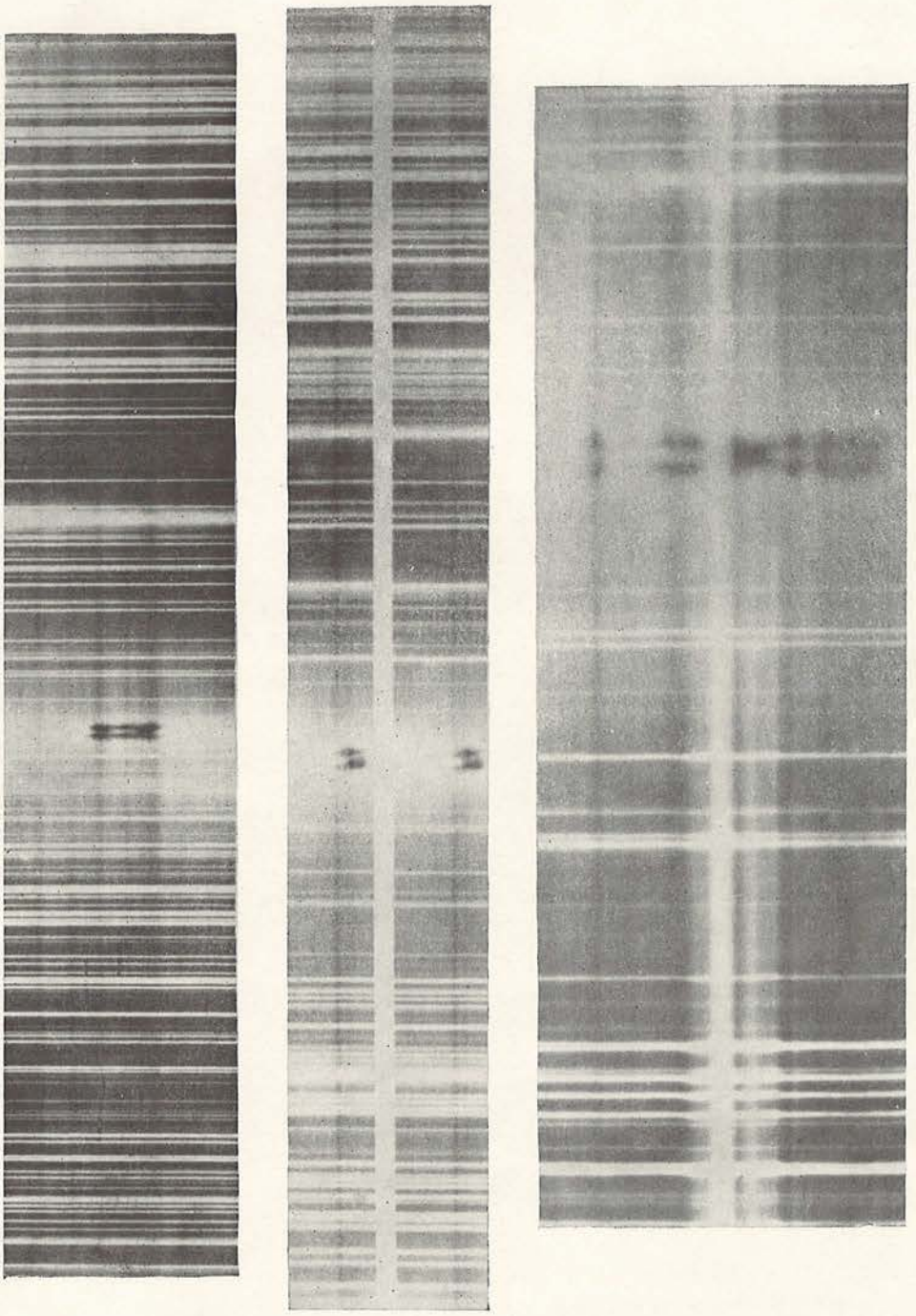
Таблица 1

		$\Delta\lambda = 4$ Å, $r_\nu = 0.36$		$\Delta\lambda = 6$ Å, $r_\nu = 0.56$	
τ_0	$e^{-\tau_0}$	$e^{-\tau_\lambda}$	r'_ν	$e^{-\tau_\lambda}$	r'_ν
1	2	3	4	5	6
0	1.0	1.0	0.47	1.0	0.63
0.1	0.91	0.33	0.40	0.69	0.57
0.2	0.82	0.11	0.34	0.33	0.54
0.4	0.67	0.02	0.32	0.15	0.52
0.6	0.55	0.005	0.33	0.07	0.52

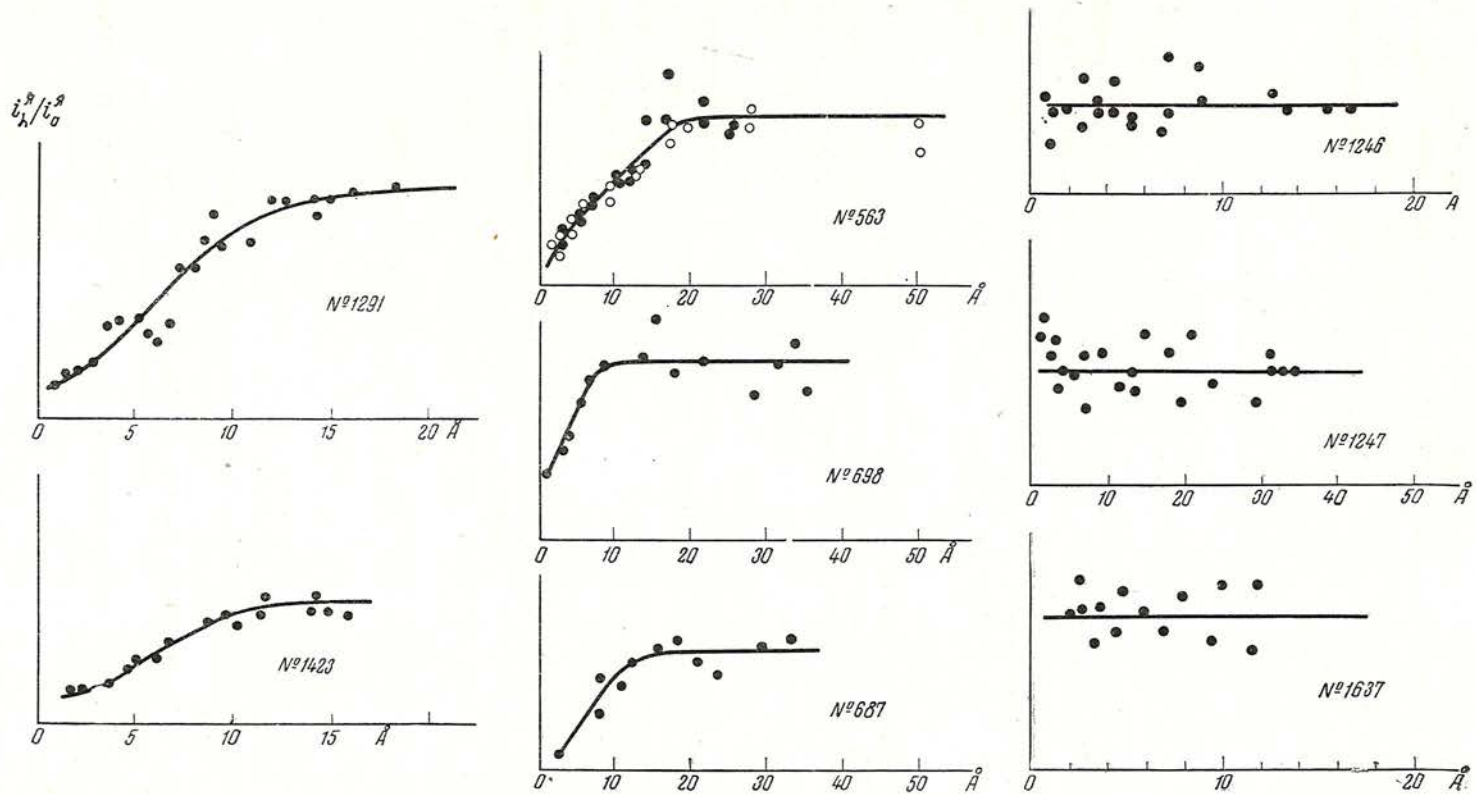
Мы видим таким образом, что уменьшение и увеличение остаточной интенсивности r_ν в крыльях линий H и K в ядрах эмиссии можно объяснить одной причиной — наложением непрерывной эмиссии ядер, залегающих на различных глубинах.

Определение глубины залегания ядер непрерывной эмиссии

По степени ослабления непрерывного излучения в частотах линий H и K можно судить о глубине залегания этого ядра. С целью определения глубин залегания нами были выбраны семь спектров ядер непрерывной эмиссии в области линий H и K, полученные в 1955 и 1956 гг. с дисперсией соответственно 0.5 и 0.2 Å/мм. Для одного из ядер имелся также спектр в области инфракрасного триплета Ca^+. Эти спектры были получены при очень хороших, спокойных изображениях (фиг. 2). Обработка спектров производилась на микрофотометре МФ-2. Фотометрические разрезы делались в направлении, перпендикулярном к дисперсии, в местах, где отсутствуют фотосферные линии, блендирующие крылья H и K. Определялась величина $i_\lambda^я$, равная разности интенсивности в полоске спектра, соответствующей ядру и интенсивности невозмущенной фотосферы (на том же расстоянии от центра диска, как и ядро). На фиг. 3 приведен ход $i_\lambda^я/i_0^я$, где $i_0^я$ — разница интенсивности ядра и фотосферы в непрерывном спектре. В этом случае, когда измерения производились в синем и красном крыльях, точки для усреднения наносились вместе, по одну сторону от центра линии. Для того чтобы определить глубину залегания ядра по ходу $i_\lambda^я/i_0^я$, мы использовали упрощенное представление о ядре, как об оптически тонком образовании, линейная толщина которого не превосходит заметно его видимых размеров. Примем также, что фотосфера в области ядра не сильно изменена по сравнению с невозмущенной. Это оправдано хотя бы тем, что, как показывают предварительные исследования, фотосферные линии нейтральных и ионизованных элементов очень слабо изменяются при переходе от фотосферы к ядру.



Фиг. 2. Спектры ядер непрерывной эмиссии.



Фиг. 3. Интенсивность непрерывной эмиссии ядра в области линий H и K, выходящая на поверхность (в некоторых произвольных единицах). Ноль на оси абсцисс соответствует центру линии.

Будем считать, что из невозмущенной фотосферы через ее границу по нормали выходит излучение $I_\lambda^{\text{ф}}(0)$. Из ядра выходит излучение $I_\lambda^{\text{я}}(0)$. Напишем уравнения переноса: 1) для случая, когда на глубине τ_0 имеется оптически тонкое ядро, излучающее непрерывный спектр, и 2) для случая, когда этого ядра нет и фотосфера невозмущена. Учтем, что для линий H и K величиной ε, т. е. истинным поглощением в линии, можно пренебречь.

$$\frac{dI_\lambda^{\text{я}}}{dh} = (\varkappa + k_\lambda) I_\lambda^{\text{я}} - B_\lambda \varkappa - J_\lambda^{\text{я}} k_\lambda, \tag{1}$$

$$\frac{dI_\lambda^{\text{ф}}}{dh} = (\varkappa + k_\lambda) I_\lambda^{\text{ф}} - B_\lambda \varkappa - J_\lambda^{\text{ф}} k_\lambda. \tag{2}$$

Очевидно, что в (1) $I_\lambda^{\text{я}} = I_\lambda^{\text{ф}} + i_\lambda^{\text{я}}$, где $i_\lambda^{\text{я}}$ — излучение от ядра непрерывной эмиссии. Уравнение (1) является суммой двух уравнений: уравнения (2) и уравнения вида

$$\frac{di_\lambda^{\text{я}}}{dh} = (\varkappa + k_\lambda) i^{\text{я}} - j_\lambda^{\text{я}} k_\lambda. \tag{3}$$

Сумма решений уравнений (2) и (3) является решением уравнения (1), так как эти уравнения можно рассматривать как линейные неоднородные уравнения 1-го порядка. Решение уравнения (2) дает величину $I_\lambda^{\text{ф}}(0)$, решение уравнения (1) дает величину $I_\lambda^{\text{я}}(0)$. Уравнение (3) определяет перенос излучения самого ядра, и решение его $i_\lambda^{\text{я}}(0) = I_\lambda^{\text{я}}(0) - I_\lambda^{\text{ф}}(0)$ представляет собой излучение самого ядра, вышедшее на поверхность. Последнюю величину мы получаем непосредственно из наблюдений. Задавая некоторую модель, т. е. ход k_λ и $\varkappa$ с глубиной, а также глубину залегания ядра τ_0, мы можем подобрать такие условия, при которых вычисленное решение уравнения (3) даст согласие с наблюдаемой величиной $i_\lambda^{\text{я}}(0)$. Как уже говорилось выше, мы приняли, что ход k_λ и $\varkappa$ с глубиной в области ядра не отличается от фотосферного. Таким образом, искомым параметром является только глубина залегания ядра τ_0.

Рассмотрим уравнение (3). Член $j_\lambda^{\text{я}}$ можно записать в виде

$$\frac{1}{4\pi} \int i_\lambda^{\text{я}} d\omega.$$

Возьмем два предельных случая.

1) Глубина залегания ядра много больше его размеров. Тогда

$$j_\lambda^{\text{я}} = \frac{1}{4\pi} \int i_\lambda^{\text{я}} d\omega = \frac{I}{4\pi} d\omega \to 0,$$

так как телесный угол, под которым видно ядро, мал. В этом случае уравнение (3) запишется в виде

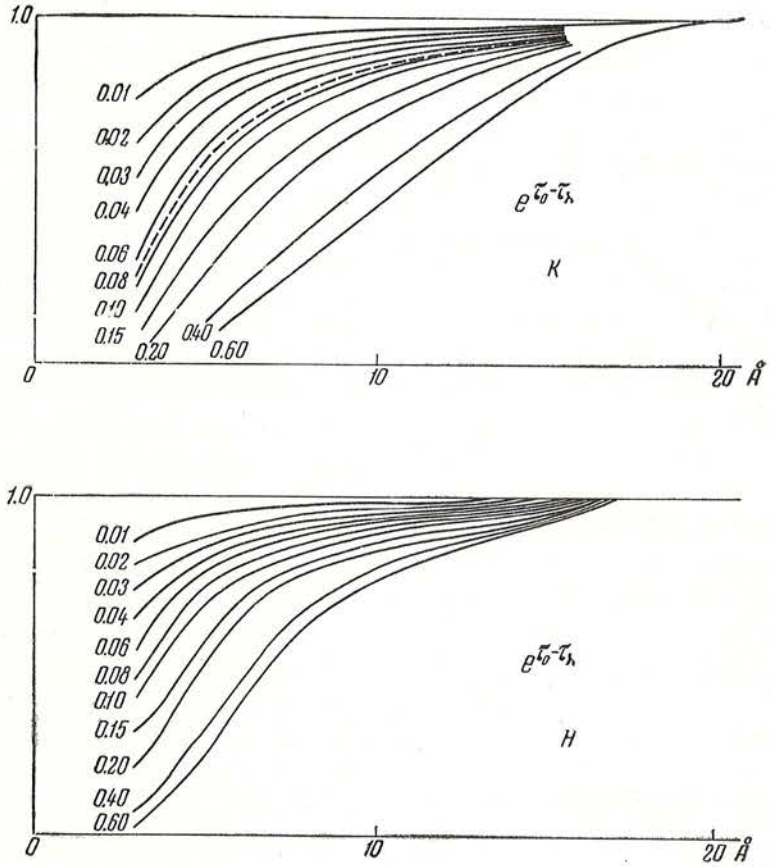
$$\frac{di_\lambda^{\text{я}}}{dh} = (\varkappa + k_\lambda) i_\lambda^{\text{я}}$$

и решением его будет функция $i_\lambda^{я} e^{-\tau_\lambda}$, где $\tau_\lambda = \int\limits_0^{h_0} (\varkappa + k_\lambda)\, dh$, n_0 — линейная глубина залегания ядра.

2) Размеры ядра много больше глубины его залегания.

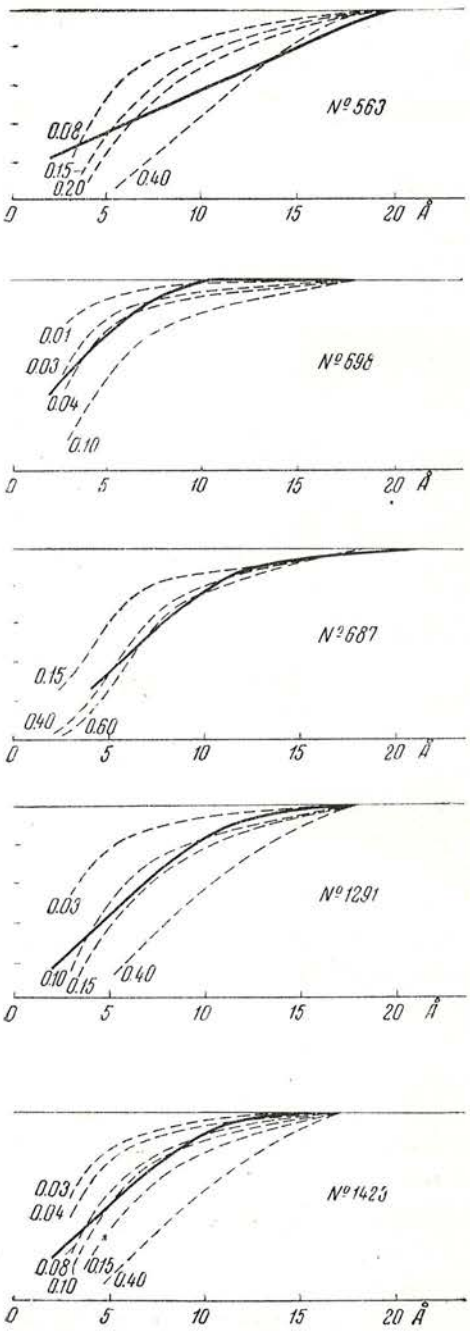
$$j_\lambda^{я} = \frac{2\pi i_\lambda^{я}}{4\pi} = \frac{1}{2} i_\lambda^{я},$$

$$i_\lambda^{я} = i_{\lambda_0}^{я} \cdot e^{-\tau'_\lambda},$$



Фиг. 4. Вычисленные значения функций $e^{\tau_0-\tau_\lambda}$ для различных τ_0 для линий H и K.

где $\tau'_\lambda = \int\limits_0^{h_0} (\varkappa + 0.5\, k_\lambda)\, dh$. Очевидно, что на самом деле имеет место некоторый промежуточный случай. Нами была взята модель солнечной фотосферы, полученная де Ягером по контурам водородных линий [5]. Использовав эту модель, мы вычислили функции $e^{\tau_0-\tau_\lambda}$ для различных τ_0, где $\tau_\lambda = \int\limits_0^{h} (\varkappa + k_\lambda)\, dh$ и $\tau_0 = \int\limits_0^{h} \varkappa dh$ для линий H и K (фиг. 4). Была



Фиг. 5. Сравнение наблюдаемого хода интенсивности непрерывного спектра ядра вблизи линий с вычисленным.

вычислена также величина $e^{\tau_0-\tau''_\lambda}$, где $\tau''=\int\limits_0^h(\varkappa+0.7k_\lambda)\,dh$, т. е. некоторое промежуточное значение между τ и τ' для h, соответствующего $\tau_0=0.1$ для линии K. Эта кривая нанесена на фиг. 4 пунктиром. Характер зависимости от λ не изменился, но кривая пошла несколько выше, т. е. при использовании величины $e^{\tau_0-\tau_\lambda}$ мы несколько занижаем определяемые значения τ_0.

Сравним теперь вычисленные кривые с результатами наблюдений. На фиг. 5 сплошной линией проведены наблюдаемые величины $i_\lambda^{\text{я}}/i_0^{\text{я}}$ и пунктирной кривой — $e^{\tau_0-\tau_\lambda}$. Между ними имеется небольшое систематическое расхождение. Это вполне естественно, так как нами была принята сильно упрощенная схема. Безусловно, непосредственные окрестности ядра должны как-то отличаться от невозмущенной фотосферы и этим, возможно, вызвано некоторое расхождение между вычислениями и наблюдениями. Однако эти расхождения не очень велики, и, пользуясь кривыми фиг. 4, можно оценить глубину залегания τ_0 исследуемых ядер непрерывной эмиссии. Результаты сведены в табл. 2.

В 1-м столбце приведен номер пластинки по нашему каталогу, во 2-м — $\sin\theta$, в 3-м — линия, по которой определялась глубина τ_0, в 4-м — оптическая толща по лучу зрения, через которую видно данное ядро, в 5-м оптическая толща, умноженная на $\cos\theta$. Для каждой полоски непрерывной эмиссии определялась величина C — контраст по отношению к фотосфере в непрерывном спектре. Эта величина при-

Таблица 2

№ пластинки	Sin θ	Линия	τ_0 наблюд.	τ_0 по нормали	Контраст по непрерывному спектру	Контраст по заливанию	Абсолютная яркость в единицах I
1	2	3	4	5	6	7	8
563	0.95	K	0.4	0.13	0.13	0.08±0.04	0.07
687	0.35	H	0.6—1.0	0.56—0.94	0.08	0.02±0.01	0.136
698	0.91	K	0.04	0.02	0.16	0.15±0.11	0.08
1246	0.31	K	0	0	0.05	0.04±0.02	0.05
1247	0.31	λ 8542	0	0	0.025	—	—
1291	0.35	K	0.20	0.2	0.09	0.03±0.03	0.12
1423	0.96	K	0.15	0.05	0.26	0.13±0.06	0.09
1637	0.90	H	0	0	0.07	0.06±0.03	0.035

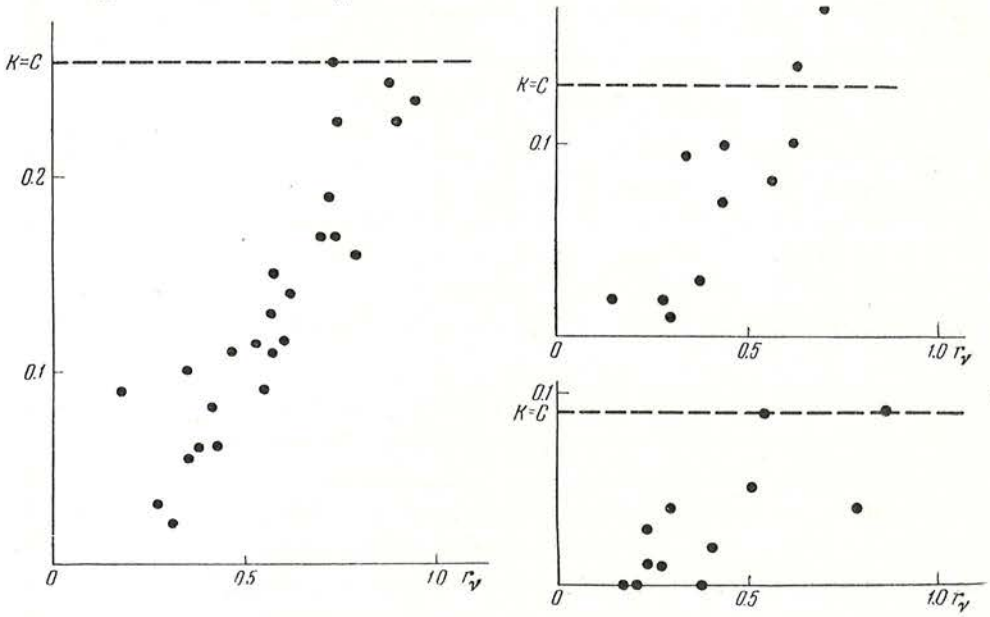
ведена в 6-м столбце. По поведению центральных остаточных интенсивностей слабых фотосферных линий в ядре также можно получить величину контраста непрерывной эмиссии, заливающей эти линии. Если непрерывная эмиссия залегает сверху, то контраст, определенный по линиям, должен быть таким же, как и определенный непосредственно из отношения $i_\lambda^я/I_0^ф$. Если эмиссия возникает на некоторой глубине, то изменение центральных остаточных интенсивностей будет меньше, так как оптическая толща в центре линий больше, чем в непрерывном спектре, и определенный по центральным остаточным интенсивностям контраст окажется меньшим, чем $i_\lambda^я/I_0^ф$. Действительно, если обратиться к фиг. 1, *б*, остаточная интенсивность в ядре r'_ν будет равна

$$r'_\nu = \frac{I_\nu + i_\lambda^я}{I_0 + i_{\lambda_0}^я} = \frac{r_\nu + k}{1 + c},$$

где r_ν — остаточная интенсивность в невозмущенной области. Отсюда $k = r'_\nu(1+c) - r_\nu$. Величина k равна c, если ядро лежит на поверхности, и $k < c$, если $\tau_0 \neq 0$. На фиг. 6 показана зависимость k от r_ν для некоторых ядер. Как и следовало ожидать, величина k увеличивается с r_ν. В столбце 7 табл. 2 приведены средние величины k для исследуемых ядер. Хорошо видно, что при небольшой оптической глубине залегания значения столбцов 6 и 7 совпадают; при заметной оптической толще контраст, определенный по замыванию, оказывается меньше. Для самой большой оптической глубины (№ 687), большей 0.6, заливания линий нет совсем. Это подтверждает представление о ядре непрерывной эмиссии, предложенное А. Б. Северным и принятое в нашей работе, как об оптически тонком образовании, расположенном на небольшой глубине.

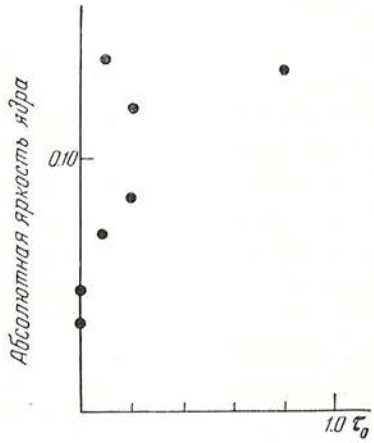
Имея наблюдаемый контраст ядра и глубину его залегания, мы можем определить абсолютную яркость ядра в единицах центра солнечного диска. Эта величина приведена в столбце 8. На фиг. 7 мы попытались построить зависимость абсолютной яркости ядра от глубины его залегания. Намечается некоторая тенденция увеличения яркости

с глубиной, однако для получения более определенных заключений необходимо пополнение данных.



Фиг. 6. Зависимость величины k от r_ν.

В заключение следует сделать замечание об изменении контура линий H и K в факеле от центра к краю. В работе [2] нами было отмечено, что в ряде факельных ядер, наблюдавшихся близко к краю диска, крылья линий H и K опущены по сравнению с фотосферными. Среди исследованных в настоящей работе ядер такой эффект наблюдался для № 687. Очевидно, что если в среднем факелы залегают на некоторой глубине, то видимая оптическая глубина залегания будет больше при наблюдении факела на краю диска, чем если факел расположен близко к центру. Вследствие этого опускание крыльев линий H и K должно в среднем чаще наблюдаться у края диска, чем вблизи центра, с чем и связан эффект, обнаруженный в [2].



Фиг. 7. Зависимость абсолютной яркости ядра, выраженной в единицах яркости центра Солнца в области λ 3950 Å, от глубины залегания ядра.

Таким образом мы приходим к следующему заключению.

1. Глубина залегания исследованных семи ядер непрерывной эмиссии колеблется от $\tau_0 = 0$ до $\tau_0 = 1.0$, т. е. ядра залегают как в верхних слоях фотосферы, так и в хромосфере. Это находится в согласии с оценкой А. Б. Северного [1], произведенной по линии H_α.

2. Ядра представляют собой оптически прозрачные образования, о чем свидетельствует сопоставление контраста, определенного по непрерывному спектру и по заливанию слабых линий, а также отсутствие линий поглощения H и K в ядрах, лежащих на поверхности (фиг. 3, № 1246 и 1637). Фотосфера вокруг ядер возмущена не очень сильно, насколько можно судить по отсутствию большого расхождения между вычисленным и наблюдаемым ходом яркости полосок непрерывной эмиссии ядра в линиях H и K.

3. Для исследованных ядер намечается тенденция увеличения абсолютной яркости с глубиной залегания.

4. Различное поведение крыльев линий H и K в ядрах можно объяснить различной глубиной залегания этих ядер.

Литература

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 105, 1958.
2. В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 73, 1956.
3. Т. В. Крат. Астр. журн., 24, 329, 1947.
4. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 8, 93, 1952; 11, 152, 1954.
5. C. De Jager. Rech. Utrecht, 13, 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ПОВЕДЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н. А. Савич

На основании решений уравнения баланса ионизации для ступенчатых малых и больших возмущений функции ионообразования определен возможный характер изменений электронной концентрации в ионосфере во время хромосферных вспышек.

В предположении, что избыточное активное для ионосферы излучение вспышки можно грубо аппроксимировать прямоугольным импульсом, проведено качественное изучение ионосферных эффектов для 374 вспышек различной интенсивности. На основании экспериментального материала сделаны следующие выводы.

1. Вспышки не испускают излучения, активного для областей F_2, F_1 и E.

2. Во время некоторых вспышек, вероятно, отличающихся от остальных, происходит сильное увеличение активного для D-области излучения в узком участке спектра.

3. Изменения электронной концентрации в D- и E-областях обусловлены активными излучениями различного характера.

THE BEHAVIOUR OF THE IONOSPHERE DURING SOLAR FLARES, by *N. A. Savich.* — The possible features of the variations of electron concentration in the ionosphere during solar flares was studied on the basis of solutions of the ionization balance equation for stepped small and large disturbances of the ionproduction function.

Assuming that the excess active (for the ionosphere) radiation of the flare can be roughly approximated by a rectangular impulse, the ionospheric effects of 374 flares of various intensity were studied qualitatively. On the basis of experimental data the following conclusions were derived:

1. The flares do not emit radiation active for the regions F_2, F_1 and E.

2. During some flares, which probably differ from the rest, there is a strong increase of the active, for the D-region, radiation in a narrow region of the spectrum.

3. Variations of electron concentration in the D- and E-regions are caused by active radiations of various nature.

§ 1. Введение

Исследование ионосферных эффектов ультрафиолетового излучения солнечных вспышек представляет значительный интерес, обусловленный, с одной стороны, вызываемыми ими нарушениями радиосвязи и, с другой стороны, возможностью изучения физики происходящих при этом процессов. Однако имевшаяся в нашем распоряжении литература по

этому вопросу немногочисленна [1—4] и ограничивается главным образом эффектами в области D [5—8].

Поэтому была предпринята попытка изучения ионосферных эффектов ультрафиолетового излучения вспышек путем сопоставления оптических и ионосферных данных, основываясь на теоретическом рассмотрении возможных изменений электронной концентрации ионизованных слоев во время вспышек.

Значение электронной концентрации $N(t)$ в ионосфере описывается уравнением баланса ионизации

$$\frac{dN}{dt} = I(t) - \alpha N^2, \tag{1, 1}$$

где α — эффективный коэффициент рекомбинации, а $I(t)$ — функция ионообразования.

Для изучения изменения электронной концентрации в ионосфере необходимо знать решение этого уравнения. Однако при произвольном виде функции $I(t)$ уравнение (1, 1) (типа Риккати) не интегрируется. Поэтому представляется полезным рассмотреть следующие возможные упрощения, приводящие к решению уравнения (1, 1).

1. Процессы в ионосфере квазистационарны, т. е. $dN/dt \approx 0$. При таком упрощении была построена теория простого слоя Крючкова—Чепмена [9, 10].

2. Функция ионообразования изменяется очень быстро. В частности можно принять, что

$$I(t) = I_{\text{нач}} + I_0 \cdot 1(t_0)$$

— ступенчатая функция; здесь $1(t_0)$ — единичная функция. Такое рассмотрение может быть полезно при изучении таких функций $I(t)$, которые можно аппроксимировать либо прямоугольной ступенькой, либо прямоугольным импульсом, причем здесь может встретиться два случая: а) возмущения малой амплитуды, при которых $I_0 \ll I_{\text{нач}}$, и б) возмущения большой амплитуды, при которых $I_0 \gg I_{\text{нач}}$.

В связи с тем, что резкие изменения функции ионообразования могут иметь место во время вспышек на Солнце, следует рассмотреть решения уравнения баланса ионизации (1, 1) для этих двух последних случаев.

§ 2. Уравнение баланса ионизации и его решения

В общем случае изменения функции ионообразования в уравнении (1.1) могут быть обусловлены как изменениями активного ионизующего излучения, так и колебаниями величины λ, равной отношению концентраций отрицательных ионов и электронов. Кроме того, могут иметь место изменения и эффективного коэффициента рекомбинации α. Однако исследования показывают [7], что значительные изменения α и λ во время вспышек мало вероятны и, очевидно, несущественны для верхних областей ионосферы. Поэтому в дальнейшем мы примем, что во время вспышек α остается постоянной. Но следует иметь в виду, что

эти положения могут оказаться несправедливыми для нижней ионосферы, в частности, для области D.

1. Возмущения малой амплитуды. Предположим, что в уравнении баланса ионизации функция ионообразования может быть представлена в виде

$$I(t) = I_{\text{нач}} + i(t),$$

причем $|i(t)| \ll I_{\text{нач}}$. Если пренебречь членами порядка выше первого, то уравнение (1, 1) примет вид

$$\frac{dn}{dt} = i(t) - 2\alpha N_0 \cdot n, \tag{2, 1}$$

где n — избыток электронной концентрации относительно начального значения N_0, обусловленный приращением $i(t)$.

Решение уравнения (2, 1) может быть записано в форме

$$n(t) = e^{-2\alpha N_0 t} \left\{ \int_0^t i(t) \cdot e^{2\alpha N_0 t} \cdot dt + C \right\}. \tag{2, 2}$$

Нас будет интересовать решение для ступенчатой функции $i(t) = i_0 \cdot 1(0)$. В этом случае

$$n(t) = \frac{i_0}{2\alpha N_0} [1 - e^{-2\alpha N_0 t}] \tag{2, 3}$$

или

$$n(t) = n(\infty) [1 - e^{-2\alpha N_0 t}], \tag{2, 4}$$

где $n(\infty) = \frac{i_0}{2\alpha N_0}$ — значение добавочной электронной концентрации, которое устанавливается при $t \to \infty$.

Как видно из (2, 4), изменение избытка электронной концентрации происходит экспоненциально, что вообще характерно для процессов установления в линейных системах; величина $^1/_2 \alpha N_0$ является временем релаксации, или постоянной времени.

В соответствии с данными [11—13], для различных областей ионосферы могут быть приняты следующие средние значения αN_0:

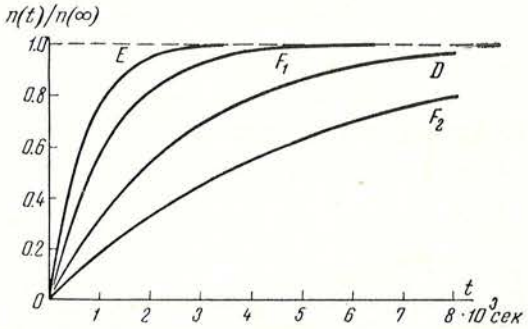
Слой	F_2	F_1	E	D
αN_0	10^{-4}	$9 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$

По этим данным были построены графики (фиг. 1) отношения $n(t)/n(\infty)$, характеризующие процесс установления избыточной электронной концентрации.

Мы видим, что постоянная времени этих процессов, равная $^1/_2 \alpha N_0$, не зависит от амплитуды возмущения. Поскольку время релаксации, как следует из фиг. 1, области F_2 велико (порядка 5000 сек.), то процессы в этом слое нельзя считать стационарными, как это предполагается теорией простого слоя. Кроме того, малое время запаздывания

(порядка 6—8 мин.) эффектов в D области, определяемое по нарушениям радиосвязи, всплескам минимальных частот отражений $f_{\min}$, атмосферикам и фазовым аномалиям распространения сверхдлинных радиоволн [5, 6, 14, 15], линейной теорией малых возмущений не объясняется.

2. Возмущения большой амплитуды. При быстрых изменениях функции ионообразования с амплитудой, сравнимой и даже большей ее начального значения, рассмотренная выше линеаризация уравнения баланса ионизации (1, 1) становится недопустимой.



Фиг. 1. Относительные изменения избыточной электронной концентрации $n(t)/n(\infty)$ для возмущений малой амплитуды.

В работе Крючкова [16] приведено решение уравнения (1, 1), полученное Н. Н. Крыловым, справедливое для ступенчатой функции

$$I(t) = I_{\text{нач}} + I_0' \cdot 1(0) = I_0 = \text{const}.$$

Это решение может быть представлено в удобном для расчетов виде:

$$N(t) = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha}} \cdot \text{th}\left\{\sqrt{\frac{I_0}{\alpha}} \cdot \alpha t + \text{arth}\,\frac{N_0}{\sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}}\right\} \tag{2, 5}$$

и

$$N(t) = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}\,\text{cth}\left\{\sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}\,\alpha t + \text{arcth}\,\frac{N_0}{\sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}}\right\}, \tag{2, 6}$$

причем выражение (2, 5) справедливо для случая $I_0 > I_{\text{нач}}$, а (2, 6) — для случая $I_0 < I_{\text{нач}}$; здесь N_0 — начальное значение электронной концентрации при $t = 0$; I_0 — значение функции ионообразования при $t \geqslant 0$; $\sqrt{\frac{I_0}{\alpha}} = N(\infty)$ — значение электронной концентрации, устанавливающееся при $t \to \infty$.

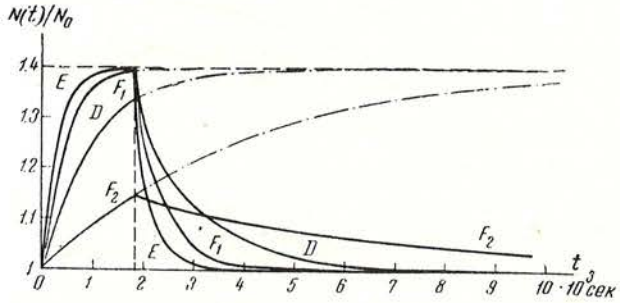
Соотношения (2, 5) и (2, 6) могут быть преобразованы к следующему виду:

$$\frac{N(t)}{N(\infty)} = \text{th}\left(k \cdot \alpha N_0 \cdot t + \text{arth}\,\frac{1}{k}\right),\ k > 1, \tag{2, 7}$$

$$\frac{N(t)}{N(\infty)} = \text{cth}\left(k \cdot \alpha N_0 \cdot t + \text{arcth}\,\frac{1}{k}\right),\ k < 1, \tag{2, 8}$$

где $k = \frac{N(\infty)}{N_0}$ характеризует амплитуду возмущения ионосферы.

Следует еще раз подчеркнуть, что возможность решения уравнения баланса (1,1) для ступенчатой функции ионообразования представляет особый интерес. В самом деле, излучение вспышки, имеющее характер довольно резкого выброса с крутыми фронтами, можно грубо аппроксимировать П-образной функцией. Решения уравнения (1,1) для переднего и заднего фронтов этого импульса даются соотношениями (2,7) и (2,8). Сшивание этих решений в момент окончания импульса дает аналитическое выражение, описывающее изменение электронной концентрации, вызванное вспышкой. Это позволит количественно оценить



Фиг. 2. Относительные изменения электронной концентрации для возмущения с амплитудой 1.4 и длительностью 30 мин.

ожидаемый эффект всплеска активного для различных областей ионосферы излучения.

Для иллюстрации характера ожидаемых изменений электронной концентрации во время вспышки на фиг. 2 представлены графики изменения величины $N(t)/N_0$, вычисленные по формулам (2,7) и (2,8), для изменения функции ионообразования в виде импульса с длительностью 30 мин. и амплитудой $k = N(\infty)/N_0 = 1.4$. При расчете приняты значения αN_0, приведенные на стр. 128.

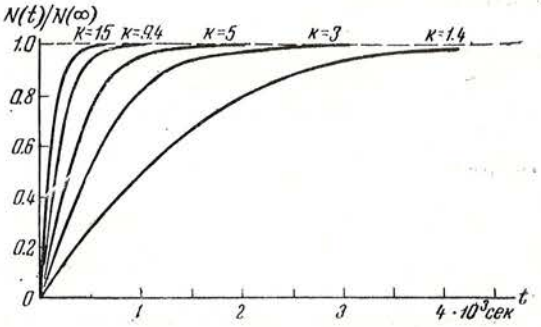
Из этих графиков видно, что время установления стационарного состояния в области F_2 очень велико, поэтому даже суточный ход электронной концентрации в области F_2 нельзя считать квазистационарным процессом. В слоях F_1 и E процессы устанавливаются гораздо быстрее и при достаточно длительных всплесках активного излучения, даже не очень большой амплитуды, может установиться состояние, существенно отличное от начального.

Кривая изменения электронной концентрации для области D не объясняет малого времени запаздывания эффектов в нижней ионосфере, связанных с солнечными вспышками. В связи с этим полезно рассмотреть вопрос о том, как проявляется нелинейность исходного уравнения баланса ионизации (1,1) в решении его для ступенчатой функции.

В решении (2,4) линеаризованного уравнения баланса скорость нарастания электронной концентрации определялась временем релаксации, равным $\frac{1}{2}\ \alpha N_0$.

В выражении (2,7) второе слагаемое аргумента определяет начальные условия, тогда как первое слагаемое определяет скорость изменения электронной концентрации. Поэтому для грубых оценок временем установления для области D для возмущений большой амплитуды можно считать величину $1/k\alpha N_0$. Очевидно, что чем больше k, тем меньше время установления процесса, т. е. чем больше амплитуда возмущения, тем быстрее должна реагировать ионосфера на это возмущение.

Таким образом, если время установления для линеаризованной задачи не зависело от амплитуды малого возмущения, то в случае нелинейного уравнения баланса оно зависит от k.



Фиг. 3. Относительные изменения электронной концентрации в области D для возмущений различной амплитуды.

В связи с этим малое время запаздывания эффектов солнечных вспышек в нижней ионосфере может быть объяснено тем, что во время таких процессов излучается значительно большее количество активной радиации, чем невозмущенным Солнцем. Это приводит к сильному уменьшению времени установления процессов в области D. Для иллюстрации этого на фиг. 3 построены графики изменения $N(t)/N(\infty) = \mathrm{th}(k \cdot \alpha N_0 t)$ для области D и различных значений k.

При решении нелинейного уравнения баланса для ступенчатой функции ионообразования не вводилось никаких упрощающих предположений относительно амплитуды возмущения и формы уравнения. Это позволяет получить решение линеаризованного уравнения как частный случай решения нелинейного при условии малости возмущения. Действительно, функция ионообразования была представлена в виде $I_0 = I_{\text{нач}} + I_0' \cdot 1(0)$. Соответствующее значение электронной концентрации может быть записано в форме $N(t) = N_0 + n(t)$, где $n(t)$ — добавочная электронная концентрация, обусловленная увеличением функции ионообразования на величину I_0', причем $N_0 = \sqrt{\frac{I_{\text{нач}}}{\alpha}}$, т. е. $I_{\text{нач}} = \alpha N_0^2$. Тогда

$$N(t) = N_0 + n(t) = \sqrt{\frac{I_0'}{\alpha} + N_0^2} \cdot \mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha} + N_0^2} \cdot \alpha t + \mathrm{arth}\frac{N_0}{\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha} + N_0^2}}\right)$$

и

$$n(t) = N_0\left\{\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha N_0^2} + 1} \cdot \mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha N_0^2} + 1}\ \alpha N_0 t + \mathrm{arth}\frac{1}{\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha N_0^2} + 1}}\right) - 1\right\},$$

9*

где

$$\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha N_0^2}+1}=k=\frac{N(\infty)}{N_0}.$$

Условие малости возмущения — $k\sim 1$, т. е. $\frac{I_0'}{\alpha N_0^2}\ll 1$. Следовательно, $k=\sqrt{\frac{I_0'}{\alpha N_0^2}+1}\approx 1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}$. При этом условии аргумент гиперболического тангенса

$$\left[\left(1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}\right)\alpha N_0 t+\operatorname{arth}\frac{1}{1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}}\right]\gg 1,$$

так как

$$\frac{1}{1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}}\sim 1.$$

Ограничиваясь двумя первыми членами разложения $\operatorname{th} x$ при больших значениях аргумента

$$\operatorname{th} x\approx 1-2e^{-2x}$$

и имея в виду, что

$$\operatorname{arth}\left(\frac{1}{1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}}\right)=\frac{1}{2}\ln\left(\frac{4\alpha N_0^2}{I_0'}+1\right),$$

находим

$$n(t)=N_0\left\{\left(1+\frac{I_0'}{2\alpha N_0^2}\right)\left(1-2e^{-2\alpha N_0 t}\cdot\frac{1}{1+\frac{4\alpha N_0^2}{I_0'}}\right)-1\right\}.$$

После простых преобразований $n(t)$ принимает вид

$$n(t)=\frac{I_0'}{2\alpha N_0}(1-e^{-2\alpha N_0 t}),$$

что полностью совпадает с решением линеаризованного уравнения баланса ионизации.

Как уже указывалось, уравнение баланса ионизации при общем виде функции $I(t)$ аналитического решения не имеет. С высокой степенью точности это уравнение может быть решено на электронных счетных машинах. Однако для приближенных оценок уравнение баланса может быть промоделировано простой схемой, обеспечивающей быстрое получение результатов. Действительно, уравнение параллельной RC-цепи имеет вид

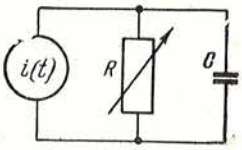
$$\frac{du}{dt}+\frac{1}{RC}u=\frac{1}{C}\,i(t),$$

где $u(t)$ — напряжение на конденсаторе, R и C — сопротивление и емкость цепи, $i(t)$ — общий ток в цепи, создаваемый генератором тока.

Если сопротивление R является функцией напряжения, приложенного к нему, причем $R = r/u$ (фиг. 4), то уравнение такой нелинейной цепи будет

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{rC} u^2 = \frac{1}{C} i(t).$$

По форме это соотношение совпадает с уравнением баланса ионизации. Поэтому, выбирая соответствующим образом масштаб времени и значения R и C схемы, можно промоделировать процесс изменения ионизации и найти закон изменения $N(t)$ при данном виде функции $I(t)$, задавая изменения тока $i(t)$ и измеряя напряжение $u(t)$ на конденсаторе схемы.



Фиг. 4. Принципиальная схема модулирующей цепи.

Конструктивно счетно-решающее устройство может быть осуществлено при помощи следящей системы, у которой угол поворота выходного вала пропорционален напряжению на емкости. Связывая этот вал с осью нелинейного потенциометра (закон изменения сопротивления которого $R = R_{max} \cdot \frac{\varphi_{нач}}{\varphi}$), можно получить решение уравнения в виде зависимости угла поворота вала от времени.

Применяя специальные нелинейные сопротивления, величина которых обратно пропорциональна приложенному напряжению, по-видимому, возможно осуществить вариант устройства с периодизацией решения, т. е. получить решение на экране осциллографа. Однако точность решения в этом случае будет, вероятно, ниже вследствие отклонений от требуемого закона изменения нелинейного сопротивления.

§ 3. Экспериментальные данные

Теоретическое рассмотрение изменений электронной концентрации показывает, что ионосферные эффекты солнечных вспышек (если они дают активное для различных областей излучение) должны характеризоваться первоначально возрастанием электронной концентрации и ее последующим убыванием, причем, чем больше всплеск этого излучения, тем быстрее должно происходить обусловленное им увеличение ионизации.

Для проверки полученных выводов было проведено сопоставление ионосферных и солнечных данных. Экспериментальный материал охватывает период с апреля 1955 г. по октябрь 1956 г. Из всего количества солнечных вспышек различных интенсивностей, имевших место за этот интервал времени, отбирались лишь те, в течение которых на ионосферной станции обсерватории были получены по высотно-частотным характеристикам надежные данные о параметрах ионосферы. Так

как точному определению критических частот ионосферных слоев препятствует экранирование, увеличенное поглощение в отклоняющей области и другие причины, количество вспышек, для которых оказалось возможным провести такое сопоставление, значительно уменьшилось по сравнению с общим. Данные о вспышках были взяты по наблюдениям на коронографе КГ-1 обсерватории, а также по сводным таблицам бюллетеня «Солнечные данные» [17].

Сопоставление проводилось по принципу «да — нет», носящему качественный характер: устанавливалось, имеются или нет в графиках хода критических частот во время вспышки ожидаемые отклонения (первоначальное увеличение и последующий спад) по сравнению с обычным суточным ходом. При этом учитывался уровень собственных флуктуаций критических частот различных слоев, определенный по данным 1954 г.

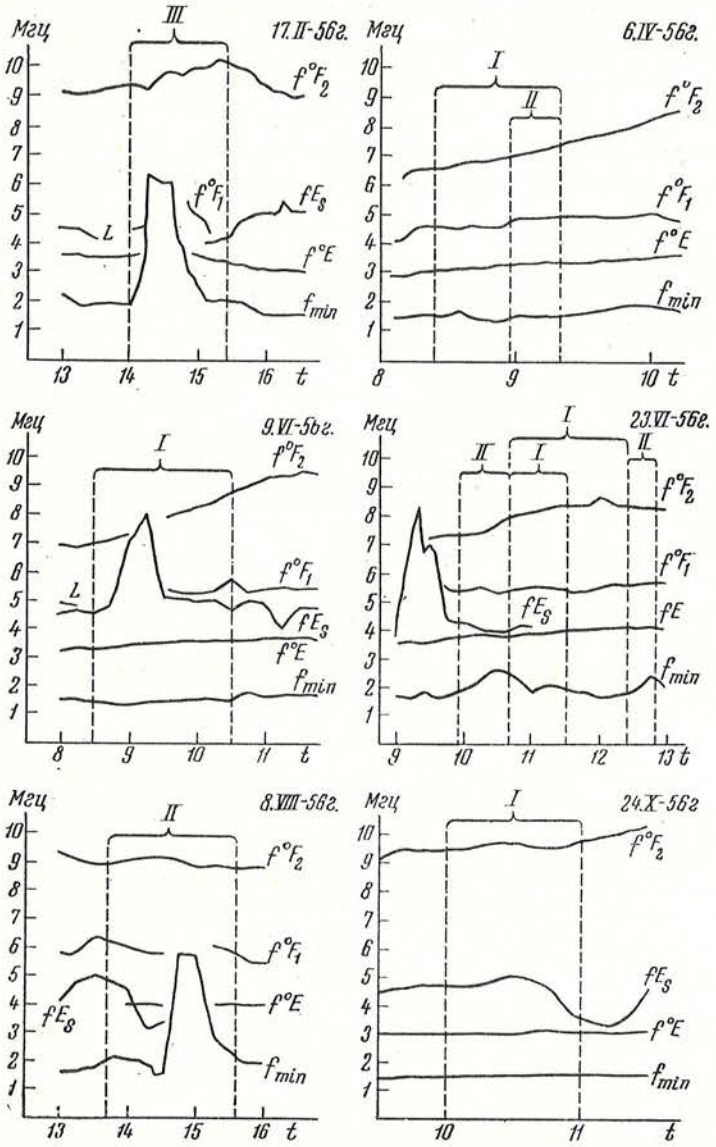
Значения критических частот в большинстве случаев снимались через 15 мин., а иногда через 5 мин. и непрерывно.

Таким образом было проведено сопоставление вспышек на Солнце и соответствующих ионосферных данных для 374 случаев. На фиг. 5 приведены образцы использованных для сопоставлений графиков, на которых построены изменения критических частот слоев F_2, F_1 и E, максимальной частоты спорадического слоя E_S и минимальной частоты отражения f_{min}. Моменты начала и конца вспышек отмечены вертикальными штриховыми линиями и для каждой вспышки указана интенсивность в трехбалльной системе.

Рассмотрение этих графиков, как и всего экспериментального материала, показывает, что ожидаемых изменений критических частот слоев F_2, F_1 и E во время вспышек различной интенсивности (от 1 до 3+) не происходит, т. е. нет четко выраженного эффекта в этих областях ионосферы, связанного со вспышками. Наблюдаемые в эти периоды вариации критических частот бывают как положительными, так и отрицательными относительно значения в момент начала вспышки. Если учесть при этом, что уровень собственных флуктуаций для области F_2 составляет 10—15%, а для F_1—5—10%, то становится очевидным, что колебания критических частот верхних слоев ионосферы во время вспышек на Солнце не обусловлены эффектами вспышек. Иногда во время рассматриваемых явлений солнечной активности наблюдаются значительные изменения fE_S, однако такие же вариации имеют место и в периоды отсутствия вспышек. Поэтому пока нельзя сделать определенного вывода о влиянии солнечных вспышек на слой E_S.

В светлое время суток ход минимальных частот отражений характеризуется наличием всплесков f_{min}. Некоторые из этих всплесков могут быть связаны с сильными вспышками (балла $\geqslant 2$), другие — нет. Из общего количества рассмотренных случаев только одна вспышка балла 2 (8. VIII. 1956 г.) дала всплеск f_{min}, и из четырех вспышек балла 3 и 3+ только одна (4. VII. 1956 г.) не вызвала увеличения погло-

щения. Следует отметить, что эти примеры не могут служить основой для статистических выводов об эффективности вспышек большой интенсивности из-за их малого количества.

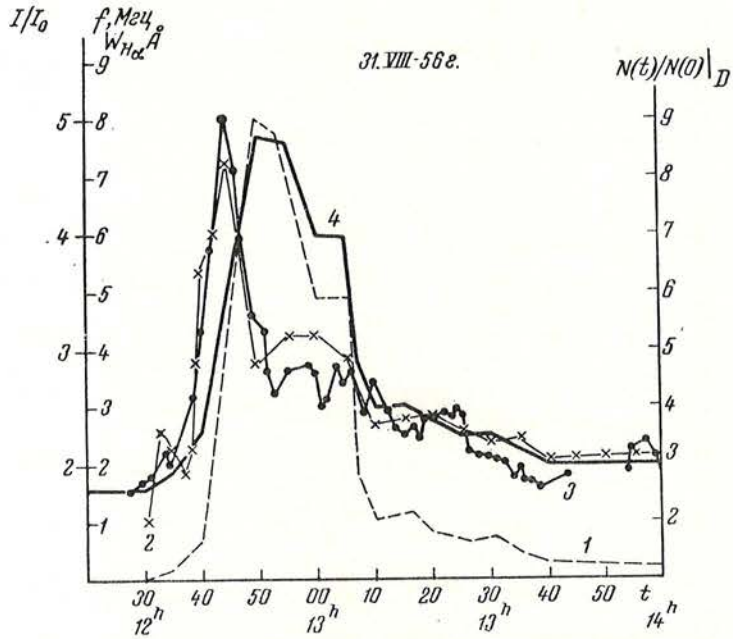


Фиг. 5. Образцы графиков сопоставления.
Время московское.

Таким образом, на основании описанного экспериментального материала можно сделать вывод о том, что во время вспышек на Солнце различной интенсивности (от 1 до 3+) не происходит заметного увеличения радиации, активной для верхних областей ионосферы. Некоторые сильные вспышки, являющиеся, вероятно, особыми с точки зрения астрофизики, вызывают значительные изменения в области D, прояв-

ляющиеся в сильном увеличении поглощения радиоволн. А так как при этом верхние слои ионосферы значительных изменений не испытывают, то это означает, что активное избыточное излучение, обусловленное вспышкой, заключено в узком спектральном интервале. В связи с этим анализ изменений $f_{\min}$ во время вспышек может представлять интерес с точки зрения изучения нижней ионосферы, в частности, области D.

Рассмотрим теперь поведение области D во время вспышек. Известно, что возрастания поглощения радиоволн, связанные с большими



Фиг. 6. Развитие вспышки 31 августа 1956 г. и связанного с ней всплеска $f_{\min}$. Время московское.

Кривая 1 — $\frac{N(t)}{N(0)}$; кривая 2 — $\left(\frac{I}{I_0}\right)_{H_\alpha}$; кривая 3 — W_{H_α}; кривая 4 — $f_{\min}$.

вспышками на Солнце, объясняются значительным увеличением ионизации в области D. Грубо величина поглощения может быть оценена по минимальным частотам отражений. Для электронной концентрации D-области и $f_{\min}$ можно записать приближенное соотношение [13]

$$N = a\,(f_{\min} + f_H)^2,$$

где $f_H \approx 1.5$ Мгц — гирочастота. Зная временной ход $f_{\min}$ в течение вспышки, можно оценить относительное изменение электронной концентрации области D в этот период:

$$\frac{N\,(t)}{N\,(0)} = \frac{[f_{\min}\,(t) + f_H]^2}{[f_{\min}\,(0) + f_H]^2}.$$

Это соотношение было использовано при обработке экспериментальных данных, полученных во время вспышки балла 3+ 31 августа 1956 г.

Результаты расчета приведены на фиг. 6 (кривая *1*), где также представлены изменения интенсивности [18] (кривая *2*) и ширины [19] (кривая *3*) линии H_α и f_{min} (кривая *4*) во время вспышки. Как видно из графика, электронная концентрация D-области в момент максимума поглощения превышает начальное значение в 9 раз.

Если аппроксимировать эту вспышку прямоугольным импульсом длительностью τ, то

$$\frac{N_{max}}{N(0)} = \frac{N(\infty)}{N(0)} \operatorname{th}\left[\frac{N(\infty)}{N(0)} \cdot \alpha N_0 \cdot \tau + \operatorname{arth}\frac{N(0)}{N(\infty)}\right] = 9.$$

Считая эффективный коэффициент рекомбинации α неизменным в течение вспышки, можно графическим путем решить это трансцендентное уравнение относительно $\frac{N(\infty)}{N(0)} = \sqrt{\frac{I}{I(0)}}$.

При принятых значениях $\alpha N_0 = 4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{сек}}$ и $\tau = 900$ сек., $\frac{N(\infty)}{N(0)} = \sqrt{\frac{I}{I(0)}} = 9.03$, т. е. функция ионообразования I во время вспышки возрастает в 81.5 раза по сравнению с начальным значением. При оценке реальности этой величины следует иметь в виду, что в расчетах не учитывается роль отрицательных ионов, а также возможное изменение α. Во всяком случае, эти данные подтверждают известный факт сильного изменения электронной концентрации в D-области во время вспышек и, следовательно, значительное изменение потока излучения, активного для этой области.

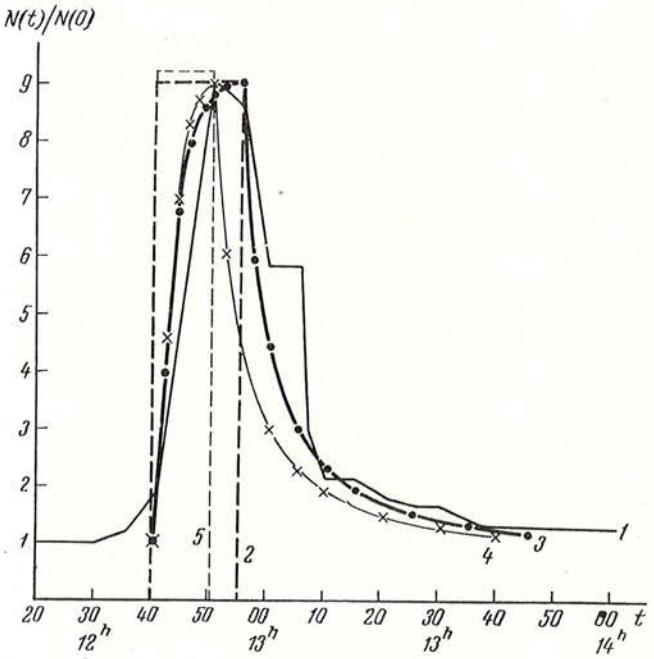
Используя принятую аппроксимацию для вспышки 31. VIII. 1956 г. импульсом длительностью $\tau = 900$ сек. и амплитудой $N(\infty)/N(0) = 9.03$, можно рассчитать ожидаемое изменение электронной концентрации для D-области по формулам (2,7) и (2,8) и сравнить экспериментальные и расчетные кривые.

На фиг. 7 кривая *1* показывает изменение $N(t)/N(0)$, определенное экспериментально по f_{min} (кривая *1* на фиг. 5). Аппроксимирующий импульс изображен линией *2*, а изменение $N(t)/N(0)$, рассчитанное по формулам (2,7) и (2,8), представлено кривой *3*. Для сравнения на том же графике построено расчетное изменение $\frac{N(t)}{N(0)}$ (кривая *4*), обусловленное импульсом длительностью 600 сек. (кривая *5*) и амплитудой 9.2.

Как видно из графика, теоретическая кривая для импульса длительностью 900 сек. хорошо совпадает с экспериментальной кривой. Расхождение восходящих ветвей кривых может быть обусловлено как отсутствием измерений f_{min} в этом интервале, так и некоторым наклоном переднего фронта реального импульса функции ионообразования. Последнее предположение представляется более правильным, так как мало вероятно, что всплески активного излучения имеют строго прямоугольную форму.

Совпадение нисходящих ветвей кривых достаточно близкое, за исключением небольшой ступеньки на экспериментальной кривой, которая может быть обусловлена неточностью измерений f_{min} либо небольшим вторичным всплеском активного излучения.

Привлекает внимание почти полное совпадение теоретической и экспериментальной кривых в последней стадии развития вспышки. Оно говорит о том, что в этой стадии вспышка не испускала излуче-



Фиг. 7. Кривые изменения ионизации D-области.
Время московское.

Кривая $1 - \frac{N(t)}{N(0)}\Big|_{эксп}$; кривая $2 - I_0$ при $\tau = 900$ сек.; кривая $3 - \frac{N(t)}{N(0)}$ при $\tau = 900$ сек.; кривая $4 - \frac{N(t)}{N(0)}$ при $\tau = 600$ сек.; кривая $5 - I_0$ при $\tau = 600$ сек.

ния, активного для D-области, и, следовательно, всплеск функции ионообразования может быть аппроксимирован прямоугольным импульсом с достаточной степенью точности.

Кроме того, как известно, эффекты солнечных вспышек в нижней ионосфере характеризуются быстрым нарастанием и медленным спадом. Расчетные кривые для изменения электронной концентрации также имеют крутой передний фронт и пологий задний. Следовательно, указанный вид ионосферных эффектов может быть объяснен только характером реакции самой ионосферы на всплески активного излучения, обладающие крутыми фронтами. Однако эти предположения должны быть проверены на достаточно большом экспериментальном материале.

Таким образом, мы приходим к следующим выводам.

1. Во время вспышек (независимо от их балла) не происходит заметных вариаций критических частот слоев F_2, F_1 и E. Этот факт означает, что избыточного излучения, активного для этих областей, вспышки не излучают.

2. Так как не все сильные вспышки сопровождаются всплесками f_{min} (т. е. поглощения), то на слой D оказывают влияние лишь вспышки, обладающие определенными особенностями, исследование которых может представлять интерес как с астрофизической, так и с геофизической точек зрения. Причем, в связи с тем, что эти вспышки вызывают реакцию только в области D, представляется весьма вероятным, что в этих вспышках освобождается излучение только в узкой области спектра.

3. В периоды всплесков поглощения, обусловленных вспышками, заметных изменений ионизации слоя E не наблюдается. Следовательно, изменения электронной концентрации областей D и E обусловлены различными ионизующими агентами.

4. Отличие времен установления для различных слоев ионосферы указывает на необходимость различных определений спокойного состояния ионосферных слоев.

5. Процессы образования всех слоев в периоды восхода Солнца являются нелинейными нестационарными процессами. В течение всего светлого времени суток состояние области F_2 и, вероятно, также области D, нельзя считать квазистационарным благодаря большому времени установления процессов в этих областях.

В заключение автор приносит глубокую благодарность лаборантам Ю. И. Виноградову и О. А. Блинову за помощь в проведении расчетов и построении графиков при выполнении этой работы.

Литература

1. M. A. Ellison. Solar Eclipses a. the ionosphere. London—New York. 1956, pp. 180—183.
2. L. V. Berkner, H. W. Wells. Terr. Magn. Atm. Elect., **42**, № 2, 183—195; № 3, 301—310, 1937.
3. R. N. Sedra, I. B. Hazzaa. Phys. Rev., **99**, № 4, 1070—1072, 1955.
4. V. Agy. Phys. Rev., **102**, 917, 1956.
5. M. A. Ellison. Publs Royal Observatory. Edinburg, **1**, № 4, 53—72, 1950.
6. M. A. Ellison. J. Atm. Terr. Phys., **4**, № 4/5, 226—239, 1953.
7. A. P. Mitra, R. E. Jones. J. Atm. Terr. Phys., **5**, № 2, 104—106, 1954.
8. S. N. Mitra, S. C. Mazumdar. Ind. J. of Physics, **28**, № 12, 563—580, 1954.
9. С. И. Крючков. Журн. прикл. физ., **7**, № 3, 61—79, 1930.
10. S. Chapman. Proc. Phys. Soc., **43**, Part 1, № 236, 21—50, 1931.
11. М. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн, Гостехиздат, 1953.
12. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. ИЛ, 1955.
13. E. V. Appleton. J. Atm. Terr. Physics, **3**, № 5, 282—284, 1953.
14. M. A. Ellison. Atti convegni Acad. Nazional Lincei, № 11, 97—104, 1953.
15. V. C. A. Ferraro. Nature, **175**, № 4449, 242—244, 1955.
16. С. И. Крючков. Научно-технический сборник, вып. 8, стр. 12—18, 1935.
17. Бюллетень «Солнечные данные», № 4, 5 и 6, 1955; № 1, 2, 3, 4 и 5, 1956.
18. С. И. Гопасюк и др. Бюллетень «Солнечные данные» (в печати).
19. R. Müller. Observatory, **76**, № 894, 188, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

А. Н. Абраменко

В статье описана установка для наблюдения всплесков солнечного радиоизлучения в диапазоне 100—150 Мгц.

Особенностью аппаратуры является сканирование частоты приемника за время 0.02 сек. методом подмагничивания сердечников контурных катушек. Чувствительность приемника, при отношении сигнала к шуму 2 : 1, около 4 мкв. Полоса пропускания 350 кгц. Время усреднения сигнала на выходе детектора около 150 мксек.

На экране электронно-лучевой трубки получается изображение спектра радиоизлучения Солнца в форме графика зависимости напряжения на выходе приемника от частоты.

Приводится подробное описание схемы и первые результаты наблюдений. Намечены пути дальнейшего усовершенствования аппаратуры.

A SPECTROGRAPH FOR OBSERVING SOLAR RADIO EMISSION, by *A. N. Abramenko.* — A device for observing bursts of solar radio emission in the region 100—150 Mc is described.

A special feature of the apparatus is the scanning of the frequency of the receiver in 0ˢ.02 by magnetizing the cores of the contour coils. The sensitivity of the receiver is about 4 μV for the ratio of the signal to the noise 2 : 1. The wide band of transmission is 350 kHz. The time necessary for averaging the signal at the output of the detector is about 150 μS.

On the screen of the catode ray tube the solar radio emission spectrum is represented in the form of a graph giving the dependence of the voltage at the output of the receiver on the frequency.

A detailed description of the scheme and the first results of observations are given. Ways for further improvement of the apparatus are indicated.

Для исследования спектра радиоизлучения Солнца необходим прибор, который мог бы достаточно быстро перестраиваться в заданном диапазоне частот. В настоящей статье описана аппаратура, рассчитанная на регистрацию в диапазоне 100—150 Мгц всплесков радиоизлучения, превышающих спокойный его уровень в десятки и сотни раз.

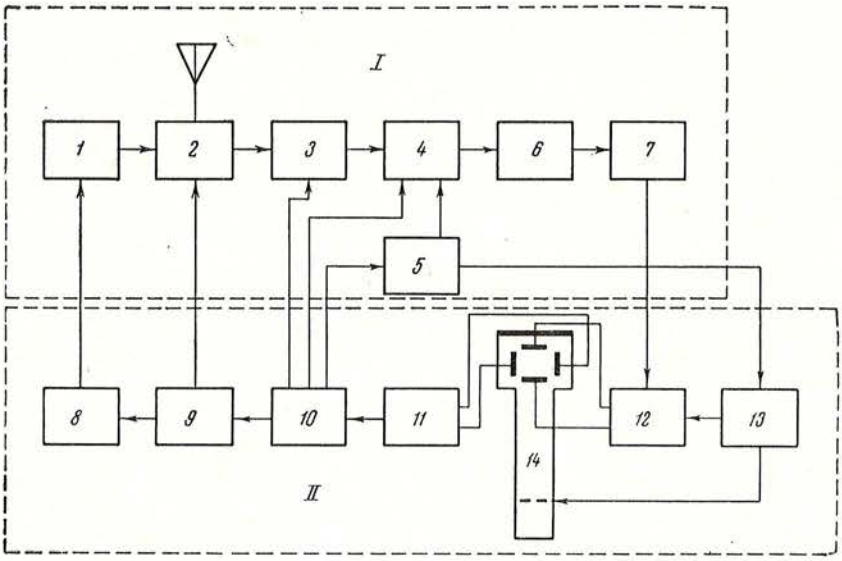
§ 1. Блок-схема

Установка состоит из трех основных частей: антенны с приемным устройством, индикатора с электронно-лучевой трубкой и блока выпрямителей для питания всей аппаратуры.

Блок-схема (фиг. 1) включает в себя приемник с антенной *I* и индикатор *II*.

Сигнал, поступающий из антенны, подается через согласующий трансформатор и коммутационные реле *2* на усилитель высокой частоты *3*. В результате смешивания частоты сигнала с частотой гетеродина *5* в анодной нагрузке смесителя *4* выделяется промежуточная частота 22 Мгц.

Особенностью всех высокочастотных каскадов является то, что они перестраиваются методом подмагничивания ферритовых сердечников,



Фиг. 1. Блок-схема радиоспектрографа.

на которых намотаны контурные катушки (так называемые магнитные вариометры).

Выделенная в смесителе промежуточная частота усиливается пятью каскадами усилителя промежуточной частоты *6* и после детектирования и усиления по низкой частоте *7* подается на индикатор *11*, на вход усилителя вертикального отклонения *12*. На этот же усилитель подаются и отметки (марки) частоты с маркера *13*, в котором, кроме того, генерируются импульсы для запирания луча электронной трубки в нерабочем участке развертки (под рабочим участком подразумевается участок развертки, соответствующий изменению частоты от 100 до 150 Мгц).

Генератор пилообразного напряжения *11*, осуществляя развертку луча трубки, одновременно управляет через специальные каскады *10* током подмагничивания магнитных вариометров, чем достигается синхронизация перестройки приемника с разверткой.

В блоке индикатора смонтированы, кроме того, каскад *9* для управления работой коммутационных реле и схема *8* питания шумового генератора *1*, установленного на входе приемника. Назначение шумового генератора — во время одного из проходов диапазона частот подавать

калибровочное напряжение шумов на вход приемника, что значительно облегчит обработку и сопоставление получаемого экспериментального материала. Таким образом, благодаря системе коммутационных реле и периодическому включению шумового генератора, на экране электронно-лучевой трубки *14* одновременно (ввиду достаточно малого промежутка времени развертки) видны три кривые: кривая, характеризующая собственный шум приемника (кривая «нулевого» отсчета), кривая, получаемая в результате подключения на вход приемника шумового генератора, и кривая распределения интенсивности радиоизлучения Солнца.

Эксперименты и предварительные наблюдения проводились на неподвижной горизонтальной ромбической антенне, дававшей возможность вести наблюдения около двух часов в сутки. В настоящее время в стадии изготовления находится широкодиапазонная уголковая антенна, которая будет смонтирована на параллактической установке с автоматическим сопровождением Солнца.

§ 2. Приемник

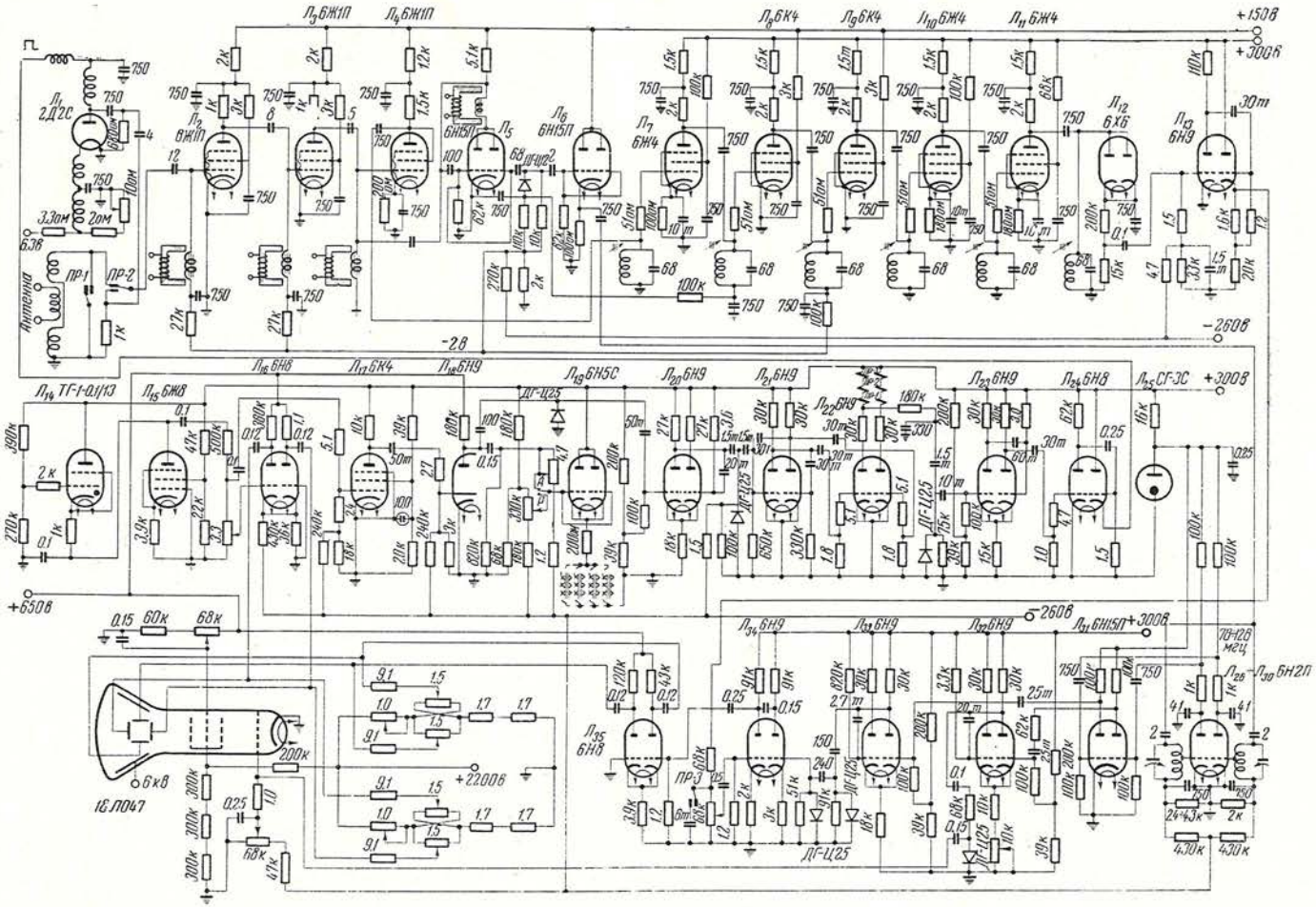
Для уменьшения потерь и облегчения согласования приемник устанавливается непосредственно на антенне и соединяется с блоком индикатора специальным экранированным кабелем.

Вход приемника. Вход приемника согласуется с антенной при помощи высокочастотного трансформатора (фиг. 2). На время первого прохождения диапазона поляризованное реле ПР-2 подключает его через трансформатор к антенне, а во время двух последующих — к эквиваленту антенны. Таким образом, полный цикл работы спектрографа состоит из трех последовательных проходов заданного диапазона частот и занимает во времени 0.06 сек. На время подключения входа приемника к эквиваленту антенны, высокочастотный трансформатор замыкается накоротко вторым реле, ПР-1, что необходимо для устранения просачивания сигнала с антенны через межконтактную емкость.

Поляризованные реле, примененные в данной установке, имеют несколько отличающуюся от обычных реле конструкцию, обусловленную необходимостью сведения до минимума (0.5—0.7 пф) межконтактной емкости, и емкости контакт — масса. Оба реле идентичны по конструкции и взаимозаменяемы. Четкость их работы в большой степени зависит от зазора между контактами, который должен быть в пределах 0.1—0.2 мм.

Для получения кривой, характеризующей изменение чувствительности приемника по диапазону, к эквиваленту антенны подключен шумовой генератор, собранный на лампе 2Д2С, на анод которой напряжение подается только во время каждого третьего прохода диапазона.

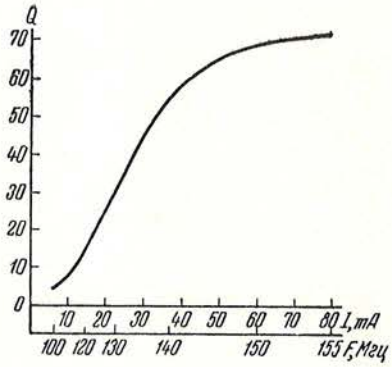
Усилитель высокой частоты — двухкаскадный, на лампах типа 6Ж1П (Л1, Л2). Особенностью его (как и смесителя и гетеродина) является способ перестройки путем изменения магнитной проницаемости



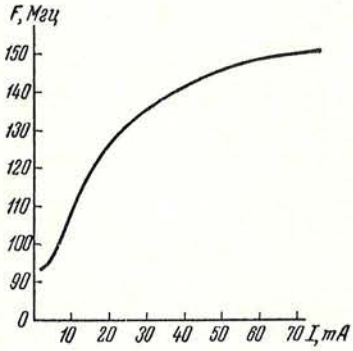
Фиг. 2. Схема приемника и индикатора.

сердечников колебательных контуров при изменении степени их намагничивания. Тороидные контурные катушки, состоящие из четырех витков, намотаны на ферритовых кольцах (материал РЧ-50), диаметром 7.8 мм и отверстием 4 мм. Кольца с катушками помещаются в зазоры специальных электромагнитов, собранных из трансформаторного железа. Обмотки электромагнитов имеют по 5000 витков провода ПЭЛ-0.12.

Метод перестройки контуров при помощи подмагничивания сердечников не нов [1]. Он был использован и при конструировании ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории [2]. Большим его преимуществом перед механическим способом перекрытия диапазона



Фиг. 3. Зависимость добротности контура от тока подмагничивания. Собственная частота контура меняется по фиг. 4.



Фиг. 4. Зависимость частоты настройки приемника от тока подмагничивания.

частот (который применяется в современных ионосферных станциях и в спектрографе, сконструированном в Австралии [3]), является отсутствие трущихся контактов и вращающихся с большой скоростью блоков переменных конденсаторов, простота синхронизации с разверткой луча на экране электронной трубки и значительно большая максимально возможная скорость перестройки. Однако применение магнитных вариометров на столь высоких частотах представляет собой известные трудности.

1. Очень низкая добротность контура при отсутствии подмагничивания и увеличение этой добротности в десятки раз при увеличении тока через обмотку электромагнита (фиг. 3). Это ведет к увеличению чувствительности приемника на более высоких частотах примерно в 4—5 раз (см. фиг. 5, кривая *1*).

2. Изменение резонансной частоты контура при подмагничивании его сердечника связано нелинейной зависимостью с силой тока через обмотку электромагнита (фиг. 4). Это существенный недостаток при автоматической перестройке, вызывающий сжимание диапазона в одном участке и растягивание его в другом.

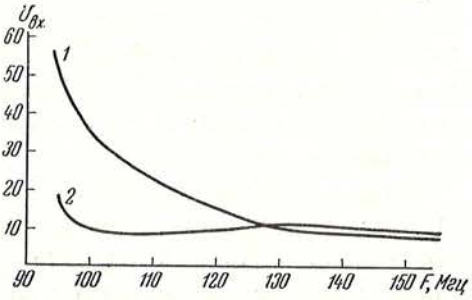
3. При малых токах подмагничивания (на низкочастотном участке диапазона), вследствие низкой добротности контура, возможны срывы колебаний в гетеродине.

Методы устранения этих трудностей изложены ниже.

Усилитель высокой частоты имеет коэффициент усиления (на частоте 120 Мгц) около 10, достаточный для того, чтобы шумы смесителя не оказывали существенного влияния на работу установки. Ослабление сигнала, который проходит по зеркальному каналу, не менее 300 (50 дб).

Смеситель выполнен на лампе 6Ж1П (Л4) в триодном ее включении. Конструкция примененного здесь магнитного вариометра аналогична вышеописанной. Напряжения сигнала и гетеродина подаются на одну и ту же сетку. Промежуточная частота выделяется на анодной нагрузке смесителя и подается на вход усилителя промежуточной частоты.

Гетеродин. В описываемом приемнике частота гетеродина выбрана ниже частоты сигнала на значение промежуточной частоты (22 Мгц). Это облегчает условия самовозбуждения и сопряжение с контурами усилителя высокой частоты и смесителя. Последнее объясняется тем, что с уменьшением частоты коэффициент перекрытия по индуктивности увеличивается.



Фиг. 5. Зависимость чувствительности приемника от частоты при постоянном выходном напряжении.

1 — без коррекции ($U_{вых} = 1$); *2* — работает схема поддержания постоянства чувствительности по диапазону ($U_{вых} = 1/4$.)

Для получения устойчивых колебаний во всем диапазоне частот в гетеродине была применена лампа с большой крутизной характеристики — 6Н15П с параллельно включенными триодами. Колебания, возбуждаемые в контуре, подаются через небольшую емкость на смеситель, а также на катодный повторитель (Л6) и на схему для выравнивания чувствительности приемника по диапазону. Принцип действия этой схемы основан на том, что увеличению чувствительности приемника по диапазону соответствует увеличение амплитуды колебаний гетеродина. Детектируя при помощи ДГ-Ц12 сигнал гетеродина и подавая выпрямленное напряжение на одну из ламп усилителя промежуточной частоты, можно почти полностью ликвидировать неравномерность усиления по диапазону (фиг. 5, кривая *2*). Катодный повторитель необходим в связи с тем, что от приемника к индикатору напряжение частоты гетеродина приходится подавать длинным коаксиальным кабелем (см. далее).

Усилитель промежуточной частоты (УПЧ) состоит из пяти каскадов, из которых в первом, четвертом и пятом применены лампы 6Ж4 (Л7, Л10, Л11), а во втором и третьем 6К4 (Л8, Л9). На сетку лампы Л8 подается напряжение для коррекции чувствительности по диапазону.

Каскады УПЧ, собранные на лампах 6Ж4, имеют коэффициент усиления порядка 10—12, а каскады, в которых применены лампы 6К4,

имеют максимальное усиление около 5. Таким образом, максимальное усиление УПЧ, примерно равное $3 \cdot 10^4$, достаточно для того, чтобы на детектор подавался сигнал выше нескольких десятых долей вольта, обеспечивающий детектирование на относительно линейном участке характеристики диода 6Х6.

Применение довольно высокой промежуточной частоты обусловлено необходимостью обеспечить достаточное ослабление по зеркальному каналу, так как полоса пропускания усилителя высокой частоты очень широка. Ширина полосы пропускания УПЧ 350 кгц.

Детектор и усилитель низкой частоты. Постоянная времени на выходе детекторного каскада выбрана равной 150 мксек, что является компромиссной величиной при желании выполнить два противоречащих друг другу требования: увеличение чувствительности (увеличение усреднения) и увеличение разрешающей способности установки (уменьшение усреднения).

Напряжение на усилитель низкой частоты снимается с делителя, так как оно слишком велико для линейного усиления лампой 6Н9 (левый триод Л13). В связи с тем, что выход приемника соединен с индикатором длинным экранированным кабелем, емкость которого около 10000 пф, оконечная лампа приемника (правый триод Л13) работает в режиме катодного повторителя.

§ 3. Индикатор

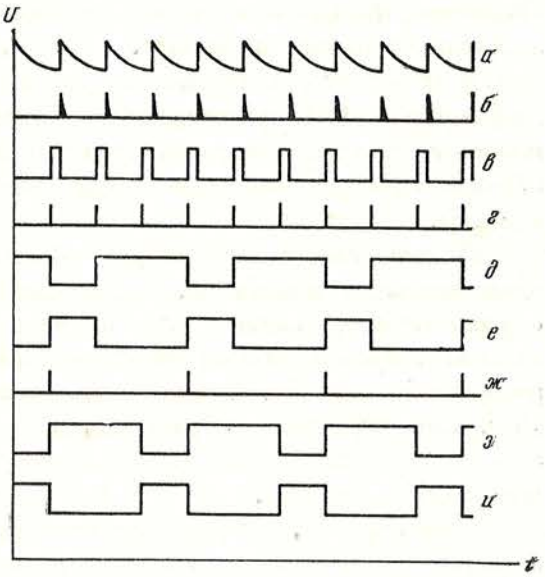
Блок индикатора вместе с выпрямителями, фоторегистратором и установками для принудительного воздушного охлаждения помещен в отдельной стойке, сваренной из углового железа.

Генератор развертки. Принцип действия примененной схемы генератора пилообразного напряжения развертки основан на быстром заряде емкости через тиратрон Л14 и относительно медленном ее разряде (до определенного потенциала) через пентод Л15. Такая схема обеспечивает хорошую линейность при стабильной работе и высоком напряжении на выходе. Данные схемы таковы, что период генерируемого пилообразного напряжения равен 0.02 сек. Усилитель, в котором применена лампа 6Н8, дает на выходе симметричное напряжение для подачи на горизонтальные пластины электронно-лучевой трубки. Фазоинверсия осуществляется за счет катодного сопротивления, а равенство выходных напряжений обоих триодов — за счет разницы в нагрузках анодных цепей. Амплитуду напряжения развертки можно регулировать при помощи потенциометра, установленного на передней панели индикатора.

Схема питания обмоток магнитных вариометров. В связи с необходимостью устранения сжатия частотного диапазона в его начале в схеме питания обмоток магнитных вариометров применено искажение пилообразного напряжения с тем, чтобы в начальном участке диапазона приемник перестраивался медленнее, чем в конце.

Тогда, при линейной развертке луча электронной трубки получится более равномерное распределение частот по диапазону.

Необходимое видоизменение пилообразного напряжения получается за счет выбора соответствующего участка сеточной характеристики лампы 6К4 (Л17). Напряжение, снимаемое с анода этой лампы, усиливается одним каскадом на лампе Л18 и через переключатель подается на сетки лампы Л19, в катодную цепь которой включены обмотки подмагничивания магнитных вариометров. Смещение на сетках лампы 6Н5С (Л19), при котором обеспечивается необходимая форма и амплитуда подмагничивающего напряжения, для различных экземпляров ламп различно и подбирается переменным сопротивлением.



Фиг. 6. Эпюры напряжений в различных точках схемы радиоспектрографа.

Специальный переключатель позволяет перевести установку с режима автоматического перекрытия диапазона частот на ручную настройку, осуществляемую при помощи потенциометра, управляемого с передней панели блока индикатора. В этом случае значение частоты отсчитывается по отградуированной в мегагерцах шкале миллиамперметра, включенного в цепь питания магнитных вариометров.

Схема питания обмоток коммутационных реле. Снимаемый с анода Л18 сигнал пилообразного напряжения (фиг. 6,*а*) дифференцируется и после отсечки отрицательного выброса кристаллическим диодом ДГ-Ц25 (фиг. 6, *б*) подается на сетку ждущего мультивибратора Л20. Назначение этого мультивибратора — сдвинуть начала срабатывания всех последующих спусковых схем и реле примерно на $^4/_5$ времени прохождения пилы, что необходимо в связи с инерционностью коммутационных реле. На нагрузке левого триода Л20 получаются импульсы, изображенные на фиг. 6, *в*. Дифференцируя их и отсекая при помощи кристаллического диода отрицательный выброс, получим последовательность импульсов (фиг. 6, *г*), отстающих от импульсов, изображенных на фиг. 6, *б*, примерно на $^4/_5$ периода пилообразного напряжения (или, что то же самое, опережающих эти импульсы на $^1/_5$ периода). Полученные импульсы (фиг. 6,*г*) синхронизируют работу несимметричного мультивибратора Л21, на анодах которого получаются прямоугольные колебания, изображенные на рис. 6, *д* и *е*. Эти колебания подаются на уси-

лительную лампу Л22, в анодной нагрузке которой включены обмотки поляризованных реле так, чтобы вход приемника при трех последовательных периодах пилообразного напряжения одну треть времени (один период) был подключен к антенне, а две трети времени (два периода) — к эквиваленту антенны. Вместе с этим в цепи усилителя вертикального отклонения срабатывает третье реле, которое увеличивает постоянную времени в его схеме на время, пока антенна отключена, чем уменьшает флуктуации кривой шумового генератора и кривой собственных шумов приемника и облегчает визуальное наблюдение и обработку получаемого экспериментального материала.

Схема питания анода шумового генератора собрана на лампах Л23-24. Назначение ее — подавать напряжение на анод шумового генератора только во время второго из тех двух периодов пилообразного напряжения, когда вход приемника подключен к эквиваленту антенны.

Это достигается следующим образом. После дифференцирования прямоугольных импульсов, снимаемых с левого анода лампы Л22, и соответствующей отсечки при помощи диода, получается последовательность положительных импульсов (фиг. 6, *ж*), запускающих ждущий мультивибратор Л23. С правого анода этого мультивибратора импульсы (фиг. 6, *з*), усиленные левым триодом лампы Л24 (рис. 6, *и*), подводятся к сетке правого триода Л24, в катоде которого включена лампа Л1 шумового генератора.

Таким образом, анодное напряжение подается на анод лампы шумового генератора только во время третьего из трех периодов пилообразного напряжения, образующих цикл работы спектрографа. Следовательно, за время полного цикла работы (0.06 сек.) вход приемника оказывается подключенным: во время первого периода — к антенне, во втором периоде — к эквиваленту антенны, а во время третьего — к этому же эквиваленту и источнику калибровочного напряжения шумов (шум-генератору).

Маркер и запирание трубки в нерабочем участке развертки. Осуществить автоматическое частотное маркирование можно двумя принципиально различными способами. Первый из них основан на том, что собирается генератор с частотой, например, 5 Мгц и после соответствующего амплитудного ограничения и усиления выделяются 16, 17 и т. д. гармоники, которые соответствуют частотам 80 Мгц, 85 Мгц и т. д. Напряжение этих гармоник подается на смеситель, куда подается и напряжение гетеродина приемника, быстро меняющего частоту генерируемых им колебаний от 78 до 128 Мгц. В нагрузке смесителя в этом случае получается последовательность низкочастотных импульсов, ширина которых определяется шириной полосы пропускания нагрузки смесителя и усилителя. Крупным недостатком этого метода получения частотных марок является то, что амплитуды гармоник разных порядков значительно отличаются друг от друга, что ведет к разнице в амплитудах полученных низкочастотных импульсов в десятки

раз. Кроме того, этот метод требует тщательной экранировки вспомогательного генератора и всего маркера от входа приемника и усилителя промежуточной частоты, во избежание получения ложных сигналов.

Перечисленные недостатки этого метода, а также сравнительно небольшое число требующихся марок позволили применить в данной конструкции другой метод. Колебания 78—128 Мгц, снимаемые с катодного повторителя Л6, подводятся через небольшие емкости (1—2 пф) к сеткам пяти запертых отрицательным смещением двойным триодам типа 6Н2П (Л26-30). В сеточной цепи каждого из триодов находится контур, настроенный на такое значение частоты гетеродина, при котором желательно получить марку. В данном случае такими частотами являются 78 Мгц, 83 Мгц и т. д., что соответствует частотам сигнала 100 Мгц, 105 Мгц и т. д. При совпадении непрерывно изменяющейся частоты гетеродина с собственной частотой какого-либо из контуров, на нем возникают колебания высокой частоты, отпирающие лампу, в результате чего в анодной ее цепи получаются импульсы, ширина и амплитуда которых зависят от величины смещения на сетке, добротности контура и амплитуды высокочастотных колебаний, подводимых к этому контуру. Путем подбора смещений на сетках триодов можно добиться, что амплитуда и ширина марок будет одинаковой во всем частотном диапазоне.

Из 10 триодов, работающих в маркере, 9 включены в общую анодную нагрузку, с которой снимается последовательность импульсов, соответствующих частотным маркам, начиная с 105 Мгц. Эти импульсы поступают на усилитель (левая половина лампы Л31), после чего подаются на ждущий мультивибратор (Л33). Импульсы, полученные на правом аноде этого мультивибратора, после двойного дифференцирования и отсечки диодами ДГ-Ц25 подаются на усилительный каскад (правая половина Л34), с анода которого поступают на сетку оконечного усилителя вертикального отклонения в виде узких одинаковой ширины и амплитуды импульсов.

Один из триодов маркера, срабатывающий при частоте 100 Мгц, работает отдельно. Импульс, возникающий на его анодной нагрузке, усиливается правой половиной лампы Л31 и подается на ждущий мультивибратор Л32. Назначение этого мультивибратора — запирать электронно-лучевую трубку на время нерабочей части развертки, что осуществляется подачей отрицательного импульса на управляющий электрод трубки.

Усилитель вертикального отклонения. Напряжение сигнала подается с оконечной лампы (Л13) приемника экранированным кабелем на вход усилителя вертикального отклонения (левая половина Л34) через потенциометр, вращением которого регулируется амплитуда подаваемого напряжения. Симметрия парофазных напряжений на выходе оконечного усилителя (Л35) обеспечивается в диапазоне от 5 кгц до 10 кгц за счет уменьшения анодных нагрузок, достаточно больших переходных емкостей и отрицательной обратной связи.

Схема питания электронно-лучевой трубки. В установке применена трубка типа 18ЛО47. Ее применение не обусловлено какими-либо особыми причинами, кроме наличия плоского экрана (используется только один луч). В схеме питания предусмотрена возможность точного подбора напряжений на ее электродах.

§ 4. Силовая часть

Выпрямители для питания анодов всех ламп установки смонтированы в одном блоке и имеют электронную стабилизацию. Схемы их обычные, поэтому в настоящей статье они не приводятся. Высоковольтный выпрямитель, питающий трубку, снабжен электронной стабилизацией параллельного типа, причем особенностью ее является применение ламп типа 6П7, которые, как показала практика, работают в таком режиме вполне надежно (для стабилизации 6 кв лампу 6П7 необходимо отобрать по наименьшему присутствию газа в баллоне).

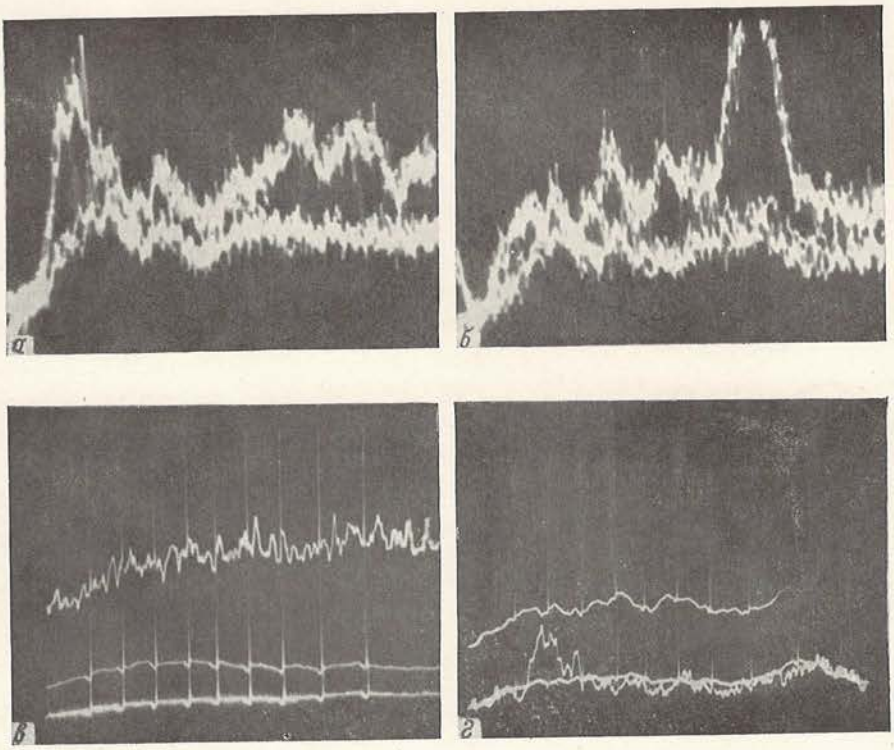
Для устранения наводок переменного тока 50 гц накал ламп питается постоянным током от специального выпрямителя на селеновых шайбах. Для обеспечения постоянства накала была применена схема с дросселем насыщения и электронной связью, обеспечивающая постоянство напряжения накала в пределах ± 0.1 в при изменении напряжения сети от 170 до 240 в.

В связи с тем, что выход из строя одной из ламп стабилизатора может привести к резкому увеличению накала (до 9 в), в схеме предусмотрено автоматическое отключение сети при повышении напряжения накала выше максимально допустимой величины.

Для контроля за напряжениями различных выпрямителей на передней панели блока индикатора установлен прибор, который при помощи переключателя может быть включен для измерений напряжений 650, 300, 260 и 6.3 в, напряжения сети 220 в, а также анодного тока шумового диода Л1 и тока через обмотки питания магнитных вариометров (на схеме прибор не показан).

§ 5. Методика регистрации радиоизлучения

На фиг. 7, *а* и *б* приведены образцы снимков экрана индикатора во время наблюдавшихся 23 декабря 1956 г. между 15.00 и 17.00 (время московское) ряда всплесков радиоизлучения, следовавших один за другим с интервалами от нескольких секунд до нескольких минут и продолжавшихся от долей секунды до нескольких десятков секунд. Таких всплесков радиоизлучения во время наблюдений было зарегистрировано несколько десятков. Снимки неудобны для обработки и пользования ими, так как аппаратура к этому времени еще не была окончена (не было марок, нет запирания луча в нерабочем участке развертки, недостаточно хорошо работала схема поддержания постоянной чувствительности по диапазону и т. д.). На этих снимках нижняя кривая соответствует собственным шумам приемника, а разность между



Фиг. 7. Образцы фотографий изображений на экране индикатора.

верхней и нижней кривыми характеризует распределение интенсивности радиоизлучения Солнца в диапазоне (слева направо) от 100 до 150 Мгц.

К сожалению, с момента окончания аппаратуры и до написания данной статьи, в часы, когда направленность неподвижной антенны давала возможность наблюдать Солнце, крупных всплесков радиоизлучения не было. На фиг. 7, *в* приведена фотография экрана трубки при подаче на вход приемника, вместо сигнала с антенны, сигнала с эквивалентного ей по импедансу шумового генератора, имитирующего солнечное радиоизлучение. Частотные марки следуют одна за другой через 5 Мгц. На снимке нижняя кривая соответствует шумам приемника; расстояние между нижней и средней кривыми характеризует чувствительность приемника и ее изменение по диапазону (критерием является мощность генерируемых калибровочным шумовым генератором колебаний); расстояние между нижней и верхней, значительно менее усредненной кривой соответствует мощности радиоизлучения имитирующего Солнце шумового генератора.

На фиг. 7, *г* приведен весьма незначительный всплеск радиоизлучения, наблюдавшийся в довольно узком диапазоне частот 30 апреля 1957 г. около 17.00. Как и на фиг. 7, *в*, радиоизлучение изображается менее усредненной кривой. Снимки на фиг. 7 отличаются один от другого величиной экспозиции при фотографировании. Для первых двух она равна нескольким циклам работы спектрографа, а на последних — одному циклу, что сказывается на усреднении.

Выше уже говорилось о ручном управлении настройкой приемника, которая дает возможность вести непрерывное наблюдение за изменением радиоизлучения Солнца на какой-либо одной, фиксированной частоте. При этом надо иметь в виду, что вследствие гистерезиса частотная градуировка одной из шкал миллиамперметра, включенного в цепь питания магнитных вариометров, справедлива только в случае изменения тока от меньших его значений к бóльшим.

Для сравнения результатов наблюдений, приводимых в разные дни и месяцы, очень важно, чтобы мощность шумов калибровочного генератора оставалась постоянной. Это зависит в основном от анодного тока лампы Л1 (2Д2С), который надо периодически контролировать по миллиамперметру и поддерживать постоянным регулировкой напряжения накала этой лампы.

§ 6. Заключение

Основные параметры радиоспектрографа таковы.

1. Диапазон перекрываемых частот — от 100 до 150 Мгц.

2. Перекрытие диапазона осуществляется за 0.02 сек.; время полного цикла работы спектрографа — 0.06 сек.

3. Ширина полосы пропускания — 350 кгц.

4. Чувствительность приемника такова, что при сигнале на входе в 3.5 мкв, на выходе наблюдается двукратное превышение сигнала над собственным шумом приемника (измерено по ГСС-7).

Чувствительность приемника к шумовому радиоизлучению можно охарактеризовать температурой абсолютно черного тела $T = 4000°$ K (при отношении уровня полезного сигнала к собственному шуму приемника 2 : 1). При применении ромбической антенны с диаграммой направленности около 30° это эквивалентно десятикратному уровню «спокойного» радиоизлучения Солнца, приведенному ко входу приемника.

5. Ослабление по зеркальному каналу не менее 300 (50 дб).

6. Время усреднения на выходе приемника около 150 мксек.

Описанная в настоящей статье установка нуждается в ряде усовершенствований. В настоящее время заканчивается работа по изготовлению фоторегистратора, который даст возможность производить снимки автоматически через каждую секунду, через 7.5, 15, 60 сек. На пленке, одновременно с изображением кривых радиоизлучения, будут впечатываться часы с набором цифр, указывающих последовательно половину суток, число, месяц и год.

Для расширения динамического диапазона необходимо будет иметь не линейную, а логарифмическую зависимость напряжения на выходе приемника от напряжения на его входе. Желательно также увеличение чувствительности приемника для регистрации менее интенсивных всплесков радиоизлучения (это можно попытаться осуществить при помощи специального широкополосного усилителя, установленного между антенной и входом приемника).

Крупным недостатком данного спектрографа является то, что для фоторегистрации радиоизлучения Солнца наблюдатель должен непрерывно следить за экраном, так как сколько-нибудь продолжительная непрерывная киносъемка экрана даст громадное количество по большей части бесполезного материала (при частоте съемок 8 раз в минуту за светлое время суток для непрерывной съемки потребуется более 100 м пленки). В связи с этим предполагается в будущем применить индикатор панорамного типа, где по вертикали будет отложено время, по горизонтали — частота, а интенсивность радиоизлучения будет фиксироваться изменением яркости луча. При таком методе, разместив на экране 300—500 строк, можно освободить оператора от непрерывного наблюдения, включая установку на автоматическую работу при сколько-нибудь вероятном повышении интенсивности радиоизлучения.

Одной из основных задач может являться также расширение рабочего диапазона спектрографа как в сторону низких, так и в сторону более высоких частот.

Радиоспектрограф сконструирован и изготовлен при активном участии ст. лаборанта В. К. Пылёва, которому автор приносит свою благодарность.

Литература

1. A. Weis. Funk und Ton, № 10, 1950; A. Weis. Frequenz, № 7, 1954.
2. Н. А. Савич и А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 219, 1957.
3. J. P. Wild, L. L. Mc Cready. Austral. J. Sci. Res., 3, № 3, 1950.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ПРОБЛЕМА ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ СТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. Мустель

В первом разделе работы кратко обсуждаются более ранние подсчеты автора [1,2], дающие для ежегодной потери массы Солнца число 10^{18} г/год, а также приводятся аргументы в пользу того, что, по-видимому, действительная потеря массы у Солнца не превосходит заметно указанную величину.

Во втором разделе статьи указывается, что в настоящее время мы не знаем всех возможных механизмов выброса вещества из звезд, отличающихся по своему классу от Солнца. Поэтому единственный метод подсчета вековой потери массы у таких звезд, особенно у звезд ранних классов, это изучение тех эффектов, которые может создавать выбрасываемое из звезды вещество в окружающем звезду пространстве.

В третьем разделе изучается возможность оценивать массу, теряемую звездами, по интенсивности эмиссионной линии H_α, которую должны создавать выбрасываемые из звезд газы. Показано, что такая линия должна быть в общем случае слишком слабой для изучения рассматриваемого эффекта.

В четвертом разделе рассмотрены те эффекты (см. [15]), которые должны создавать выбрасываемые из звезды газы в окружающей звезду среде (межзвездной среде или газовой туманности). Эти газы создадут некоторую оболочку, которая должна удаляться от звезды. На оболочку должны действовать следующие силы: первая сила P_1, обусловленная тем, что атомы от звезды догоняют оболочку и передают ей часть своего импульса. Вторая сила P_2, обусловленная тем, что движущаяся оболочка тормозится окружающей ее газовой средой.

Кроме того, масса оболочки будет непрерывно увеличиваться, во-первых, за счет того, что атомы от звезды, врываясь в оболочку, остаются в ней, во-вторых, за счет того, что оболочка увлекает с собой при своем движении газовую среду. Составлено уравнение оболочки, см. (23).

В следующей работе автора будут обсуждены начальные условия интегрирования уравнения (23), даны результаты этого интегрирования и будет проведено общее обсуждение рассматриваемой проблемы. Наблюдательной задачей здесь является обнаружение около звезд тех эффектов, которые могут создаваться оболочкой.

THE LOSS OF MASS BY STATIONARY STARS, by *E. R. Mustel.* — In the first part of the paper the former calculations made by the author of the annual loss of solar mass, found to be 10^{18} gr/year [1, 2], are discussed briefly. Arguments are given in favour of the conclusion that evidently the actual loss of solar mass does not sensibly exceed this quantity.

In the second part a discussion is given from which it may be concluded that at present we do not know all the possible mechanisms of ejection of matter from stars, whose class is different from that of the Sun. Therefore the only way of calculating the secular loss of mass by such stars, especially by stars of early spectral types, is to study those effects which can produce the gases ejected from the star.

The possibility of using the intensity of the emission line H_α produced by the ejected gases for estimating the mass lost by the star is studied in the third part. It is shown that in the general case such a line must be too weak for investigating the considered effect.

In the fourth part the effects (see [15]), which should be produced by the gases ejected by the star into the interstellar space or the gas nebula surrounding the star are considered. These gases will form some sort of envelope which should move away from the star. The following forces will act on the envelope: the first force P_1 is conditioned by atoms from the star which overtake the envelope and transfer part of their momenta to it; the second P_2 is conditioned by the surrounding exterior gases which retard the moving envelope.

Besides, the mass of the envelope will continually increase, first of all because the atoms ejected from the star penetrate into the envelope and remain in it, secondly because the envelope during its motion carries away the exterior gas medium. An equation (23) for the envelope has been formed.

In the following paper the author will discuss the initial conditions of integration of equation (23) and give the results of this integration together with a general discussion of the problem. The observational problem is the detection of the effects which can be produced by the envelope in the vicinity of the stars.

ЧАСТЬ II

О МЕТОДАХ ИЗУЧЕНИЯ ВЕКОВОЙ ПОТЕРИ МАССЫ ЗВЕЗДАМИ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

1. В первой части работы автора [1] был проведен подсчет полной массы, теряемой ежегодно Солнцем. Результаты подсчетов показали, что наиболее эффективным механизмом потери массы Солнцем является тепловая диссипация атомов водорода из солнечной короны, дающая $6 \cdot 10^{17}$ г/год; это примерно в 200 раз меньше, чем потеря массы Солнцем посредством лучеиспускания. В своей более поздней работе [2] автор произвел более детальный подсчет убыли материи у Солнца вследствие выбрасывания атомов из хромосферных вспышек. Этот подсчет показал, что таким путем Солнце теряет практически столько же вещества, как и путем тепловой диссипации, а именно $9 \cdot 10^{17}$ г/год.

Результаты первой работы автора (опубликованной также в [3]) подверглись критике в работе С. К. Всехсвятского, Г. М. Никольского, Е. А. Пономарева и В. И. Чередниченко [4]. Указанные авторы, исходя из разрабатываемой ими концепции о том, что сама солнечная корона с ее лучами является потоком корпускул, дают для ежегодной потери массы Солнцем число, равное 10^{20} г/год. Это число соответствует как раз потере массы Солнцем вследствие лучеиспускания. Таким образом даже эта оценка указывает, что роль корпускулярного излучения в вековой потере массы Солнцем не играет основной роли и что вообще эта потеря мала даже по абсолютной величине.

Однако автор настоящей статьи полностью не согласен ни с концепцией о корональной природе корпускулярных потоков, ни с приведенной оценкой ежегодной потери массы Солнцем (10^{20} г/год). Частично критические замечания по этому вопросу сделаны автором в [5]. Одной из главных трудностей указанной концепции является то, что ей противо-

речат основные закономерности корпускулярных потоков, такие, как радиальность потоков, создающих возмущения с постепенным началом, и т. д. Соответствующие факты и их истолкование изложены автором в [6]. В последнее время появились новые трудности в рассматриваемой концепции. В первую очередь, здесь следует отметить тот факт, что, судя по всем имеющимся данным о радиоизлучении Солнца, кинетическая температура падает в более внешних частях короны наружу [7]. Это означает, что скорость вылета коронального вещества из короны весьма мала — во всяком случае не больше нескольких километров в секунду. При скорости порядка 1000 км/сек, т. е. скоростях корпускул в потоках, корональные газы (учитывая их низкую плотность) не успевали бы на своем пути в короне заметно охлаждаться.

Другая трудность такова. В аргументации корональной концепции, особенно в аргументации высоких значений концентрации корпускул в веществе, выбрасываемом из Солнца, С. К. Всехсвятский, Г. М. Никольский, Е. А. Пономарев и В. И. Чередниченко [4] считают, что та концентрация электронов (порядка 10^3 в 1 см^3 у Земли), которая получается из изучения поляризации зодиакального света, создается как раз корпускулярными потоками. В своем ответе [5] автор указал, что, напротив, межпланетную газовую среду, создающую (наряду с пылью) явление зодиакального света, следует рассматривать как квазистационарное образование. В недавно вышедшей работе Блэкуэлла [8] это находит подтверждение. А именно, закон спадания электронной концентрации, согласно результатам этой работы, полностью противоречит тому, чего следовало бы ожидать при потоках, непрерывно выходящих из Солнца. Так, начиная с расстояния $20R_\odot$ от Солнца, действие каких-либо сил со стороны Солнца на выбрасываемые из него корпускулы крайне мало вероятно. Поэтому, начиная с этого расстояния, концентрация частиц должна убывать в соответствии с законом R^{-2}, и до орбиты Земли уменьшиться примерно в 100 раз. Вместе с тем, согласно фиг. 10 рассматриваемой работы, концентрация электронов убывает на этом расстоянии всего в несколько раз. Так же должно убывать и число протонов, ибо, согласно любой гипотезе (особенно корональной), атомы водорода на всем расстоянии от Солнца до Земли должны находиться преимущественно в ионизованном состоянии.

Можно было бы указать и другие трудности корональной гипотезы корпускулярных потоков. Часть из них перечислена в [6]. Вообще эта гипотеза не вытекает ни из наблюдательных фактов, ни из теоретических соображений и вместе с тем встречается с огромным количеством трудностей. В связи с этим автор считает возможным сохранить его прежние оценки для ежегодной потери массы Солнцем, равные, грубо говоря, 10^{18} г/год, что составляет около 0.01 от потери массы Солнца лучеиспусканием. Это, разумеется, не означает, что только что указанное число является окончательным. Возможно, что дальнейшее развитие солнечной физики, а также теорий магнитных бурь и полярных сияний приведет к необходимости или уменьшить или увеличить это

число. Однако автор считает мало вероятным, чтобы последнее могло увеличиться более чем в 10 раз.

2. Вопрос о потере массы стационарными звездами других спектральных классов, чем класс Солнца, крайне сложен. Действительно, на примере Солнца мы можем убедиться в том, что потеря массы осуществляется в общем случае различными путями. Напомним в связи с этим основные механизмы выброса вещества из Солнца. Эти механизмы таковы.

а) Тепловая диссипация атомов из солнечной короны. О наличии короны (если она существует) у звезд других классов, особенно ранних, мы ничего не знаем. Расчеты С. Б. Пикельнера [9] указывают на сложность этой проблемы.

б) Выбрасывание протуберанцев из Солнца. Для звезд других классов мы пока об этом тоже ничего не знаем.

в) Выброс атомов из активных мест Солнца; в последнее время выяснилось, что здесь мы имеем два совершенно различных механизма [10]. Один из них — резко нестационарный, проявляющийся в специфических явлениях радиоизлучения; этот механизм связан часто с появлением хромосферных вспышек. Второй — значительно более стационарный, создающий геомагнитные возмущения с постепенным началом. В какой мере эти механизмы могут действовать и на поверхности звезд других классов, нам также не известно.

Особенно неясны механизмы истечения вещества из звезд ранних спектральных классов, где физические условия резко отличаются от тех, которые существуют на Солнце. Большие усложнения здесь должны вносить вращение и возможные магнитные поля. Вращение, вообще говоря, облегчает истечение вещества, особенно с экватора, и это, согласно гипотезе О. Струве [11], создает протяженные оболочки у Be-звезд. Однако покидает ли вещество в данном случае звезду окончательно, нам не известно. Из работы А. А. Боярчука [12] следует скорее, что этого, по-видимому, нет. Еще более сложна проблема влияния магнитного поля на процессы выбрасывания вещества. С одной стороны, магнитные поля могут при известных условиях тормозить выбрасываемые ионизованные газы*. С другой стороны, имеются основания считать, что именно магнитные поля являются источником многих нестационарных процессов на поверхности звезд, процессов, ведущих как раз к выбросу вещества.

К возможному механизму выброса вещества из звезд особенно ранних спектральных классов, следует отнести световое давление. Весьма интересные расчеты здесь были произведены С. Б. Пикельнером [13]. Им было показано, что селективное световое давление на атомы C, N, S, O в атмосферах горячих звезд значительно превосходит силу гравитации. В другой работе [14] Пикельнер изучил вопрос о торможении указанных атомов при их движении в атмосфере звезды

* Если эти газы движутся поперек силовых магнитных линий.

и показал, что, по-видимому, это не может быть серьезным фактором, препятствующим выбросу атомов. Однако независимо от того, выбрасываются ли атомы O, C, N и S из атмосфер горячих звезд под действием светового давления или нет, ясно, что мы ни в коем случае не можем исключить возможное действие и других механизмов выброса.

Учитывая все сказанное, мы видим, что подсчет массы, выбрасываемой в единицу времени из атмосфер звезд других классов, чем Солнце, не может в настоящее время основываться на изучении только физических механизмов выброса вещества из звезд, ибо эти механизмы в общем случае нам пока не известны. В связи с этим автор считает, что наиболее эффективный метод определения этой массы — изучение тех эффектов, которые могут создавать потоки корпускул в спектрах звезд и в окружающем звезды диффузном веществе. Этот метод был впервые качественно обсужден автором на втором совещании по вопросам космогонии в 1952 г. [15]. Наиболее интересно применение данного метода к горячим звездам, где, согласно существующим гипотезам, вековая потеря массы является наиболее быстрой.

В настоящей работе дается подробное изложение рассматриваемого метода. В следующей работе будут представлены результаты применения последнего и будет проведено общее обсуждение вопроса о количестве вещества, теряемого звездами ранних классов в единицу времени.

3. В настоящем разделе мы обсудим вопрос о возможности обнаружения истечения вещества из звезд путем изучения эмиссионных линий в их спектрах. При этом нас как здесь, так и в дальнейшем будут интересовать O-звезды, для которых ожидаемая потеря массы является максимальной.

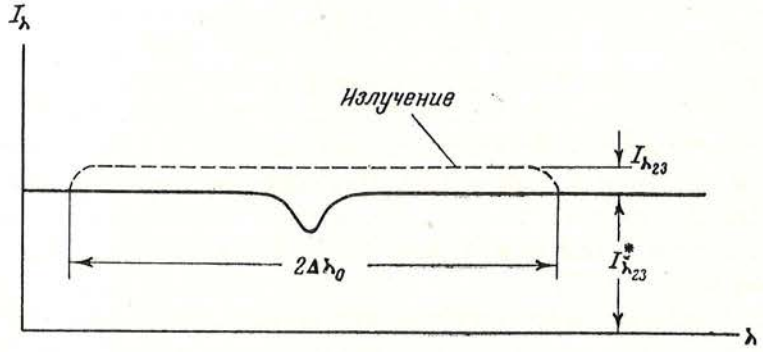
В научной литературе последних десятилетий часто цитируется утверждение, что наличие эмиссии в линиях спектров звезд свидетельствует обязательно о непосредственном истечении из них вещества. Вместе с тем ясно, что это утверждение, взятое в его общем виде, не является правильным. Очень часто наличие эмиссии (как, например, в линиях H_2 и K_2 спектров флоккулов на Солнце и др.) вовсе не связано ни с какими заметными движениями излучающего вещества. Однако даже в том случае, когда такое движение имеется, должен специально решаться вопрос о том, действительно ли это движение приводит к окончательному выбросу вещества, или газы, поднявшись на некоторую высоту над фотосферой звезды, возвращаются назад, к последней.

Среди O-звезд имеется часть звезд с эмиссионными линиями. К ним принадлежат Of-звезды. Тем не менее сам вид эмиссионных линий в спектрах этих звезд говорит скорее о том, что эта эмиссия не принадлежит веществу, покидающему с достаточно большой скоростью звезду. Поскольку для окончательного вылета газов из звезды они должны обладать достаточно большой скоростью, следует ожидать, что эмиссионный контур, создаваемый такими газами, должен быть доста-

точно широким, с полушириной порядка 1000 км/сек, если эту ширину выразить в километрах в секунду.

Таким образом, схематически контур, соответствующий ожидаемому истечению газов, мы можем представлять себе в виде широкого и невысокого прямоугольника, накладывающегося на непрерывный спектр звезды (см. пунктирный контур на фиг. 1). В действительности, конечно, форма контура должна отличаться от прямоугольника, но для наших ориентировочных подсчетов это не имеет никакого значения.

Мы будем считать, что газы из звезды выбрасываются во все стороны и образуют вокруг нее сферически симметричную оболочку. Нас,



Фиг. 1.

естественно, будут интересовать лишь те газы, которые уже покинули сферу влияния звезды (гравитационного и т. д.). Поэтому плотность таких газов мы можем считать убывающей с расстоянием от звезды согласно закону

$$n = n_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2, \tag{1}$$

где n_0 и R_0 относятся к тому уровню, где влияние звезды становится уже несущественным.

Исходя из существующих данных о химическом составе звезд, можно считать, что основная масса выбрасываемых газов будет определяться водородными атомами. Последние из-за высокой температуры О-звезд можно считать полностью ионизованными и поэтому закон (1) мы будем применять как к электронам, так и к протонам. Кроме того, по тем же причинам мы можем считать, что

$$n_{\text{H}} \approx n_p \sim n_e, \tag{2}$$

где n_{H}, n_p и n_e — соответственно концентрации водородных атомов, протонов и электронов.

Нас будет интересовать энергия, излучаемая рассматриваемой оболочкой в линии H_α. Основным механизмом свечения будут, конечно, рекомбинации протонов и электронов.

Число рекомбинаций, совершающихся с захватом электрона на третий уровень, будет за 1 сек. в 1 см^3

$$N_{f\to 3} = n_p n_e \varphi(T_e) = n_{\text{H}}^2 \varphi(T_e), \tag{3}$$

где $\varphi(T_\varepsilon)$ — вероятность рекомбинации, слабо зависящая от электронной температуры T_ε.

На момент мы допустим, что все захваты электронов на третий уровень приводят к переходам $3 \to 2$ и к излучению квантов $h\nu_{23}$ в линии H_α. Тогда за 1 сек. в 1 см^3 будет во всех направлениях излучаться следующее количество энергии:

$$\varepsilon_{32} = n_H^2 \varphi(T_\varepsilon) h\nu_{23}, \tag{4}$$

а количество энергии, излучаемой всей оболочкой в линии H_α за 1 сек., будет

$$E_{32} = 4\pi \int_{R_0}^{\infty} R^2 \varepsilon_{32}(R)\, dR. \tag{5}$$

Считая $T_\varepsilon = \text{const}$, что не существенно из-за слабой зависимости $\varphi(T_\varepsilon)$ от T_ε, мы получаем, используя (1) и (2), следующее выражение для E_{32}:

$$E_{32} = 4\pi\varphi(T_\varepsilon) h\nu_{23} R_0^3 (n_H^0)^2, \tag{6}$$

где n_H^0 — концентрация атомов водорода на уровне R_0.

Если газы, выброшенные из звезды, движутся (начиная с уровня R_0) со скоростью v_0, то излучение E_{32} распределится на интервале $2\Delta\lambda_0$ (см. фиг. 1), где

$$\Delta\lambda_0 = \frac{v_0}{c} \lambda_{23}. \tag{7}$$

Следовательно, энергия излучения от оболочки, рассчитанная на единичный интервал длин волн и единичный телесный угол, будет, по порядку величины, равна

$$I_{\lambda_{32}} = \frac{E_{32}}{8\pi\Delta\lambda_0} = \frac{h\nu_{23}^2 \varphi(T_\varepsilon) R_0^3 (n_H^0)^2}{2v_0}. \tag{8}$$

Однако для наблюдателя энергия $I_{\lambda_{32}}$, рассчитанная на единичный телесный угол и единичный интервал длин волн, будет меньше, чем величина, даваемая формулой (8). А именно, некоторая часть оболочки будет закрыта от наблюдателя самой звездой, что должно несколько срезать крайний длинноволновый конец эмиссионного контура на фиг. 1. Однако, имея в виду, что нас интересует лишь грубая оценка ожидаемых эффектов, мы можем вышеуказанное «экранирование» оболочки вовсе не учитывать.

Если теперь принять для интенсивности излучения на диске звезды планковский закон с температурой T_e, то энергия, излучаемая всем диском звезды в единичном интервале длин волн и телесных углов, будет равна

$$I^*_{\lambda_{23}} = \pi R_*^2 B_{\lambda_{23}}(T_e), \tag{9}$$

где R_* — радиус звезды.

Тем самым отношение величин $I_{\lambda_{23}}$ и $I^*_{\lambda_{23}}$, указанных на фиг. 1, будет равно

$$r_{\lambda_{23}} = \frac{I_{\lambda_{23}}}{I^*_{\lambda_{23}}} = \frac{h\nu_{23}^2 \varphi(T_\varepsilon) R_0^3 (n_H^0)^2}{2\pi v_0 R_*^2 B_{\lambda_{23}}(T_e)}. \tag{10}$$

Для расчетов нам необходимо знать соотношение между R_0 и R_*, определить которое, конечно, пока мы не можем. Как легко понять, различие между обеими величинами существенно для рассматриваемых подсчетов лишь с точки зрения вопроса о том, с какого расстояния начинает выполняться закон (1). Если бы, например, этот закон имел силу, начиная уже с $R = R_*$, то во все наши расчеты вошла бы только величина R_*. Таким образом, речь идет лишь о том, в какой степени закон изменения n_{H} в интервале от R_* до R_0 следует формуле (1). Можно думать, что, допустив применимость этого закона и в только что указанном интервале величин R, мы не сделаем заметной ошибки в наших количественных выводах. Имея это в виду, примем $R_0 = R_*$, в связи с чем формула (10) запишется так:

$$r_{\lambda_{23}} = \frac{h\nu_{23}^2 \varphi(T_\varepsilon) R_* (n_{\text{H}}^0)^2}{2\pi v_0 B_{\lambda_{23}}(T_e)}. \tag{11}$$

При проведении расчетов по этой формуле мы можем поставить себе следующую задачу. Приняв для отношения $r_{\lambda_{23}}$ некоторое определенное значение, скажем, значение 0.1, мы можем найти величину n_{H}^0, а следовательно, по формуле

$$-\frac{dM}{dt} = H = 4\pi R_0^2 v_0 n_{\text{H}}^0 m_{\text{H}} \tag{12}$$

и полную массу, теряемую звездой в единицу времени.

Для проведения вычислений мы примем: $R_* = 10R_\odot$, $v_0 = 1000$ км/сек, $T_e = 30\,000°$ и $T_\varepsilon = 20\,000°$. Величину T_ε мы взяли по ряду соображений немного меньшей, чем T_e; однако, опять-таки в связи со слабой зависимостью $\varphi(T_\varepsilon)$ от T_ε, неопределенность в принимаемых значениях T_ε не играет существенной роли.

В результате для $r_{\lambda_{23}} = 0.1$ мы получаем $n_{\text{H}}^0 = 1.6 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$, или $H = 1.6 \cdot 10^{20}$ г/сек. За год это дает приблизительно $5 \cdot 10^{27}$ г.

Напомним, что при выводе формулы (4) нами было принято, что все захваты электронов на третий уровень сопровождаются переходами $3 \to 2$. В действительности же часть электронов будет идти по схеме $3 \to 1$, а часть (правда, совершенно пренебрежимая) вверх с третьего уровня. Если это учесть, то при заданных значениях n_{H}^0 или H величина $r_{\lambda_{23}}$ будет понижена.

Согласно существующим теориям, которые будут нами обсуждены позже, максимальная возможная потеря массы звездой не превышает, по-видимому, 10^{27} г/год. Это значение ниже того, которое нами получено выше. Поэтому при $H = 10^{27}$ г/год мы должны ожидать меньших значений $r_{\lambda_{23}}$, чем 0.1, т. е. относительная интенсивность эмиссионной линии, обусловленной истечением вещества, должна быть весьма небольшой. Правда, некоторые детали наших вычислений могут потребовать изменений; однако уже этот предварительный результат показывает, что ожидаемые спектроскопические эффекты лежат на пределе их обнаружения. Это становится особенно ясным, если учесть, что, согласно различным теоретическим построениям, вековая убыль массы у звезды

оказывается различной и что, следовательно, нужно найти более чувствительный метод обнаружения эффектов истечения вещества из звезд. Этот метод мы и рассмотрим в следующем разделе.

4. Основной недостаток только что рассмотренного нами спектроскопического метода заключается в том, что оболочка, создаваемая потоками атомов, выбрасываемых из звезды, в общем случае крайне непротяженна и причиной этого является закон (1). Поэтому наблюдатель может зарегистрировать лишь общий, пространственно не разделимый эффект, — эмиссионную линию на фоне непрерывного спектра звезды. И поскольку излучение самой звезды исключительно мощное, эмиссионная линия, создаваемая корпускулами, теряется на этом ярком фоне. Таким образом, задача заключается в том, чтобы найти метод, позволяющий изучать эффекты корпускулярного истечения вдали от самой звезды. Таким методом является изучение тех эффектов, которые создают корпускулы в окружающем звезды межзвездном веществе, включая и газовые туманности. Основы этого метода изложены, как указывалось выше, в [15]. Здесь мы кратко повторим его исходные положения.

Для того чтобы сформулировать проблему, составить основное уравнение и наметить пути его решения, рассмотрим вначале идеализированный случай. Пусть в некоторый момент времени с поверхности звезды началось выбрасывание атомов и притом во всех направлениях. Пусть, далее, звезда находится в однородной, в смысле плотности, среде — в межзвездном газе или внутри диффузной туманности. Пусть, наконец, R_0 — будет вновь радиусом сферы, описанной вокруг звезды, сферы, за которой воздействие самой звезды на движение выбрасываемых из нее атомов уже ничтожно. Мы будем считать, что все атомы, выбрасываемые из звезды и выходящие за пределы сферы R_0, имеют скорость v_0.

Концентрация атомов, в основном атомов водорода, в межзвездной среде и даже в диффузных туманностях весьма мала. В первом случае эта концентрация (n_c) порядка единицы, во втором n_c в среднем не выше 10^2 см$^{-3}$ и, следовательно, в обоих случаях длина свободного пробега λ_c у атомов, выбрасываемых из звезды, будет весьма большой. Поэтому вначале эти атомы будут до своего торможения в газовой среде, расположенной вне сферы с $R = R_0$, проходить весьма большой путь. Однако, поскольку для всех атомов длина свободного пробега λ_c в среднем одинакова, то на расстоянии λ_c от звезды будет начинаться торможение выбрасываемых атомов и будет образовываться некоторый более плотный слой, который мы будем называть оболочкой. Образование этой оболочки приведет к тому, что торможение в ней выбрасываемых из звезды атомов сделается еще более эффективным и оболочка будет тормозить влетающие в нее атомы даже в самых ее внутренних частях, передавая получаемые при этом импульсы более внешним частям. Масса же оболочки будет в основном увеличиваться из-за того, что атомами, выбрасываемыми из звезды, будут постепенно «отогнаны»

к оболочке атомы среды, содержащиеся в сфере, ограниченной оболочкой в момент ее образования.

Следует заметить, что точная формулировка тех явлений, которые должны сопутствовать образованию оболочки, весьма сложна. Однако, как мы увидим далее, количественные характеристики здесь не являются необходимыми, а важен лишь сам факт образования некоторой оболочки, более плотной, чем окружающие ее соседние части пространства. Вместе с тем вряд ли можно сомневаться в том, что такая оболочка действительно будет образована.

Предполагая справедливым последнее утверждение и считая, что оболочка уже образована, мы должны составить уравнение ее движения. Ясно, что под действием импульсов со стороны атомов, догоняющих оболочку, последняя должна непрерывно удаляться от звезды.

Во время движения оболочки на нее будут действовать две силы. Первая, обусловленная только что указанным фактором — передачей импульсов от атомов, догоняющих оболочку. Вторая сила — сила торможения, обусловленная тем, что расширяющаяся оболочка должна захватывать на своем пути расположенную вне ее газовую среду и, следовательно, тормозиться ею. Первая сила имеет положительный знак, вторая отрицательный.

Другое обстоятельство заключается в том, что во время движения оболочки ее масса будет непрерывно увеличиваться. Она будет увеличиваться вследствие того, что атомы, выбрасываемые из звезды и догоняющие оболочку, будут последней задерживаться и тем самым включаться в состав самой оболочки. Масса оболочки будет увеличиваться также и потому, что оболочка будет захватывать, как мы только что указывали, расположенную вне ее газовую среду. Учитывая все это и считая оболочку сферически симметричным образованием, составим уравнение ее движения. При этом мы обе указанные выше силы будем рассчитывать на всю оболочку, а не на единицу ее поверхности. Кроме того, мы будем считать, что толщина оболочки мала по сравнению с ее радиусом, а следовательно, в уравнении будет считаться, что радиус внешней поверхности оболочки равен радиусу внутренней ее поверхности. Этот общий радиус оболочки мы будем обозначать в дальнейшем через R_a. Скорость движения оболочки обозначим через v_a.

Пусть ρ_0 будет плотностью вещества, выбрасываемого из звезды, на уровне $R = R_0$. За одну секунду звезда, согласно тому, что говорилось выше, будет терять следующую массу:

$$-\frac{dM_*}{dt} = 4\pi R_0^2 \rho_0 v_0 = 4\pi R^2 \rho v_0 = H_0, \tag{13}$$

где M_* — масса звезды. В отличие от (12), мы здесь не считаем, что из звезды выбрасываются атомы только одного сорта, в частности атомы водорода.

Величина H_0, как это и записано в (13), должна, в силу уравнения неразрывности, оставаться для всех значений R постоянной. Поэтому,

если бы оболочка была неподвижной, то при любом ее радиусе через ее внутреннюю поверхность проходило бы количество вещества, как раз равное H_0. В действительности же оболочка движется со скоростью v_a, а потому за 1 сек. в оболочку будет «входить» масса, равная

$$4\pi R_0^2 \rho_0 (v_0 - v_a). \tag{14}$$

Эта масса, врывающаяся ежесекундно в оболочку, будет оболочкой тормозиться и передавать ей импульс, равный произведению (14) на относительную скорость атомов и оболочки, т. е. величину $(v_0 - v_a)$. Следовательно, сила, действующая на всю оболочку, обусловленная вторжением в последнюю атомов от звезды, будет равна

$$P_1 = 4\pi R_0^2 \rho_0 (v_0 - v_a)^2. \tag{15}$$

Рассчитаем теперь силу торможения на оболочку со стороны межзвездной среды, находящейся вне оболочки. Эту среду, как уже говорилось, мы будем считать неподвижной относительно звезды.

Обозначим плотность межзвездной среды через ρ_c. Тогда, так же как и в первом случае, мы получим для силы торможения, рассчитанной на всю оболочку, значение

$$P_2 = -4\pi R_a^2 \rho_c v_a^2. \tag{16}$$

Следовательно, результирующая сила, действующая на оболочку, будет

$$P = P_1 + P_2 = 4\pi R_0^2 \rho_0 (v_0 - v_a)^2 - 4\pi R_a^2 \rho_c v_a^2. \tag{17}$$

Составим теперь выражение для массы оболочки. Пусть масса оболочки в момент образования последней равна m_0. Дальше она будет расти, как мы уже говорили, за счет двух факторов. Рассмотрим первый из них — вторжение в оболочку атомов, выбрасываемых из звезды. Масса звездного вещества, попадающего в оболочку за 1 сек., определяется выражением (14). Тогда, с момента образования оболочки, $t = 0$, до момента t ее масса m увеличится вследствие действия рассматриваемого фактора на величину

$$\Delta m_1 = 4\pi R_0^2 \rho_0 \int_0^t (v_0 - v_a)\, dt. \tag{18}$$

С другой стороны,

$$v_a = \frac{dR_a}{dt}. \tag{19}$$

Вводя это в (18) и произведя интегрирование, получим

$$\Delta m_1 = 4\pi R_0^2 \rho_0 \{v_0 t - R_a + R_{a_0}\}, \tag{20}$$

где R_{a_0} — радиус оболочки в момент ее образования.

Второй фактор увеличения массы оболочки — увлечение ею атомов межзвездной среды или туманности во время движения. Поскольку мы

считаем среду однородной, то масса, увлекаемая оболочкой, будет за время t равна

$$\Delta m_2 = \frac{4}{3}\pi\rho_c\left(R_a^3 - R_{a_0}^3\right). \tag{21}$$

Следовательно, в момент времени t масса оболочки m будет равна

$$m = m_0 + \Delta m_1 + \Delta m_2 =$$

$$= m_0 + 4\pi R_0^2\rho_0\left\{v_0 t - R_a + R_{a_0}\right\} + \frac{4}{3}\pi\rho_c\left(R_a^3 - R_{a_0}^3\right). \tag{22}$$

Таким образом, уравнение движения оболочки будет иметь вид

$$\frac{d^2R_a}{dt^2} = \frac{P}{m} = \frac{4\pi R_0^2\rho_0\left(v_0 - v_a\right)^2 - 4\pi R_a^2\rho_c v_a^2}{m_0 + 4\pi R_0^2\rho_0\left[v_0 t - R_a + R_{a_0}\right] + \frac{4}{3}\pi\rho_c\left(R_a^3 - R_{a_0}^3\right)}. \tag{23}$$

Это уравнение второго порядка, причем величина v_a определяется выражением (19). Для решения уравнения (23), кроме начальных условий его интегрирования, необходимо задать числовые значения следующих трех параметров: H_0, v_0 и ρ_c.

Начальные условия интегрирования уравнения (23) таковы. В момент образования оболочки $t = 0$, $R_a = R_{a_0}$, скорость $v_a = v_{a_0}$ и значение второй производной определяется уравнением (23). Кроме того, необходимо знать величину m_0.

Вопросы, связанные с интегрированием (23) и, следовательно, с заданием начальных условий интегрирования, будут обсуждены в следующей работе автора. Там же будут представлены результаты интегрирования указанного уравнения для ряда начальных условий и проведено обсуждение всего материала.

Литература

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 143, 1953.
2. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 95, 1955.
3. E. R. Mustel. Mém. Soc. Roy. Sc. Liège, ser. 4, **13**, fasc. 3, 223, 1953.
4. С. К. Всехсвятский, Г. М. Никольский, Е. А. Пономарев и В. И. Чередниченко. Астр. журн., **32**, 165, 1955.
5. Э. Р. Мустель. Астр. журн., **32**, 177, 1955.
6. Э. Р. Мустель. Труды совещания по корпускулярному излучению Солнца, Изд. АН СССР, 1957, стр. 8.
7. Б. Н. Пановкин. Астр. журн., **34**, 505, 1957.
8. D. E. Blackwell. M. N., **116**, 365, 1956.
9. С. Б. Пикельнер. Докл. АН СССР, **72**, 255, 1950.
10. Э. Р. Мустель. Астр. журн., **34**, 120, 1957.
11. О. Струве. Эволюция звезд. ИЛ, 1954.
12. А. А. Боярчук. Астр. журн., **34**, 193, 1957.
13. С. Б. Пикельнер. Астр. журн., **24**, 3, 1947.
14. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., **3**, 51, 1948.
15. Э. Р. Мустель. Труды второго совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 1953, стр. 352.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ГАММА КАССИОПЕИ В 1940 г.

А. А. Боярчук

На основании спектрограмм γ Cas, полученных В. Ф. Газе [1] на спектрографе 40″ рефлектора Симеизской обсерватории, было изучено изменение характеристик оболочки γ Cas в 1940 г. Было найдено, что оболочка прозрачна в частотах непрерывного спектра и непрозрачна в центре первых членов бальмеровской серии. Оптическая толща оболочки в частотах непрерывного спектра определяется за пределом лаймановской серии поглощением водорода, в остальных частотах рассеянием света на свободных электронах. Масса оболочки была в среднем 10^{-10} $\mathfrak{M}_{\odot}$. Изменение числа поглощающих атомов и массы оболочки происходило в основном за счет изменения плотности вещества в оболочке. Было также изучено распределение атомов гелия по состояниям. Оказалось, что наблюденное распределение сильно отклоняется от больцмановского и удовлетворительно согласуется с распределением, данным Вельманом [13].

На основании времени появления и исчезновения резких линий поглощения гелия было определено время охлаждения выброшенной из недр звезды материи до состояния, равновесного с излучением звезды. Время такого охлаждения оказалось равным нескольким десяткам дней.

Из излучения линий ионизованного кальция было найдено, что содержание кальция в оболочке γ Cas такое же, как и у обычных звезд.

На основании изучения контуров водородных линий был сделан вывод о том, что при вспышке выбрасывается высокоионизованная материя из недр звезды.

GAMMA CASSIOPEIAE IN 1940, by *A. A. Boyarchuk*. — The variations of the characteristics of the shell of γ Cas in 1940 were studied on the basis of spectrograms, taken by V. F. Hase [1] with the spectrograph of the 40″ reflector of the Simeiz Observatory. It was found that the shell is transparent in frequencies of the continuous spectrum and opaque in the center of the first terms of the Balmer series. The optical depth of the shell in frequencies of the continuous spectrum was determined beyond the Lyman limit by hydrogen absorption, in other frequencies by the light scattered by free electrons. The mass of the shell was 10^{-10} $\mathfrak{M}_{\odot}$ in the mean. The variations of the number of absorbing atoms and of the mass of the shell were caused mainly by the variation of the density of matter. The distribution of helium along different quantum states was also studied. It was found that the observed distribution strongly deviates from the Boltzmann and agrees satisfactorily with the distribution given by Wellmann [13].

The time of appearance and disappearance of sharp helium absorption lines was used for determining the time during which matter ejected from the interior of the star cooled to a state which is in equilibrium with the radiation of the star. It was found to be several tens of days.

The study of ionized calcium lines showed that the abundance of calcium in the shell of γ Cas is the same as for ordinary stars.

On the basis of the study of hydrogen line profiles the conclusion was reached that during an outburst highly ionized matter is ejected from the interior of the star.

Детальное изучение вспышек Be-звезд поможет полнее раскрыть природу этих звезд. Из сопоставления изменения различных характеристик звезды и ее оболочки во время вспышки мы можем установить связь между этими характеристиками. До сих пор сопоставлялось изменение лишь некоторых характеристик, а именно лучевой скорости, светимости и спектрофотометрической температуры. При этом не рассматривались изменения таких важных характеристик оболочки, как ее масса, оптическая толща и вид спектра.

В настоящей работе мы определили изменение в течение 1940 г. таких характеристик оболочки γ Cas, как ее масса, прозрачность, распределение атомов гелия по состояниям и отношения V/R для водородной эмиссии. Работа выполнена в основном по спектрограммам, полученным В. Ф. Газе [1] на щелевом спектрографе 40″ рефлектора Симеизской обсерватории. Спектрограммы имеют дисперсию 36 Å/мм у H_γ. Все спектрограммы были промерены на саморегистрирующем микрофотометре типа Молля с увеличением в 50 раз. Затем, на основании полученных регистрограмм, обычным путем были построены контуры линий в интенсивностях. В каждую ночь наблюдений фотографировалось по 3—5 спектров. Полученные контуры линий по различным спектрограммам в течение одной ночи были затем графически усреднены, так как за такой короткий период времени не было заметных изменений в виде контура какой-либо линии.

В спектре γ Cas видны многочисленные диффузные линии поглощения, принадлежащие OII, NII, SiIV, SiIII, HeII и HeI. Спектр оболочки представлен в изучении только водородными линиями, которые, за исключением H_α, имеют двойную эмиссию. В спектре поглощения оболочки присутствуют линии водорода, нейтрального гелия и, в случае большей массы оболочки, ионизованного кальция.

Спектральный класс звезды γ Cas, определенный по диффузным линиям поглощения, был B0—B0.5 и не показывал заметных изменений в течение рассматриваемого периода.

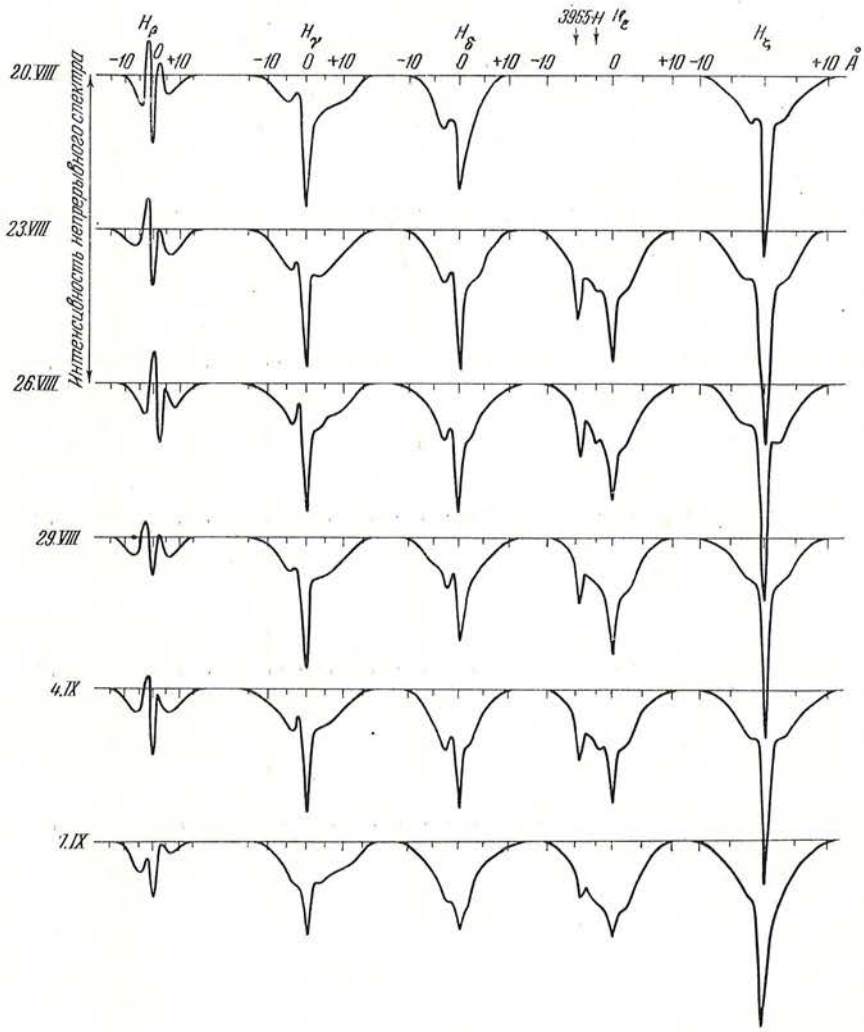
§ 1. Водородные линии

Водородные линии имеют наиболее сложную структуру среди всех линий в спектре γ Cas в этот период: на широкую линию поглощения накладывается более узкая линия излучения, на которую, в свою очередь, накладывается очень узкая линия поглощения. Причем вид контура и интенсивность отдельных его компонент сильно меняются со временем. На фиг. 1а, 1б и 1в представлены контуры линий H_β, H_γ, H_δ, H_ε и H_ζ отдельно для каждой ночи наблюдений. Стрелкой указан масштаб рисунка по оси ординат; стрелка соответствует интенсивности непрерывного спектра, принятого за единицу при определении контуров линий. Резкая линия поглощения у H_ζ является блендой, в созда-

нии которой основная роль принадлежит линии HeI λ3889 A, а водород играет гораздо меньшую роль.

Изменения контуров водородных линий будут обсуждены в конце работы.

Рассмотрим резкие водородные линии поглощения оболочки. Пользуясь методом, используемым в наших предыдущих работах, мы опре-



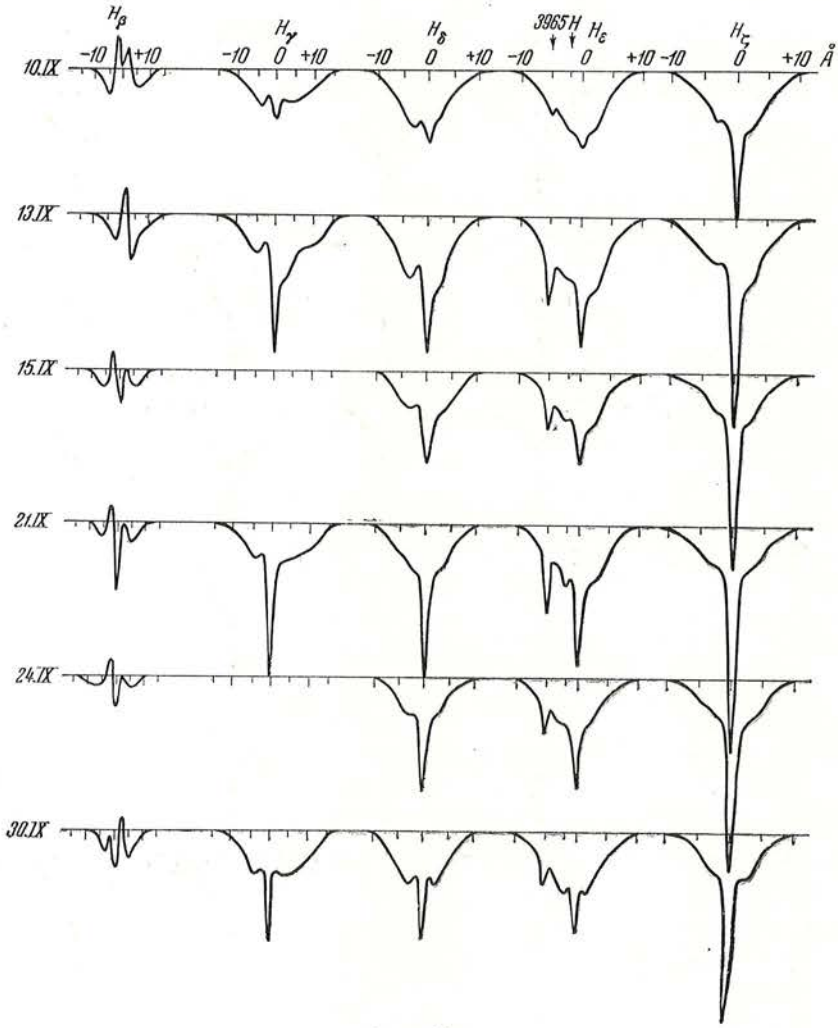
Фиг. 1а.

делим число $N_{02}H$ нейтральных атомов водорода, находящихся на втором энергетическом уровне над 1 см² внутренней поверхности оболочки, по формуле Унзольда

$$N_{02}H = \frac{W_\lambda mc^2}{\pi e^2 \lambda_f^2}, \qquad (1)$$

где f — сила осциллятора рассматриваемой линии, W_λ — эквивалентная ширина резкой линии поглощения, которая равна заштрихован-

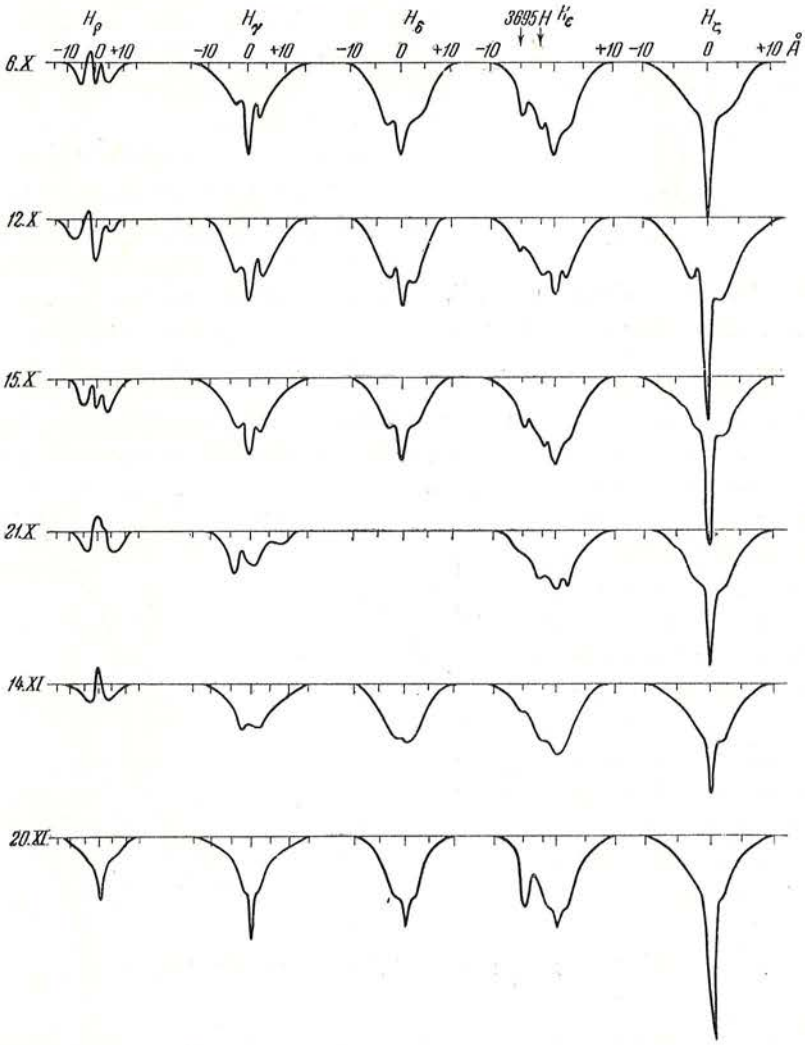
ной площади (фиг. 2), выраженной в эквивалентных ангстремах непрерывного спектра. Причем так как эта линия возникает в самых внешних частях оболочки [2], то непрерывным спектром в этом случае будет служить контур *abcd* (фиг. 2), т. е. то излучение звезды и оболочки, которое возникает ниже места возникновения резких линий.



Фиг. 1б.

Как известно, величины $N_{02}H$, определяемые по формуле (1), будут для первых членов бальмеровской серии занижены: во-первых, из-за того, что формула (1) справедлива лишь для оптически тонкого слоя, во-вторых, при наличии градиента в оболочке из-за эффекта Допплера эмиссия, возникающая в оболочке, может частично замыть резкую линию поглощения, и эквивалентная ширина этой линии будет занижена по сравнению с истинной. При переходе к более высоким членам бальмеровской серии оптическая толща в центре резкой линии довольно

быстро уменьшается вследствие уменьшения величины силы осциллятора, и мы придем к оптически тонкому слою; также уменьшится интенсивность эмиссионных компонент из-за различной населенности энергетических уровней водорода. Кроме того, при отсутствии эмиссионных компонент увеличится точность проведения контура широкой линии поглощения, возникающей в обращающем слое звезды, а не

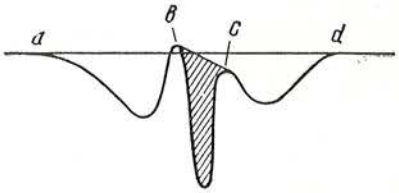


Фиг. 1в.

в оболочке, т. е. увеличится точность проведения непрерывного спектра для резкой линии поглощения. Таким образом, при переходе к более высоким членам бальмеровской серии точность определений значительно вырастет, и приблизительно около H_{10} мы получим значения $N_{02}H$, близкие к истинным.

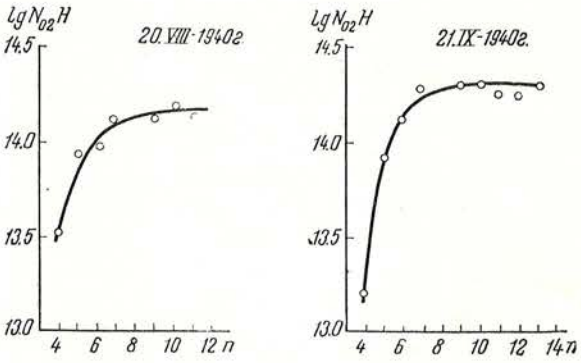
В качестве примера на фиг. 3 представлены зависимости $\lg N_{02}H$ от номера линии для некоторых дат наблюдений. Аналогичные зависимости

были построены для всех моментов наблюдений. Полученные величины $\lg N_{02}H$ даны в столбце 2 табл. 1. Величины, соответствующие датам, отмеченным значком*, определены по данным П. Свингса и О. Струве [3], значком** — по данным Р. Балдвина [4] и значком*** по данным П. Меррилла и О. Вильсона [5]. Как увидим ниже, оптическая толща за пределом бальмеровской серии, а тем более за пределом пашеновской серии, много меньше единицы. Это означает, что полученные величины $\lg N_{02}H$ относятся ко всей оболочке, а не к ее части.



Фиг. 2.

Так как в оболочке γ Cas отсутствует термодинамическое равновесие, то для перехода на основной уровень мы воспользуемся результатами теории В. В. Соболева [6], которая дает распределение водородных атомов по состояниям в оболочках Be-звезд в зависимости от температуры звезды и параметра $x = \frac{\beta_{12}}{w}$, где β_{12} — доля L_α-излучения, выходящего из оболочки без поглощения, а w — коэффициент дилюции излучения. Величина β_{12} определяется величиной градиента скорости в оболочке, и непосредственно из наблюдений эту величину определить мы не можем. Поэтому мы определим параметр x из сравнения наблюдаемого и теоретического бальмеровского декремента. Наблюдаемый бальмеровский декремент линий излучения оболочки γ Cas мало менялся в течение наблюдений и был равен



Фиг. 3.

$$H_\alpha : H_\beta : H_\gamma : H_\delta = 3.0 : 1.0 : 0.6 : 0.4. \qquad (2)$$

Сравнивая это значение декремента с теоретическим, данным в табл. IV работы [6], мы находим, что отношение n_2/n_1 в 5 раз меньше, чем при больцмановском распределении. На основании этого были определены числа $N_{01}H$ атомов водорода, находящихся в основном состоянии в оболочке γ Cas над 1 см² ее внутренней поверхности. Результаты вычислений даны в столбце 3 табл. 1.

В вычислениях мы использовали температуру, определяемую по спектральному классу и равную 26 000°. Так как спектральный класс звезды не менялся заметно в течение периода наблюдений, то для всех дат мы приняли эту же температуру.

Таблица 1

Дата, 1940 г.	$\lg N_{02}H$	$\lg N_{01}H$	$\lg N^{+}H$	τ (H_α)	τ (H_β)	τ (H_γ)	τ (H_δ)	τ (B)	τ (L)	τ	$\frac{\mathfrak{M}_{об}}{\mathfrak{M}_\odot} \cdot 10^{10}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
31.I *	15.20	17.40	23.47	660	91	31	14	$4 \cdot 10^{-2}$	1.6	0.19	6
4.II *	15.30	17.50	23.57	830	120	39	18	$5 \cdot 10^{-2}$	2	0.25	7
1.VII *	14.60	16.80	23.22	170	23	8	3.5	10^{-2}	0.4	0.11	3
5.VIII	14.25	16.45	23.04	74	10	3.5	1.6	$6 \cdot 10^{-3}$	0.2	0.07	2
15.VIII *	14.20	16.40	23.02	66	9	3	1.4	$5 \cdot 10^{-3}$	0.16	0.07	2
20.VIII	14.17	16.37	23.01	62	9	3	1	$5 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.07	2
23.VIII	14.02	16.22	22.93	44	6	2	1	$3 \cdot 10^{-3}$	0.10	0.04	1.5
26.VIII	14.05	16.25	22.94	47	6	2	1	$3 \cdot 10^{-3}$	0.10	0.04	1.5
29.VIII	14.15	16.35	22.99	59	8	3	1	$4 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.06	2
1.IX **	14.15	16.35	22.99	59	8	3	1	$4 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.06	2
4.IX	14.15	16.35	22.99	59	8	3	1	$4 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.06	2
7.IX	13.70	15.90	22.77	21	3	1	0.4	$15 \cdot 10^{-3}$	0.05	0.04	1.5
10.IX	13.34	15.54	22.59	9	1.2	0.4	0.2	$6 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.03	1
13.IX	14.00	16.20	22.92	42	5.5	2	1	$3 \cdot 10^{-3}$	0.10	0.06	2
15.IX	13.92	16.12	22.88	35	4	1.6	0.8	$3 \cdot 10^{-3}$	0.08	0.05	1.5
21.IX	14.30	16.50	23.07	90	12	4	2	$6 \cdot 10^{-3}$	0.20	0.06	2
24.IX	14.18	16.38	23.01	63	9	3	1	$5 \cdot 10^{-3}$	0.15	0.06	2
30.IX	14.15	16.35	22.99	59	8	3	1	$5 \cdot 10^{-3}$	0.14	0.06	2
6.X	13.73	15.93	22.79	20	3.5	1	0.5	$15 \cdot 10^{-3}$	0.06	0.04	1.5
12.X	13.65	15.85	22.75	18	3	1	0.4	$1 \cdot 10^{-3}$	0.04	0.03	1
15.X	13.75	15.95	22.89	20	3.5	1	0.5	$15 \cdot 10^{-3}$	0.06	0.05	1.5
20.X *	13.35	15.55	22.58	9	1.3	0.4	0.2	$8 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.02	1
21.X	13.22	15.42	22.53	7	1	0.3	0.1	$5 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.02	0.5
14.XI	12.80	15.00	22.32	2.5	0.35	0.1	0.06	$2 \cdot 10^{-4}$	0.01	0.01	0.4
19.XI ***	13.75	15.95	22.89	20	3	1	0.4	$2 \cdot 10^{-3}$	0.06	0.04	1.5
20.XI	13.40	15.60	22.62	10	1.5	0.5	0.2	$8 \cdot 10^{-4}$	0.03	0.03	1

Степень ионизации в оболочке была рассчитана по формуле

$$\frac{n_e n^+}{n_1} = w \frac{2 (2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{kT}}, \tag{3}$$

где T — температура звезды, χ — потенциал ионизации.

При вычислениях мы приняли $T = 26\,000°$, коэффициент дилюции $w = 0.05$. Электронную плотность n_e мы не можем определить из наблюдений γ Cas во время рассматриваемого периода. Но по данным П. Свингса и О. Струве [3] в феврале 1940 г. резкие водородные линии поглощения оболочки были видны до H_{30}, т. е. $n_e = 10^{12}$.

Из второго столбца табл. 1 мы видим, что во время наблюдений величина $N_{02}H$ меняется в довольно широких пределах, почти на два порядка. Вообще говоря, такие изменения могут происходить по следующим причинам: из-за изменения плотности, температуры ионизующего излучения, размеров оболочки и параметра x.

Изменением температуры ионизующего излучения, т. е. излучением звезды, можно пренебречь, так как наблюдения не показывают изменение спектрального класса звезды в течение рассматриваемого интервала

времени. Величина бальмеровского декремента, по которой определяется параметр x, меняется очень слабо. Этими изменениями нельзя объяснить изменения величины $N_{02}H$ на порядок. Кроме того, эти слабые изменения бальмеровского декремента плохо согласуются с изменением величины $N_{02}H$, что позволяет считать их случайными. Как мы увидим ниже, размеры оболочки γ Cas в рассматриваемый период вспышки меняются незначительно, примерно на 30%, причем эти изменения не очень согласуются с изменением величины $N_{02}H$. Таким образом, изменение величины $N_{02}H$ во время наших наблюдений происходит в основном из-за изменения средней плотности вещества в оболочке γ Cas. В зависимости от структуры оболочки изменение средней плотности оболочки может происходить по-разному. В случае однородного строения оболочки изменение средней плотности вещества обусловливает изменение электронной плотности. Так как в течение наших наблюдений мы имеем $n_e = n^+$ и $T_{\text{изл}} = 26\,000° = \text{const}$, то из формулы Саха следует, что изменения в величине n_e связаны с изменениями в величине $N_{02}H$ следующим образом:

$$\frac{n_e}{n_e^0} = \sqrt{\frac{n_1}{n_1^0}} = \sqrt{\frac{N_{02}H}{N_{02}^0H}}, \tag{3'}$$

где величины, отмеченные значком ^{0}, относятся к моменту, когда нам была известна электронная плотность.

В случае, если оболочка имеет волокнистое строение, например типа солнечной хромосферы, и изменение средней плотности вещества происходит главным образом за счет того, что меняется число волокон и расстояние между ними, а плотность волокна не меняется, электронная плотность будет постоянной. Но нет никаких указаний на то, что оболочка имеет волокнистую структуру, и мы предположим, что она имеет однородную структуру. Возможная ошибка в определении степени ионизации будет невелика, так как изменения величины n_e значительно меньше, согласно [3], изменений величины $N_{02}H$.

На основании величин $N_{01}H$, используя указанные выше значения T и w и определяя n_e по формуле (3'), мы определили величины N^+H — число ионов водорода в оболочке γ Cas над 1 см^2 ее внутренней поверхности, которые даны в столбце 4 табл. 1.

Представляет интерес определение оптической толщи оболочки в различных частотах.

Оптическая толща τ определяется следующей формулой:

$$\tau = \varkappa_i \cdot NH, \tag{4}$$

где NH — число атомов в оболочке над 1 см^2, $\varkappa_i$ — соответствующий коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 атом. Для центра линии поглощения мы имеем

$$\varkappa_1 = \frac{\sqrt{\pi}\, e^2 \lambda f}{m_e c v}, \tag{5}$$

где v — скорость теплового движения атомов. Для коэффициента поглощения за пределом серии мы имеем

$$\varkappa_2 = \frac{32\pi^2 e^6 R g'}{3\sqrt{3}\, c h^3 \nu^3 n^3}, \tag{6}$$

где n — главное квантовое число, g' — некоторый поправочный множитель, мало отличающийся от единицы.

Кроме того, при такой высокой степени ионизации водорода существенным источником непрерывного поглощения, особенно в видимой области спектра, является рассеяние света на свободных электронах. Коэффициент рассеяния, рассчитанный на 1 электрон, равен

$$\varkappa_3 = S_0 = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 0.665 \cdot 10^{-24}\ \text{см}^2 \tag{7}$$

и не зависит от длины волны.

Мы произвели вычисления оптической толщи оболочки для центра линий $H_\alpha - H_\delta$, за пределом бальмеровской серии τ (B) при $\lambda = 3647$ Å, за пределом лаймановской серии τ (L) при $\lambda = 912$ Å и для рассеяния на свободных электронах τ. Данные вычислений представлены в столбцах 5—11 табл. 1.

Как видно из табл. 1, оптическая толща оболочки γ Cas в центре линий $H_\alpha - H_\gamma$ больше единицы, за пределом бальмеровской серии много меньше единицы, за пределом лаймановской серии, кроме 31 января и 4 февраля 1940 г., также меньше единицы. Оптическая толща оболочки для рассеяния на свободных электронах была меньше единицы, но всегда больше оптической толщи из-за непрерывного поглощения водородными атомами за пределом бальмеровской серии, а тем более пашеновской. Следовательно, оптическая толща оболочки γ Cas в фотографической области спектра определяется рассеянием на свободных электронах, а за пределом лаймановской серии — непрерывным поглощением нейтральных атомов водорода. П. Свингс и О. Струве [3] на основании изучения изменения контуров широких линий поглощения, возникающих в обращающем слое звезды, а не в ее оболочке, пришли к выводу, что оптическая толща оболочки γ Cas 31 января — 4 февраля 1940 г. в фотографической области спектра была равна 0.2. Наши определения дают 0.23, т. е. согласие хорошее.

Все произведенные здесь расчеты чисел атомов в основном, а затем и в ионизованном состоянии основаны на теории В. В. Соболева [6]. Подтверждением правильности этой теории может служить правильный порядок оптической толщи оболочек Be-звезд, изученных нами ранее [2, 7]. Из всех рассмотренных звезд лишь ζ Tau обладает оболочкой с оптической толщей за лаймановским пределом $\tau(L) > 1$. Это же следует и из вида спектра оболочки: лишь в спектре оболочки ζ Tau видны линии однажды ионизованных металлов, что может быть лишь в случае $\tau(L) > 1$, иначе металлы были бы ионизованы дважды или трижды и мы не наблюдали бы линий однажды ионизованных металлов. У других оболо-

чек мы не наблюдаем линий однажды ионизованных металлов, что означает $\tau(L) < 1$. Кроме того, наши определения оптической толщи оболочки γ Cas 31 января — 4 февраля 1940 г. в фотографической области спектра хорошо согласуются с определениями П. Свингса и О. Струве [3].

При такой высокой степени ионизации, какая существует в оболочке γ Cas в рассматриваемый период времени, можно считать, что полное число атомов водорода равно числу ионов водорода. Тогда, зная размеры оболочки, мы можем, используя величину N^+H, определить массу оболочки по следующей формуле:

$$\mathfrak{M}_{об} = 4\pi R^2_{об} \cdot (N^+H) \cdot m_H, \tag{8}$$

где $R_{об}$ — радиус оболочки, который, как мы увидим ниже, равен в среднем 2.5 радиуса звезды. Определенные по формуле (8) массы даны в столбце 12 табл. 1.

§ 2. Линии гелия

Кроме резких линий поглощения водорода, в спектре оболочки γ Cas наблюдаются резкие линии поглощения нейтрального гелия, которые принадлежат сериям $2'S - n'P$, $2'P - n'D$, $2^3S - n^3P$ и $2^3P - n^3D$ и накладываются на соответствующие широкие звездные линии поглощения. Контуры этих линий представлены на фиг. 4а и 4б. Так же как и на фиг. 1, длина стрелки соответствует интенсивности непрерывного спектра, принятого за единицу при определении контуров линий.

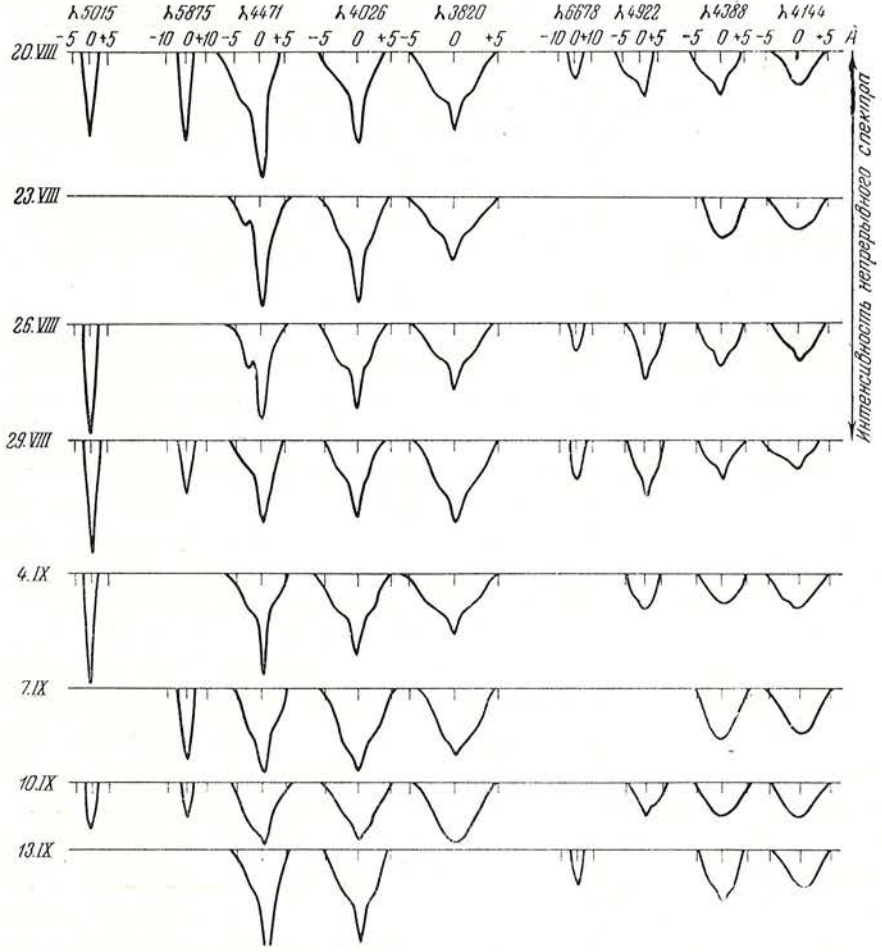
На основании изучения этих линий мы можем определить населенность уровней атомов гелия $2'S$, $2'P$, 2^3S и 2^3P в оболочке γ Cas.

Для определения населенности уровней воспользуемся кривой роста. В нашем случае мы имеем дело с моделью Шварцшильда—Шустера: слой материи, где возникают резкие линии, т. е. оболочка звезды, резко отделен от слоя, где возникает непрерывный спектр, т. е. от самой звезды. О механизме образования линий трудно сказать что-либо определенное. Вообще говоря, К. Хунгер [8] показал, что вид кривой роста слабо зависит от модели звезды и от вида механизма образования линий. Поэтому мы, исходя из удобства вычислений, использовали теоретическую кривую роста для модели Шварцшильда—Шустера, вычисленную А. Унзольдом [9] на основании полуэмпирической формулы Минаэрта, тем более, что Л. Аллер [10] считает, что такая кривая роста лучше всего соответствует звездным атмосферам.

Эквивалентные ширины резких линий поглощения He I в оболочке γ Cas определялись так же, как и в случае водородных линий. Силы осцилляторов для линий He I были взяты согласно Л. Гольдбергу [11]

При построении кривой роста по линиям гелия нужно принимать во внимание чувствительность гелия к эффекту Штарка. Но в нашем случае, когда $n_e = 10^{12}$, влияние эффекта Штарка будет очень мало и им можно пренебречь. Кроме того, действие эффекта Штарка на кривую роста проявляется в виде фиктивного увеличения турбулентной скорости и мало влияет на определяемые величины чисел атомов.

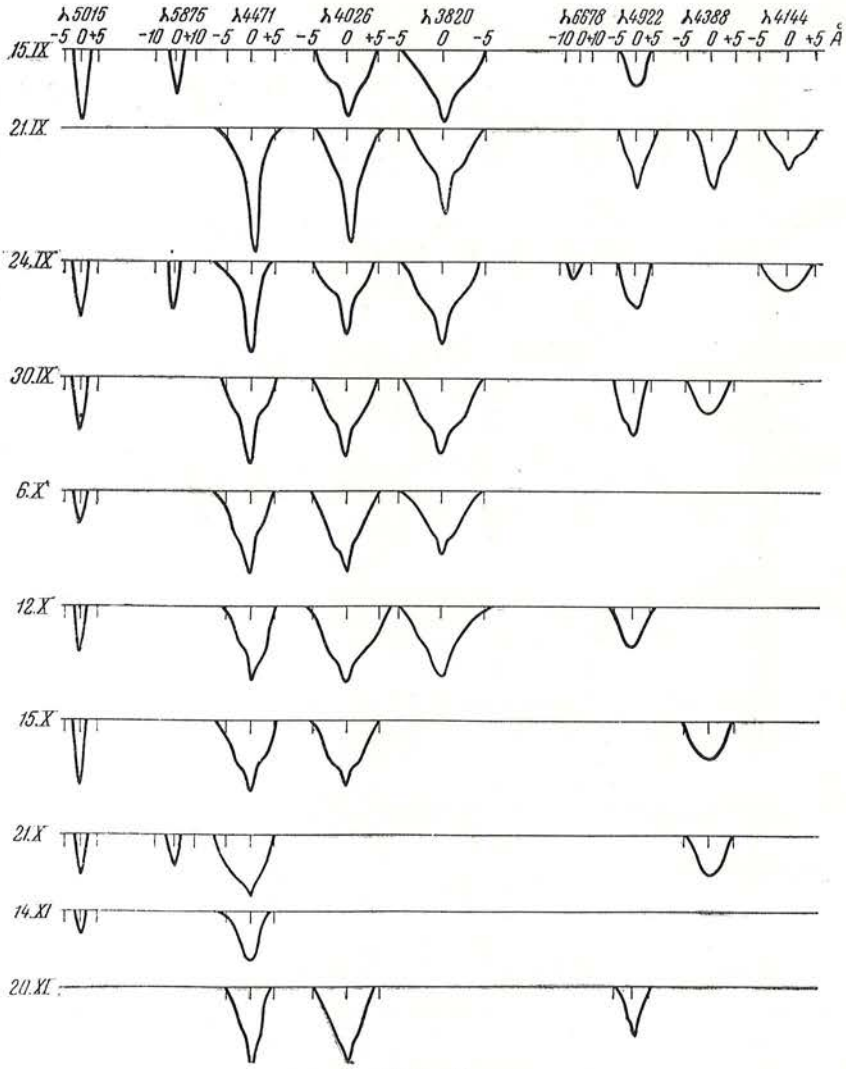
Построение и анализ кривой роста производились обычным путем (см., например, [12]). Лучшее согласие наблюдаемой кривой роста было при $\lg a = -1.5$. На фиг. 5 представлены для примера кривые роста, построенные для 21 сентября и 6 октября 1940 г. Аналогичные кривые были построены и для других дат наблюдений.



Фиг. 4а.

В табл. 2 даны числа нейтральных атомов гелия в оболочке над 1 см² ее внутренней поверхности, находящихся на уровнях $2'S$, $2'P$, 2^3S и 2^3P, и величина турбулентной скорости для каждой даты наблюдений, когда в спектре были видны гелиевые линии поглощения оболочки. Из-за малочисленности линий в спектрах оболочки 12, 15, 21 октября, 12 и 20 ноября для этих дат не было возможности построить уверенную кривую роста, и определение населенности уровней в этом случае было произведено по кривой роста для 6 октября. Так как большинство линий ложится на прямолинейную часть кривой роста, то ошибка здесь будет невелика.

Некоторую неуверенность мы имеем в случае линии λ 3889, которая блендируется с H_ζ. Но если вычесть из эквивалентной ширины этой бленды величину $\frac{W_\lambda(H_\varepsilon) - W_\lambda(H_9)}{2}$, то населенность уровня 2^3S уменьшится на 20%. Такая операция в нашем случае, когда линия распо-



Фиг. 4б.

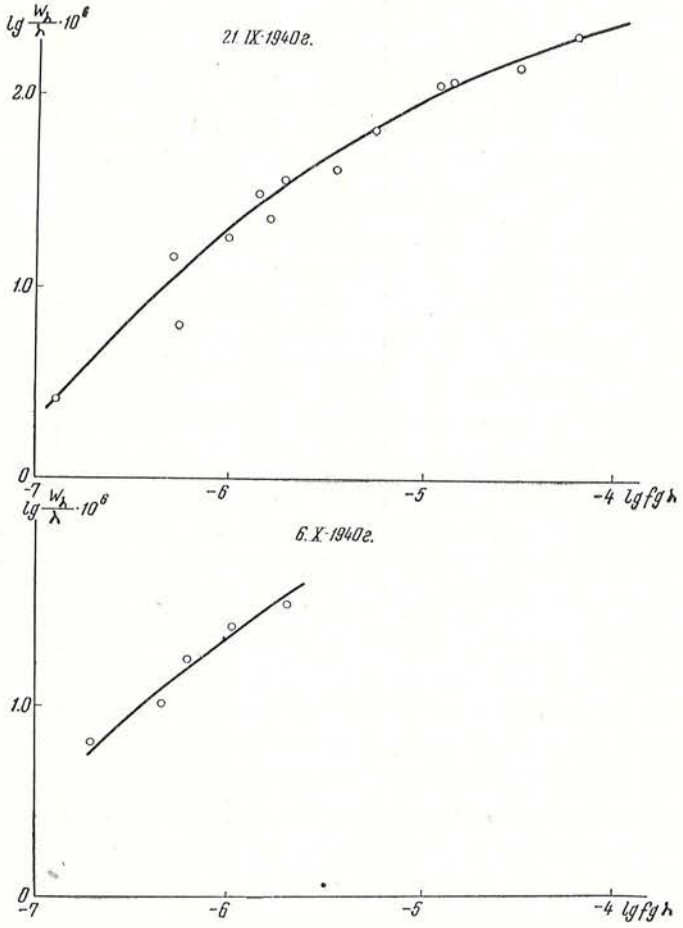
ложена на пологой части кривой роста, является незаконной и дает заниженную величину населенности уровня. Мы пренебрежем влиянием водорода и будем считать, что линию λ 3889 образуют только атомы гелия. Ошибка, возникающая вследствие этого, будет не больше 20%.

В конце табл. 2 даны средние относительные населенности исследуемых уровней гелия, причем населенность уровня 2^3P принята за единицу, так как она определяется из наблюдений уверенней, чем населенность других уровней. Кроме того, для сравнения приведены

относительные населенности уровней при больцмановском распределении ($T = 26\,000°$) и распределении, данном П. Вельманом [13] для двух случаев: а) $T_{изл} = T_{эл} = 26\,000°$ и б) $T_{изл} = 260\,000°$, $T_{эл} = 10\,000°$.

Из рассмотрения табл. 2 мы можем сделать следующие выводы.

1. Наблюденное распределение атомов нейтрального гелия по состояниям не меняется существенно в течение периода наблюдений.



Фиг. 5.

2. Наблюденное распределение довольно сильно отклоняется от больцмановского распределения. Это отклонение выражается в том, что наблюдаемая населенность метастабильных уровней гораздо больше, чем их населенность при больцмановском распределении.

3. Наблюдаемое распределение атомов He I по состояниям удовлетворительно согласуется с распределением, данным П. Вельманом [13]. Некоторая неуверенность существует в случае уровня $2'P$. Согласно теории, населенность этого уровня должна быть почти на 2 порядка меньше населенности уровня 2^3P. Из наблюдений же мы имеем, что населенность уровня $2'P$ лишь в 4 раза меньше населенности уровня 2^3P,

Таблица 2

Дата, 1940 г.	$1'S$	$2'S$	$2'P$	2^3S	2^3P	$v_{тур}$
20.VIII		13.00	12.06	14.61	12.65	22
23.VIII		12.86		15.05	12.67	17
26.VIII		13.12	12.07	14.70	12.68	18
29.VIII		12.74	12.09	14.35	12.63	22
4.IX		12.71		14.41	12.47	18
7.IX		12.31		14.46	12.21	17
10.IX		12.21		13.75	11.96	18
13.IX		12.76	12.04	14.10	12.63	18
15.IX		12.77		14.48	12.59	16
21.IX		12.90	12.10	14.48	12.78	24
24.IX		12.73		14.50	12.63	14
30.IX		12.61		14.58	12.50	14
6.IX		12.32		13.63	12.15	14
12.X		12.20		14.50	12.02	
15.X		12.50		14.28	12.21	
21.X		11.97		13.24	11.45	
14.XI		11.87		13.06	11.51	
20.XI		12.85	11.69	14.99	12.17	
Средняя относительная населенность		0.26	0.60	1.78	0.0	
Больцмановское распределение	3.10	—0.89	—0.57	—0.30	0.0	
Распределение Вельмана	а) 3.68	—0.51	—1.90	1.23	0.0	
$w = 0.01$	б) 12.32	0.73	—2.00	0.83	0.0	
$w = 0.001$	а) 4.60	0.44	—2.00	2.20	0.0	

т. е. примерно так же, как и в случае больцмановского распределения. Но эквивалентные ширины резких линий поглощения оболочки серии $2'P - n'D$ очень малы и находятся на пределе возможности измерения. Поэтому вполне возможно, что населенность уровня $2'P$ будет завышена и указанному выше различию мы не будем придавать большого значения. Для окончательного выяснения этого вопроса нужно изучить оболочку с достаточно сильными линиями поглощения He I серии $2'P - n'D$. Возможно также, что в этом расхождении сказывается пренебрежение Вельманом возбуждением электронным ударом атомов гелия, находящихся в метастабильном состоянии.

Для определения полного числа атомов He I необходимо учесть атомы, находящиеся на основном уровне.

Как мы видели выше, лучше всего мы можем определить населенность основного уровня, используя распределение атомов He I по состояниям, данное П. Вельманом [13]. Согласно Вельману, относительная населенность основного уровня очень сильно зависит от величины электронной температуры. Так как мы не знаем величину электронной температуры в оболочке γ Cas в рассматриваемый период, то мы определим число атомов на основном уровне для двух случаев: а) $T_{изл} = T_{эл} =$

$=26\,000°$ и б) $T_{изл}=26\,000°$, $T_{эл}=10\,000°$. В результате были получены следующие значения населенности основного уровня: для случая а) $\lg N_{01}H=17.0$; для случая б) $\lg N_{01}H=25.9$. Здесь и в дальнейшем вычисления произведены для 21 сентября 1940 г., когда линии поглощения оболочки видны лучше всего. Для других дат результат получается аналогичный.

Теперь определим величину $\lg N^{+}H$ — число ионов гелия в оболочке над 1 см² ее внутренней поверхности, по формуле

$$n_e \frac{N^{+}H}{N_{01}H} = n_e \frac{n^{+}}{n_1} = \frac{g^{+}}{g_1} \cdot \frac{2\,(2\pi m_e k T_{изл})^{3/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{\varkappa}{kT_{изл}}} \cdot w \sqrt{\frac{T_{эл}}{T_{изл}}}. \qquad (9)$$

Эта формула справедлива в случае, если оптическая толща за границей главной серии меньше единицы, что мы и имеем в оболочке γ Cas в рассматриваемый период. Расчеты, произведенные по формуле (9), показывают, что атомы гелия в оболочке γ Cas в случаях «а» и «б» находятся в ионизованном состоянии и величины $\lg N^{+}H$ равны 20.7 и 29.6 соответственно.

Если мы определим отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода, т. е. величину $\frac{(NH)_{He}}{(NH)_{H}}$, то получим

$$\frac{(NH)_{He}}{(NH)_{H}} = 10^{-2} \text{ для случая «а»},$$

$$\frac{(NH)_{He}}{(NH)_{H}} = 10^{6} \text{ для случая «б»}.$$

Обычно для звездных атмосфер это отношение равно 10^{-1}. Таким образом мы имеем, что в случае «а» отношение $\frac{(NH)_{He}}{(NH)_{H}}$ в 10 раз меньше нормального, а в случае «б» в 10^7 раз больше нормального. Так как, согласно [13, 14], γ Cas имеет нормальное отношение He/H, то следует, что электронная температура не отличается существенно от температуры излучения звезды в указанный момент. Отклонение на порядок в величине He/H в оболочке от нормального в случае «а» может частично происходить за счет приближенности наших определений характеристик оболочки: w, x, n_e за счет неточности теорий В. В. Соболева и П. Вельмана, а также за счет того, что в действительности электронная температура оболочки была, возможно, немного ниже температуры излучения звезды.

Здесь нужно обратить внимание еще на следующие обстоятельства. Согласно Цой Дяй О [15], в оболочке, которая находится в равновесном состоянии по отношению к излучению звезды, электронная температура должна быть по крайней мере на треть ниже температуры излучения звезды. И второе, после окончания вспышки γ Cas и в настоящее время в спектре ее оболочки не наблюдались резкие линии поглощения He I [16], хотя мощность оболочки, определяемая по водородным

линиям, была примерно одного порядка с мощностью оболочки в 1940 г.

Все перечисленные факты можно объяснить следующим образом.

Как будет показано ниже, при вспышках Be-звезд из недр звезды выбрасывается высокоионизованная материя, которая имеет электронную температуру по крайней мере не ниже температуры излучения звезды. В этих условиях при $w \approx 10^{-2}$ населенность возбужденных уровней He I будет достаточна, чтобы образовать заметные линии (см. табл. 2, случай «а»). Затем этот выброшенный газ охлаждается в течение некоторого времени, пока не придет в равновесное состояние с излучением звезды, электронная температура становится ниже температуры излучения звезды и атомы He I в подавляющем большинстве находятся в основном состоянии (см. табл. 2, случай «б»). В возбужденном состоянии их находится очень мало для того, чтобы создать заметные линии.

Для обоснования этого объяснения нужно показать, что охлаждение газа длится в течение десятков дней, как это следует из наблюдения усиления и ослабления резких линий поглощения гелия.

Рассмотрим баланс энергии свободных электронов. Пусть мы имеем элементарный объем газа, выброшенного из недр звезды при температуре T с запасом энергии свободных электронов $n_e kT$. Электроны внутри этого элементарного объема увеличивают свою энергию вследствие следующих процессов (мы будем рассматривать лишь водородные атомы, так как при условиях, существующих в оболочке γ Cas, они являются основным источником свободных электронов).

а) Фотоионизация водородных атомов излучением звезды. В рассматриваемый период времени оболочка γ Cas была прозрачна в частотах непрерывного спектра, поэтому поглощением оболочкой излучения звезды и диффузным излучением самой оболочки можно пренебречь. Тогда энергия, получаемая электронами за 1 сек, будет равна

$$n_1 B_c \rho_c^* w \varepsilon = 0.5 \text{ эрг/сек},$$

где n_1 — число нейтральных атомов в 1 см^3, B_c — вероятность ионизации, ρ_c^* — плотность ионизующего излучения звезды, w — коэффициент дилюции, ε — средняя энергия, которую получают электроны в результате ионизации одного атома. Численное значение соответствует величинам $n_1 = 10^6$, $w = 0.01$, $T_{\text{изл}} = 26\,000°$.

б) Удары второго рода. Для простоты рассмотрим лишь переход со второго уровня на первый. Учет переходов между другими уровнями не изменит порядок величины из-за их малой населенности. Количество энергии, получаемой электронами вследствие ударов второго рода за 1 сек, будет равно

$$n_e n_2 a_{21} h\nu_{12} = 10^{-3} \text{ эрг/сек},$$

где a_{21} — эффективное сечение столкновения. Численная величина соответствует значениям $n_e = 10^{12}$, $n_2 = 10^4$, $a_{21} = 10^{-8}$.

в) Тройное столкновение. Будем рассматривать только столкновение двух электронов с ионом, так как эффективность столкновения двух ионов и электрона гораздо меньше. Энергия, получаемая электронами при этом процессе за 1 сек., будет равна

$$n_e^2 n^+ \sigma h\nu_c = 10^{-18} \text{ эрг/сек},$$

где σ — эффективное сечение тройного столкновения. Численная величина соответствует значениям $n_e = n^+ = 10^{12}$ и $\sigma = 10^{-43}$.

Энергия электронного газа уменьшается в результате следующих процессов.

г) Рекомбинации. Для простоты будем рассматривать только захваты электронов на первый уровень. Число захватов на этот уровень приблизительно равно половине числа захватов на все уровни. Количество энергии, теряемой электронным газом за 1 сек вследствие рекомбинаций, будет равно

$$n_e n^+ C\varepsilon = 0.5 \text{ эрг/сек},$$

где C — некоторая функция электронной температуры, выражающая вероятность захвата электрона. Численное значение этой величины вычислено при $n_e = n^+ = 10^{12}$ и $T_{\text{эл}} = 26\,000°$.

д) Ионизация столкновениями. Здесь основную роль играет ионизация из основного состояния. Ионизацией из возбужденного состояния можно пренебречь вследствие небольшой населенности этих уровней. Количество энергии, теряемое электронным газом вследствие этого процесса в 1 сек., будет равно

$$n_1 n_e b_c h\nu = 10^{-4} \text{ эрг/сек},$$

где b_c — эффективное сечение ионизации атома водорода электронным ударом, зависящее от электронной температуры. Численная величина соответствует значениям $n_1 = 10^6$, $n_e = 10^{12}$ и $T_{\text{эл}} = 26\,000°$.

е) Возбуждение ударом. Будем рассматривать лишь возбуждение с первого уровня на второй. Учет возбуждений других уровней не изменит существенно результат. Потеря энергии электронами за 1 сек. в этом случае равна

$$n_1 n_e b_{12} h\nu = 10^{-3} \text{ эрг/сек},$$

где b_{12} — эффективное сечение возбуждения второго уровня ударом, зависящее от электронной температуры. Численное значение соответствует $n_1 = 10^6$, $n_e = 10^{12}$, $T_{\text{эл}} = 26\,000°$.

ж) Свободно-свободные переходы. Количество энергии, теряемое электронами в результате этих переходов в течение 1 сек., будет равно

$$n_e n^+ f = 0.2 \text{ эрг/сек},$$

где f — некоторая функция электронной температуры. Численная величина соответствует значениям $n_e = n^+ = 10^{12}$, $T_{\text{эл}} = 26\,000°$.

Таким образом мы видим, что основными процессами при охлаждении газа являются следующие:

I. Рекомбинации.

II. Свободно-свободные переходы.

III. Фотоионизации излучением звезды.

Всеми остальными процессами мы можем пренебречь.

Весь процесс охлаждения электронного газа можно грубо разбить на два этапа.

1. Электронная температура газа больше температуры излучения звезды. На этом этапе можно пренебречь энергией, получаемой газом вследствие фотоионизации атомов водорода излучением звезды, так как n_1 очень мало. Первоначальный запас энергии быстро израсходуется вследствие рекомбинаций и свободно-свободных переходов и электронный газ охладится до $T_{эл} = T_{изл}$ в течение очень короткого интервала времени, порядка нескольких минут.

Затем наступит второй этап.

2. Электронная температура газа равна или немного ниже температуры излучения звезды. Теперь решающее значение будет иметь увеличение энергии электронного газа вследствие ионизации атомов водорода излучением звезды. Мы имеем в этом случае, что количество энергии, получаемой электронами вследствие фотоионизации, и количество энергии, теряемой электронами вследствие рекомбинаций и свободно-свободных переходов, есть величины одного порядка. Это означает, что мы имеем дело с квазистационарным процессом, который протекает сравнительно медленно. Количество энергии, получаемое электронами и отдаваемое ими, приводится в соответствие следующим образом: при понижении электронной температуры увеличивается число нейтральных атомов водорода n_1 и, следовательно, увеличивается количество энергии, получаемой электронами вследствие ионизации атомов водорода излучением звезды; это приводит к увеличению электронной температуры, что в свою очередь приводит к уменьшению числа нейтральных атомов и т. д.

Точное количественное решение задачи дать невозможно, так как мы не можем найти из наблюдений величины n_e, n_1, n^+, $T_{эл}$ и $T_{изл}$ с достаточной точностью. Как будет показано ниже, резкие линии поглощения HeI не исчезают, если вспышки следуют не реже чем через 15 дней, но уже через 50 дней (20 ноября 1940 г.—10 января 1941 г.) после вспышки резкие линии изчезают. Возможно эти данные несколько неточны из-за отсутствия непрерывности наблюдений, но можно с уверенностью сказать, что охлаждение выброшенного высокоионизованного газа до состояния равновесного с температурой излучения звезды происходит в течение времени порядка нескольких десятков дней.

§ 3. Линии ионизованного кальция

Кроме линий поглощения водорода и гелия, в спектре оболочки наблюдались линии поглощения ионизованного кальция H и K. Интенсивность этих линий была чрезвычайно слаба и находилась на пределе

точности измерений. В моменты, когда масса оболочки уменьшалась, эти линии вообще исчезали. По измеренным эквивалентным ширинам этих линий на основании кривой роста, построенной по линиям гелия, мы определили число атомов CaII на основном уровне в оболочке на 1 см² ее внутренней поверхности, которые даны в табл. 3.

Таблица 3

Дата	23.VIII	26.VIII	29.VIII	4.IX	10.IX	15.IX	21.IX	24.IX	15.X
$\lg NH$	11.03	11.23	10.97	11.05	10.98	11.21	10.98	11.06	10.80

Силы осцилляторов для этих линий были взяты из книги А. Унзольда [9].

По формуле (9) мы нашли степень ионизации атомов кальция в оболочке γ Cas при следующих данных: $n_e = 10$, $w = 0.05$, $T_{эл} = T_{изл} = 26\,000°$. Оказалось, что атомы кальция в оболочке находятся в основном в состоянии CaIII:

$$\lg \frac{n^{++}}{n^{+}} = 6.4, \quad \lg \frac{n^{++}}{n^{+}} = 0.4.$$

Следовательно, полное число атомов кальция будет равно в среднем $\lg NH = 17.5$. Отношение числа атомов кальция к числу атомов водорода будет равно

$$\lg \frac{(NH)_{Ca}}{(NH)_{H}} = -5.5,$$

что хорошо согласуется с аналогичной величиной для Солнца, которая равна —5. Таким образом, можно считать, что относительное содержание кальция в оболочке γ Cas такое же, как и среди других небесных объектов.

§ 4. Определение размеров оболочки

Размеры оболочки, и соответственно, коэффициент дилюции определялись на основании закона сохранения углового момента. В наших предыдущих работах был сделан вывод о справедливости этого закона для оболочек Be-звезд [2]. Мы будем считать, что оболочка вращается по закону

$$r \cdot v = \text{const},$$

где v — скорость вращения оболочки на расстоянии r от оси вращения. Таким образом, определение относительных размеров оболочки сводится к определению ее скорости вращения и скорости вращения звезды. Скорость вращения мы определяли по ширине соответствующих линий. Оказалось, что скорость вращения оболочки в рассматриваемый период была постоянна с точностью до 30—50% и равна 100 км/сек для «погло-

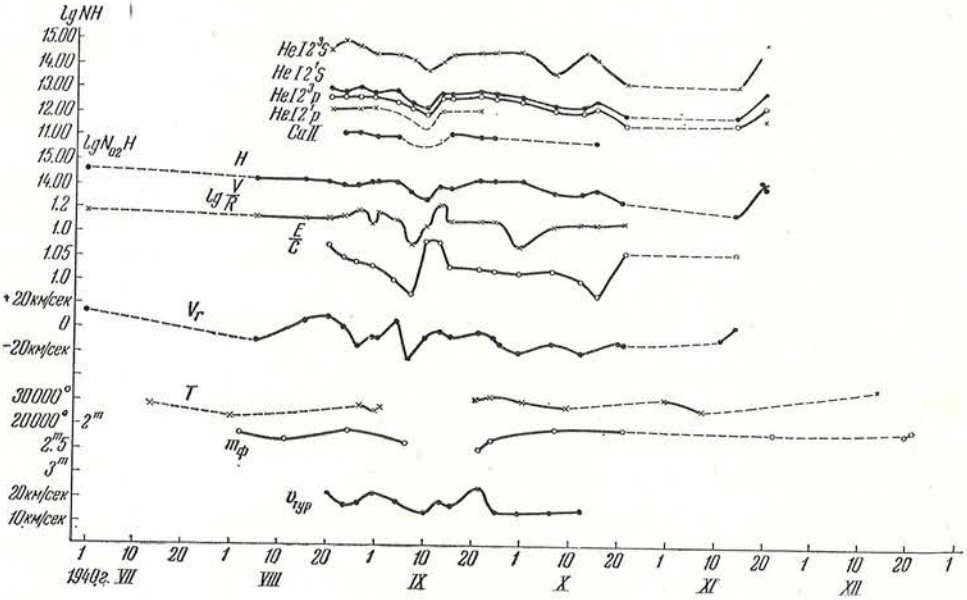
щающей» части оболочки (определена по резким линиям поглощения) и 240 км/сек для «излучающей» части (определена по линиям излучения). Таким образом существует стратификация излучения в оболочке. Скорость вращения звезды, определенная по широким линиям поглощения, оказалась равной 300 км/сек и была постоянной с точностью до ошибок наблюдений. Это хорошо согласуется с определениями скорости вращения в 1952—1956 гг. [16].

Из определенных выше скоростей вращения оболочки и звезды мы нашли, что размер «поглощающей» части оболочки равен $3R_{зв}$, а «излучающей» части 1.2 $R_{зв}$, коэффициенты дилюции равны 0.01 и 0.1.

§ 5. Сопоставление изменений характеристик оболочки

На фиг. 6 представлено изменение различных характеристик оболочки γ Cas в течение лета 1940 г.

Величины населенности различных уровней водорода ионизованного кальция и гелия взяты из табл. 1, 2 и 3 настоящей работы. Отношение



Фиг. 6.

интенсивности коротковолнового эмиссионного компонента к интенсивности красного, V/R, является средним из соответствующих отношений, определенным для линий H_β, H_γ и H_δ на основании их контуров, приведенных на фиг. 1 и в работе П. Свингса и О. Струве [3]. Отношение интенсивности эмиссии к интенсивности непрерывного спектра, E/C, приведено для H_β. Оно также было определено на основании контуров фиг. 1 настоящей работы.

Лучевая скорость оболочки, определенная по смещению резких линий поглощения, взята из работ В. Ф. Газе [1] и О. Струве [17]. Величина турбулентной скорости была взята из табл. 2 настоящей работы.

Спектрофотометрические температуры были взяты из работ Д. Барбье [18], У. Хильтнера [19] и Д. Эдвардса [20].

Фотографические звездные величины взяты из работы Д. Эдвардса [21].

Как видно из фиг. 6, в рассматриваемый период времени характеристики оболочки γ Cas меняются в небольших пределах. Наибольшие изменения характеристик оболочки имели место 5—15 сентября 1940 г.

Хорошо согласуются друг с другом изменения величин $\lg NH$ для He I, H и CaII и турбулентной скорости, т. е. изменения интенсивности различных линий поглощения оболочки. Это говорит о том, что химический состав и условия возбуждения атомов в оболочке γ Cas не менялись существенно в течение наших наблюдений.

Изменения отношений V/R, E/C и лучевой скорости составляют вторую группу характеристик, изменения которых хорошо коррелируют между собой.

Корреляция между двумя этими группами не сильная и проявляется лишь в наличии минимума в значении всех характеристик 5—15 сентября.

Изменения спектрофотометрической температуры и блеска звезды не показывают ощутимой корреляции ни с одной из двух вышеупомянутых групп. Вообще говоря, их изменения невелики и, вероятно, не превосходят ошибки измерения.

Наиболее сильные изменения характеристик оболочки происходили 5—15 сентября. На основании фиг. 6 мы можем заключить следующее. Вначале, около 7 сентября, оболочка начала расширяться, вследствие чего уменьшалось число $\lg N_{02} H$. Затем между 7 и 10 сентября произошел мощный выброс высокоионизованной материи из звезды в оболочку. Это привело к повышению степени ионизации в оболочке, усилилась эмиссия и число $\lg N_{02} H$ еще более уменьшилось. Затем, примерно 10—11 сентября, выброс материи в основном прекратился и началось охлаждение выброшенной материи, что в свою очередь привело к увеличению наблюдаемого числа $\lg N_{02} H$.

Подтверждение выброса из звезды при вспышке высокоионизованной материи можно найти при рассмотрении спектрограмм, относящихся к 1937—1939 гг., когда размер вспышек был достаточно большим. На основании контуров H_δ, приведенных Р. Балдвином [4], мы можем заключить, что сильная эмиссия всегда одиночная. В моменты, когда в спектре видна сильная водородная одиночная эмиссия, наблюдаются также и сильные эмиссионные линии таких элементов, как HeI, SiII, MgII, FeII и др. и мощная непрерывная эмиссия за бальмеровским пределом [22]. Эти факты можно объяснить лишь выбросом высокоионизованной материи. Если при вспышке из звезды выбрасывается не высокоионизованная материя, а материя со степенью ионизации не выше, чем степень ионизации, существовавшая в оболочке до вспышки, то эмиссионные линии должны быть сильно отягощены самопоглощением оболочки. Так как поглощающие атомы находятся в основном в более внешних частях оболочки [2] и оболочка вращается по закону сохра-

нения углового момента, то самопоглощение оболочки должно привести к появлению резкой линии поглощения оболочки, т. е. эмиссионная линия должна состоять из двух компонент. Мы же в момент вспышки наблюдаем одиночную эмиссию. Это означает, что самопоглощение не велико, т. е. атомы HeI почти все находятся в ионизованном состоянии и ионы SiII, MgII и FeII также находятся в более высокой степени ионизации. Это возможно лишь в том случае, если выбрасывается материя гораздо более высокой степени ионизации, чем степень ионизации, существовавшая до вспышки в оболочке звезды. Так как степень ионизации в оболочке звезды и в атмосфере звезды примерно одинакова, то мы можем заключить, что при вспышках Be-звезд материя выбрасывается, по-видимому, не с поверхности звезды, а из ее недр.

Литература

1. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс., **1**, ч. II, 59, 1947.
2. А. А. Боярчук. Астр. журн., **34**, 342, 1957.
3. P. Swings a. O. Struve. Ap. J., **94**, 291, 1941.
4. R. Baldwin. Ap. J., **94**, 283, 1941.
5. P. Merril a. O. Wilson. P. A. S. P., **53**, 125, 1941.
6. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд, Изд-во ЛГУ, 1947, стр. 15.
7. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 140, 1957.
8. K. Hunger. Zs. f. Ap., **39**, 36, 1956.
9. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, стр. 290.
10. L. H. Aller Ap. J., **123**, 117, 1956.
11. L. Goldberg. Ap. J., **90**, 414, 1939.
12. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, стр. 175.
13. P. Wellman. Zs. f. Ap., **30**, 80, 1952.
14. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 160, 1957.
15. Цой Дяй О. Вестник ЛГУ, № 7, сер. астр., 106, 1956.
16. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 143, 1956.
17. B. Smith a. O. Struve. Ap. J., **112**, 192, 1950.
18. W. Hiltner. Ap. J., **93**, 505, 1941.
19. D. R. Barbier. P. A. S. P., **58**, 363, 1946.
20. D. L. Edwards. M. N., **103**, 224, 1943.
21. D. L. Edwards. M. N., **102**, 5, 1942.
22. D. Koelbloed a. Th. Walraven. Bull. Ast. Inst. Netherlands, **8**, № 314, 1938.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ A И F С АНОМАЛЬНЫМИ ИНТЕНСИВНОСТЯМИ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ

Л. С. Галкин

ЧАСТЬ IV

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ 60 ЛЬВА

Исследование 60 Leo подтверждает более ранний результат [1] о меньшем различии химического состава «металлических» звезд на левом краю последовательности этих звезд (в области A4—A6) от химического состава звезд главной последовательности, чем на другом конце, в области спектральных классов F0—F6.

AN INVESTIGATION OF A AND F TYPE STARS WITH AN ANOMALOUS INTENSITY OF METALLIC LINES, by *L. S. Galkin*. Part IV. Spectrophotometry of 60 Leo. — The investigation of 60 Leo confirms the former result [1] that the chemical composition of «metallic-line» stars on the left end of the sequence of these stars (in the region A4—A6) differs less from that of main sequence stars, than does the chemical composition of stars at the other end (in the spectral region F0—F6).

В работе [1] был рассмотрен вопрос о химическом составе «металлических» звезд в той области последовательности «металлических» звезд [2], где их светимость и спектры меньше всего отличаются от светимостей и спектров звезд главной последовательности. В работе [1] было проведено сравнение эквивалентных ширин линий различных элементов в спектре «металлической» звезды α Gem B и звезды сравнения β Tri, имеющих приблизительно одинаковый спектральный класс и класс светимости.

Представляло интерес тем же методом исследовать «металлическую» звезду 60 Leo, имеющую те же спектральные характеристики, что и α Gem B, а именно:

спектральный	класс	по линии K, CaII — A1
»	»	по линиям водорода — A5
»	»	по линиям металлов — A5

В качестве звезды сравнения была выбрана также β Tri.

Спектрограммы были получены на 1220-мм рефлекторе обсерватории с дисперсией 23.4 Å/мм у H_γ. Было использовано для 60 Leo пять спектров, для β Tri — семь.

Результаты исследования спектров этих звезд помещены в таблице, где приведен список использованных линий, даны эквивалентные ширины $\overline{W}_\lambda$ (в ангстремах) линий в спектрах обеих звезд и разность эквивалентных ширин, т. е. $\overline{W}_\lambda$ (β Tri) — $\overline{W}_\lambda$(60 Leo).

Рассмотрение таблицы показывает, что в среднем никаких систематических различий в величинах $\overline{W}_\lambda$ не имеется. Единственное заметное различие отмечается для CaII.

Исходя из сказанного, можно заключить, что исследование 60 Leo подтверждает более ранний результат [1] о меньшем различии химического состава «металлических» звезд от химического состава звезд главной последовательности в области A4—A6, чем в области спектральных классов F0—F6.

Таблица

№ п/п	λ	Идентификация	$\overline{W}_\lambda$, (Å) 60 Leo	$\overline{W}_\lambda$, (Å) β Tri	$\overline{W}_\lambda$ (β Tri)— —$\overline{W}_\lambda$ (60 Leo)
1	4585.9	Ca I (в основном)	0.37	0.29	—0.08
2	4572.0	Ti II	0.21	0.22	+0.01
3	4549.6	Ti II + Fe II (более слабая)	0.44	0.39	—0.05
4	4481.3	Mg II (в основном)	0.66	0.57	—0.09
5	4443.8	Ti II	0.37	0.37	0.00
6	4395.0	Ti II	0.35	0.32	—0.03
7	4374.5	Sc II + Y II	0.31	0.37	+0.06
8	4321.0	Ti II + Sc II	0.40	0.38	—0.02
	20.7				
9	4296.6	Fe II	0.32	0.32	0.00
10	4290.2	Ti II	0.34	0.40	+0.06
	87.9				
11	4269.3	Cr II + Fe I	0.31	0.34	+0.03
12	4246.8	Sc II	0.24	0.20	—0.04
13	4242.4	Cr II	0.25	0.26	+0.01
14	4233.2	Fe II	0.33	0.31	—0.02
15	4226.7	Ca I	0.35	0.48	+0.13
16	4215.5	Sr II + Cr II (слабее)	0.28	0.28	0.00
17	4077.7	Sr II + более слабые Cr, Si, Fe I	0.41	0.49	+0.08
18	4070.9	Fe II, Cr II, Ni II	0.22	0.22	0.00
	69.9				
19	4045.0	Fe I + Fe II	0.35	0.32	—0.03
20	4005.7	V II + более слабые Fe I, Fe II	0.31	0.27	—0.04
21	3933.7	Ca II	0.93	3.24	+1.87

Литература

1. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 136, 1955.
2. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **13**, 9, 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАННИХ ЗВЕЗД В СОЗВЕЗДИИ ЛЕБЕДЯ

А. Б. Нумерова

Исследовано пространственное распределение ранних звезд в созвездии Лебедя на площади $6° \times 6°$ с центром $\alpha = 20^h04^m$, $\delta = +36°$ на основе полученного автором каталога спектров и показателей цвета для 5000 звезд (в среднем до m_{pg}=12.5). Спектры получены при помощи объективной призмы, монтированной на двойном 400-мм астрографе. Звездные величины получены на камере Dogmar ($D = 167$ мм). Эффективные длины волн: λ_{pg} около 4300 Å и λ_{pr} около 6100—6300 Å. В данной работе из этого каталога использовано около 1800 ранних звезд до A0 включительно. Для 54 общих звезд высоких светимостей использованы данные каталога [1], а также цвета общих ранних звезд в каталогах [2—4] и других. Пересмотрены и заново определены расстояния для всех ранних звезд известной светимости и до звезд, светимость которых можно было оценить достаточно достоверно. Получены новые оценки расстояний до всех скоплений, входящих в исследуемую область, уточнено число вероятных членов скоплений. Обнаружены многочисленные группы звезд, окружающие скопления на том же расстоянии и состоящие из звезд различных спектральных подклассов и светимостей. Выделены новые пространственные группировки ранних звезд на разных расстояниях.

Выводы

1. Ранние звезды высокой светимости в созвездии Лебедя нельзя считать принадлежащими одной общей звездной ассоциации с каким-то средним модулем расстояния.

2. Те реальные пространственные группировки ранних звезд, которые там существуют, состоят не только из гигантов и сверхгигантов, а включают в себя также звезды класса B2V, звезды B5 и даже в некоторых случаях звезды B8. Замечено, что звезды B9—A0 образуют самостоятельные пространственные группировки на более близких расстояниях.

3. Диапазон модулей расстояния этих реальных пространственных группировок весьма широк (от $11^m.0$ до $13^m.0$), причем средняя ошибка в образовании $m_0 - M$ для каждой группировки не превышает $\pm 0^m.2$. Все ранние звезды по модулю расстояния и по положению на небе были разделены на ряд пространственных групп, перечисленных в табл. 4. Оказалось, что имеющиеся на исследуемой площадке скопления входят в различные пространственные группировки.

4. Пространственное распределение ранних звезд согласуется с тем, что в области созвездия Лебедя мы смотрим вдоль спирального рукава [5—9].

5. Звезды высоких светимостей сосредоточены в центре пространственных группировок и, как правило, это кратные звезды типа Трапеции (табл. 5). Обнаружено всего 12 трапеций, состоящих из звезд O и B, шесть из них были даны в [10]. Некоторые группы представляют собой более широкие системы.

6. Звезды высоких светимостей расположены там, где велико поглощение, где находятся облака темной материи. В самом прозрачном месте в созвездии Лебедя звезды высоких светимостей не обнаружены. Это наводит на мысль, что происхождение звезд высоких светимостей, главным образом O, WR и сверхгигантов класса B, действительно связано с диффузной темной материей, как это было высказано в ряде работ.

THE SPACE DISTRIBUTION OF EARLY TYPE STARS IN CYGNUS, by *A. B. Numerova.* — The space distribution of early type stars in Cygnus has been studied for a region $6° \times 6°$ with the center $\alpha = 20^h04^m$, $\delta = +36°$, on the basis of the catalogue of spectra and colour indices of 5000 stars (to $m_{pg} = 12^m.5$, on the average) compiled by the author. The spectra were obtained with an objective prism, mounted on the 400 mm astrograph. The Dogmar camera ($D = 167$ mm) was used for stellar magnitudes, the effective wavelengths being λ_{pg} about 4300 Å and λ_{pr} about 6100—6300 Å. About 1800 early type stars of this catalogue, to A0 inclusively, were used for the present investigation. For 54 stars of high luminosity the data of catalogue [1] was used. The colours of investigated early type stars which are given in catalogues [2—4] and oth. were also used. The distances for all early type stars of known luminosity and also for stars, whose luminosity could be determined with sufficient accuracy, have been reconsidered and derived anew. New estimates of distances to all the clusters in the investigated region have been made. The number of possible members of the clusters has been accounted for. Numerous groups of stars, composed of stars of different spectral subclasses and luminosities, surrounding the clusters and with the same distance, have been found. New spacial groups of early stars at different distances have been singled-out.

Conclusions

1. The early type stars of high luminosity in Cygnus cannot be counted as belonging to one common stellar association with some average distance modulus.

2. The real spacial groups of early stars which are found there, consist not only of giants and supergiants, but include B2 V, B5 and even in some cases B8 stars. It has been noticed that B9 — A0 stars form independent spacial groups at closer distances.

3. The diapason of distance moduluses of these real spacial groups of stars is very wide (from $11^m.0$ to $13^m.0$), the mean error of $m_0 - M$ for each group not exceeding $\pm 0^m.2$. All the early type stars, according to their distance modulus and their position in the sky, were divided into several spacial groups, listed in table 4. It was found that the clusters of the investigated area belong to different spacial groups.

4. The space distribution of early type stars agree with the fact that in the region of Cygnus we are looking along a spiral arm [5—9].

5. Stars of high luminosity are concentrated in the center of the spacial groups and as a rule these are multiple stars of the Trapezium type (table 5). Altogether 12 Trapeziums, composed of O and B stars, have been found, 6 of them are given in [10]. Some groups are wider systems.

6. Stars of high luminosity are located where is large absorption and there are dark nebulae. In the most transparent region of Cygnus no stars of high velocity were observed. This leads to the notion that the origin of high luminosity stars, mainly O, WR and supergiants of type B, is connected with dark diffuse matter, as it was suggested in the many papers.

Введение

Идея В. А. Амбарцумяна о существовании звездных ассоциаций [11—13] имела важное значение для исследования развития звезд в Галактике и привлекла многих исследователей к изучению этих интересных звездных образований [14, 15].

В исследуемой области площадью $6^\circ \times 6^\circ$ с центром $\alpha_{1950} = 20^h04^m$, $\delta_{1950} = +36^\circ$, согласно работам [16—18], должна находиться звездная ассоциация типа О. Исследование концентрации звезд высоких светимостей в этой части Галактики было сделано также в работах [4, 19 и 15]. Однако вопрос о реальном существовании здесь звездной ассоциации не мог быть окончательно решен, пока не было достаточно надежных сведений о спектральных классах и светимостях даже самых ярких звезд [1].

В настоящей работе исследовано пространственное распределение звезд ранних спектральных классов на основе каталога спектров и показателей цвета для 5000 звезд в среднем до $m_{pg} = 12^m.5$, который публикуется в этом же томе вместе с описанием обработки материала наблюдений. Инструмент и методика наблюдений те же, что и в работе [20]. Эффективные длины волн: λ_{pg} около 4300 Å, λ_{pr} около 6100—6300 Å. Средняя квадратичная ошибка одного каталожного значения (по трем наблюдениям): $\delta m_{pg} = \pm 0^m.05$, $\delta m_{pr} = \pm 0^m.04$. В данной работе из этого каталога использовано около 1800 ранних звезд до А0 включительно, из них шесть звезд WR, три звезды Of, 10 звезд О со спектром поглощения и около 120 звезд высоких светимостей от В0 до В5.

В табл. 1 и 2 перечислены все каталоги ранних звезд, которые содержат звезды исследуемой области, и показано, сколько имеется общих звезд, для которых известны спектральные классы, светимости, звездные величины и показатели цвета. Табл. 1 включает каталоги, в которых содержатся показатели цвета звезд в системе C_1, а табл. 2 — каталоги, в которых содержатся фотокрасные показатели цвета.

Так как каталоги частично перекрывают друг друга, то всего было использовано 82 звезды, имеющих цвета в системе C_1.

Для девяти звезд О цвета в системе $B—V$ даны в работе [23].

§ 1. Видимое распределение звезд ранних спектральных классов

Для получения более наглядного представления о распределении, все ранние звезды, входящие в область от $\alpha = 19^h52^m$ до $\alpha = 20^h16^m$ и по δ от $+33^\circ$ до $+39^\circ$, изображены на двух картах (фиг. 1 и 2). На фиг. 1 изображены только звезды от О до В2 с выделением звезд высоких светимостей. На фиг. 2 изображены все ранние звезды до А0 включительно. Границы темных областей и контуры темных туманностей очерчены пунктирной линией в соответствии с атласом Росса и Кальверт (фиг. 3). На фиг. 1 ясно видно, что по мере удаления от галактического экватора видимая плотность звезд О—В2 сильно уменьшается. Особенно наглядно галактическая концентрация проявляется в распределении звезд высоких светимостей. Ярко выраженной особенностью распределения звезд О—В2 является то, что подавляющая часть этих звезд находится в левой верхней половине области от $\alpha = 20^h04^m$ до $\alpha = 20^h16^m$ и по δ от $+35$ до $+39^\circ$, выше галактического экватора.

Таблица 1

№ п/п	Название каталога и фамилия автора	№ по списку литературы	Число звезд		Число звезд, имеющих цвета в системе C_1			Примечания
			в каталоге	в исследуемой области	дано в каталоге	измерено авторами	из них только в каталоге	
1	Каталог 1332 B-звезд. Стеббинс, Хаффер и Уитфорд	21	1332	38	38	38	11	
2	Каталог слабых B-звезд. Поппер	22	253	19	18	12	9	
3	Каталог звезд высоких светимостей вокруг звезды P Cyg на площади 14 кв. градусов. Роман	4	73	49	44	44	10	
4	Звезды высоких светимостей вокруг P Cyg на площади 89 кв. градусов. Нассау и Гаррис	19	113	41	5	5	5	Спектральные подклассы не даны
5	Каталог светимостей голубых звезд-гигантов. Морган, Код и Уитфорд	1	1270	54	45	20	5	

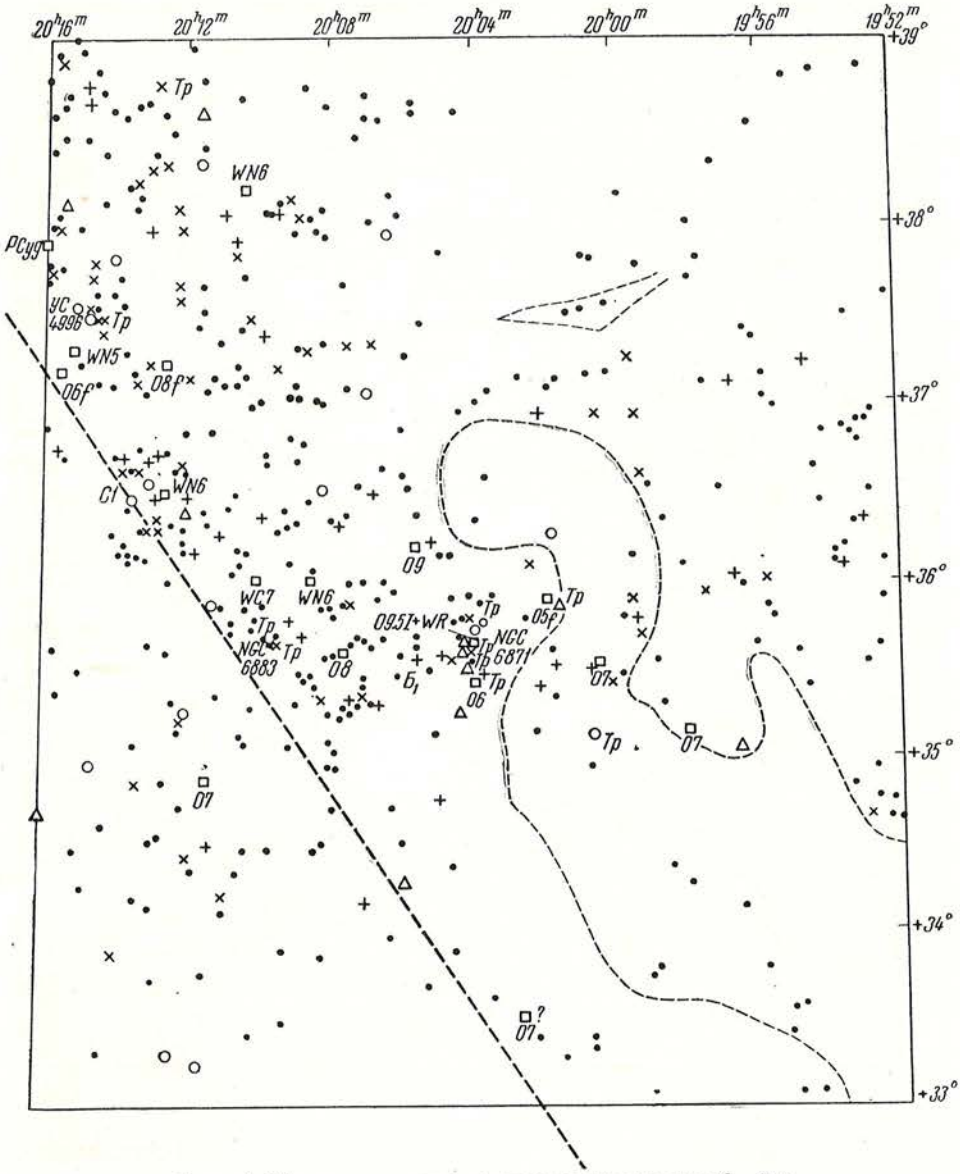
Таблица 2

№ п/п	Фамилия автора	№ по списку литературы	Координаты центра $\alpha_{1950}\ \delta_{1950}$	Площадь, кв. градусы	Общая с нами часть	Число ранних звезд	OB	B0	B2	B5	B8—A0
1	Нассау и Мак-Рей	2	$20^h00^m+38°$	10.9	9.0	337	—	3	47	85	202
2	Аннир	3	20 04 +35.4	12.5	12.5	484	21	2	63	86	308

Каталог автора

Координаты α_{1950}, δ_{1950}	Площадь, кв. градусы	Число ранних звезд	O—B2	B3	B5	B8	B9—A0
$20^h04^m+36°$	36	1819	495	34	389	300	601

Уплотнение звезд совпадает с группой галактических скоплений: NGC 6871, NGC 6883, IC 4996 и C1 (скопление, обнаруженное нами). Из сравнения видимого распределения ранних звезд до A0 включительно на фиг. 2 с распре-

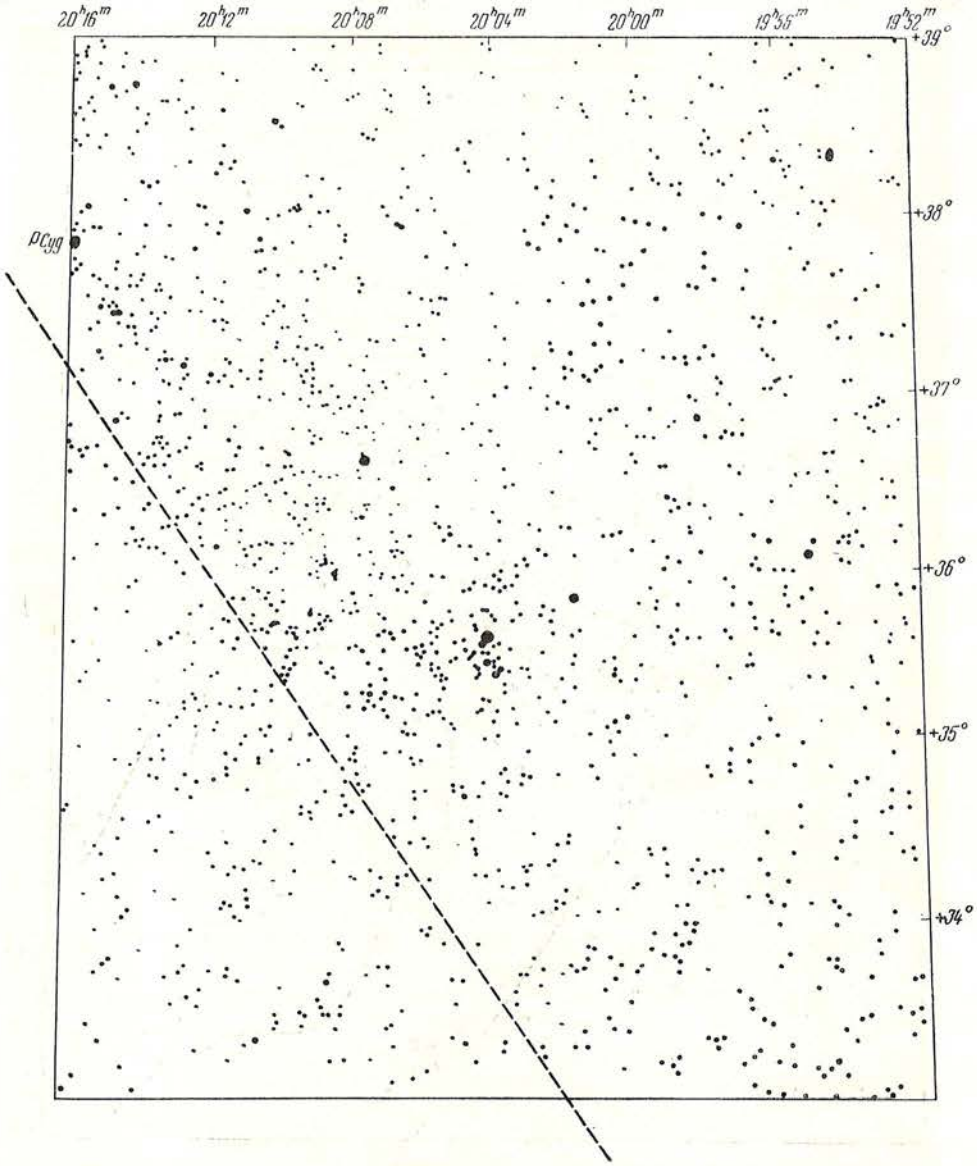


Фиг. 1. Карта видимого распределения звезд O—B2.

Квадратики — звезды O и WR; треугольники — звезды B Ib; светлые кружки — звезды B II; крестики — звезды B0—B2 III, B0 IV; косые крестики — звезды B0—B1 V, B1—B2 IV; темные кружки — звезды B2 V; *Тр.* — кратные системы типа Трапеции; прерывистой чертой отмечен галактический экватор

делением звезд O—B2 на фиг. 1 можно заключить, что в исследуемой области уплотнение и группирование звезд высоких светимостей сопровождается соответствующим уплотнением и группированием других B-звезд, причем общее количество звезд B более поздних спектраль-

ных подклассов и низких светимостей очень велико (около 1300) и преобладает над количеством звезд O—B2, что согласуется с выводами работы [24].

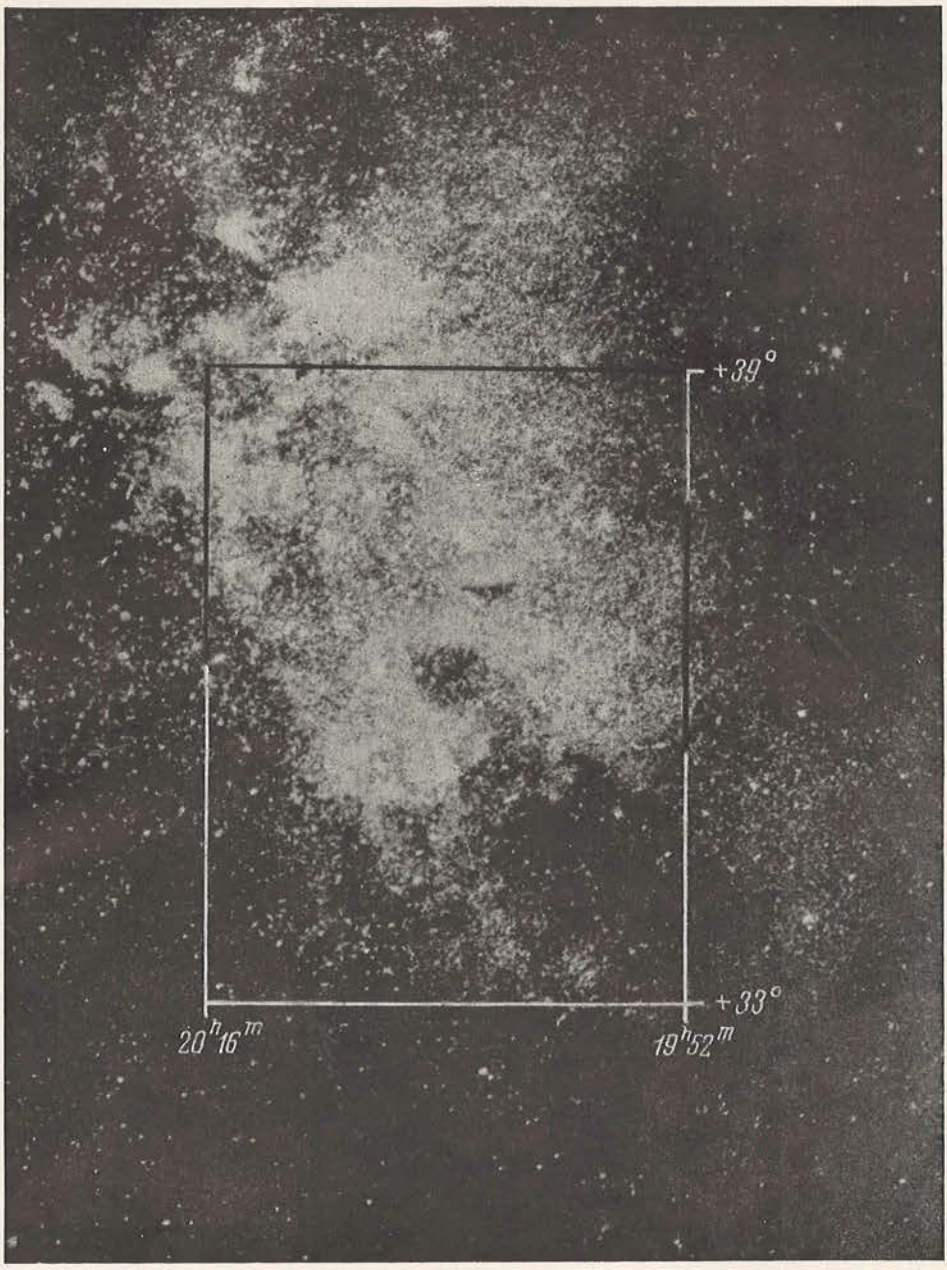


Фиг. 2. Карта видимого распределения ранних звезд до A0 включительно.

§ 2. Распределение ранних звезд по m_0 (звездной величине, исправленной за поглощение)

Для изучения пространственного распределения ранних звезд надо знать модули расстояний (m_0—M). Однако точные абсолютные величины известны только для наиболее ярких звезд.

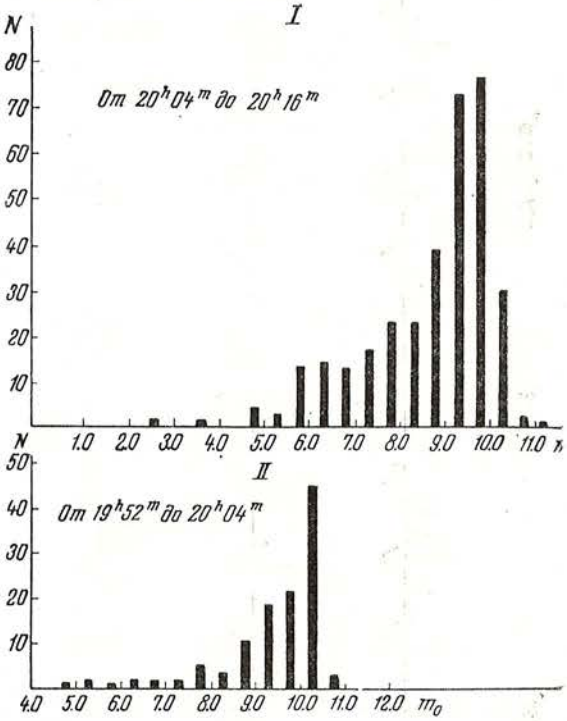
В дальнейшем в § 3 и 4 путем сравнения и привязки к звездам с известной абсолютной величиной будут оценены светимости некоторых звезд и



Фиг. 3. Границы исследуемой области (репродукция с атласа Росса и Кальверт).

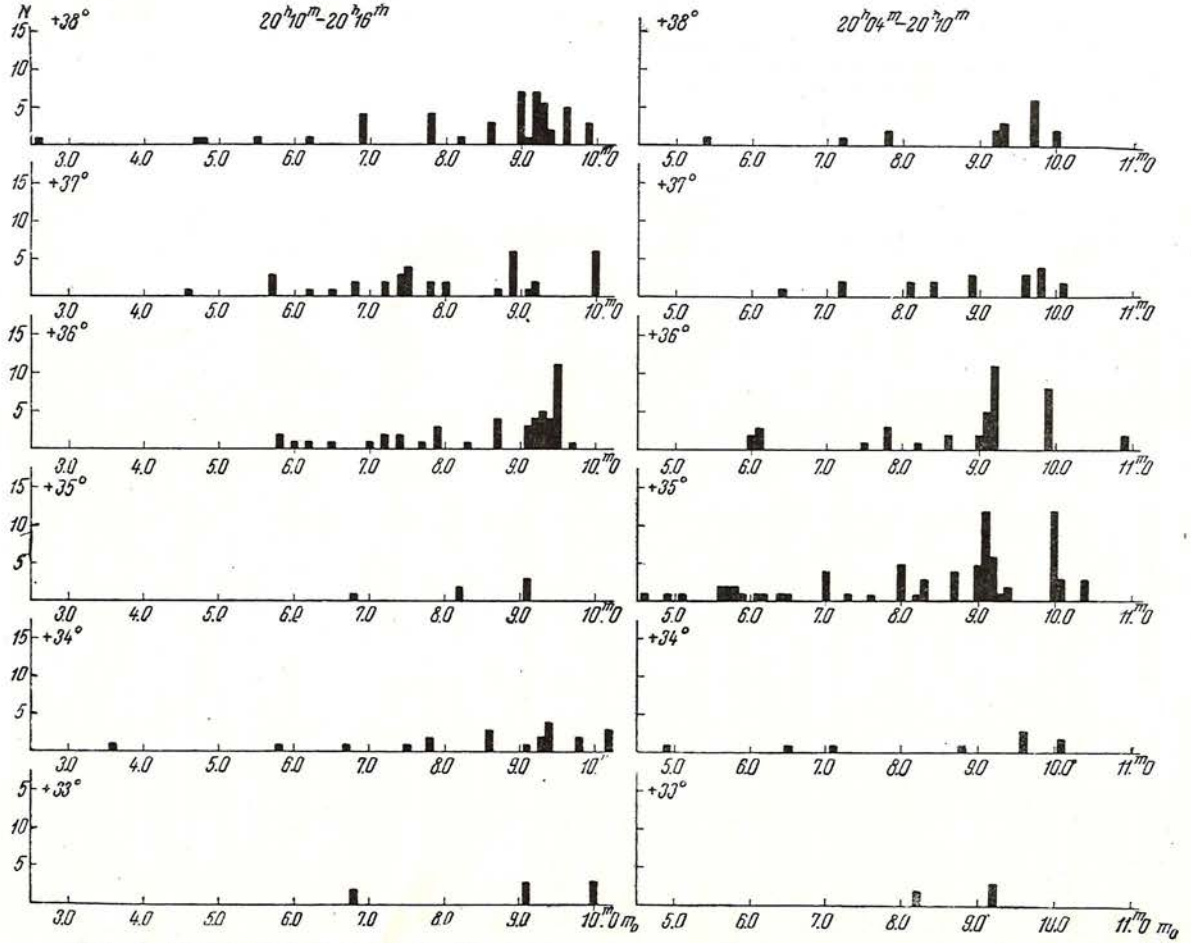
выделены основные пространственные группировки. Но и без этого, основываясь только на распределении величин m_0 в разных участках исследуемой области, можно показать, что ранние звезды имеют тенденцию к образованию различных пространственных группировок. Прежде всего видимые звездные величины были исправлены за поглощение. При вычислении избытков цвета были приняты нормальные цвета, определенные по непокрасневшим звездам в наиболее прозрачной части исследуемой области (подробнее см. работу автора в следующем томе). Определенная там же величина γ для отношения поглощения в фотографической области к избытку цвета была принята равной 3 ± 0.3*.

Для 54 звезд исследуемой области, содержащихся в каталоге [1], была принята классификация в системе МК, а также учитывалась классификация, основанная на щелевых спектрограммах других авторов [21, 22, 4]. Для остальных звезд была принята классификация автора, невзирая на расхождение в классификации общих звезд с [2, 3]. В сомнительных случаях звезды, входящие в каталог ОВ-звезд [19, 25] или в каталоги звезд с эмиссионными линиями [26—29], были приняты за звезды спектральных классов О—В2. Для тех ранних звезд, для которых имелись звездные величины и показатели цвета в каталогах других авторов, были также вычислены величины m_0 по их данным, при этом для системы C_1 были приняты нормальные цвета в соответствии с новыми данными Моргана, Гарриса и Джонсона [30] и величина $\gamma_{C_1} = 6.1 \pm 0.4$, а для фотокрасной системы были приняты нормальные цвета, данные в работе [2], и $\gamma = 2.6$.



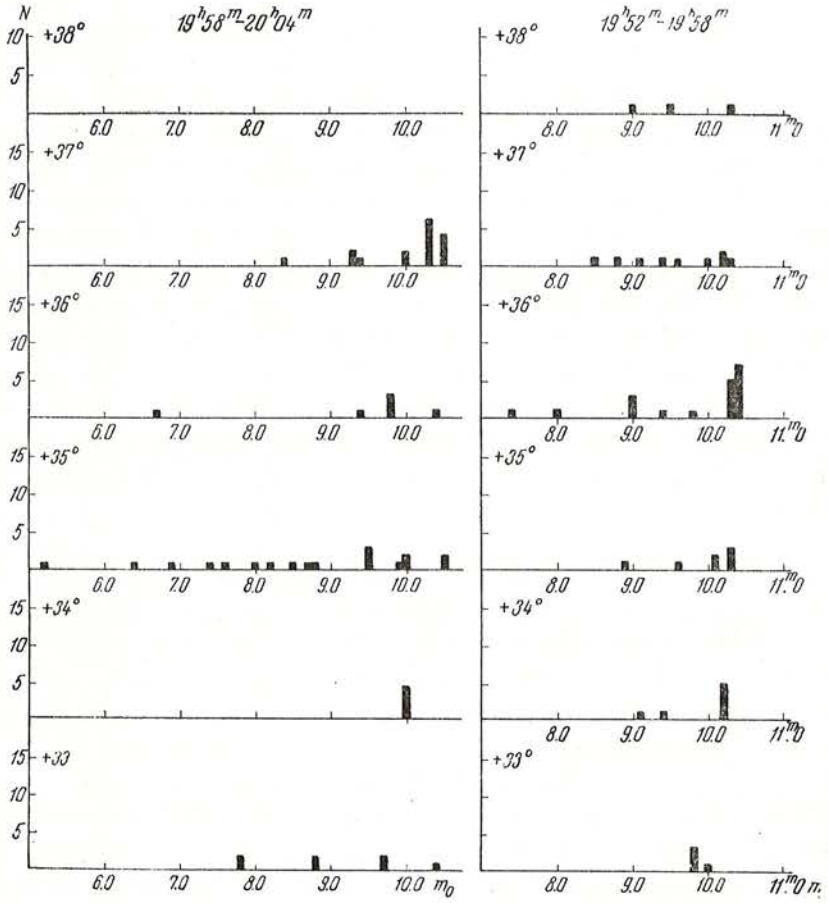
Фиг. 4. Распределение звезд О—В2 по величине m_0 в областях I (от 20^h04^m до 20^h16^m) и II (от 19^h52^m до 20^h04^m).

* После того как работа была сдана в печать, появился каталог Хильтнера (Ap. J. Supplement № 24). Путем привязки к 44 звездам в системе $B-V$ и используя все старые данные, нами были заново перевычислены нормальные цвета и величины γ. По новым данным нормальные цвета близки к фотокрасным (см. [2]), и величина $\gamma = 2^m.8$. Однако это не внесло существенных изменений в величины поглощения. Все величины в § 4 даны по исправленным данным (там, где исправления были существенны).



Фиг. 5. Распределение звезд O—B2 по величине m_0 на 24 участках исследуемой области.

Для тех звезд, для которых имелось два или несколько определений величины m_0, было вычислено среднее, причем визуальные m_0 были приведены к фотографическим. В некоторых случаях из трех и более определений были отброшены значения m_0, сильно отличавшиеся от всех остальных. Для 14 ярких звезд были использованы данные других авторов.



Фиг. 5. (Продолжение).

Следует отметить небольшие систематические различия в величинах m_0, полученных по нашим данным и данным Нассау, Мак-Рея и Аннира. Эти различия наблюдаются для слабых звезд (от $11^m.0$ до $11^m.5$) и вызваны небольшим систематическим различием в системах. В среднем величины m_0, полученные по данным упомянутых авторов, занижены по сравнению с нашими величинами на $0^m.3$. Самая большая систематическая разница в величине m_0 замечена в интервале от $\alpha = 20^h08^m$ до $\alpha = 20^h12^m$ и $\delta = +36°$, который расположен на краю области, исследованной в [3]. В других местах области систематические различия нигде не превышают среднего значения $0^m.3$.

Средняя ошибка в определении величины m_0, по нашим данным, равна $\pm 0^m.2$, что позволило усреднять величины m_0, полученные по нашим и другим данным, если они отличались не больше чем на $\pm 0^m.5$. В случае большего различия использовались, за несколькими исключениями, данные автора без усреднения. Таким образом, были получены для всех ранних звезд исследуемой области величины m_0.

На основании этих данных были построены графики распределения величин m_0 для звезд O—B2 в двух частях исследуемой области: I от $\alpha = 20^h04^m$ до $\alpha = 20^h16^m$ и II от $\alpha = 19^h52^m$ до $\alpha = 20^h04^m$. Из фиг. 4 следует, что большая часть звезд (около 140) в области I имеет m_0 от $9^m.0$ до $10^m.0$, а в области II большинство звезд (около 50) группируется около $m_0 = 10^m.2$. Чтобы судить о наличии тенденции к пространственному группированию ранних звезд, был рассмотрен отдельно каждый участок площадью $1° \times 1°.5$ и для всех 24 участков были построены графики распределения величины m_0 для звезд O—B2 (фиг. 5). Максимумы распределения соответствуют разным значениям величины m_0, различие между максимумами соседних участков достигает $\pm 0^m.6$ и даже бóльших величин. Можно показать, что эти отклонения не могут быть полностью объяснены влиянием поглощения и свидетельствуют о наличии тенденции к пространственному группированию. Распределение звезд B5 по величине m_0 дает аналогичную картину.

§ 3. Распределение ранних звезд по модулю расстояния

Для определения модулей расстояния нужно знание абсолютных величин. Абсолютные величины звезд B были взяты по данным Кинана и Моргана для системы МК [31] из книги Хайнека [32], абсолютные величины звезд O из работы И. М. Копылова [33], который использовал принадлежность ранних звезд к ассоциациям с известными расстояниями, определенными по звездам поздних классов.

Шкала перехода от класса светимости к абсолютным величинам для звезд O приведена в табл. 3. Для перехода от визуальных абсолютных величин к фотографическим были использованы нормальные цвета в международной системе.

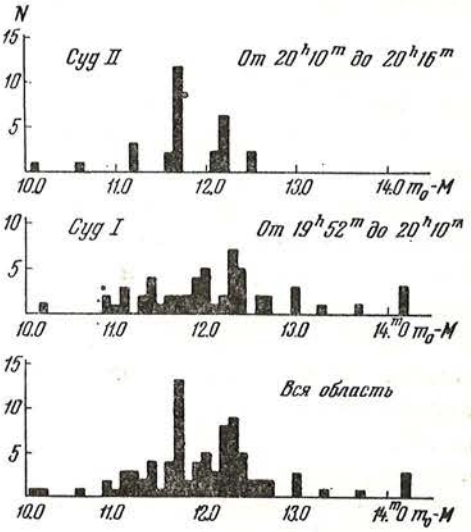
В исследуемой области точные классы светимости известны только для 54 звезд [1]. Расстояния до этих звезд были определены на основании данных, полученных разными авторами. Оказалось, что их нельзя отнести к одной пространственной группировке (фиг. 6). Бóльшая часть этих звезд входит в известные галактические скопления. Пользуясь этим, мы заново определили расстояния до последних. Расстояния будут приведены в § 8.

Путем привязки к этим скоплениям и к звездам известной светимости можно было оценить светимость еще некоторого количества звезд. Для этого было принято, что если: 1) звезды близки на небе к звездам известной светимости, 2) имеют одинаковую с ними величину поглощения в фотографической области и 3) имеют одинаковые с ними

Таблица 3

Спектральный класс	V	III	Ib	Ia
O5	—6.3			—7.1
O6	—6.1			—7.1
O7	—5.8			—7.1
O8	—5.4			—7.1
O9	—4.9	—6.5	—6.0	
O9.5	—4.4	—5.9	—6.0	—7.1

величины m_0 для каждого данного или близкого к нему спектрального подкласса, то тогда они должны обладать такими же абсолютными величинами, что и звезды известной светимости, и, следовательно, должны находиться на одном с ними расстоянии. Соседние звезды того же спектрального подкласса и с таким же поглощением, что и для звезд известной светимости, но с другой величиной m_0 считались принадлежащими к той же пространственной группировке, если, приписав им какой-либо класс светимости, можно было получить для них тот же модуль расстояния. Следует заметить, что такой метод оценки светимости применим только для областей, где межзвездное поглощение распределено достаточно равномерно, т. е. где существует один закон изменения поглощения с расстоянием.



Фиг. 6. Распределение звезд высоких светимостей по $m_0 - M$.

Для обнаружения пространственных группировок ранних звезд рассматривались близкие к указанным выше звездам звезды B0, B2, B5 и B8 с уверенной (особенно важно, чтобы звездам не приписывался более ранний класс) классификацией и с поглощением не большим, чем у опорных звезд. Эти звезды причислялись к общей с опорными звездами пространственной группировке, если, отнеся их к звездам главной последовательности, мы получали тот же модуль расстояния, что и для опорных звезд. Основания для такого причисления были следующими. Эти звезды вряд ли являются гигантами, так как в этом случае они должны были бы находиться существенно дальше опорных звезд, что противоречит меньшей величине поглощения. С другой стороны, они не могут находиться существенно ближе, так как в этом случае (если их класс не завышен) они должны были бы иметь мень-

шую светимость, чем звезды главной последовательности, что мало вероятно для горячих звезд.

В каждой пространственной группировке звезды одинаковой светимости для данного спектрального подкласса имеют приблизительно одинаковые величины m_0. К той же пространственной группировке можно отнести звезды такого же спектрального подкласса (с приблизительно таким же поглощением), но с меньшими величинами m_0, приписав им бóльшую светимость. Если же звезды данного спектрального подкласса обладают меньшим поглощением и меньшими величинами m_0, то это, безусловно, более близкие звезды. Напротив, если звезды обладают большими величинами m_0, то это более далекие звезды, независимо от величины поглощения, если только оно не слишком мало.

Различная величина поглощения для звезд данной группировки может быть результатом флуктуаций в распределении поглощения. Однако если поглощение отличалось от поглощения для опорной звезды или связанных с ней звезд больше чем на одну звездную величину, то такие звезды не включались в группировку.

В I части исследуемой области от 20^h04^m до 20^h16^m, где звезд высоких светимостей больше всего, поглощение распределено очень неравномерно, почти в каждом квадратном градусе есть светлые и темные места, поэтому мы рассматривали и объединяли только небольшие близкие группы звезд. Некоторые группировки были намечены без использования звезд с известной светимостью. Для этого на каждом участке площадью около $1° \times 1°.5$ с более или менее однородным распределением поглощения были объединены соседние звезды с одинаковым поглощением и одинаковой средней величиной m_0 (с уклонениями не более $\pm 0^m.2$) для каждого спектрального подкласса. Расстояния до этих группировок определялись в предположении, что звезды принадлежат к главной последовательности. Не исключено, что в некоторых из таких группировок звезды имеют в действительности несколько более высокую светимость, чем было принято, тогда расстояния до этих группировок нужно увеличить. Однако сама группировка должна сохраниться.

Следует отметить, что хотя средняя квадратичная ошибка в определении модуля расстояния для отдельной звезды $\delta(m_0 - M)$, у которой спектральный класс и абсолютная величина хорошо известны или могут быть оценены с достаточной точностью, составляет $\pm 0^m.66$, а для большинства более слабых звезд равна $\pm 0^m.80$, однако средняя ошибка в определенных нами расстояниях до скоплений и пространственных группировок получилась равной $\pm 0^m.2$. Эта ошибка была вычислена следующим образом: для каждой пространственной группировки был получен средний модуль расстояния, затем взята сумма уклонений от этого среднего модуля и разделена на число звезд, т. е.

$$\Delta(m_0 - M) = \sum_i \frac{[m_0 - M]_{\text{ср}} - [m_0 - M]_i}{N}.$$

Средняя квадратичная ошибка в определении модуля расстояния для отдельной звезды была получена по обычной формуле

$$\delta^2 (m_0 - M) = \delta^2 m + \delta^2 M + \delta^2 A,$$

где

1) $\delta^2 m = 0.0025$, так так ошибка в фотографической звездной величине $\delta m_{pg} = \pm 0.05$,

2) $\delta^2 M = \delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2$, где δ_1 — ошибка, возникающая вследствие неточного определения спектрального класса, δ_2 — реальная дисперсия абсолютных величин в данном спектральном классе, δ_3 — ошибка вследствие неточного знания средней абсолютной величины для данного спектрального класса (и подкласса светимости). Для системы МК $\delta_1 = 0^m.2$, $\delta_2 = 0^m.4$ и $\delta_3 = 0^m.4$, тогда $\delta^2 M = 0.36$ и $\delta M = 0^m.6$. Для многих более слабых звезд нашего каталога $\delta_1 = 0.5$, тогда $\delta^2 M = 0.57$ и $\delta M = 0^m.76$.

3) Ошибка в величине поглощения $A = \gamma (C - C_0)$ была получена по формуле $\delta^2 A = \gamma^2 (\delta^2 C + \delta^2 C_0) + \delta^2 \gamma (C - C_0)^2$. Так как для нашего каталога ошибка в цвете $\delta C = 0^m.06$, $\delta C_0 = 0^m.02$, $\delta \gamma = \pm 0.3$ и среднее значение $C - C_0 = CE = 0^m.6$, то $\delta^2 A = 0.0684$ и $\delta A = 0^m.26$.

Итак для нашего каталога, в случае если спектральный класс и абсолютные величины известны или могут быть оценены с достаточной точностью, $\delta^2 (m_0 - M) = 0.0025 + 0.36 + 0.0684 = 0.4309$ и $\delta (m_0 - M) = \pm 0^m.66$, а для большинства более слабых звезд $\delta^2 (m_0 - M) = 0.6409$ и $\delta (m_0 - M) = \pm 0^m.80$.

Средняя квадратичная ошибка в определении модуля расстояния для группировки, состоящей из N звезд, равна $\frac{\delta (m_0 - M)}{\sqrt{N}}$ и, следовательно, для группировки из шести звезд находится в пределах от $0^m.2$ до $0^m.3$. Поэтому ошибка, с которой мы определили модули расстояния до скоплений и пространственных группировок, не должна превышать $\pm 0^m.3$. Подробное описание всех скоплений и пространственных группировок ранних звезд невозможно сделать в одной статье, поэтому в качестве примеров в следующем параграфе мы дадим таблицы только для наиболее интересных из них.

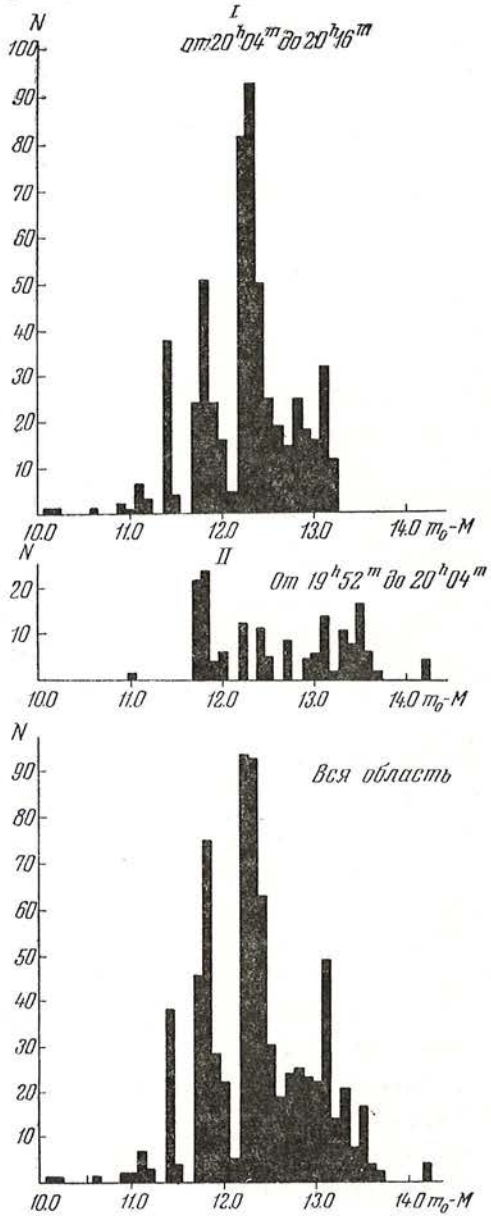
Всего было намечено около 70 отдельных группировок*. Если построить график распределения таких группировок по модулю расстояния (фиг. 7), то максимумы попадают на следующие интервалы звездных величин: 1) около $11^m.4$, 2) около $11^m.8$, 3) около $12^m.2$—$12^m.3$ и 4) около $13^m.1$.

Средняя ошибка в определении модуля расстояния для каждой такой группировки не превышает $\pm 0^m.2$. На фиг. 7 расстояние между

---

* Следует отметить, что разделение на пространственные группировки сделано нами предварительно и в дальнейшем должно быть уточнено и улучшено. Возможно, что некоторые группировки указаны ошибочно из-за отсутствия в настоящее время надежных данных для более слабых звезд.

двумя соседними максимумами везде больше, чем средняя ошибка (по крайней мере в два раза). Следовательно, существуют реальные пространственные группировки ранних звезд на разных расстояниях.

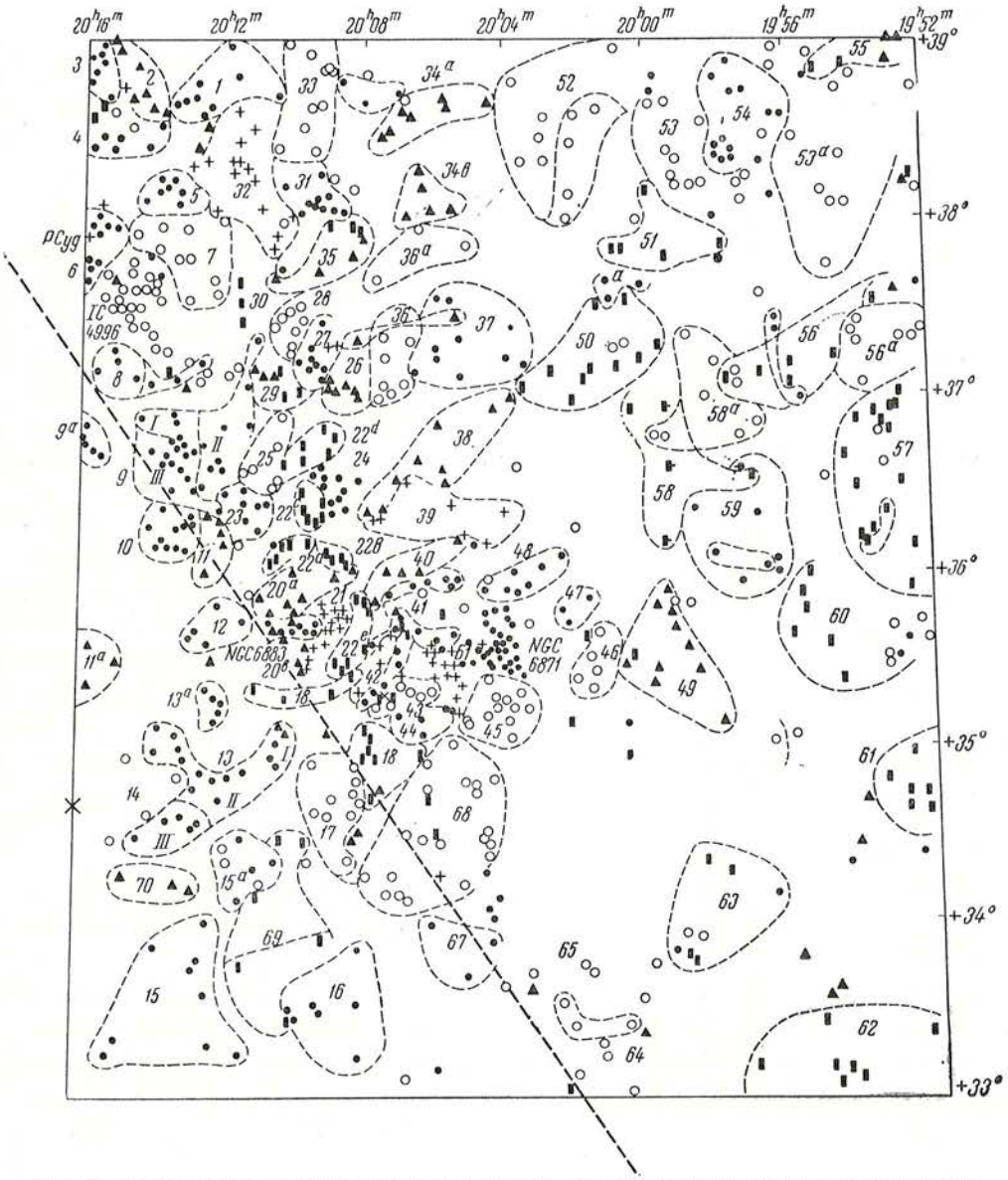


Фиг. 7. Распределение группировок ранних звезд (данных в таблицах) по $m_0 - M$.

В соответствии с этим были выбраны интервалы звездных величин для изображения пространственных группировок ранних звезд на карте. На фиг. 8 все скопления и пространственные группировки ранних звезд в исследуемой области показаны более наглядно. Все звезды по модулю расстояния были разделены на пять интервалов:

1. Модуль расстояния от $11^m.0$ до $11^m.5$, или от 1600 до 2000 пс.
2. Модуль расстояния от $11^m.7$ до $12^m.0$, или от 2200 до 2500 пс.
3. Модуль расстояния от $12^m.1$ до $12^m.5$, или от 2600 до 3200 пс.
4. Модуль расстояния от $12^m.6$ до $13^m.0$, или от 3300 до 3900 пс.
5. Модуль расстояния больше $13^m.0$, или больше 4000 пс.

Звезды, принадлежащие к различным интервалам, изображены на карте разными значками. Рассматривая карту, можно видеть, что звезды, отмеченные одинаковыми значками, показывают заметную тенденцию к скучиванию. Это может быть объяснено, повидимому, только тем, что здесь существуют реальные пространственные группировки. Каждое из подобных сгущений очерчено на карте пунктирной линией и около него поставлен порядковый номер. Многие из таких сгущений, включая и скопления, можно объединить по модулю расстояния и местоположению в более широкие звездные образования. Например, скопление NGC 6871 и окружающие его группы звезд № 41, 47 и 48 можно отнести к агрегату Лебедь I по [15], скопление IC 4996 и группы № 7 и 28 можно объединить в одну широкую группу и т. д.



Фиг. 8. Карта пространственных группировок ранних звезд (отмечены пунктиром). Для групп с $m_0 - M < 11^m.5$ изображены только звезды O—B2; для группы с $m_0 - M \geqslant 11^m.7$ изображены все ранние звезды до A0 включительно.

Косой крестик — $m_0 - M < 11^m.0$; прямой крестик — от $11^m.0$ до $11^m.5$; светлый кружок — от $11^m.7$ до $12^m.0$; темный кружок — от $12^m.1$ до $12^m.5$; треугольник — от $12^m.6$ до $13^m.0$; прямоугольник — $> 13^m.0$; прямоугольник с черточкой — $> 14^m.0$.

Из рассмотрения фиг. 8 совершенно ясно, что по модулю расстояния ранние звезды (в том числе и звезды высоких светимостей) нельзя считать принадлежащими к одной общей пространственной группировке, т. е. одной звездной ассоциации. В действительности существует несколько пространственных групп.

§ 4. Примеры скоплений и пространственных группировок ранних звезд

Чтобы показать более наглядно, каким образом нами были намечены и образованы вероятные пространственные группировки ранних звезд и отобраны вероятные члены известных галактических скоплений, даны таблицы, в которых для каждой из звезд, входящих в группировки, указаны: номер по каталогу HD или BD, а если его нет, то номер по каталогу автора, спектральный класс по данным автора или в системе МК (для 54 общих звезд), а также спектральный класс для общих звезд по данным Нассау, Мак-Рея или Аннира, класс светимости (для звезд с известной или оцененной светимостью), полное фотографическое поглощение A_{pg}, звездная величина, исправленная за поглощение m_0 со средней ошибкой, полученной по нескольким независимым определениям величины m_0, абсолютная фотографическая величина M_{pg}, средний модуль расстояния и число определений. Кроме того, для каждой пространственной группировки даны координаты центра или область расположения (если форма группировки очень неправильна), средний модуль расстояния с указанием средней ошибки, а также средняя квадратичная ошибка в определении модуля расстояния, равная $\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}}$ (где N — число звезд), принимая, что для отдельной звезды $\delta(m_0 - M)$ находится в пределах от $0\overset{m}{.}7$ до $0\overset{m}{.}8$.

Координаты отдельных звезд и звездные фотографические величины в таблицах не указаны, так как они даны в каталоге автора (в этом же томе)*.

Замечено, что в скоплениях и группировках звезды более поздних спектральных подклассов отягощены меньшим поглощением. Это объясняется тем, что предельная звездная фотографическая величина нашего каталога около $12\overset{m}{.}5$ и звезды более поздних подклассов, отягощенные большим поглощением, уже не входят в каталог.

---

* После того, как работа была сдана в печать, появился каталог Хильтнера (Ap. J. Supplement № 24), в котором содержатся спектральные классы в системе МК, визуальные величины и показатели цвета в системе $B-V$ для 44 общих с нами звезд. Эти данные были использованы нами при вычислении поглощения A_{pg}, величин m_0 и модулей расстояния для отдельных звезд, скоплений и пространственных группировок, что внесло некоторые небольшие изменения в § 4 и 6. Однако все графики и карты оставлены нами без изменения.

Скопления и пространственные группировки звезд ранних спектральных классов с $m_0 - M$ от $11^m.0$ до $11^m.5$

Группа № 39

Расположена в узком поясе между $+36°15'$ и $+36°30'$ от 20^h04^m до 20^h08^m

№ п/п	HD, BD	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Нассау и Мак-Рея						
1	227607	B2	B2	2.4	7.9	±0.1	—3.1	11.0	3
2	191139	B0.5 III MK	B2	1.9	6.1	±0.1	—4.9	11.0	3
3	191456	B0.5 III MK	B2	1.4	5.8	±0.2	—4.9	10.7	3
4	191611	B0.5 III MK	OB	2.4	6.4	±0.2	—4.9	11.3	4

$m_0 - M = 11^m.0 \pm 0^m.2$; $A_{pg} = 2^m.2 \pm 0^m.2$ (для трех звезд); $A_{pg} = 1^m.4 \pm 0^m.0$ (для одной звезды); $\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \frac{0^m.66}{\sqrt{4}} = \pm 0^m.3$.

Скопление Б1

Центр скопления: $\alpha = 20^h05^m.5$, $\delta = +35°28'$

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	227696	B0.5 IV (MK)	B2	1.6	6.8	±0.2	—4.5	11.3	4
2	191201	B0 III (MK)	OB	1.5	5.6	±0.2	—5.0	11.3	4
3	+35°3976	B2	—	1.8	8.3		—3.1	11.4	1
4	2488	B5	B5	1.5	9.7	±0.3	—1.7	11.4	2
5	2794	B5	F0	1.4	10.2		—1.7	11.9	1
6	2699	B5	B5	1.8	9.8		—1.7	11.5	2
7	2857	B8	—	1.5	10.5		—0.8	11.3	1
8	227767	B2	B2	0.5	8.0	±0.2	—3.1	11.1	3
9	227766	B5	B5	0.7	10.0	±0.1	—1.7	11.7	2
10	227777	B5	B5	0.8	9.8	±0.2	—1.7	11.5	2
11	227760	B5	B5	0.9	9.3	±0.2	—1.7	11.0	2
12	227759	B8	A0	0.9	10.6	±0.4	—0.8	11.4	2
13	2780	B8	—	1.2	10.7		—0.8	11.5	1

$m_0 - M = 11^m.4 \pm 0^m.2$; $A_{pg} = 1^m.6 \pm 0^m.1$ (для семи звезд);

$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \frac{0.80}{\sqrt{13}} = \pm 0^m.2$. $A_{pg} = 0^m.8 \pm 0^m.1$ (для шести звезд).

Примечание. Звезда HD 191201 является спектроскопически двойной, поэтому, согласно работе [4], модуль расстояния включает поправку $0^m.7$; часть звезд находится в области с меньшим поглощением.

Группа № 42

Центр группы: $\alpha = 20^h07^m.6$, $\delta = +35°30'$

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	191612	O8 MK	OB	2.3	5.7	±0.2	—5.9	11.6	4
2	227951	B2	B2	2.3	8.2	±0.2	—3.1	11.3	2
3	228041	B0.5 : e MK	OB	2.2	7.0	±0.2	—4.1	11.1	4
4	+35°3986	B2	B2	2.3	8.4		—3.1	11.5	1
5	3167	B8	B9:	1.7	10.2		—0.8	11.0	2

$$m_0 - M = 11^m.4 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 2^m.3 \text{ (для четырех звезд)};$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = + \frac{0.66}{\sqrt{4}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Рядом с группой № 42 находится звезда HD 191566 B0.5 IV с $A_{pg} = 1^m.8$; $m_0 = 5^m.6 \pm 0^m.3$ и $m_0 - M = 10^m.1$.

Группа № 21

Центр группы: $\alpha = 20^h09^m$, $\delta = +36°45'$

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	191917	B1 III MK	B2	1.1	6.5	±0.2	—4.8	11.3	4
2	3413	B5	—	1.5	10.0		—1.7	11.7	1
3	3552	B5	—	1.8	9.8		—1.7	11.5	1
4	228064	B5	B5	1.7	9.7		—1.7	11.4	1
5	3440	B5	—	2.3	10.0		—1.7	11.7	1
6	228104	B1 : IV MK	OB	1.9	7.0	±0.1	—4.3	11.3	4
7	228103	B5 pe	B5	0.9	9.8	±0.2	—1.7	11.5	2
8	228105	B5	B5	0.8	10.0	±0.1	—1.7	11.7	2
9	228118	B5	B5	1.0	9.9	±0.2	—1.7	11.6	2
10	3551	B8	B8	0.8	10.7	±0.1	—0.8	11.5	2
11	228143	B5	B8	1.5	9.6	±0.4	—1.7	11.3	2
12	228191	B5	B8	0.6	9.3	±0.1	—1.7	11.0	2
13	228201	B5	B5	1.2	9.4	±0.3	—1.7	11.1	2

$m_0 - M = 11^m.4 \pm 0^m.2$ (для 13 звезд); $A_{pg} = 1^m.2 \pm 0^m.3$ (для восьми звезд);

$A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.2$ (для пяти звезд); $\dfrac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \dfrac{0.80}{\sqrt{13}} = \pm 0^m.2$.

Примечание. Эта группа звезд находится вблизи скопления NGC 6883, но на более близком расстоянии.

Звезды высоких светимостей вблизи звезды P Cyg (B1 p)

№ п/п	HD	Спектральный класс, MK	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	193032	B0 III	2.3	6.2	±0.1	—5.0	11.2	3
2	193183	B1.5 I b	2.4	4.8	±0.1	—6.3	11.1	3
3	193237	B1 p	2.5	2.6		—8.6	11.2	3

Примечание. Абсолютная величина звезды P Cyg была оценена нами по аналогии со звездами HD 193183 и 193032 (близрасположенные звезды с одинаковой величиной поглощения). В работе Роман [4] дается примерно такая же оценка абсолютной величины ($M_v = -8^m.3$).

Скопление IC 4996

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	4580	B2	3.0	8.6		—3.1	11.7	1
2	193007	B0.5 II MK	2.5	5.6	±0.2	—5.7	11.3	2
3	+37°3859	B1 IV MK	2.5	7.2	±0.3	—4.3	11.5	2
4	+37°3862	B0 V MK	2.6	7.0	±0.3	—4.4	11.4	3
5	228690	B0.5 V MK	2.0	7.2	±0.2	—4.1	11.3	1
6	4743	(B0.5 V)	3.1	7.4		—4.1	11.5	1
7	228699	B0	2.4	7.3		—4.4	11.7	1
8	193076	B0.5 II MK	2.2	5.4	±0.2	—5.7	11.1	4

$$m_0 - M = 11^m.4 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 2^m.4 \pm 0^m.1; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Приведены только наиболее вероятные члены скопления по нашим данным.

Звезды на расстоянии скопления

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	4133	B5	2.2	10.0	—1.7	11.7	1
2	228437	B0	1.9	7.0	—4.4	11.4	1
3	228534	B0	2.3	7.0	—4.4	11.4	1
4	228543	(B0 III)	2.4	6.6	—5.0	11.6	1
5	228551	B5	1.7	9.6	—1.7	11.3	1

$$m_0 - M = 11^m.5 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 2.1 \pm 0.2.$$

Примечание. Для звезд HD 193007, +37°3859, +37°3862 привлечены еще данные Андерхилл и взяты средние визуальные величины по данным Андерхилл и Роман. Звезды №№ 1, 2 и 3 из подгруппы 7а.

Скопления и пространственные группировки ранних звезд с $m_0 - M$ от $11^m.7$ до $12^m.0$

Группа звезд около скопления IC 4996

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	228610	B2	1.9	8.9	—3.1	12.0	1
2	4628	B5	1.9	10.2	—1.7	11.9	1
3	4642	B2	2.2	8.9	—3.1	12.0	1
4	4661	B5	1.6	10.3	—1.7	12.0	1
5	228658	B1	2.5	8.0	—3.7	11.7	1
6	4670	B5	2.1	10.0	—1.7	11.7	1
7	4730	B5	1.5	10.5	—1.7	12.2	1
8	4745	B2	2.4	9.2	—3.1	12.3	1
9	4748	B2	1.8	8.9	—3.1	12.0	1
10	4829	B5	1.6	10.1	—1.7	11.8	1
11	4888	B8	1.6	10.9	—0.8	11.7	1
12	4908	B8	1.3	11.3	—0.8	12.1	1

$$m_0 - M = 12^m.0 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.3; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Примечание. Звезда № 9 состоит в списке OB-звезд [19].

Группа № 7

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	4326	B5	1.7	10.4	—1.7	12.1	1
2	4337	B5	2.2	10.1	—1.7	11.8	1
3	228463	B0	2.0	7.6	—4.4	12.0	1
4	228474	B0	2.4	7.4	—4.4	11.8	1
5	4405	B5	1.6	10.1	—1.7	11.8	1
6	4566	B5	2.4	10.2	—1.7	11.9	1
7	4735	B5	1.8	10.4	—1.7	12.1	1

$$m_0 - M = 12^m.0 \pm 0^m.1; \quad A_{pg} = 2^m.0 \pm 0^m.3; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Группа расположена рядом со скоплением IC 4996. Звезды № 1 и № 2 из подгруппы 7а.

Обе группы составляют одну общую пространственную группировку с $m_0 - M = 12^m.0 \pm 0^m.2$ и $A_{pg} = 1^m.9 \pm 0^m.3$. Число вероятных членов 32.

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Группа № 28

Центр группы $\alpha = 20^h10^m$, $\delta = 37°25'$

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Нассау и Мак-Рея						
1	192079	B0 IV MK	B2	2.2	6.6	±0.0	—4.7	11.3	4
2	228263	B1 V MK	—	1.6	8.0	±0.2	—3.7	11.7	3
3	+37°3823	B2	—	1.8	8.7	±0.1	—3.1	11.8	2
4	228220	B5	B5	1.6	10.0	±0.2	—1.7	11.7	2
5	3847	B5	—	2.0	10.5		—1.7	12.2	1

$$m_0 - M = 11^m.7 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.2;$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Вблизи находятся три звезды B8 с $A_{pg} = 0^m.8 \pm 0^m.2$ и $m_0 = 10^m.7 \pm 0^m.1$.

Группа № 43

Центр группы: $\alpha = 20^h07^m$, $\delta = +35°15'$

№ п/п	HD, BD	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Анкира						
1	191495	B0 V MK	B2	1.1	7.1	±0.3	—4.4	11.5	4
2	227877	B1 IV : MK	OB	1.3	7.6	±0.1	—4.3	11.9	3
3	227894	B2	B2	1.3	9.1	±0.1	—3.1	12.2	2
4	227983	B2	B2	1.4	8.5	±0.1	—3.1	11.6	2
5	+34°3886	B2	B2	1.0	8.6	±0.1	—3.1	11.7	2
6	227830	B8	B8	0.8	10.6	±0.2	—0.8	11.4	2

$$m_0 - M = 11^m.7 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.2 \pm 0^m.2; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Группа № 36

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Нассау и Мак-Рея						
1	227728	B2	B2	1.0	8.9	±0.2	—3.1	12.0	3
2	191396	B0.5 II MK	B2	1.7	6.4	±0.1	—5.7	12.1	3
3	+37°3795	B2	B2	2.0	8.7	±0.1	—3.1	11.8	2
		$m_0 - M = 12^m.0 \pm 0^m.1$							
4	227902	B1 V MK	B2	1.5	7.9	±0.2	—3.7	11.6	2

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Нассау и Мак-Рея						
5	227977	B1 V	B2	1.2	8.3	±0.1	—3.7	12.0	2
6	191473	B0 IV MK	B2	1.2	7.4	±0.2	—4.7	12.1	3
7	227967	B5	B5	0.8	10.5	±0.2	—1.7	12.2	2
8	3197	B5 p	B5	1.1	10.1	±0.1	—1.7	11.8	2
9	3168	B5	A0	1.8	9.9	±0.0	—1.7	11.6	2
10	3174	B5	—	2.1	9.9		—1.7	11.6	1

$$m_0 - M = 11^m.9 \pm 0^m.2; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Примечание. Группа расположена в градусе +37° от 20^h05^m до 20^h08^m и состоит из 10 звезд. Для четырех звезд $A_{pg} = 1^m.9 \pm 0^m.2$; эти звезды расположены с левого края и примыкают к области с большим поглощением, для остальных шести звезд $A_{pg} = 1^m.0 \pm 0^m.1$. Абсолютная величина звезды HD 227977 оценена по аналогии со звездой HD 227902. Звезды № 1, 2, 3 образуют по форме треугольник. Остальные семь звезд находятся южнее. Согласно Роман и Хильтнеру для звезды HD 227902 $A_{pg} = 2^m.0$, $m_0 = 7^m.2$ и $m_0 - M = 10^m.9$.

Скопления и пространственные группировки ранних звезд с $m_0 - M$ от $12^m.1$ до $12^m.5$

Скопление NGC 6871

Центр скопления: $\alpha = 20^h04^m$, $\delta = +35°.5$

№ п/п	HD или BD	Спектральный класс, MK	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	227586	B1 (III)	1.6	7.3	±0.2	—4.8	12.1	3
2	190864	O6	2.0	5.8	±0.2	—6.7	12.5	5
3	227611	B0 pe	2.5	6.5	±0.2	—5.7	12.2	5
4	+35°3955	B1 I b	1.6	5.8	±0.2	—6.5	12.3	3
5	190918	O9.5 I + WR	1.9	5.1		—7.2	12.3	2
6	190919	B1 I b	1.8	5.5	±0.2	—6.5	12.0	3
7	+35°3956	B0.5 V	1.8	7.0	±0.2	—4.1	(11.1)	2
8	227634	B0 I b	2.0	6.0	±0.0	—6.5	12.5	2

$$m_0 - M = 12^m.3 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.9 \pm 0^m.2; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \frac{0^m.66}{\sqrt{8}} = \pm 0^m.2.$$

Примечание. Для звезды HD 190918 мы приняли абсолютную визуальную величину $-6^m.7$. Чтобы звезда HD 227611 B0pe принадлежала скоплению, ее абсолютная визуальная величина должна быть равной $-5^m.2$, что соответствует классу светимости II. Звезда +35° 3956 или находится ближе, или класс светимости для нее определен неверно, согласно [1], $A_{pg} = 1^m.6$ и $m_0 = 6^m.2$. Светимость звезды HD 227586 оценена по каталогу [21]. Возможно, что звезда HD 190967 B1 Ib — II с $A_{pg} = 2^m.4 \pm 0^m.2$ и $m_0 = 5^m.9$ также принадлежит скоплению.

Слабые ранние звезды, входящие в центральную часть скопления NGC 6871

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Анниpa						
1	2276	B5	B8	1.6	10.5	±0.1	—1.7	12.2	2
2	227621	B2	B2	1.5	8.8	±0.0	—3.1	11.9	2
3	2444	B0	B2	2.2	8.0	±0.0	—4.4	12.4	2
4	2467	B2	B2	2.0	9.2	±0.1	—3.1	12.3	2
5	2508	B3	B9	1.8	9.7	±0.3	—2.4	12.1	2
6	227658	B2	B2	1.9	9.2	±0.2	—3.1	12.3	2
7	2520	B3	—	1.5	10.0		—2.4	12.4	1
8	2539	B2	—	2.0	9.4		—3.1	12.5	1
9	227671	B0	B0	2.2	8.0		—4.4	12.4	1
10	2658	B2	B2	1.5	8.9	±0.2	—3.1	12.0	2

$$m_0 - M = 12^m.2 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.9 \pm 0.2; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Примечание. Согласно Анниру, для звезды HD 227671 $A_{pg} = 1^m.2$, $m_0 = 9^m.1$. Звезда № 10 состоит в списке OB-звезд [19]. Для звезд № 5 и 7 точно спектральные подклассы неизвестны из-за наложения спектров на пластинке, полученной с объективной призмой. Мы приняли их за звезды B3, так как по своему местоположению и величине A_{pg} они должны, по-видимому, принадлежать скоплению. Вблизи скопления находятся 11 звезд B3—B8 с меньшим поглощением, но с таким же модулем расстояния. Принадлежность этих звезд скоплению сомнительна. Возможно, что часть из них принадлежит к более близким звездам.

Звезды вблизи скопления NGC 6871

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс			A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Анниpa	принятый						
1	227561	B2	B5	B3	1.1	9.9	±0.0	—2.4	12.3	2
2	2360	B5		B5	1.3	10.5		—1.7	12.2	1
3	2370	B3		B3	1.0	10.0		—2.4	12.4	1
4	2400	B8		B8	0.8	11.4		—0.8	12.2	1
5	2409:	B5	B5	B5	1.2	10.6	±0.1	—1.7	12.3	2
6	2419	B5		B5	1.1	10.4		—1.7	12.1	1
7	2552	B5		B5	1.4	10.7		—1.7	12.4	1
8	2553	B5		B5	1.1	10.9		—1.7	12.6	1
9	2594	B5		B5	0.8	10.5		—1.7	12.2	1
10	2631	B5	B8	B5	1.1	10.7		—1.7	12.4	1
11	227733	B3	B5	B3	1.2	10.0		—2.4	12.4	1

$$m_0 - M = 12^m.3 \pm 0^m.1; \quad A_{pg} = 1^m.1 \pm 0^m.1; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.2.$$

Примечание. Согласно Анниру, для звезды № 10 $A_{pg} = 2^m.0$; $m_0 = 9^m.8$; для звезды № 11 $A_{pg} = 0^m.5$; $m_0 = 10^m.7$.

Группа № 41

Находится в градусе +35° от $20^h05^m.5$ до 20^h08^m

№ п/п	HD или BD	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	227806	B2	B2	1.4	9.4	±0.0	—3.1	12.5	2
2	227821	B2	B2	1.4	9.2	±0.2	—3.1	12.3	2
3	227836	B2	—	1.4	8.8		—3.1	11.9	1
4	227883	B2	B2	1.3	9.0	±0.2	—3.1	12.1	2
5	228007	B2	B2	1.0	9.1	±0.1	—3.1	12.2	2
6	228022	B2	B2	1.0	9.2	±0.4	—3.1	12.3	
7	+35°3971	B2	B2	1.4	8.7	±0.2	—3.1	11.8	2

$$m_0 - M = 12^m.2 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.3 \pm 0^m.1; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. В этой группе находятся еще две звезды B2 с $A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.2$ и $m_0 = 9^m.4 \pm 0^m.2$ (согласно Анниру, это звезды B5 и B8), пять звезд B5 с $A_{pg} = 1^m.4 \pm 0^m.1$ и $m_0 = 10^m.5 \pm 0^m.2$ и две звезды B8 с $A_{pg} = 1^m.0 \pm 0^m.3$ и $m_0 = 11^m.3 \pm 0^m.2$. Вблизи находятся еще две звезды B5 с $A_{pg} = 0^m.4 \pm 0^m.0$ и $m_0 = 10^m.8 \pm 0^m.1$.

Группа № 47

Находится в градусе +35° от 20^h01^m до 20^h03^m

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$
1	190429 br	O5 f MK	2.0	4.6	—7.6	12.2
2	190429 ft	O9.5 I bp MK	1.7	5.4	—6.5	11.9
3	2048	B2	1.2	9.3	—3.1	12.4
4	2095	B5	1.0	10.8	—1.7	12.5

$$m_0 - M = 12^m.2 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.1 \pm 0^m.1.$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.4$$

Группа № 48

Центр группы: $\alpha = 20^h05^m$, $\delta = +36°00'$

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	227460	B0.5 : V MK	OB	1.4	8.2	±0.0	—4.1	12.3	2
2	227681	B2	B2	0.7	9.0	±0.1	—3.1	12.1	2
3	227548	B3	B2	1.2	9.7	±0.3	—2.4	12.1	2
4	227585	B2	B2	1.9	9.0	±0.1	—3.1	12.1	2
5	227610	B2		1.8	9.2		—3.1	12.3	1

$m_0 - M = 12^m.2 \pm 0^m.1$; $A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.2$ (для двух звезд); $A_{pg} = 1^m.1 \pm 0^m.3$ (для трех звезд); $\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3$

Примечание. Группа находится над скоплением NGC 6871. Там же находятся две звезды B3 с $A_{pg} = 1^m.5 \pm 0^m.1$ и $m_0 = 9^m.8 \pm 0^m.0$.

Группа № 48-а

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	+35°3961	B3 II MK	B5	2.1	7.7	±0.2	—4.9	12.6	3
2	2613	B2	B2	2.1	9.2	±0.2	—3.1	12.3	2
3	227757	O9.5 V MK	B2	1.8	7.4	±0.3	—4.9	12.3	4
4	+36°3882	B1 III MK	B2	2.4	7.7	±0.2	—4.8	12.5	3

$$m_0 - M = 12^m.4 \pm 0^m.1 \quad A_{pg} = 2^m.1 \pm 0^m.2.$$

Группы звезд № 41, 47 и 48 составляют со скоплением NGC 6871 одну общую пространственную группировку ранних звезд, в которую входят 12 звезд высоких светимостей

Скопление NGC 6883

Центр скопления: $\alpha = 20^h09^m.5$, $\delta = +35°42'$

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	3621	B2		2.2	9.2		—3.1	12.3	1
2	+35°4008	B2 (IV—III)	B5	1.5:	7.9	±0.4	—4.2	12.1	2
3	3654	B2	B5	1.6	9.1	±0.1	—3.1	12.2	2
4	228207	B2	B2	1.8	8.9	±0.2	—3.1	12.0	2
5	3746	B5	A2	1.3	10.6		—1.7	12.3	1
6	228274	B3	B5	1.7	9.4	±0.4	—2.4	11.8	2
7	228301	B2	B2	1.6	8.7	±0.1	—3.1	11.8	2

$$m_0 - M = 12^m.1 + 0^m.2; \quad A_{pg} = 1^m.6 \pm 0^m.1; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Звезда № 4 состоит в списке OB-звезд [19] и в каталоге [29]. Абсолютная величина звезды № 2 была оценена по величине поглощения и местоположению.

Группа № 8

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	193007	WN 5	2.7	5.4	±0.3	—6.8	12.2	2
2	4380	B2	2.1	9.4		—3.1	12.5	1
3	228766	O6 f MK	3.5	5.9	±0.2	—6.3	12.2	2
4	4715	B2	3.2	9.2		—3.1	12.3	1

$$m_0 - M = 12^m.3 \pm 0^m.1; \quad A_{pg} = 2^m.4 \pm 0^m.3; \quad A_{pg} = 3^m.4 \pm 0^m.2;$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Группа находится вблизи галактического экватора, южнее скопления IC 4996. Звезды № 1 и 2 находятся рядом. Две другие звезды находятся в области сильного поглощения. Согласно Роман, звезда HD 228766, WN7, а звезда HD 193077 WN5.

Группа № 8а

№ п/п	HD	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	192639	O8 f	2.6	4.6	±0.2	—7.6	12.2	3
2	228553	B0 V	1.1	7.5		—4.4	11.9	1
3	228646	B2 V	1.2	8.9		—3.1	12.0	1

Примечание. Группа состоит из трех звезд вблизи группы № 8.

Группа № 9

Центр скопления: $\alpha = 20^h 13^m.2$, $\delta = +36°40'$

Область I

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	4420	B5:	2.0	10.4	—1.7	12.1	1
2	4443	B5:	1.6	10.4	—1.7	12.1	1
3	228569	B3	1.8	9.8	—2.4	12.2	1
4	4471	B5	2.0	10.4	—1.7	12.1	1
5	4693	B3	2.2	9.8	—2.4	12.2	1

$$m_0 - M = 12^m.1 \pm 0^m.0; \quad A_{pg} = 1^m.9 \pm 0^m.2;$$
$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.4.$$

Область II

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	4197	B2	2.6	9.2		—3.1	12.3	1
2	4217	B3	2.2	9.6		—2.4	12.0	1
3	228456	B2 IV MK	1.9	8.0	±0.2	—3.8	11.8	2
4	4246	B3	1.8	9.6		—2.4	12.0	1
5	192641	WC 6	2.5	5.6	±0.1	—6.6	12.2	3
6	4325	B2	2.3	9.3		—3.1	12.4	1

$$m_0 - M = 12^m.1 \pm 0^m.2; \quad A_{pg} = 2^m.2 \pm 0^m.3;$$
$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
1	+36°3947	B2 II	3.1	6.6	±0.4	—5.5	12.1	1
2	4350	B2 IV	2.4	8.0	±0.2	—3.8	11.8	2
3	4352	B1 (III)	3.1	7.4		—4.8	12.2	1
4	4397	B2 III	4.1	7.6		—4.6	12.2	1
5	228535	B2 IV	2.7	8.1		—3.8	11.9	1
6	4437	B1 V	2.8	8.6		—3.7	12.3	1
7	228570	B2	2.7	9.0		—3.1	12.1	1
8	4500	B2	3.1	8.9		—3.1	12.0	1
9	228587	B1 II MK	4.2	6.7	±0.2	—5.6	12.3	2
10	228602	B1 III MK	3.1	7.2	±0.2	—4.8	12.0	2
11	4557	B0 V	3.6	7.9		—4.4	12.3	1
12	4592	B2	2.8	9.3		—3.1	12.4	1

$$m_0 - M = 12^m.1 \pm 0^m.2; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0.3;$$

$$A_{pg} = 2^m.9 \pm 0^m.2 \quad \text{(для девяти звезд)};$$

$$A_{pg} = 4^m.0 \pm 0^m.3 \quad \text{(для трех звезд)}.$$

Примечание. Группа № 9 представляет собой скопление горячих звезд, обозначенное нами как скопление C1. Скопление расположено в области, неоднородной по поглощению. В центральной части (III) находится облако темной материи, в котором сконцентрированы гиганты и сверхгиганты спектральных классов O—B2. В верхней и правой части (I и II) поглощение значительно меньше. К области II справа около 20^h12^m и +37° примыкают три звезды B2 с $A_{pg} = 2^m.2 \pm 0^m.1$ и $m_0 = 9^m.5 \pm 0^m.0$. Абсолютная величина звезды +36°3947 была оценена нами по аналогии со звездой HD 228587, а звезд № 3 и 4 по аналогии со звездой HD 228602; звезды 2 и 5 были оценены по аналогии со звездой HD 228456 (причем звезда HD 228535 числится в списке OB звезд [19]). Спектральный класс звезды HD 192641 дан согласно Роман.

Пространственные группировки ранних звезд с $m_0 - M$ от $12^m.6$ до $13^m.0$

Группа № 20а

Центр группы: $\alpha = 20^h10^m$, $\delta = 35°50'$

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	192103	WC7	—	1.9	6.2	±0.0	—6.4	12.6	2
2	3704	B2	B5	1.7	9.6	±0.4	—3.1	12.7	2
3	3768	B2	B2	1.5	9.6	±0.2	—3.1	12.7	2
4	3773	B2	—	1.7	9.7		—3.1	12.8	1
5	3916	B2	B2	1.8	9.8	±0.0	—3.1	12.9	2
6	228327	B2	B5	1.8	9.4	±0.3	—3.1	12.5	2

$$m_0 - M = 12^m.7 \pm 0^m.1; \quad A_{pg} = 1^m.8 \pm 0^m.0;$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Группа расположена вблизи галактического экватора. Спектральный класс звезды № 1 дан согласно Роман.

Группа № 49

Центр группы: $\alpha = 20^h00^m$, $\delta = +35°30'$

Подгруппа № 49а

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	227018	O7 MK	OB	2.8	6.4	±0.0	—6.3	12.7	3
2	227245	O7 MK	OB	3.6	6.7	±0.2	—6.3	13.0	4
3	1703	B2 III	B5	3.0	8.2	±0.1	—4.6	12.8	2
4	227173	B0		2.7	8.4		—4.4	12.8	1
5	1553	B2		3.0	9.5		—3.1	12.6	1
6	1313	B2		2.8	9.4		—3.1	12.5	1
7	1451	B2		2.9	9.5		—3.1	12.6	1

$$m_0 - M = 12^m.7 \pm 0^m.1 \text{ (для шести звезд)}; \quad A_{pg} = 2^m.8 \pm 0^m.1;$$

$$\frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = \pm 0^m.3.$$

Примечание. Звезда HD 227173 входит в каталог [22]. Звезда HD 227245 обладает бо́льшим поглощением и находится дальше.

Подгруппа № 49б

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	Ошибка в m_0	M_{pg}	$m_0 - M$	Число опред.
		Нумеровой	Аннира						
1	227132	B2 III	B2	2.2	8.2	±0.0	—4.6	12.8	2
2	227144	B0	OB	2.2	8.7	±0.1	—4.4	13.1	2
3	1371	B2		2.3	9.9		—3.1	13.0	1
4	1554	B2		2.3	10.1		—3.1	13.2	1

$$m_0 - M = 13^m.0 \pm 0^m.1; \quad A_{pg} = 2^m.2 \pm 0^m.0; \quad \frac{\delta(m_0 - M)}{\sqrt{N}} = 0^m.4.$$

Примечание. Абсолютные величины звезды № 3 в группе № 49а, звезды HD 227132 в группе № 49б были оценены по величине поглощения.

§ 5. Связь поглощения с распределением горячих звезд

Вопрос о поглощении света в исследуемой нами области созвездия Лебедя будет разобран нами более подробно в следующей статье. Однако предварительные исследования таблиц скоплений и пространственных группировок ранних звезд, где для каждой отдельной звезды и всей группировки в целом указаны величины фотографического поглощения, позволяют уже сделать некоторые выводы о распределении темной материи.

Самое большое поглощение наблюдается на границе исследуемой области около 20^h16^m и $+34°.7$. Здесь находится звезда HD 228779 O9.5 Ib с $A_{pg} = 6^m.3$ и $m_0 - M = 10^m.6$. Очевидно здесь расположена темная туманность с особенно сильной концентрацией темной материи во-

круг звезды HD 228779. Группа звезд № 14, расположенная рядом, отягощена относительно меньшим поглощением, хотя звезды находятся дальше.

Группа № 14

Расположена в градусе $+34°$ от 20^h13^m до 20^h16^m у границы исследуемой области вблизи звезды HD 228779. Это область самого сильного поглощения. Здесь находятся несколько звезд ранних классов, отягощенных большим поглощением.

№ п/п	HD, BD или Нумерова	Спектральный класс	A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$
1	228684	B3	3.6	7.0 ± 0.2	—4.9	11.9
2	228557	B2 I	2.8	7.8 ± 0.2	—3.8	11.6
3	4828	B2	3.2	8.4	—3.1	11.5
4	4623	B2	3.3	8.8	—3.1	11.9

$m_0 - M = 11^m.6 \pm 0^m.2$ (для звезд № 2, 3); $A_{pg} = 3^m.1 \pm 0^m.2$.
$m_0 - M = 11^m.9 \pm 0^m.0$ (для звезд № 1 и № 4); $A_{pg} = 3^m.4 \pm 0^m.2$.

Примечание. Абсолютная величина звезды № 2 была оценена по величине поглощения, так как звезды № 2 и 3 должны находиться на одном и том же расстоянии. Звезды № 1 (HD 228684) и № 2 числятся в списке OB-звезд.

Другая область темного поглощения расположена во II части исследуемой области на площади от $\alpha = 19^h56^m$ до $\alpha = 20^h04^m$ и по δ почти от $+34°$ до $+37°$. Здесь находится темная туманность параболической формы.

Около 19^h56^m, $+35°$ расположена звезда HD226858 B01b с $A_{pg} = 4^m.5$ и $m_0 - M = 11^m.7 + 0^m.1$, севернее около 20^h04^m находится звезда B2 с $A_{pg} = 3^m.9$ и $m_0 = 8^m.7$. Ближе к краю находится звезда из группы № 39 HD 227607 B2V с $A_{pg} = 2^m.4$ и $m_0 - M = 11^m.0$. Почти в центре расположена группа № 46.

Группа № 46

Центр группы: $\alpha = 20^h01^m.5$, $\delta = +35°30'$

№ п/п	HD или Нумерова	Спектральный класс		A_{pg}	m_0	M_{pg}	$m_0 - M$
		Нумеровой	Аннира				
1	1919	B5	B5	2.4	9.0	—1.7	10.7
2	227415	B2	B2	2.4	7.3	—3.1	10.4
3	1920	B2	B2	3.4	7.9	—3.1	11.0

$m_0 - M = 12^m.0 \pm 0^m.1$

Примечание. Звезда № 3 числится в списке OB-звезд. Звезда № 2, согласно Попперу [22], B0, а согласно каталогу [21], B3.

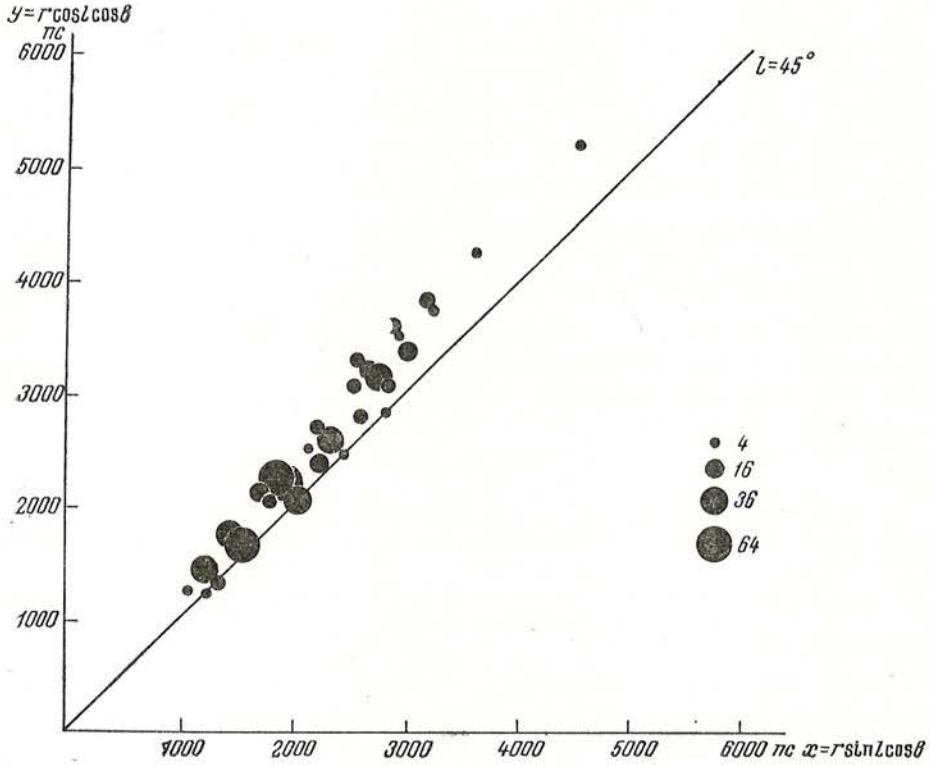
В I части исследуемой области находится группа горячих звезд № 9, обозначенная нами как скопление C1, состоящая из звезд сверхгигантов и гигантов, отягощенных сильным поглощением от $3^m.0$ до почти $4^m.0$ на среднем расстоянии 2600 ± 300 пс (см. выше § 4). Поглощение здесь очень неравномерно, но повсюду, где имеются звезды O, WR и

сверхгиганты класса B, поглощение значительно больше. Это наводит на мысль, что происхождение звезд высоких светимостей связано с темной диффузной материей, так как эта часть Млечного пути богата и светлыми и темными (пылевыми) туманностями. И эти туманности расположены именно там, где находятся скопления и сгущения горячих звезд.

В наиболее прозрачной части исследуемой области от α 19^h52^m до α 20^h04^m и по δ от $+35$ до $37°$, а также от $+33$ до $+35°$ звезды высоких светимостей не обнаружены.

§ 6. Пространственное распределение группировок ранних звезд

Рассматривая фиг. 8, можно выделить ряд пространственных групп звезд, включающих по нескольку более мелких группировок, намечен-



Фиг. 9. Пространственные группировки ранних звезд в проекции на плоскость Галактики от $l = 37°$ до $l = 45°$.

ных ранее (часть их была приведена в виде таблиц). Эти группы даны в виде сводной таблицы (табл. 4), включающей приближенные координаты α и δ на 1950 г., номера входящих туда скоплений и группировок, общее число звезд высоких светимостей, число звезд B2, B5 и B8, расстояния в парсеках, средние ошибки в определении расстояний и приблизительные угловые и линейные размеры. Кроме того, для звезд высоких светимостей указаны спектральные классы, классы светимости

Таблица 4

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера HD или BD звезд высоких светимостей	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
I. Скопления и пространственные группировки ранних звезд на среднем расстоянии 1900 ± 200 пс													
1	От 20^h06^m до 20^h10^m	+35°5	Б 1, № 42 и 21	30	6	4		16	4	1900 ± 200	O8, 191612; B0 III, 191201; B1 III, 191917; B0.5 IV, 227696; B0.5 V, 228041 и B1 IV, 228104	1° × 20′	300 × 100
2	20 06	+36.3	№ 39	5	3	2		—	—	1650 ± 150	Три звезды B0.5 III (191139, 191456 и 191611)	1° × 15′	300 × 75
3	20 12	+38.2	№ 32	8	5	1		1	1	1900 ± 200	B0.5 I b, 192422; B1 (II), 192444; две звезды B2 (III) (192303 и 228289); B1, 228290	0°5 × 0°5	160 × 160
			Три звезды, включая P Cyg	3	3	—		—	—	1700 ± 100	B1p, 193237; B1.5 Ib, 193183 и B0 III, 193032.		
II. Скопления и пространственные группировки ранних звезд на среднем расстоянии 2300 ± 200 пс													
4	От 20 02 до 20 05	+35 +35.5	№ 46* и 45	16	3	2		10	1	2400 ± 100	BIb — II, 190967 и две звезды B2 III.	1° × 0°5	400 × 200
5	20 07	+35.2	№ 43	6	2	3		—	1	2200 ± 100	B0, 191495 и B1 IV, 228877.	25′ × 7′	160 × 40
6	20 06	+34.5	№ 68	5	2	1		2	—	2200 ± 200	B0 III, 227704 и B2 (III), 227920.	1° × 1°	370 × 370

* Примечание. Вероятнее, что группа № 46 находится ближе, а звезду HD 190967 можно отнести к скоплению NGC 6871.

Таблица 4 (*продолжение*)

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера HD или BD звезд высоких светимостей	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
7	20^h09^m	+34°5	№ 17	7		—		7	—	2500 ± 200		25′ × 40′	180 × 300
	20 15	+34.5	№ 14	4	2	2		—	—	2200 ± 200	B2 (IV), 228557; B3 II, 228684.		
8	20 06	+37.3	№ 36	10	4	2		4		2200 ± 200	B0.5 II, 191396; B0 IV, 191473; две звезды B1 V (227902 и 227977)	20′ × 1°	130 × 400
9	20 14	+37.5	IC 4996 * № 7 и 7a	37	15	6		14	2	2300 ± 200	B0.5 II, 193076; B0.5 II, 193007; B0 (III) 228473; B0 IV, 192079; шесть звезд B0 (+37°3962, 228437, 228463, 228474, 228534 и 228699); B1 IV, +37°3859; две звезды B0.5 V (228690) и две звезды B1 V (228263 и 228658).	1° × 1°	400 × 400
	20 10	+37.4	№ 28									10′ × 20′	65 × 130
			в № 31	2	2					2500 ± 100	WN 6, 192163 и B0 (IV), 192003.		
10	20 11	+36.5	№ 25	5	—	1		4	—	2300 ± 200		15′ × 25′	100 × 160

* По новым более точным данным скопление IC 4996 (8 звезд) и 5 звезд около него находятся на более близком расстоянии (1900 пс)

Таблица 4 (*продолжение*)

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера HD или BD звезд высоких светимостей	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
III. Скопления и пространственные группировки ранних звезд на среднем расстоянии 2900 ± 300 пс													
11	20^h04^m	+35°.5	NGC 6871, № 47, 48, 41	66 + 3	16 + 3	19	8	18	5	2900 ± 300	O5 f, 190429; O6, 190864; O9.5 I + +WR, 190918; O9.5 I bp, 190429; O9.5 V 227757	1°.5 × 0°.75	700 × 350
	20 06	+35.2	№ 44								B0 Ib, 227634; 2B1 Ib (+35°3955 и 190919); B0pe (II), 227611; три звезды B0 (227671 и 227960); две звезды B0.5 V (+35°3956 и 227460); две звезды B1 III, 227586 и +36°3882; B2 (II), 227247 и B3 II, +35°3961		
14*	20 13	+34.7	№ 13	20	1	6	5	8	—	3000 ± 150	O7, 228368.	1° × 1°	500 × 500
15	20 10	+35.7	NGC 6883 и № 12	12	1	6	1	4	—	2750 ± 250	B2 (IV—III), +35°4008	1° × 15′	500 × 100
	20 13	+35.5											

* Группы № 67 и № 16 за порядковым № 12 и группы № 15 и № 15а за порядковым № 13 были намечены ошибочно.

Таблица 4 (*продолжение*)

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера HD или BD звезд высоких светимостей	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
16	От 20^h13^m до 20 16	+37°2	№ 8 и № 8а	55	20	24	4	7		От 2600 до 3000	WN 5, 193077; WC 6, 192641; O6 f, 228766; O8 f, 192639. B (II), +36°3947; B II (228587); четыре звезды B III (228602) и две звезды B0 (IV) (228326 и 228438); B2 IV, 228456; две звезды B0 V (228553) и две звезды B IV (228535 и +36°3959a).	1° × 1°	500 × 500
	20 13	+36.7	№ 9										
	20 11	+36.4	№ 23										
	20 14	+36.2	№ 10										
			Скопление C 1 и группы звезд вокруг него										
17	20 09	+36.5	№ 24	19	2	2	1	8	6	2900 ± 300	B1 II, 228053 и B2 (IV), 228187.		
	20 10	+37.2	№ 27										
18	20 05	+37.2	№ 37	10	—	1	—	8	1	2900 ± 300		0°75 × 0°5	350 × 250
19	20 09	+38	Из № 31 и из № 34	9	2	5		2		2900 ± 300	две звезды B0		
20	От 20^h13^m до 20 16	+38.3	№ 1, 3, 4, 5 и 6	40	6	24	1	9	—	2900 ± 300	B2 (II), 228624; две звезды B0 (+38°3987 и 228519); две звезды B1 (+37°3869) и B5 (III)	1° × 1°	500 × 500

Таблица 4 (*продолжение*)

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера звезд высоких светимостей (по HD)	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
IV. Пространственные группировки ранних звезд на среднем расстоянии от 3500 до 4000 пс													
21	20^h00^m	+35°5	№ 49	5	3	2	—	—		3500 ± 150	O7, 227018; B0, 227173 и B2 (III)	40′ × 40′	400 × 400
				5	2	3				4000 ± 400	B0, 227144; B2 (III), 227132		
22	20 12	+35.8	№ 11, 20а и три звезды из № 38	16	1	14	—	1		3500 ± 200	WC 7, 192103.	40′ × 20′	400 × 200
23	20 07	36.5	№ 38 и 40	15	—	10	—	5		3800 ± 200		40′ × 50′	400 × 500
	20 11	+35.5	№ 20в										
	От 20 09 до 20 11	+37	№ 35 и 29	7	—	2	—	5		3300 ± 150			
24	20 06	+38.5	№ 34 и 26	15	—	11	3	1		3600 ± 150			
	20 08	+37											
25	20 15	+38.8	№ 2	5 4	— 1	5 3				3500 ± 150 4000 ± 200	B2 (III), 228671.	20′ × 30′	200 × 300
V. Пространственные группировки ранних звезд на среднем расстоянии 4200 ± 200 пс													
26	От 19 52 до 20 00	+33 +34	№ 62 и 63	11	—	6	2	3		4200 ± 200			

Таблица 4 (*окончание*)

№ п/п	α_{1950}	δ_{1950}	№ скоплений и групп	Общее число звезд	Число звезд: высоких светимостей	B2	B3	B5	B8	Расстояние, пс	Спектры и номера звезд высоких светимостей (по HD)	Угловые размеры	Линейные размеры, пс
27	От 20^h11^m до 20 12	+37	№ 30 и 29	> 47	1	39	6	1		4200 ± 200	B2(III)*.	Узкая полоса звезд от +33°5 до +37°5 шириной 0°5	
28	20 13	+34	№ 69										
29	20 08	+35	№ 18										
30	20 10	+36.3	№ 22										
	20 08	+37.5	№ 34, 35 и 26	7	1	6				4200 ± 200	B2(III).		
			VI. Ранние звезды на расстоянии, превышающем 4200 пс										
31	От 19 52 до 19 56	От +35 до +36	№ 61 и 60	11	1	10				4600 ± 200	B2(IV), 226477.	0°5 × 0°5 1° × 0°5	
32	19 53	От +36 до +37	№ 57	12		12				5000 ± 200		40′ × 1°	
33	От 19 54 до 20 02	+37.2	№ 56 и 50	15	1	12		2		4600 ± 200		2° × 0°5	
	20 06	+35	№ 19	4		4				5000 ± 200			
			VII. Самые далекие ранние звезды										
34	19 59	+36.5	№ 51 и 58	6	1	5				5500 ± 250	B0 IV 227242.		
			№ 58	3	3					6900 ± 300	Три звезды B0.		

* По новым данным сюда относятся еще две звезды B2 II (+37°3837 и HD 228533)

и номера по каталогу HD или BD. Одиночные звезды высоких светимостей, некоторые небольшие группы в области II и группы, состоящие из звезд B5 и более поздних подклассов, в таблицу не вошли.

На фиг. 9 показано распределение в проекции на плоскость Галактики группировок ранних звезд, данных в табл. 4. Это распределение согласуется с данными радионаблюдений [5] и работами [6—8] о направлении спиральной ветви Галактики в исследуемой области. Наиболее сильное сгущение ранних звезд наблюдается на расстоянии 2900 ± 300 пс.

§ 7. Кратные системы типа Трапеции в созвездии Лебедя

В исследуемой области обнаружено 12 кратных систем типа Трапеции, состоящих из звезд O и B. Список трапеций (табл. 5) составлен на основании данных, взятых из каталога Айткена и каталога [1]. В столбце 1 дан порядковый номер, в столбце 2 — номер по каталогу Айткена, в 3-м — номер главной звезды по каталогу BD, в столбце 4 — ее спектральный класс по данным [1] для шести трапеций, для остальных — по нашим данным, в 5-м — m_{pg} по нашим данным, в 6-м — m_v по данным [1] (m_v в круглых скобках даны по BD, а для звезды +34° 3850 m_{pg} и m_{pv} — по каталогу Аннира), в столбцах 7—13 — расстояния между компонентами, в столбце 14 буквой A отмечены кратные системы, которые числятся в каталоге [10], в столбцах 15, 16 и 17 даны $m_0 - M$ со средней ошибкой в m_0 и число определений.

Случаи, когда главные звезды принадлежат к классам A и более поздним, исключены. Большая часть кратных систем типа Трапеции состоит из звезд высоких светимостей, которые сосредоточены в центре скоплений и пространственных группировок ранних звезд. Это следует из средних по существующим данным определений модулей расстояний, приведенных в табл. 5, и из положения звезд на фиг. 8.

В столбцах 18 и 19 указано, к какой пространственной группе из табл. 4 относится данная система типа Трапеции, и название агрегата. Больше всего трапеций (5) содержит Лебедь I.

§ 8. Сравнение результатов с данными предыдущих исследований

Скопления

Расстояния до галактических скоплений в исследуемой области определялись во многих работах. Трюмплер [34] развил метод определения расстояний до скоплений по их видимым угловым диаметрам и некоторым признакам их физического строения и дал каталог 334 рассеянных скоплений. К. А. Бархатова [35—37] заново определила расстояния до 334 рассеянных скоплений, применив видоизмененный метод Трюмплера, а именно, введя поправку к видимому угловому диаметру скопления в зависимости от величины поглощения света. И. М. Копылов [38], используя данные [37] и более новые фотометрические данные, дал свои оценки расстояний, совпадающие с оценками Бархатовой.

Таблица 5

№ п/п		№ главной звезды по BD	Спектральный класс	m_{pg}	m_v	Расстояние между компонентами							$m_0 - M$	Ошибка в m_0	Число определений	№ по табл. 4	Название агрегата
						AB	AC	AD	AE								
1	13204	+35°3898	B9	7^m86	7^m92	04″18	12″38	62″13					$<11^m0$				
										Aa	*Bb*	*Aa′*					
2	13292	+34 3850	B2 (II)	[9.58]	[9.15]	17.4	12.0	23.6		10″60	04″90	04″60	A 12.4		1	11	Лебедь I
										BC							
3	13312	+35 3930	O5 f MK		(6.69)	02.0	42.5	29.02		43.95			A 12.2		1	11	Лебедь I
	13312		O9.5 I bp MK		7.2								11.9		1	11	Лебедь I
										Ba	*Bb*						
4	13361	+35 3949	O6 MK	7.62	7.8	69.57				11.00	16.40		12.5	±0.2	4	11	Лебедь I
	13361		B1 III [21]	8.81	(8.9)								12.1	±0.2	3	11	Лебедь I
5	13368		B0 pe MK	8.99	8.7	12.5	04.2	11.7	14.8				A 12.2	±0.2	4	11	Лебедь I
										AF	*AH*						
6	13374	+35 3953	O9.5 I+WR MK		7.01	06.60	09.00	11.5	28.13	35.9	30.08		A 12.3		1	11	Лебедь I
										FG	*FH*						
	13374	+35 3955	B1 I b MK		7.03					10.18	17.83		12.3	±0.2	3	11	Лебедь I
7	13376	+35 3957	B0 I b MK		8.0	09.00	11.00	20.2					A 12.5	±0.05	2	11	Лебедь I
	13376	+35 3956	B0.5 V MK		7.9								(11.1)		1	11	Лебедь I?
8	13486	+35 4008	B2 (IV—III)	9.66	9.47	01.08	07.60	17.3					12.1	±0.4	2	15	
9	13503		B2	11.15	11.15	02.86	06.69						12.7	±0.2	2	22	
										BC	*CD*						
10	13569	+34 3934	B8	8.30	8.56	40.72				04.95	04.4		<11.0				
										BC	*Aa*						
11	13579	+38 3965	B0	9.42	9.42	32.13				04.35	11.24		12.1		1	20	
										Aa	*Ab*	*Ac*					
12	13626	+37 3860	B0.5 II MK		7.9:	18.6				04.1	09.0	19.4	A 11.3		1	9	Лебедь II
										BC	*Bd*	*Be*					
	13626	+37 3859	B1 IV MK		9.8:					17.2	03.7	07.4	11.5		1	9	Лебедь II
										Cb	*Cg*	*Ch*					
	13626	+37 3862	B0 V MK		9.5					12.6	20.7	15.4	11.4	±0.2	2	9	Лебедь II

Примечание. Звезда BD +35°3956 или находится ближе, чем звезда BD +35°3957, или класс светимости для нее определен неверно (по данным [1] $A_{pg} = 1^m6$ и $m_0 = 6^m2$).

В табл. 6 собраны все определения расстояний до известных скоплений в исследуемой области по данным вышеупомянутых авторов и по нашим данным. Из таблицы видно, что прежние оценки расстояний были во всех случаях сильно занижены.

Таблица 6

Скопление	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	d (Трюмплер)	r (Трюмплер)	d (Бархатова)	r (Бархатова)	r (Копылов)	r (Нумерова)	Средняя ошибка
NGC 6871	$20^h02^m.1$	$+35°30'$	$40°.3$	$+1°.2$	25	1340	33	850	1000	2900	±300
NGC 6883	07.5	+35 33	41.0	+0.3	15	1810	32	1000	800	2750	±250
IC 4996	12.8	+37 20	43.0	+0.5	6	1840	14	1000	1000	2300	±200

Звездные ассоциации

1. Выводы В. А. Амбарцумяна и Б. Е. Маркаряна [18] о том, что в области созвездия Лебедя по прямому восхождению от $\alpha_{1900} = 20^h00^m$ до $\alpha_{1900} = 20^h18^m$ и по склонению от $+35$ до $+39°$ находится звездная ассоциация горячих звезд, были основаны на цветах и абсолютных величинах каталога [21]. Модуль расстояния, вычисленный для всей группы звезд, оказался равным $10^m.2$ (1100 пс), так что линейные размеры ассоциации оказались 100×40 пс. В пересмотренном списке звездных ассоциаций типа О [17] для ассоциации в созвездии Лебедя были сообщены новые данные: $m_0 - M = 10^m.4 \pm 0^m.5$, линейные размеры 150×80 пс. Авторы считали, что скопления NGC 6871, NGC 6883, JC 4996, Б1 и Б2 являются ядрами этой звездной ассоциации.

2. Роман [4] исследовала область вокруг звезды P Cyg площадью 14 кв. градусов (l от 39 до 45°, b от -1 до $+3°$). Были получены щелевые спектрограммы, фотоэлектрические величины и цвета для 73 ранних звезд. Абсолютные величины B-звезд были взяты по [32], а для звезд O и WR оценены по среднему модулю расстояния, полученному по B-звездам. Вычисленные модули расстояний указали на сильную концентрацию звезд ранних классов около 1600 пс ($m_0 - M = 11^m.0 \pm 0^m.7$). Размеры группы оказались равными 170×110 пс. Однако, по ее же данным, разброс в расстояниях по лучу зрения оказывается около 500 пс, поэтому эту группу нельзя считать одной пространственной группировкой.

3. Нассау и Гаррис [19] исследовали концентрацию ранних звезд высоких светимостей вокруг звезды P Cyg. Площадь 89 кв. градусов включает 249 OB-звезд. Из них список 136 OB-звезд был дан в обзоре [25]. 113 новых более слабых звезд (около $m_{pg} = 12^m.0$) исследованы авторами. Для 140 звезд имелись фотоэлектрические цвета в системе, приведенной к системе C_1. Величины m_0 были вычислены по формуле $m_0 = m - 7\,(C_1 + 0^m.25)$; нормальные цвета приняты согласно [30]. Был построен график распределения величин m_0 для всех 249 звезд. Средняя величина m_0 оказалась равной $6^m.3 \pm 0^m.86$. Так как средняя абсолют-

ная визуальная величина OB-звезд, согласно [25], равна $-4^m.8$, то средний модуль расстояния OB-звезд получился равным $11^m.1$ (в согласии с тем, что получила Роман). Этот вывод был получен из предположения, что распределение светимостей ярких и слабых OB-звезд одинаково.

4. Морган, Уитфорд и Код [15] дали предварительные сведения о распределении голубых звезд-гигантов. Согласно этим авторам, в изучаемой нами области созвездия Лебедя имеются два агрегата звезд высоких светимостей, расположенных в пространстве на разных расстояниях.

Таблица 7

Агрегат	l	b	кпс	
Cyg I	40°.2	+1°.4	2.3	Около NGC 6871
Cyg II	42—45	от +2 до —1	1.5	Около P Cyg

В настоящее время появились новые данные, особенно много важного дал каталог светимостей голубых звезд-гигантов Моргана, Кода и Уитфорда. Анализ распределения ранних звезд по величине m_0 и модулю расстояния, сделанный в настоящей работе по данным каталога автора, каталога [1] и других каталогов [2—4], показал, что результаты более ранних исследований о скоплениях и ассоциациях ранних звезд в рассматриваемой области устарели. Интересно отметить, что по мере накопления новых данных средние расстояния до скоплений горячих звезд в созвездии Лебедя постепенно возрастают, а вместо одной звездной ассоциации намечаются два агрегата, затем несколько и т. д.

Следует указать, что группа ранних звезд, обозначенная в [18] как скопление Б1, включает звезды, которые принадлежат звездному агрегату вокруг скопления NGC 6871 с $m_0 = 12^m.3 \pm 0^m.2$ (2900 ± 300 пс), а часть звезд образует самостоятельное скопление с $m_0 - M = 11^m.4 \pm 0^m.2$ (1900 ± 200 пс). Кроме того, группа ранних звезд, обозначенная там же как скопление Б2, находится в области неравномерного поглощения и состоит на самом деле из звезд самых различных пространственных групп.

Следует еще указать, что к агрегату горячих звезд Cyg I [15] не принадлежат, по нашим данным, звезды HD 227696 и 227704. К агрегату Cyg II [15] не принадлежит звезда HD 192639, которая, по нашим данным, является более далекой звездой, чем звезды HD 192422, 193183 и 193237. Звезды, начиная от HD 228841, в изучаемую нами область не входят.

Было бы очень важно расширить изучаемую нами область в созвездии Лебедя и получить спектры и звездные величины до $m_{pg} = 12^m.5$ для всех соседних областей, где наблюдаются звезды высоких светимостей. Тогда можно будет сделать окончательный вывод о пространственном распределении звезд высоких светимостей в созвездии Лебедя.

В заключение выражаю глубокую благодарность доктору физико-математических наук С. Б. Пикельнеру за ценные указания и большую помощь при подготовке статьи к печати, а также И. М. Копылову за критические замечания.

Литература

1. W. W. Morgan, A. D. Code a. A. E. Whitford. Ap. J., Supplement. Ser., № 14, 1955.
2. J. J. Nassau a. D. Mac Rae. Ap. J., **110**, 478, 1949.
3. P. R. Annear. Ap. J., **118**, 77, 1953.
4. N. G. Roman. Ap. J., **114**, 492, 1951.
5. H. C. Van de Hulst, C. A. Muller, J. H. Oort. B. A. N., **12**, № 452, 1954.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. журн., **30**, 37, 1953.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. журн., **30**, 394, 1953.
8. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 88, 1954.
9. Г. А. Шайн. Астр. журн., **33**, 469, 1956.
10. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской обс., № 15, 1955.
11. В А. Амбарцумян. Эволюция звезд и астрофизика. Изд. АН Арм. ССР, 1947.
12. В. А. Амбарцумян. Изв. АН СССР, серия физич., **14**, 15, 1950.
13. В. А. Амбарцумян. Астр. журн., **26**, 3, 1949.
14. S. Sharpless. Ap. J., **119**, 334, 1954.
15. W. W. Morgan, A. E. Whitford a. A. D. Code. Ap. J., **118**, 318, 1953.
16. В. А. Амбарцумян. Докл. АН СССР, **68**, 21, 1949.
17. Б. Е. Маркарян. Докл. АН Арм. ССР, **15**, 1, 1952.
18. В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюраканской обс., № 11, 1949.
19. J. J. Nassau a. D. Harris III. Ap. J., **115**, 459, 1952.
20. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **14**, 3, 1955.
21. J. Stebbins, C. M. Huffer a. A. E. Whitford. Ap. J., **91**, 20, 1940.
22. D. Popper. Ap. J., **111**, 495, 1950.
23. N. A. Hiltner a. H. L. Johnson. Ap. J., **124**, 367, 1956.
24. J. J. Nassau a. W. W. Morgan. Structure the Galaxy, Michigan Publ., 1951.
25. J. J. Nassau a. W. W. Morgan. Ap. J., **113**, 141, 1951.
26. P. Merrill a. G. Burwell. Ap. J., **78**, 87, 1933.
27. P. Merrill a. G. Burwell. Ap. J., **98**, 153, 1943.
28. P. Merrill a. G. Burwell. Ap. J., **110**, 387, 1949.
29. P. Merrill a. G. Burwell. Ap. J., **112**, 72, 1950.
30. W. W. Morgan, D. L. Harris a. H. L. Johnson. Ap. J., **118**, 92, 1953.
31. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., **117**, 313, 1953.
32. J. A. Hynek. Astrophysics. N. Y., 1951.
33. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 153, 1955.
34. R. Trumpler. Lick Bull., № 420, 1930.
35. К. А. Бархатова. Астр. журн., **26**, 4, 1949.
36. К. А. Бархатова. Астр. журн., **26**, 6, 1949.
37. К. А. Бархатова. Астр. журн., **27**, 3, 1950.
38. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **13**, 122, 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XIX, 1958 г.

КАТАЛОГ СПЕКТРОВ, ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА 5000 ЗВЕЗД В СОЗВЕЗДИИ ЛЕБЕДЯ НА ПЛОЩАДИ $6° \times 6°$ С ЦЕНТРОМ $\alpha_{1950} = 20^h05^m$, $\delta_{1950} = +36°$

А. Б. Нумерова

Наблюдения

Наблюдения исследуемой области были произведены в Крымской астрофизической обсерватории в 1951—1952 гг. и являются частью общей программы работ обсерватории по исследованию Млечного Пути. Спектры фотографировались при помощи одной из камер двойного 400-мм 4-линзового астрографа Цейсса ($F = 160$ см) с $6°.9$ объективной призмой ($D = 410$ мм, дисперсия 250 Å/мм у Hδ). Использовались пластинки Eastman 103a—O (экспозиции до 1^h30^m) и пластинки Agfa Astro (экспозиции до 2^h30^m и 30^m), размер пластинок 30×30 см; проявитель A90. Спектры расширялись до 0.25 — 0.30 мм. Негативы для определения звездных величин были получены на камере Dogmar ($D = 167$ мм, $F = 750$ мм), объектив которой обладает большим полем, свободным от аберраций. Масштаб пластинки 1 мм $= 4'.6$. Вся классифицируемая область помещалась на пластинках 13×18 см.

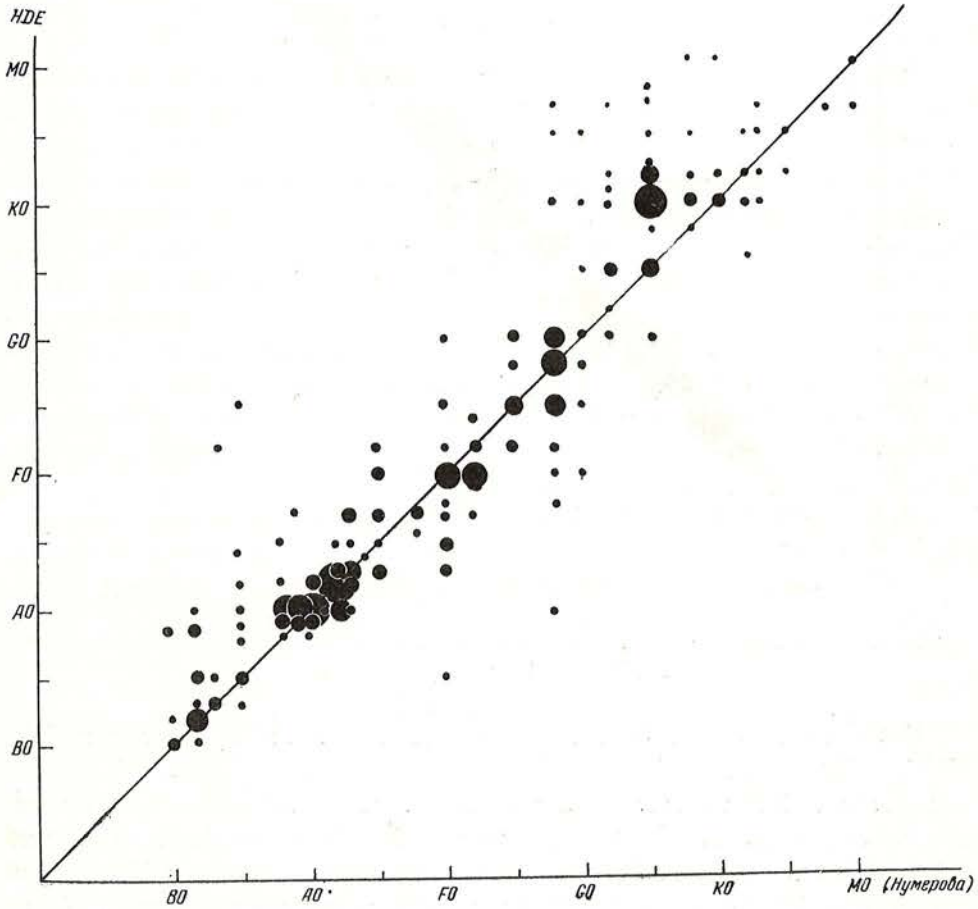
Для определения фотографических величин использовались пластинки Agfa Astro (экспозиция 30^m). Для определения красных величин использовались пластинки Ilford HP3 и стеклянный оранжевый фильтр марки OC12, отрезающий излучение с длиной волны короче 5300 Å (экспозиция 1^h30^m). Получаемые звездные величины близки к фотокрасным по эффективной длине волны, отличаясь от них несколько более широкой полосой. Стандартом фотографических и красных величин служил Северный полярный ряд NPS. Середина экспозиции исследуемой области приходилась на момент, когда эта область имела зенитное расстояние полюса. Полярная область фотографировалась с той же экспозицией в ту же ночь до или после наблюдения исследуемой области на пластинках, взятых из той же коробки. Проявление снимка полярной области производилось вместе со снимком исследуемой области. Из всех полученных пластинок было выбрано шесть наиболее удачных пар (по три пары для фотографических и красных величин). Для ярких звезд было получено еще несколько пар пластинок с экспозициями от 1 до 20^m.

Карта

Карта для определения координат звезд исследуемой области была получена путем увеличения прямого снимка области, снятого на одной из камер 400-мм астрографа. С помощью 50 звезд из каталога Босса на 1950 г. была нанесена координатная сетка, по которой были определены координаты α и δ с внутренней точностью по α $\pm 0^{m}.02$ и по δ $\pm 0'.3$. Действительная точность вычисления координат была проверена по большому числу звезд из каталога AGK_2 и оказалось вполне достаточной.

Спектральная классификация

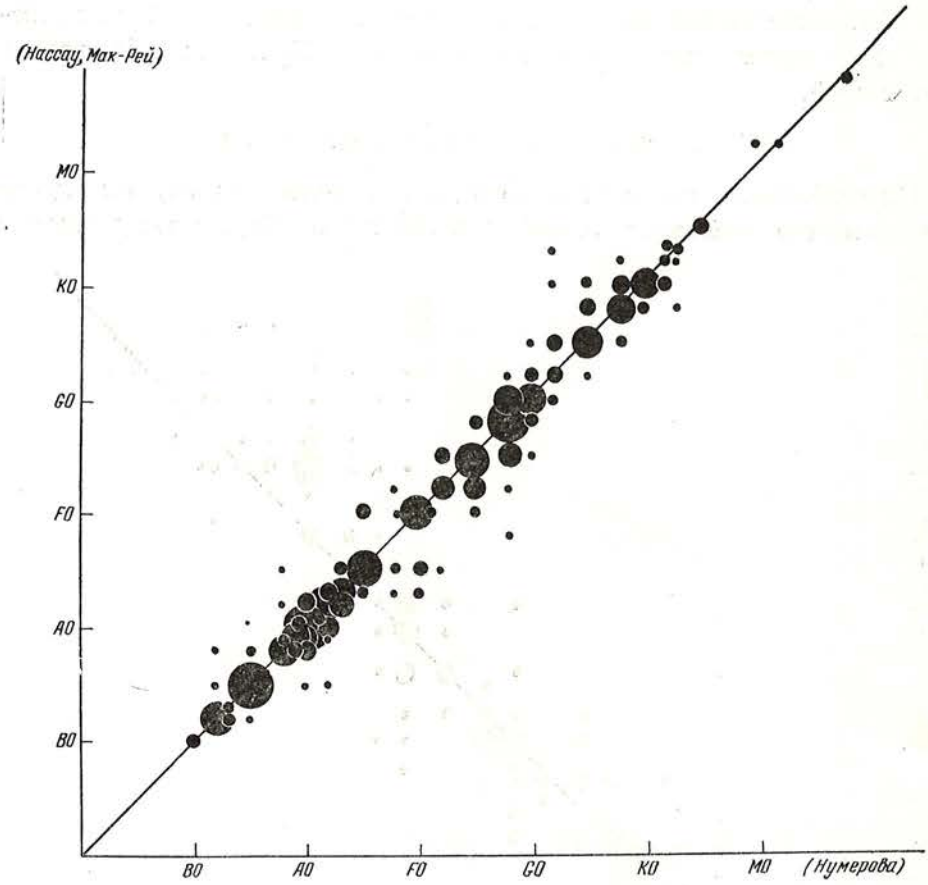
Классификация спектров производилась путем глазомерных оценок интенсивности отдельных линий и полос и по общему виду спектра



Фиг. 1. Сравнение оценок спектральных классов в Крымской обсерватории и в каталоге HDE.

в случае красных звезд. Использовалось шесть, а в некоторых случаях семь-восемь пластинок. Применялись критерии спектральной классифи-

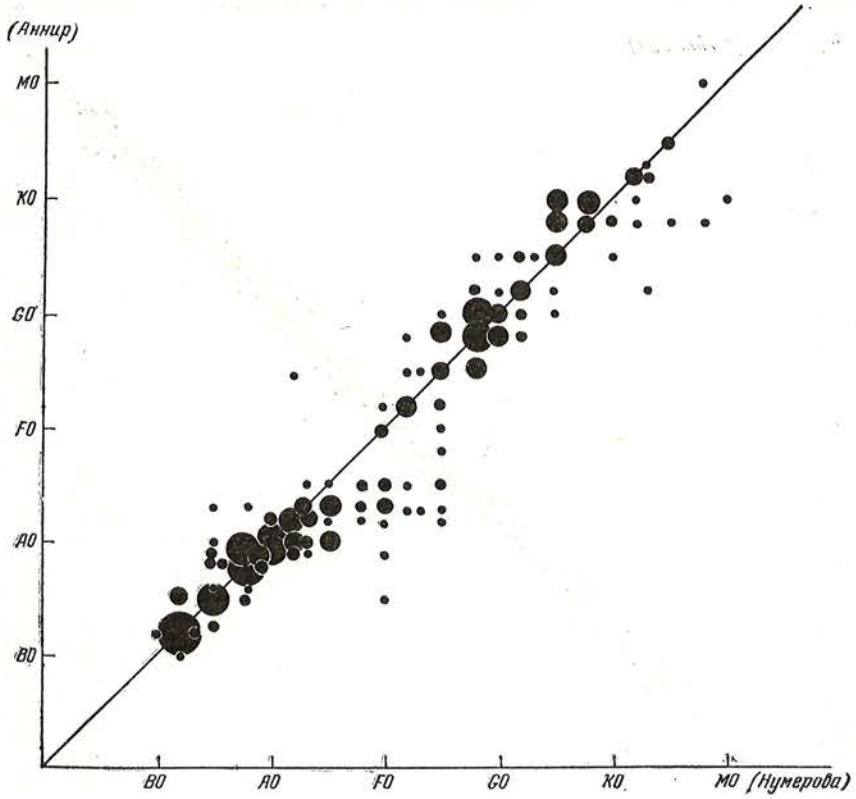
кации, сходные с критериями других классификаций по спектрам с примерно такой же дисперсией (Нассау и Сейферт [1]) и с теми критериями, которые были приняты в Крымской астрофизической обсерватории Э. С. Бродской и другими [2, 3]. Отличие имеется только для ранних звезд B, критерии для которых были отобраны нами на основании классификации звезд нашей области в системе МК [4, 5].



Фиг. 2. Сравнение оценок спектральных классов в Крымской обсерватории и в каталоге Нассау—Мак-Рея.

Было проведено сравнение с классификациями в каталогах HD, HDE, обсерватории Упсала, Нассау—Мак-Рея и Аннира. Сравнение с каталогом HD показало большие систематические различия для звезд спектрального класса B. Многие звезды B ранних подклассов классифицированы в каталоге HD как звезды поздних подклассов B или даже как звезды A0. В каталоге HDE замечена такая же тенденция. Кроме того, многие звезды B классифицированы в HDE как звезды F. Для звезд A0 — G5 систематических различий обнаружено не было, звезды от G5 до K5 классифицированы в HD и HDE как более поздние на один или два подкласса. При сравнении со спектральными классами, определенными Шаленом [6] (обсерватория Упсала), выявилось некото-

рое различие в классификации звезд A0 — A5, классифицируемых Шаленом как более поздние (F). Сравнение со спектральными классами, приведенными в работе Нассау и Мак-Рея [7], показало хорошее согласие, за исключением отдельных звезд. Некоторое систематическое различие для звезд B2 обнаружилось при сравнении со спектральными классами, определенными Анниром [8]. Эти звезды довольно часто клас-



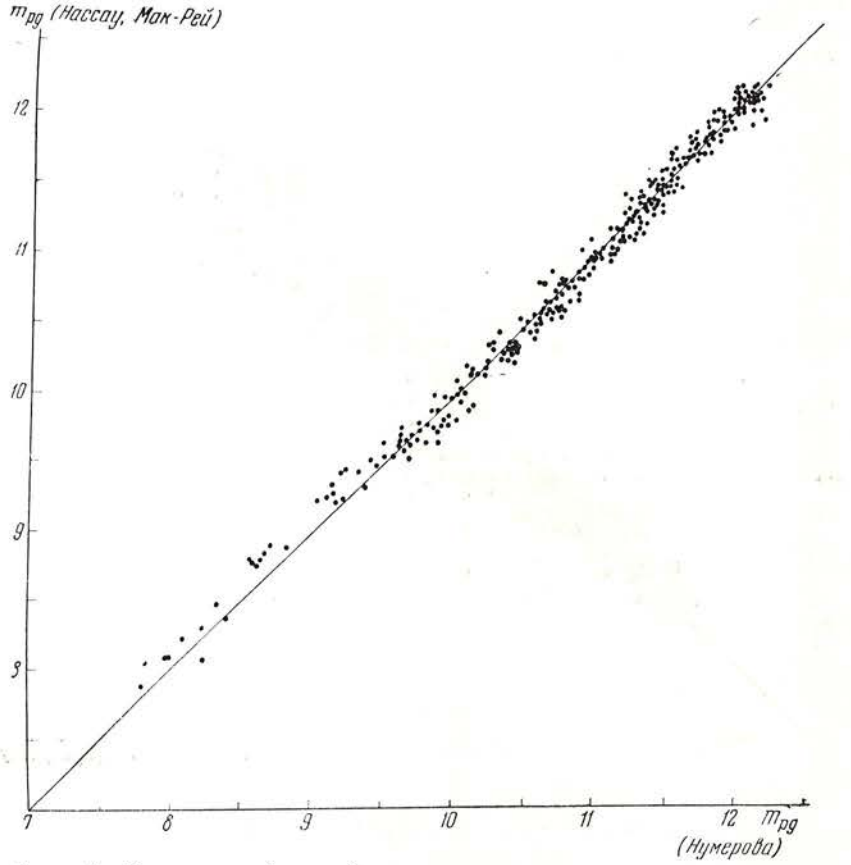
Фиг. 3. Сравнение оценок спектральных классов в Крымской обсерватории и в каталоге Аннира.

сифицируются Анниром как звезды B5. Кроме того, некоторые звезды B (по нашей классификации) отнесены им к классу F. Сравнение спектральных классификаций показано на фиг. 1, 2 и 3.

Определение звездных величин

Негативы для определения звездных величин измерялись на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса с диафрагмами разной величины для звезд различной яркости. При определении фотографических и красных величин стандартом служил Северный полярный ряд. Характеристические кривые строились по A — F звездам NPS, причем использовались фотографические и фотовизуальные величины, хотя наша система звездных величин значительно ближе к фотокрасной системе. При этом мы исходили из того, что, во-первых, фотовизуальные величины NPS

определены более надежно, чем фотокрасные величины (проверены несколько раз фотоэлектрическими измерениями), во-вторых, использование не отягощенных поглощением звезд A—F, показатель цвета которых не превышает $0^m.4$, не должно внести значительной ошибки. Действительно, если для звезд классов A и F, входящих в NPS, построить график, представляющий величину разности $m_{pr} - m_{pv}$ в зависимости от показателя цвета, то систематической зависимости практически не



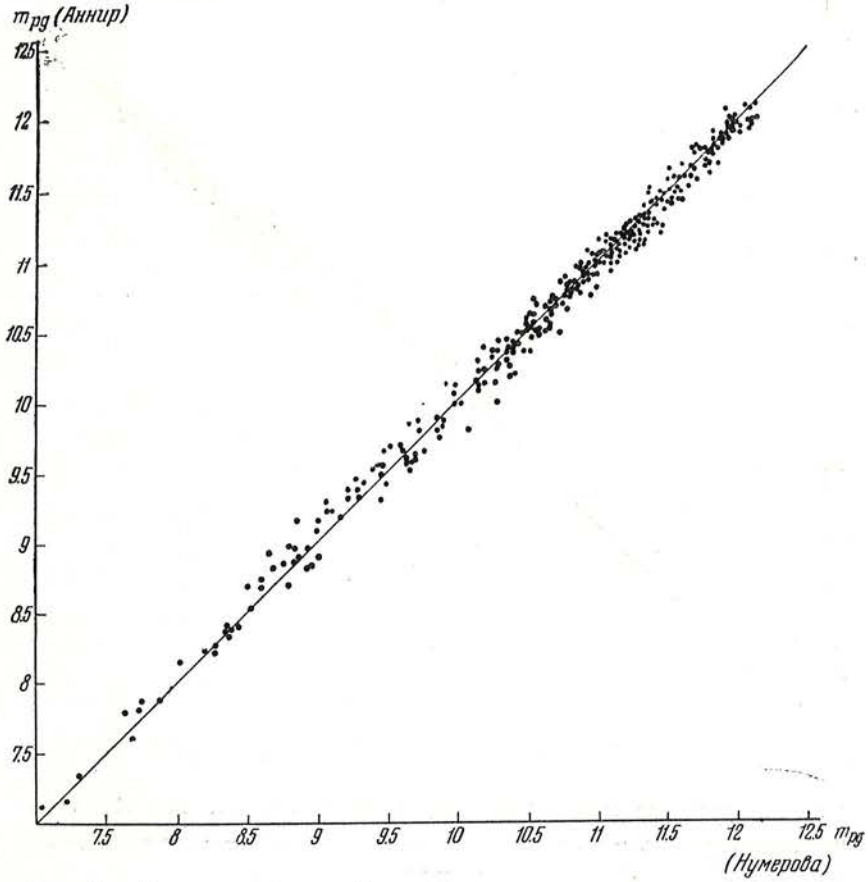
Фиг. 4. Сравнение фотографических величин ранних звезд каталога Крымской обсерватории с величинами, приводимыми в каталоге Нассау—Мак-Рея.

получается, во всяком случае, она полностью покрывается разбросом точек из-за ошибок измерений. Средняя величина разности $m_{pr} - m_{pv}$ равна $0^m.2$, но эта величина входит в специфику нашей звездной системы, она войдет и в нормальные цвета, так что это не внесет заметной ошибки в определение полного фотографического поглощения, расстояний и т. п.

Средняя квадратичная ошибка для фотографических величин оказалась равной $\pm 0^m.05$, для красных величин $\pm 0^m.04$. Фотометрическая ошибка поля объектива Dogmar оказалась порядка ошибки измерений. Дефекты поля сказываются только на краях пластинки, когда расстояние

от центра не менее 50 мм. Исследуемая область на всех измеренных пластинках не выходила из этих границ.

Следует указать, что полученные средние ошибки в два раза меньше ошибок измерений, полученных в работе Нассау и Мак-Рея [7], которые исследовали часть нашей области (около 1000 общих звезд). Точность измерений Нассау и Мак-Рея составляет $\pm 0^m.10$ для фотографических звездных величин и $\pm 0^m.08$ для фотокрасных. Точность изме-



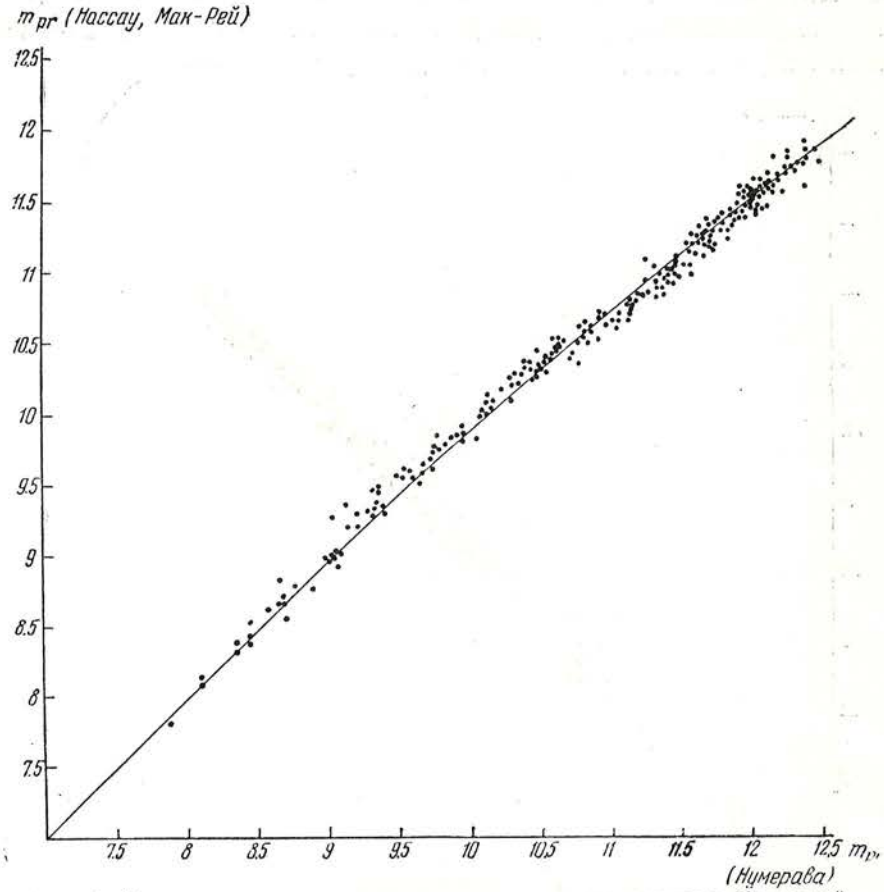
Фиг. 5. Сравнение фотографических величин ранних звезд каталога Крымской обсерватории с величинами, приводимыми в каталоге Аннира.

рений в работе Аннира [8], исследовавшего другую общую с нами часть области (около 1000 общих звезд), $\pm 0^m.06$ для фотографических и фотокрасных звездных величин. Было произведено сравнение наших звездных величин, фотографических и красных, с фотографическими и фотокрасными величинами Нассау—Мак-Рея и Аннира (фиг. 4, 5, 6 и 7, относящиеся к звездам ранних спектральных классов). Из сравнения следует, что для звезд ранних классов наша система звездных величин и системы Нассау—Мак-Рея и Аннира мало отличаются друг от друга.

Способом наименьших квадратов были получены линейные уравнения, связывающие нашу систему m' с системой Нассау и Мак-Рея m.

По 70 звездам различных спектральных классов от $11^m.0$ до $11^m.5$ для фотографических величин было получено следующее уравнение:

$$m'_{pg} = m_{pg} + \underset{\pm 0.03}{0.23}\ CI + \underset{\pm 0.02}{0.02}.$$



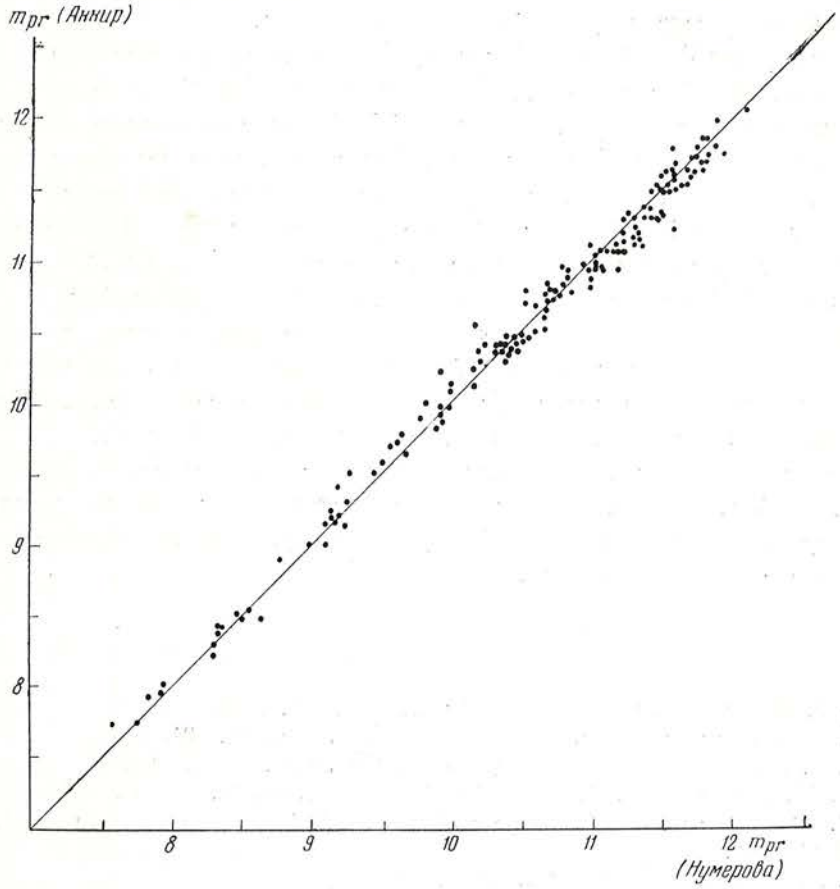
Фиг. 6. Сравнение красных величин ранних звезд каталога Крымской обсерватории с фотокрасными величинами звезд каталога Нассау—Мак-Рея.

Для установления связи между красными величинами для тех же звезд было получено уравнение вида

$$m'_{pr} = m_{pr} + \underset{\pm 0.02}{0.09} + \underset{\pm 0.02}{0.03}\ CI.$$

Из последнего уравнения следует, что наши красные величины практически не имеют уравнения цвета по отношению к фотокрасным величинам и, значит, эффективные длины волн этих систем практически совпадают, что и было впоследствии подтверждено непосредственными измерениями эффективных длин волн нашей системы И. И. Назаровой и исследованиями чувствительности пластинок Astro panchromatisch и

Ilford HP3, сопоставленными с кривой пропускания фильтра OC12. Эффективная длина волны фотокрасных величин в системе Нассау—Мак-Рея и Аннира около 6200 Å.



Фиг. 7. Сравнение красных величин ранних звезд каталога Крымской обсерватории с фотокрасными величинами звезд каталога Аннира.

Каталог

Все звезды исследуемой области расположены в порядке возрастания прямого восхождения, причем звезды с одинаковыми величинами прямого восхождения расположены в порядке возрастания склонения. Распределение звезд в порядке возрастания прямого восхождения было сделано в Институте теоретической астрономии (г. Ленинград).

Текущие номера звезд даны наверху каждой страницы. В столбцах 1 и 2 даны приблизительные координаты α и δ на 1950 г.

В столбце 3 дан спектральный класс. Спектральные классы звезд O и B с указанием класса светимости, для которых имеется классификация в системе MK, взяты из каталогов [5,9] и напечатаны жирным шрифтом. Для остальных ярких звезд ($m \leqslant 7^m.0$) спектральные классы

взяты из каталога лучевых скоростей Вилсона или из каталога HD. Спектральные классы звезд M и углеродных звезд взяты из работ [10—12] и др. Для некоторых звезд указан точный класс светимости по данным [5], а для поздних звезд — по [7] и [8]. Там, где оценка класса светимости произведена нами, она дана в скобках.

В столбцах 4 и 5 даны фотографическая звездная величина и показатель цвета $CI = m_{pg} - m_{pr}$. Для ярких звезд ($m \leqslant 7^m.0$) фотографические величины взяты из каталога AGK_2 (даны с точностью до десятой доли величины). Для четырех звезд фотографические величины B даны в системе U, B, V (напечатаны жирным шрифтом). Для звезд, у которых нет определений фотографических звездных величин, приведены (в скобках) фотовизуальные гарвардские величины для ярких и кратных звезд и фотокрасные по определению автора для слабых.

В столбце 6 дан номер звезды в каталоге HD, а если его нет, то BD. Знак двоеточия (:), стоящий после звездной величины или спектрального класса, означает, что определение неуверенное, к звездам, отмеченным значком *, даны в конце каталога примечания.

Работа над каталогом была начата под руководством академика Г. А. Шайна. Выражаю благодарность всем сотрудникам отдела физики туманностей и строения Млечного Пути, оказавшим помощь при подготовке работы к печати.

Литература

1. J. J. Nassau a. C. Seyfert. Ap. J., **103**, 117, 1946.
2. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 104, 1953.
3. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **14**, 3, 1955.
4. W. W. Morgan, A. E. Whitford a. A. D. Code. Ap. J., **118**, 317, 1953.
5. W. W. Morgan, A. D. Code a. A. E. Whitford. Ap. J., Supplement. ser., № 14, 1955.
6. C. Schalen. Upsalla Medd., № 55, 1931.
7. J. J. Nassau a. D. MacRae. Ap. J., **110**, 478, 1949.
8. P. R. Annear. Ap. J., **118**, 77, 1953.
9. W. Hiltner. Ap. J. Supplement. Ser., № 24, 1956.
10. Van Albada. Ap. J., **109**, 391, 1949.
11. V. M. Blanco. Ap. J., **120**, 1954.
12. N. G. Roman. Ap. J. Supplement. Ser., № 7, 1954.

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
51.58	+34 09.6	A3	10.88	—0.01	
51.99	36 35.4	K2	11.00	1.47	226404
52.00	33 34.5	B8—B9	11.26	—0.16	
52.00	35 33.6	F2	11.17	0.17	226407
52.00	36 13.5	G	12.00	0.99	
52.01	35 04.8	A0	11.81	—0.09	
52.04	35 05.7	F	12.14	0.27	
52.05	35 43.6	K	12.52	2.20	
52.06	34 08.4	F8	12.42	0.44	
52.06	37 30.0	A2	11.26	0.10	226412
52.06	37 33.0	F8	12.07	0.28	
52.07	35 48.0	K0	10.36	1.88	226413
52.08	38 15.9	G8 III	11.54	1.13	+38°3807
52.10	35 37.2	B5	11.80	0.12	226414
52.10	36 06.3	G0	11.03	0.42	226425
52.10	36 33.3	G—K	12.01	1.56	
52.11	33 24.9	A2	9.76	—0.10	226418
52.11	34 50.1	K2	11.57	1.12	226416*
52.12	38 30.9	G	12.07	0.83	
52.13	38 24.6	F8 III	11.87	1.10	
52.14	37 37.5	B2	12.58	0.53	
52.14	38 12.9	F8	12.66	0.38	
52.14	38 59.2	B5	7.67	—0.55	188501*
52.15	38 10.5	B5	10.14	—0.35	226422
52.16	33 39.0	A3	11.77	—0.09	
52.16	34 04.2	A5	11.64	0.10	
52.16	34 19.5	F	11.27	0.37	
52.16	36 19.8	F	11.30	0.27	
52.16	37 22.5	B5	9.94	—0.37	226423
52.17	34 59.1	G2	10.94	0.67	226415
52.18	34 20.1	B9	8.89	—0.15	226417
52.18	35 38.8	F—G	11.33	0.41	226426
52.18	37 37.2	A2	11.06	—0.10	226434
52.19	36 12.6	F8	12.22	0.40	
52.20	33 20.1	G5	10.48	1.50	226419
52.20	33 41.2	B9	11.64	—0.04	
52.20	34 22.4	G5	10.81	1.69	226429
52.20	34 53.4	G2	11.54	0.58	226427
52.20	36 18.9	K0	9.44	1.78	188502
52.20	36 30.3	G2	11.21	0.62	226424
52.22	33 41.1	B8—B9	12.43	—0.07	
52.22	38 30.9	F5	11.68	0.24	
52.23	37 11.7	F8	12.00	0.31	
52.24	33 29.4	B8	12.18	1.46	
52.24	34 06.6	F8	11.20	0.30	
52.24	34 15.9	F8	9.40	0.54	226430
52.24	38 45.0	B8	11.60	0.01	226433
52.25	35 41.4	A0	10.00	—0.12	226437
52.26	34 39.0	B2	11.66	—0.05	
52.26	36 58.5	G2	11.46	1.29	226435

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
52.27	+34 53.2	F8—G0	12.46	0.40	
52.27	35 42.9	B5	11.47	0.06	
52.27	36 09.3	G5	11.81	1.22	226436
52.28	33 28.8	F2	11.73	0.23	
52.28	34 14.8	F0	12.05	0.13	
52.28	35 09.9	F8	12.09	0.32	
52.29	34 24.6	B9	9.53	0.05	226428
52.30	33 39.6	K5			
52.30	38 12.0	K0	7.9	1.32:	188481
52.31	38 53.4	A2	11.77	—0.09	
52.33	37 31.5	F8	12.08	0.32	
52.34	36 59.4	F8	11.38	0.31	226445
52.35	33 18.0	K5	11.64	1.43	226439
52.36	36 51.3	B5	12.04	—0.05	
52.36	37 50.1	K	12.29	1.12	
52.36	38 12.6	F2	11.63	0.20	
52.38	34 44.4	B2	11.13	—0.13	226438
52.38	35 18.0	G2	12.08	0.54	
52.38	35 36.3	G	11.75	0.66	
52.39	34 03.8	—	12.50	1.50	
52.39	35 05.2	G	12.36	0.71	
52.39	36 48.0	—	11.85	1.02	
52.40	34 41.7	G8	12.30	2.08	+34°3785
52.40	38 26.1	F5	12.09	0.25	
52.42	33 24 0	F8—G0	11.80	0.45	
52.42	37 19.5	B8	11.82	—0.05	
52.43	33 28.2	B8—B9	(10.77)		
52.44	37 11.7	G0 III	11.71	0.98	
52.44	38 12.0	B5	11.46	—0.28	226450
52.46	35 20.1	F8	12.06	0.42	
52.46	35 27.6	A0	12.54	0.31	
52.46	37 38.7	G0	12.63	0.64	
52.46	38 02.4	A2p	11.53	—0.05	226451
52.47	37 31.8	G2	12.62	0.34	
52.48	33 03.6	G5	11.62	2.15	+32°3617
52.48	33 20.9	B5	11.94	—0.22	
52.50	34 24.0	B5	11.38	—0.13	
52.50	34 25.0	—	12.63	1.06	
52.50	34 42.0	K5	12.14	1.06	
52.50	35 26.9	G5	12.37	1.21	
52.50	35 54.9	B2	11.92	0.11	
52.50	36 08.7	B2:	11.75	—0.03	
52.50	37 26.4	G0	11.82	0.50	
52.50	38 28.5	G0	12.07	0.49	
52.51	36 30.0	B9:	11.13	—0.24	226457
52.52	34 22.2	G2	10.28	0.90	226452
52.52	38 23.1	F0	11.84	0.06	
52.53	35 24.6	F8—G0	12.62	0.42	
52.53	36 25.2	B8—B9	11.41	—0.13	266458
52.53	37 38.8	—	12.50	2.18	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
52.54	+35 04.5	B8:	12.40	0.24	
52.54	38 26.1	F8	12.12	0.32	
52.54	39 00.0	B5	12.18	—0.02	
52.55	36 48.0	K2	9.91	1.42	226456
52.58	33 43.2	F8	10.15	0.48	226453*
52.58	37 54.6	F8 III	11.15		
52.58	37 58.5	A3	11.86	0.26	
52.60	33 00.6	K2	9.36		188541
52.60	34 33.0	G	12.12	0.58	
52.60	35 42.8	F2	11.00	0.46	226459
52.60	35 51.9	G2	11.71	0.37	
52.60	35 52.2	G	12.80	0.46	
52.60	36 30.9	A8	12.05	—0.05	
52.60	36 49.5	B9	9.05	—0.03	226455
52.60	38 21.0	G2 III	8.96	0.70	188591
52.62	38 51.6	F8	12.28	0.30	
52.63	35 24.8	A5	12.50	0.20	
52.64	38 12.3	A0	10.62	—0.10	226462
52.66	34 00.9	K3	11.75	2.24	
52.66	37 20.4	B5	10.96	—0.08	226463
52.67	35 44.1	A5	11.37	0.17	226465
52.67	37 22.8	F	12.12	0.22	
52.68	35 37.5	B2:	11.60	0.19	
52.68	36 30.9	G8	11.45	1.25	226464
52.68	37 42.9	G5p	9.38	1.00	188592
52.68	38 42.3	K2	11.21	0.62	226473
52.69	33 14.4	F5	11.35	0.19	226461
52.70	33 27.0	F0	8.77	0.16	188593
52.70	35 16.5	F5	11.00	1.23	226466
52.70	37 57.3	F—G	12.15	0.50	
52.70	38 45.0	G0	11.17	0.40	226472
52.71	34 57.9	B2:	11.90	0.06	
52.72	36 24.0	G2	11.08	1.16	226474
52.73	35 34.2	B9	12.17	—0.11	
52.74	36 12.1	G2	11.63	0.36:	
52.74	38 59.8	B5	12.27	—0.02	
52.76	33 30.0	B9	9.86	—0.22	226467
52.76	35 18.0	G—K	12.71	1.81	
52.76	36 24.3	B8	11.56	—0.08	226475
52.78	35 41.3	F8—G0	12.10	0.49	
52.78	36 57.9	B	12.00	—0.03	
52.78	38 01.8	K2 III	11.92	1.83	226485
52.80	33 03.0	F—G	11.66	0.32	
52.80	34 39.3	B2	10.99	0.06	226477
52.80	34 45.0	B2	11.70	0.18	
52.80	35 06.6	B9	11.80	0.10	
52.80	36 05.1	G2	11.98	1.18	
52.80	36 12.0	G—K	12.07	1.93	
52.80	36 59.1	F8	12.02	0.41	
52.80	37 14.7	A3	10.90	0.00	226487

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
52.80	+37 54.6	G5	11.07	0.69	226486
52.80	38 36.0	A3	10.08	0.07	226484
52.81	37 36.0	B5	12.37	—0.03	
52.81	38 43.8	K0	11.65	2.42	226483
52.82	33 56.7	B5	10.73	—0.10	226479
52.82	34 03.0	B8	10.14	—0.20	226478
52.82	34 45.3	F8	11.15	0.36	226476
52.84	33 01.5	B5	11.28	—0.03	
52.84	36 30.9	B2	11.80	0.03	
52.84	36 36.6	G0	11.05	0.81	226489
52.84	37 54.0	G5 III	11.74	1.03	
52.85	33 25.5	G8	11.89	1.71	
52.86	34 29.8	B8	11.58	—0.06	226493
52.86	36 45.9	A0	11.42	—0.21	226488
52.86	36 59.1	B2	12.17	0.24	
52.87	35 49.8	A2	10.65	0.13	226490
52.87	37 03.0	G5	12.10	0.76	
52.87	38 16.5	F8	12.25:	0.51	
52.87	38 53.2	B2	12.38	0.50	
52.88	35 05.4	G5	12.14	1.11	
52.89	33 16.5	F0	10.60	0.24	226480
52.89	34 36.3	F5	11.41	0.25	
52.89	36 57.0	B2	11.45	—0.01	
52.90	34 41.4	—	12.29	1.07	
52.90	35 15.3	B—A	12.60	0 30	
52.90	35 15.6	A5	11.28	—0.13	226492
52.90	35 41.4	B9	12.00	—0.12	
52.90	36 28.5	K0	11.72	0.98	
52.90	37 00.0	F5	12.29	0.27	
52.90	38 20.8	G8	12.50	1.53	
52.90	38 21.9	B9	12.72	0.49	
52.90	38 42.6	F	11.91	0.27	
52.91	38 53.1	F8	11.85	0.31	
52.94	36 44.7	F8	12.03	0.35	
52.94	37 03.0	F8	12.20	0.48	
52.94	38 42.3	F0	10.85	0.19	226497
52.95	35 31.5	B2:	10.94	0.22	226491
52.96	34 48.0	G0	11.24	0.39	
52.96	36 48.1	F8	9.26	0.60	226499
52.98	34 52.8	F8	9.36	0.90	226502
52.98	35 53.7	F0	11.19	0.15	226501
52.98	36 36.3	G5	11.12	1.59	226500
52.98	38 23.1	F—G	12.26	0.81:	
52.99	33 14.4	A5	9.27	0.08	226494
53.00	34 37.5	B8	11.46	0.05	226503
53.00	35 41.1	G5	9.98	1.38	226510
53.00	36 50.7	F0	11.09	0.09	
53.00	36 51.9	G5	6.6		188650
53.00	36 53.4	F	11.62	0.27	
53.00	37 00.3	A5	10.48	0.13	226498

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
53.00	+38 06.0	G5	12.48	1.38	
53.02	34 21.3	G5	11.44	1.55	226514
53.02	38 04.8	G5 III	10.65	1.49	226508
53.04	37 47.4	B—A	12.55		
53.05	36 56.1	B2	11.36	—0.17	
53.06	33 33.3	G5	10.89	1.44	226505
53.06	35 29.1	F	11.69	0.23	
53.07	33 36.6	G5	10.46	1.47	226504
53.08	36 04.5	F8	12.38	0.52:	
53.09	36 48.3	B2	12.20	0.22	
53.10	33 00.2	B5	11.06	0.07	
53.10	33 06.0	G5	10.54	1.37	+32°3623
53.10	34 48.3	K2	10.58	1.99	226513
53.10	35 13.2	F8	11.05	0.37	226512
53.10	35 23.7	A2	9.88	0.01	226511
53.10	35 54.3	A0	12.08	0.04	
53.10	37 30.6	B—A:	12.31	0.46	
53.10	37 53.7	A2	11.52	0.06	226518
53.13	36 48.8	A0	12.08	—0.09	
53.14	35 41.4	B5	11.53	0.02	226522
53.14	37 45.3	F8 IV	10.12	0.82	226519*
53.14	38 11.7	G8 III	11.77	1.53	226513
53.15	34 48.0	G	11.90	0.91	
53.15	36 37.5	G0	11.76	0.55	
53.15	36 50.3	K—M	12.27	1.98	
53.16	33 08.1	G			
53.16	34 46.5	G5	8.77	1.53	188668
53.16	35 00.0	A5	12.39	0.26	
53.16	36 17.1	A3	11.45	0.08	226509
53.16	36 44.4	A5	10.28	0.50	226520*
53.17	33 00.9	B9	9.29	0.09	226515
53.18	35 00.0	A5	11.56	—0.03	226524
53.18	35 21.0	B9	10.72	—0.16	226523
53.18	38 31.5	F0	12.64		
53.19	34 23.4	G5	11.80	1.24	
53.19	37 35.1	B5	12.74		
53.20	33 46.2	B9	12.27	0.22	
53.20	35 42.6	G	10.78	1.69	226535
53.20	35 44 4	G5	10.60	1.01	226534*
53.20	35 52.8	F8—G0	12.05	0.45	
53.20	35 57.0	G	12.05	0.34	
53.20	36 42.0	F8	11.83	0.39	
53.20	37 33.9	A5m	10.17	0.06	226530
53.20	38 21.8	F0	12.05	0.17	
53.21	34 07.5	F0	10.78	0.27	226525
53.23	33 57.3	F0	9.19	0.00	226526
53.23	35 29.7	B8	11.62	0.02	226536
53.24	35 28.5	B8	12.30	0.25	
53.24	36 42.0	G5	11.80	1.06	
53.24	37 17.2	K2 III	11.37	1.54	226529

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
53.26	+35 42.6	A3	11.85	0.01	
53.26	36 32.2	K	12.31	2.01	226521
53.26	37 26.1	F5	12.06	0.24	
53.26	37 46.5	G	12.52	0.63	
53.27	35 36.3	G	12.18	0.50	
53.27	36 02.7	G5	9.75	1.65	226533
53.28	37 30.6	A3p	10.65	0.07	226531
53.29	37 55.0	G2	12.06	1.34	
53.30	33 53.4	B5	10.08	—0.20	226538
53.30	36 27.0	B2	12.45	0.59	
53.30	36 52.2	B2	10.25	—0.41	226532
53.30	37 48.0	G	12.55	1.89	
53.31	33 22.2	F8	10.16	1.35	226540
53.33	36 37.5	B9	11.43	—0.25	226542
53.34	34 00.0	F0	11.33	0.11	226537
53.34	35 27.6	F8	12.70	0.47	
53.34	37 30.0	F5 III	11.20	0.28	
53.35	33 27.0	F2	11.06	0.18	
53.38	34 04.5	F5	12.23	0.30	
53.38	34 26.9	F5	10.72	0.52	226543*
53.38	35 54.0	F8	11.68	0.39	
53.38	36 14.2	G5	12.12	1.26	
53.38	36 32.4	F	12.57	0.35	
53.38	38 48.9	G0—G5	12.45	0.85	
53.40	33 51.3	G0	10.50	0.41	226539
53.40	34 10.2	B9	11.98	—0.24	
53.40	34 49.8	B2:	11.66	0.00	
53.40	35 31.5	A0	11.72	—0.06	
53.40	35 33.3	F:	12.21	0.53	
53.40	35 52.5	G	12.57	1.17	
53.40	37 14.1	G0—G5	12.54	0.70	
53.40	37 28.2	G	12.16	1.14	
53.41	36 30.9	G8	(10.90)		
53.42	35 24.9	A3:	11.63	0.03	226551
53.42	36 27.1	F	11.75	0.22	226548
53.42	37 32.4	B2	12.45	0.27	
53.42	38 30.0	B2	12.52		
53.44	33 02.1	A3	11.03	—0.04	226553
53.44	35 45.3	G2	10.54	1.25	226550
53.44	36 04 5	G	11.98	0.95	
53.44	36 23.1	A5	11.42	0.06	
53.44	37 51.9	G8 III	11.49	1.87	226546
53.44	38 40.5	G2	12.03	0.49	
53.45	36 08.2	B9	11.32	—0.08	*
53.46	36 08.7	G	11.14	0.71	+35°3863*
53.46	37 21.0	G	12.52	0.67	
53.47	34 15.5	F5	12.18	0.27	
53.47	37 25.5	A3	11.24	—0.04	226547
53.47	37 57.0	F	11.76	0.16	
53.48	37 13.5	F0p	10.78	0.10	+36°3770

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
53.48	+37 59.4	G	12.05	1.57	
53.49	37 15.9	G5	12.53	1.80	
53.50	33 25.5	F0	8.10	0.16	188725
53.50	36 26.1	A2	10.30	0.12	226549
53.50	36 33.0	F8	12.08	0.35	
53.50	36 53.7	B2	12.50	0.25	
53.51	38 47.4	F8	11.86	0.31	
53.52	35 12.6	A0	12.22	0 09	
53.52	37 34.5	G	12.04	0.82	
53.53	33 40.5	B9	11.13	0.21	226552
53.54	35 27.3	G	(11.72)		
53.54	37 33.0	G	11.84	1.04	
53.54	37 44.4	G8	12.04	1.18	
53.54	38 24.0	G	12.60	0.86	
53.58	33 00.6	B—A	11.06	0.00	
53.58	33 06.0	A5	10.66	0.04	
53.58	34 13.5	G—K	11.52	1.35	226560
53.58	36 07.5	—	12.40	1.19	
53.60	35 59.1	K3	(10.06)		226567
53.60	36 13.5	B2	12.03	0.09	
53.60	37 06.2	G8	12.72	2.17	
53.60	37 21.0	F0	(12.36)		
53.62	33 32.7	A5	11.02	—0.08	226561
53.62	36 20.1	G8	11.20	1.54	226566
53.62	36 49.2	A0:	12.90		
53.62	37 18.6	B5	12.50		
53.64	33 37.2	G0	11.68	0.38	
53.66	33 26.7	B9	11.00	0.03	226562
53.66	37 04.5	B8:	12.78		
53.70	34 40.5	A5	12.10	0.06	
53.70	36 14.4	G	12.27	1.27	
53.70	37 41.4	A5	11.59	—0.06	226575
53.70	38 08.1	A5 m	9.87	0.29	226574
53.70	38 41.7	F0	11.50	0.52	+38°3814
53.71	36 48.0	A2	9.92	—0.02	226577
53.72	38 51.9	F8	12.26	0.33	
53.73	33 48.1	F2	10.65	0.18	
53.73	37 02.7	F5 IV	11.36	0.41	226576
53.74	33 26.4	B9	11.50	—0.12	226568
53.74	36 20.1	B8	11.80	—0.19	226579
53.74	36 29.7	F8	11.34	0.36	226578
53.74	37 37.4	G5	11.94	1.20	
53.76	34 12.0	G	(10.52)		
53.77	37 49.5	F8—G0	11.28	0.48	226586
53.78	34 39.6	G	11.03	1.43	226581
53.78	36 02.4	B5	8.77	—0.14	226589
53.79	34 45.6	B9	10.80	—0.16	226580
53.80	34 35.1	B9	10.76	—0.14	226582
53.80	36 12.0	G5	11.78	1.21	+35°3865
53.80	36 27.0	K3	12.33	1.90	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
53.80	+37 05.4	B9	11.64	—0.34	226588
53.80	37 12.6	B8:	(11.84)		
53.80	37 45.6	F2	11.83:		
53.80	38 34.5	F8	11.91	0.38	
53.81	38 15.6	K—M	12.78	2.40	
53.82	36 10.5	B2	12.07	0.40	
53.82	36 11.7	B2:	12.36	0.22	
53.84	35 15.6	G	12.30	0.88	
53.84	36 21.0	F5	(11.93)		
53.85	38 06.0	A2	10.64	—0.05	226585
53.85	38 59.4	G0—G5	11.08	0.86	226600
53.87	34 41.1	F5	11.90	0.28	
53.87	34 45.0	G	12.12	1.15	
53.87	35 19.8	B—A	11.99	0.20	
53.88	36 46.8	F0	12.42	0.20	
53.88	37 25.5	A3 p	10.77	0.13	226587
53.90	35 26.1	A2	11.44	—0.17	226590
53.90	36 11.7	A0	13.02		
53.91	34 51.6	A3	9.70	0.17	226591
53.91	37 09.3	A2	10.63	—0.11	226601
53.92	34 28.5	B8	11.24	—0.12	226593
53.92	34 30.6	G	11.65	0.59	226592
53.93	33 08.2	F5—F8	11.50	0.29	
53.94	35 56.1	F5	9.82	0.50	226602*
53.94	38 16.5	B5	11.12	—0.27	226608
53.95	33 11.0	—	11.27	0.61	226594
53.96	34 15.8	F5	(12.30)		
53.96	35 41.4	F8	(10.40)		
53.96	37 55.5	K3 III	11.56	2.62	226610
53.98	35 45.3	G2	11.87	0.61	
53.98	36 03.6	A0	12.12	0.10	
53.98	37 19.8	B9	12.34	0.01	
53.99	33 40.0	F0			
54.00	33 18.6	B9	12.22	0.12	
54.00	34 44.7	B5	12.01	—0.13	
54.00	35 42.0	G5	11.96	1.30	
54.00	36 22.2	F8	12.88		
54.00	37 18.6	G0	12.36	0.45	
54.00	37 32.4	A3	10.68	0.06	226611
54.00	37 33.0	G	12.46	0.51	
54.00	38 49.8	B8	11.72	—0.16	226606
54.01	37 25.2	B8	12.30	0.08	
54.01	38 05.7	B5	10.46	0.17	226609
54.02	33 30.7	G	11.30	1.10	226603
54.02	35 58.5	F5	(11.84)		
54.02	38 28.5	A3			
54.03	38 28.4	G0	10.02	1.59	226607
54.04	36 10.2	A0	12.59		
54.04	36 52.4	B2	11.59	—0.13	226612
54.07	37 03.6	G	12.68	0.55	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
54.08	+36 29.4	B2	12.48	0.24	
54.09	38 43.5	F5—F8	11.64	0.29	226620
54.10	33 14.5	G	11.63	1.18	
54.10	33 18.0	K2	11.79	1.58	
54.10	37 41.1	B5	11.64	—0.34	226623
54.10	38 08.1	F0 p	12.58	0.36	
54.10	38 21.0	B5 III	4.7		188892
54.10	38 23.8	F	12.28	0.16	
54.12	37 18.0	F2	12.14	0.18	
54.12	37 57.6	M1.5 III	11.73	2.06	226621
54.12	38 42.3	F8	11.42	0.48	
54.13	36 41.1	B5	12.07	—0.20	
54.14	37 02.7	F0 III	11.44	0.13	
54.15	35 41.5	A0	8.71	—0.14	188893
54.16	33 38.1	F	11.36	0.08	226614
54.16	34 21 6	K0	11.98	2.04	
54.16	37 45.3	G5 IV	11.62	1.29	226622
54.16	38 56.7	F0	12.19	0.14	
54.17	36 24.0	B5	11.91	—0.06	
54.18	34 17.4	G0	11.56	0.92	226613
54.18	35 21.9	F2	11.96	0.25	
54.18	35 43.5	G	12.54	0.78	
54.18	36 16.5	G5	11.50	1.52	226624
54.18	38 08.7	A5	11.67	0.09	
54.18	39 00.8	F0 III	10.24	0.40	226630
54.20	33 36.0	G2	11.71	1.15	
54.20	34 38.1	K2	11.48	1.18	226625
54.20	34 39.0	G	12.49	0.83	
54.20	35 16.2	K5	12.82		
54.20	35 23.4	F8—G0	12.52	0.39	
54.20	37 23.1	A0	12.12	—0.10	
54.20	37 46.5	F8—G0	12.72	0.43	
54.20	38 11.4	G5	12.30	0.74	
54.20	38 51.9	B2	13.00		
54.20	38 59.4	A2	10.60	0.04	226631
54.21	34 27.6	B5	11.65	—0.16	
54.22	35 23.7	F2	9.14	0.23	226635
54.22	36 13.5	K5	10.52	2.51	226634
54.22	37 53.2	F8:	11.85	0.22	
54.23	37 06.7	G—K	12.66	2.28	
54.24	34 03.0	B9	11.71	—0.11	226626
54.24	36 05.7	F5	11.79	0.20	
54.24	37 08.4	F5	11.24	0.17	226639
54.25	34 25.2	F5	11.58	0.17	
54.26	33 21.9	B5	7.39	—0.38	188894
54.26	38 03.0	B9	10.32	—0.10	226632
54.27	38 36.9	F8	11.75	0.37	
54.27	38 42.3	G0 III	11.68	0.52	
54.30	33 06.3	B3	11.66	—0.28	
54.30	35 55.8	F8	11.83	0.36	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
54.30	+36 34.5	B9	9.83	—0.06	226633
54.30	38 05.1	B5	12.26	0.36	
54.32	37 14.4	F8	11.62	0.43	
54.32	38 43.8	—	12.36	1.51	
54.33	36 41.4	B2:	12.01	0.15	
54.34	35 14.4	A3	10.37	0.24	226642
54.34	35 52.2	G	11.86	0.46	
54.36	33 15.0	F5	11.89	0.28	
54.36	36 48.6	A2	9.64	0.09	226640
54.36	38 37.5	K0 III	10.23	1.46	226652*
54.36	38 51.0	K5 III	11.28	2.31	226650
54.37	36 18.9	A2	11.49	0.13	
54.38	35 42.0	F8	(11.80)		
54.38	36 25.2	A2	9.51	0.13	226641
54.38	38 35.7	F	11.73	0.21	
54.39	36 37.8	G5	12.02	1.22	
54.39	38 21.6	A0	12.01	—0.11	
54.39	38 23.4	B8	11.15	—0.22	226653
54.39	38 56.1	F2	11.49	0.19	226649
54.40	33 24.3	A5	9.94	0.19	226636
54.40	34 59.1	F0—F2	12.07	0.18	
54.40	35 06.0	B9	9.65	—0.26	226643
54.40	35 44.1	F5	11.97	0.23	
54.40	36 14.7	G	12.40	0.70	
54.40	36 36.3	A3 p	11.26	0.02	226658
54.40	36 54.0	F8			
54.40	37 00.9	G8	12.19	1.19	
54.40	38 12.3	K3 III	11.53	1.27	
54.40	38 15.0	A0 p	11.03	—0.14	226654
54.40	38 44.4	B5	10.47	—0.22	226651
54.41	34 21.0	B5:	11.72	0.02	
54.42	34 05.7	A2	10.48	0.10	226644
54.43	35 14.7	—	12.68	0.85	
54.44	33 42.9	B5	10.94	—0.07	226645
54.44	35 53.4	G2	10.65	0.86	226659
54.44	36 42.9	F8	11.63	0.49	
54.45	34 39.0	G5	12.09	2.06	
54.45	34 41.7	F8	11.14	0.50	
54.45	34 57.0	K0 III	5.0		188947*
54.45	37 30.3	F2	11.02	0.23	+37°3681
54.46	35 34.5	K0	11.08	1.12	226653
54.46	36 03.9	G5	11.73	1.09	
54.46	37 11.7	F8	11.65	0.41	
54.46	37 20.1	F8	11.33	0.50	226657
54.46	37 57.6	B9	10.39	—0.28	226655
54.47	34 41.7	F8	11.96	0.39	
54.47	35 18.3	A5	10.35	0.29	226664
54.48	34 23.7	F0:	12.50	0.40	
54.48	38 15.0	G5 III	11.56	0.95	
54.49	33 59.1	B8	10.82	—0.18	226665

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
54.49	+38 33.9	M2	12.74	2.26	
54.50	34 54.0	A	(11.70)		
54.50	35 45.6	B8	10.30	—0.03	226661
54.50	36 59.8	F0	12.45	0.04	
54.50	37 00.0	A2	11.70	—0.19	
54.50	37 27.9	A2	9.70	—0.09	226656
54.51	38 45.3	F0	11.40	0.11	
54.52	34 06.0	F0	12.36	0.28	
54.52	35 35.1	B9	11.48	—0.16	226662
54.53	33 12.0	F0:	10.96		226667
54.54	33 09.6	F5—F8	11.33	0.29	
54.54	35 51.1	A3	10.50	0.28	226660
54.54	36 24.0	K—M	12.80	2.54	
54.54	36 48.0	F8	12.01	0.31	
54.56	33 44.7	B9	11.34	—0.17	226666
54.56	33 45.9	B9	11.07	—0.24	226671
54.56	36 15.6	F8—G0	12.11	0.38	
54.56	37 04.5	A3	11.61	—0.01	226670
54.57	32 59.8	B5	(8.86)		188948
54.58	35 39.3	G5	8.58	1.43	188969
54.58	36 48.0	F8—G0	12.36	0.42	
54.58	37 43.5	C	12.04	0.94	*
54.59	37 14.1	G5	12.33	0.55	
54.60	34 00.9	F0	12.31	0.29	
54.60	34 48.0	A5	11.79	0.10	
54.60	35 23.4	B2:	12.36	0.28	
54.60	35 58.5	F8	10.98	0.49	226675
54.60	37 14.7	B2	12.04	0.61	
54.60	37 29.4	G0	12.62	0.40	
54.60	37 30.0	F0 IV	10.42	0.14	226673
54.60	38 05.8	B5	(12.36)		
54.61	38 56.4	G5	12.19	1.28	
54.62	37 42.0	A2	9.45	0.28	188991*
54.64	35 02.7	F8	12.32	0.33	
54.64	38 08.8	G5	12.62	1.43	
54.65	34 50.4	A2	10.06	0.14	226679
54.65	34 59.7	G2	11.17	0.65	226678
54.65	35 21.9	F5	12.36	0.24	
54.66	33 47.7	B8	11.30	—0.17	
54.66	37 47.4	F8	12.54	0.42	
54.67	34 45.0	F2	10.38	0.24	226680
54.67	35 43.5	F8	11.91	0.31	
54.67	35 48.8	F0:	12.49	0.20	
54.67	37 02.4	A2	10.97	—0.07	226674
54.70	33 31.5	A5	12.12	0.01	
54.70	35 34.6	G0	11.35	0.61	226676
54.70	36 57.3	G	12.13	0.70	
54.70	38 10.8	G0	11.70	0.43	
54.70	38 15.9	G0	12.82	0.51	
54.71	33 09.0	B5	11.98	—0.17	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
54.71	+35 08.7	B9	11.29	—0.23	
54.71	37 04.8	F8	12.05	0.39	
54.72	35 02.0	G8	11.93	1.00	226677
54.75	35 39.6	A0	11.52	—0.11	226686
54.75	35 59.5	G8	10.87	1.21	226685
54.75	37 27.0	F8 III	11.31	0.43	+37°3686*
54.76	36 11.1	B5	7.63	—0.50	189016
54.77	37 09.3	F8	12.45	0.31	
54.78	33 35.4	A5	10.62	0.05	226681
54.78	35 25.8	A5	9.24	0.26	226687
54.78	35 31.8	K	11.94	1.05	
54.78	36 32.9	F8 III	11.64	0.30	
54.78	36 42.0	G5	12.44	1.22	
54.78	38 27.0	K0 III	10.94	1.88	226691
54.79	38 48.6	F5 V	11.78	0.38	
54.80	35 33.7	K2	10.81	1.96	226692
54.80	35 59.4	F5—F8	11.88	0.28	
54.80	37 16.5	G8 III	11.10	2.14	+37°3687
54.80	37 27.0	G5	(11.67)		
54.80	38 12.6	F	12.05	0.13	
54.82	37 13.5	F2	10.87	0.19	
54.82	37 45.6	B9	12.20	—0.14	
54.83	34 36.6	K0	11.31	1.08	226688
54.84	36 33.0	G0	12.09	1.16	
54.86	33 49.2	F0	11.76	0.06	
54.86	35 35.1	B2:	11.91	0.19	
54.86	35 36.3	G0	12.28	0.41	
54.87	35 08.7	F	(11.96)		
54.87	37 42.8	B	(12.30)		
54.88	37 09.3	F5	11.84	0.21	
54.90	33 11.4	A2	11.04	—0.10	226694
54.90	33 31.5	G5	11.10	1.26	226689
54.90	36 06.9	B3	5.9		189066
54.90	36 33.9	F0	9.80	0.31	226706
54.90	37 08.1	G5	11.76	1.42	
54.90	37 25.5	K0 III	9.52	1.90	189039
54.90	37 57.3	K0 III	11.98	1.72	
54.90	38 53.7	A3	10.91	0.17	226702
54.93	35 54.0	B8	9.41	—0.10	226707
54.93	36 42.0	F2	12.14	0.17	
54.94	33 06.6	B3	11.03	—0.27	
54.94	33 47.1	A5	11.88	0.00	
54.94	35 33.6	F0	11.62	0.13	
54.94	35 33.9	G5	11.10	1.48	226708
54.94	36 47.1	F8	11.01	0.32	226705
54.94	38 10.5	B8—B9	12.05	—0.08	
54.95	35 21.6	G2	12.05	1.04	
54.95	36 33.6	A0	12.18	—0.07	
54.95	38 54.3	A2	10.58	—0.13	226714
54.96	33 37.5	B2:	11.35	0.15	226693

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
54.96	+38 09.0	A5	10.60	0.15	226703
54.96	38 32.1	G8 III	11.00	1.33	226715
54.97	34 52.5	G5	11.17	0.94	226709
54.97	37 20.1	A0	10.74	—0.16	226704
54.97	38 24.0	B8	9.18	—0.12	226716
55.00	36 42.0	F8	12.37	0.27:	
55.00	37 09.0	F8	12.46	0.38	
55.00	38 50.4	B2:	12.40	0.22	
55.02	33 18.6	F2	11.23	0.17	226711
55.02	35 23.7	B9	8.46	0.22	189085
55.02	35 50.1	G8—K2	11.15	2.08	226720
55.02	36 25.5	A8	10.68	0.31	226719
55.03	34 01.5	G	12.33	0.57	
55.04	33 30.0	G5	10.62	1.55	226710
55.05	33 09.3	B5	11.96	—0.20	
55.05	37 16.5	G0 III	11.08	1.48	226718
55.05	37 43.5	M2	12.42	1.22	
55.06	33 59.4	G	11.86	0.95	
55.06	34 36.9	A5	11.28	0.09	226722
55.06	36 41.4	F8	12.64	0.83:	
55.06	38 00.9	B9	10.67	—0.24	226717
55.07	33 35.3	B2	12.20	0.36	
55.08	37 05.4	A2	11.87	—0.11	
55.10	33 12.0	—	11.87	0.56	
55.10	34 11.1	F	(11.90)		
55.11	36 58.5	F0	9.94	0.31	226728
55.11	38 09.6	F0	10.66	0.14	226727
55.12	35 46.5	G8	9.86	1.63	226729
55.14	34 48.0	A2	11.09	0.08	226721
55.14	37 39.0	G2	12.15	0.85	
55.15	36 48.9	G8	12.24	1.20	
55.16	35 42.6	B8	9.39	—0.13	226730
55.17	38 45.0	F:	12.56	0.41	
55.18	34 31.5	A3	11.63	0.20	
55.18	38 08 7	G2	11.26	1.39	226737
55.19	34 51.5	K3	11.67	1.90	226731
55.19	35 18.6	G5	11.91	1.19	
55.20	33 33.0	F2	11.90	0.20	
55.20	34 06.3	B9	11.63	—0.01	
55.20	34 45.6	F8	11.85	0.36	
55.20	37 44.7	G0	11.73	0.49	
55.20	38 57.6	B8	12.00	—0.07	
55.22	35 53.4	G	11.81	1.11	
55.22	36 42.9	K0 IV	11.16	1.33	226738
55.24	35 51.1	B8—B9	10.83	0.27	226741
55.25	35 02.4	B8—B9	9.91	0.10	226743
55.25	38 48.0	B8—B9	12.12	—0.16	
55.26	33 03.0	G	11.27	1.26	226733
55.26	36 33.0	B8	10.44	—0.28	226739
55.26	38 42.6	K3 III	11.62	1.90	226748

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
55.28	+36 00.1	G2	11.76	0.66	
55.28	37 30.3	F8	11.98	0.30	
55.29	37 50.4	B8	9.09	—0.36	189130
55.30	33 27.0	B3	11.81	—0.09	
55.30	34 16.5	F8—G0	11.49	0.31	226745
55.30	35 48.6	K0	11.58	1.11	226742
55.30	35 56.4	A5	10.76	0.07	226740
55.31	36 33.0	B—A	12.22	0.18	
55.31	37 09.6	F0	12.20	0.06	
55.32	38 17.4	B5	9.46	—0.31	226749
55.33	37 36.3	G0	11.94	0.52	
55.34	37 06.9	B8	11.03	—0.12	226750
55.34	37 54.9	G5	12.31	0.73	
55.34	38 35.7	G5	11.63	1.64	+38°3827
55.34	38 47.4	B8	11.16	0.11	226747
55.35	36 38.1	F0	10.62	0.16	226751
55.36	33 27.0	A5:	12.04	—0.09	
55.36	34 53.7	F8	7.59	0.31	189148
55.38	33 55.2	F0	11.48	0.19	226746
55.38	34 33.0	B9	10.48	—0.14	226744
55.38	36 38.4	F0	10.82	0.14	226752
55.39	38 36.9	G	12.22	1.98	
55.40	33 19.5	F2	11.66	0.23	
55.40	35 51.3	G5	11.77	0.77	
55.40	36 29.7	B8	12.05	—0.15	
55.40	36 55.5	G2	11.77	0.64	
55.40	37 09.0	F8	11.43	0.28	+36°3783
55.40	38 14.4	B9	11.52	—0.17	226762
55.40	38 59.1	A2	11.36	0.13	226760
55.42	33 00.9	—	12.28	2.20	
55.42	33 11.2	B—A	11.87		
55.42	38 16.5	B9	11.74	—0.36	
55.43	34 26.7	G5	9.68	1.41	226753
55.43	34 53.1	F:	(11.59)		
55.43	38 45.6	A3	9.89	0.09	226761
55.44	34 46.2	A5	12.22	0.00	
55.45	36 00.1	B2	12.74		
55.46	33 37.5	F	11.50	0.24	
55.46	36 50.4	G:	12.08	1.14	
55.46	37 00.6	—	12.55	0.57	
55.46	37 36.6	G8 III	11.67	1.46	226763
55.49	33 20.4	F0	11.99	0.15	
55.49	36 39.9	G5	12.31	1.01	
55.49	39 00.0	F8	12.13	0.45	
55.50	34 12.0	G5	11.50	0.72	226764
55.50	34 48.0	F8	11.98	0.30	
55.50	35 43.5	G0:	11.63	1.07	
55.50	37 00.9	B2	9.10	0.48	226770
55.50	38 19.2	B8:	12.52		
55.51	38 55.5	A2	9.53	0.18	226767

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
55.52	+34 54.0	B5	12.41	0.58	
55.53	37 22.8	A5 m	10.34	0.09	226768
55.55	36 04.8	F8	12.64	0.31	
55.55	37 17.4	F0—F2	10.72	0.30	226769
55.55	38 41.7	F8	11.76	0.49	
55.56	33 38.1	G2	11.31	0.74	226765
55.58	35 48.6	B2:	11.68	0.03	
55.59	33 00.8	G	12.22	1.10	
55.60	33 59.4	F	11.63	0.23	
55.60	34 24.0	B9	11.84	0.07	
55.60	34 56.1	F8	11.32	0.46	
55.60	35 58.5	A:	9.99	0.37	226780
55.60	36 19.5	A5	10.70	0.56	226779
55.60	36 25.5	G5 III	10.68	1.45	226778
55.60	38 17.1	F8	12.67	0.51	
55.61	34 09.0	K8	11.81	1.98	226772
55.62	35 52.8	B2	11.94	0.05	
55.62	36 54.0	M	12.20	2.17	
55.62	37 12.9	K0	12.56	2.43	
55.62	37 25.5	F5	11.62	0.29	
55.63	34 18.3	G0	11.17	0.72	226771
55.63	38 48.9	G0	12.51	0.61	
55.64	34 13.5	G0	12.20	0.66	
55.66	37 05.7	B5	10.99	—0.08	226777
55.66	38 11.4	A5	10.47	0.09	226788
55.66	38 21.9	B8	10.24	—0.40	226786
55.67	37 54.0	A3	11.44	—0.06	226776
55.67	38 05.7	A2	10.58	—0.08	226789
55.67	38 52.5	G	12.56	0.64	
55.69	33 38.2	G8	10.18	1.44	226784
55.70	34 46.5	A5	10.36	0.53	226781*
55.70	34 49.5	G0—G2	12.02	0.59	
55.70	36 05.7	G0	12.74	2.15	
55.70	38 19.5	A2	6.8		189235
55.70	38 25.8	F0—F2	12.54	0.21	
55.70	38 37.5	G0	11.60	1.03	+38°3834
55.71	33 20.4	F0—F2	11.20	0.23	
55.72	33 19.5	A0	11.45	0.01	
55.72	34 45.0	A2	11.87	0.01	
55.72	37 31.5	F0	12.16	0.08	
55.73	36 33.6	F8	11.74	0.35	
55.74	33 32.7	F	11.19	0.02	
55.74	37 25.5	A0	11.24	0.01	226790
55.74	38 21.7	G0	10.72	0.54	226787
55.76	33 17.7	B5	8.81	—0.28	189211
55.76	33 42.6	F0	10.78	0.12	226783
55.76	36 09.3	G5	11.77	1.09	
55.76	36 21.9	G5 III	12.11	1.51	
55.77	34 26.1	A3	10.79	0.01	226782
55.77	38 52.8	G0—G2	12.80	0.54	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
55.78	+37 05.4	B2	11.16	—0.20	
55.78	37 38.4	G0	12.15	0.84	
55.78	38 04.5	B9	11.32	—0.23	226798
55.80	33 12.3	F0	11.90	0.13	
55.80	33 35.7	A5:	11.84	—0.10	
55.80	33 49.5	B2:	11.92	0.18	
55.80	34 15.0	A0	11.59	—0.13	226791
55.80	36 53.7	G0 IV	9.84	0.67	226802
55.80	37 45.0	A5	9.66	0.14	226799
55.82	37 12.6	B2	10.49	—0.40	226800
55.82	37 23.4	K2	11.82	1.20	+37°3694
55.82	37 43.0	K0	12.21	2.07	
55.82	38 21.9	F0	10.57	0.15	226797
55.83	33 07.5	F0	11.60	0.08	
55.86	35 04.2	B5	10.78	—0.17	226803
55.86	36 31.5	G0	11.86	0.49	
55.88	36 12.6	F	11.81	0.23	
55.88	38 15.9	G5	8.68	1.58	189280
55.88	38 49.2	G5	12 17	1.35	
55.89	34 59.9	F0	11.24	0.12	
55.89	36 20.7	F8	12.24	0.34	
55.90	34 15.0	G0	12.72	0.41	
55.90	36 45.9	F5	12.02	0.18	
55.91	35 39.0	B2:	11.77	0.01	
55.91	35 43.2	K	11.74	1.79	226814
55.91	36 02.1	A0	11.97	0.03	
55.92	38 29.2	B8	11.62	—0.31	
55.92	38 36.0	B8	11.97	—0.17	
55.94	34 06.6	B9	7.94	—0.25	189257
55.94	34 54.0	A3	10.12	0.08	226804
55.94	35 59.4	G0	10.81	0.46	226824
55.94	37 47.1	A5	9.50	0.63	226811
55.94	38 49.5	G5III	11.29	1.34	
55.96	33 47.1	B9	9.54		226805
55.96	38 33.6	A3	11.02	0.03	*
55.98	36 24.3	A0	11.12	—0.12	226812
55.98	38 30.0	B9	11.88	—0.04	
56.00	33 30.9	G	11.56	1.00	
56.00	35 22.2	F8	12.36	0.34	
56.00	35 41.7	—	12.09	0.89	
56.00	35 45.8	A5	12.28	0.02	
56.00	35 51.3	F5	10.82	0.44	226813
56.00	36 38.1	G	11.59	1.31	+36°3790
56.00	36 52.0	G	12.18	1.04	
56.00	37 02.7	B8	10.86	—0.11	226801
56.00	38 23.7	F0	11.04	0.10	
56.01	33 29.4	G5	11.27	0.45	
56.01	34 50.2	F2	11.67	0.24	
56.02	35 39.6	B5:	11.32	0.10	226825
56.02	36 14.1	F8	(10.42)		

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
56.02	+37 14.4	F8	9.32	0.42	226822
56.03	38 43.5	K	12.34	2.18	+38°3838
56.04	33 45.0	B9	10.16	—0.06	226815
56.04	37 51.3	M5 III	11.27	2.33	226821
56.04	38 05.7	B9	10.53	—0.04	226819
56.05	38 36.0	F—G	12.02	0.42	
56.06	37 54.3	A2	10.59	0.01	226820
56.06	37 59.4	K3 III	9.40		189301
56.07	33 34.8	G2	11.06	0.58	226828
56.07	37 02.4	A0	12.01	0.09	
56.08	33 00.6	B8:	12.02	0.58	
56.08	33 12.3	B9	11.18	—0.07	226829
56.09	37 45.0	G0	11.71	0.36	
56.10	33 47.0	K	11.85		
56.10	34 35.4	G8 III	10.46	2.03	226826
56.10	37 09.0	G0	12.31	0.55	
56.10	37 59.7	F	12.31	0.21	
56.10	38 56.2	F5	11.46	0.22	
56.11	33 59.4	B8—B9	11.49	—0.02	
56.11	36 36.9	G2	12.07	0.70	
56.12	33 57.9	A5	9.82	0.05	226827
56.12	37 27.0	F2	11.67	0.41	
56.14	33 37.5	F8:	11.92		
56.14	34 05.1	F8—G0	11.82	0.49	
56.14	34 24.6	G	11 66	1.41	
56.14	34 32.7	G0	11.33	0.51	
56.14	36 11.4	B8	7.22	—0.09	189315
56.14	37 54.9	F8—G0	10.77	0.42	226833
56.15	33 50.1	F8	11.33	0.65	
56.16	35 21.2	F8—G0	12.36	0.39	
56.16	35 25.2	G8 III	11.81	0.89	226836
56.16	37 13.5	B9	10.56	0.15	226834
56.17	37 06.3	A2	11.21	—0.12	226835
56.18	37 36.3	F0	11.67	0.17	
56.20	33 12.9	M	11.93	1.73	226837
56.20	34 15.3	F5	11.25	0.25	
56.20	34 36.3	G—K	12.33	1.43	
56.20	35 20.2	B	12.20	0.25	
56.20	36 27.3	A5	11.23	0.18	226845
56.20	37 24.0	B2	10.39	—0.09	226844
56.20	38 32.7	F5—F8	8.81	0.47	189333*
56.20	38 58.5	B5	10.95	—0.10	226843
56.22	35 14.4	B8	8.93	—0.25	189334
56.22	38 52.5	B5	11.14	0.04	226856
56.23	36 50.0	G—K	12.24	1.78	
56.26	34 14.1	F8	11.27	0.36	
56.26	35 10.8	—	12.70	1.32	
56.27	37 56.8	F5—F8	11.96	0.29	
56.27	38 08.1	B5	12.65	0.25	
56.29	34 35.4	K3 III	10.78	2.28	226846

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m		
56.29	+37 27.0	B2	12.51		
56.29	38 36.6	F0	11.86	m 0.12	
56.30	33 37.8	G	12.47		
56.30	34 21.9	—	12.20	1.83	
56.30	34 25.5	F0:	12.42	0.68	
56.30	37 10.5	F8—G0	12.23	0.48	
56.31	34 33.3	G0	11.95	0.41	
56.31	38 12.6	F2	12.48	0.32	
56.33	33 41.7	F	11.67	0.32	
56.33	34 08.1	B9	11.15	—0.20	226849
56.34	34 17.4	B8	7.48	—0.36	189335
56.34	36 01.5	B2e	9.52	—0.24	226857
56.34	36 35.1	F8	11.60	0.29	
56.36	33 55.5	Ma	10.62	2.27	226850
56.36	34 09.0	B2:	10.78	0.12	226848
56.36	34 31.5	B9	10.88	—0.36	226847
56.36	36 28.8	F—G	12.69	0.47	
56.36	36 47.4	F8	11.76	0.26	
56.36	39 00.0	G2	11.57	0.63	226861
56.37	37 19.5	F8	11.31	0.39	226864
56.38	34 44.4	F2	11.40	0.19	
56.40	33 09.0	G2	10.31	0.90	226851
56.40	33 24.9	B9	9.26	—0.18	189336*
56.40	35 29.4	A2	11.48	0.22	226866
56.40	36 11.4	F8	11.78	0.29	
56.40	36 26.4	G5	11.86	1.16	
56.40	37 27.0	K0 III	10.69	1.56	226863
56.40	37 36.9	F0	11.45	0.19	226862
56.42	33 48.0	G2	11.68	1.23	
56.42	36 05.4	B5	12.31	0.05	
56.44	36 13.5	B9	11.58	—0.12	226865
56.44	38 29.1	B9	11.78	—0.18	
56.46	35 09.0	F0	10.97	0.11	226867
56.47	38 31.4	G	12.02	1.06	
56.48	36 44.7	F8	11.44	0.28	
56.48	38 27.0	A2	10.06	—0.05	226876
56.49	35 03.9	B0 Ib	9.73	1.05	226868
56.49	35 05.1	F8	10.58	0.75	+34°3816
56.49	37 45.0	B9	12.34	0.12	
56.50	33 01.2	A0	11.57	—0.10	
56.50	38 23.4	G5	10.97	1.33	+38°3843
56.51	33 19.5	A5	11.84	0.05	226870
56.51	35 31.2	B5	12.51	0.21	
56.52	33 01.5	A0	11.61	0.01	
56.53	37 01.5	F	12.52	0.30	
56.53	37 03.0	M2 III	11.18	2.66	226877
56.54	37 59.1	G	12.58	0.82	
56.55	36 03.0	B2:(III)	10.72	0.44	226878
56.56	33 27.6	B5	9.92	—0.26	226869
56.56	34 22.5	B8 p	8.14	—0.51	189394

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
56.56	+35 40.5	B9	11.65	—0.10	
56.56	37 46.2	F8	12.32	0.32	*
56.57	37 42.3	G0	10.92	0.55	226886
56.58	35 44.7	B9	9.62	—0.05	226879
56.58	38 22.5	G0	11.29	0.35	
56.59	38 30.0	F0	11.46	0.10	
56.60	33 08.4	F2 I—II	7.52	0.12	189378*
56.60	33 56.1	K	11.85	1.65	226880
56.60	34 39.0	G0	11.99	1.08	
56.60	35 40.5	F8	12.46	0.34	
56.60	35 50.4	B9	10.50	—0.16	226887
56.60	37 08.7	B2:(III)	12.69	0.95	
56.60	38 19.8	B5	10.87	—0.36	226885
56.61	34 56.1	F—G	12.64	0.41	
56.62	33 16.8	F0	10.89	0.19	226881
56.62	35 01.5	B5	12.22	0.36	
56.62	35 29.1	A5	10.42	0.06	226888
56.64	34 33.0	G8 III	11.29	1.44	226890
56.64	38 26.1	B9	10.19	—0.31	226884
56.65	33 01.5	F2	11.58	0.20	
56.66	35 32.1	G5	12.08	2.19	
56.67	38 13.5	G	12.15	0.42	
56.68	33 45.0	G—K	12.15	1.86	
56.68	34 16.2	G	12.70	0.82:	
56.70	33 23.4	G0	11.73	0.59	
56.70	36 09.0	F0	11.44	0.07	
56.70	36 44.7	G8 IV	11.18	1.21	226898
56.70	37 10.5	F2 IV	11.24	1.26	226897
56.70	37 37.5	B8	11.40	—0.28	226896
56.71	34 49.1	F0	11.34	0.24	226889
56.71	37 33.9	G	11.84	0.83	
56.72	33 20.4	A2	11.40	—0.02	
56.72	38 16.5	A3	9.97	0.14	226895
56.73	33 40.2	F8	11.70	0.30	
56.73	38 42.9	A5	11.98	0.05	
56 74	34 20.4	A5	11.94	0.20	
56.74	35 28.5	B9	10.55	0.01	226900
56.75	36 48.6	B9	8.78	—0.24	189433
56.75	38 50.4	F5	12.52	0.24	
56.76	33 35.4	G0	11.46	0.31	226892
56.76	34 26.4	G2	10.61	0.83	226891
56.76	36 42.0	F8	12.10	0.42	
56.78	33 17.1	B8	11.63	—0.28	
56.78	34 56.1	B9	8.79	—0.19	189434
56.78	35 06.0	F5:	12.16	0.52:	
56.78	37 11.1	F0	12.87		
56.78	38 16.5	F2	11.21	0.16	
56.78	38 42.0	F	12.56	0.18	
56.79	34 27.6	F5	11.53	0.24	
56.79	34 51.6	A0	11.62	0.01	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
56.79	+35 59.7	G0	11.15	0.51	226899
56.80	33 22.5	A2	10.80	—0.11	226902
56.80	34 22.2	A3	12.02	0.06	
56.80	35 41.7	A2	12.35	0.41	
56.80	36 14.7	G2	12.13	0.55	
56.80	36 19.2	G0	12.23	0.66	
56.80	37 36.0	G8 IV	11.29	1.54	226908
56.80	37 58.2	B5	5.95		189432*
56.80	38 03.3	F8	10.34	0.56	226907
56.80	38 03.9	F5	11.73	1.37	
56.80	38 28.2	G8 III	10.56	1.86	226906
56.81	33 00.9	G0	11.44	0.37	
56.82	36 52.5	B5	11.49	0.00	
56.82	38 06.3	A5	(11 60)		
56.82	38 06.3	—	12.26	1.22	
56.84	34 32.1	A3	11.40	—0.10	226901
56.84	34 54.0	F5	11.41	0.27	
56.84	37 39.6	F2	11.67	0.17	
56.86	35 11.8	F8—G0	12.14	0.37	
56.86	36 20.7	B5	11.92	0.02	
56.87	38 09.0	F	12.45	0.19	
56.88	33 04.2	B9	10.65	—0.04	226913
56.88	33 30.9	B	11.48	0.14	
56.88	33 45.1	K2	10.34	2.01	226911
56.90	33 34.2	B9	11.87	—0.17	
56.90	35 29.1	K0 III	10.48	2.05	226909*
56.90	38 40.5	B9	(12.02)		
56.90	38 51.0	F2—F5	11.63	0.21	
56.91	36 03.0	K2	11.54	0.95	226917
56.93	33 00.9	B9	11.66		
56.93	36 15.6	F2—F5	12.05	0.21	
56.93	36 34.5	B2	11.54	—0.18	
56.94	33 15.0	B9	11.04	—0.14	226912
56.94	34 09.6	F	11.84	0.29	
56.95	33 16.5	G	11.98	0.88	
56.96	35 12.9	G8 III	10.90	1.69	226918
56.97	34 12.7	G	11.85	0.75	
56.98	33 43.5	K	11.92	1.16	
56.98	37 50.4	K0 III	11.12	1.60	226926*
56.99	34 58.2	A3	9.62	0.05	226919
56.99	35 29.4	A2	11.96	—0.06	
57.00	34 31.5	G8 III	10.26	2.04	226922
57.00	34 41.7	F0—F2	10.78	0.25	226920
57.00	35 21.3	B9	6.98		189474
57.00	37 36.0	F0 IV	11.64	0.08	
57.00	38 13.5	G5 III	9.89	1.39	226925
57.00	38 14.7	B5	10.69	—0.31	226924
57.01	36 45.3	B9	10.73	—0.19	226927
57.03	34 38.4	G5	11.00	1.16	226921
57.03	36 45.6	G0	10.79	0.62	226928

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
57.03	+37 00.9	F	12.46	0.26	
57.04	33 13.0	B2:	12.24	0.27	
57.04	34 18.9	F5	11.30	0.26	226910
57.04	36 15.3	G5	10.78	0.86	226929
57.04	37 36.0	A5 m	8.70	0.26	189492
57.06	35 13.8	G8—K0	12.56	1.71	
57.06	35 55.8	B9	12.07	0.07	
57.06	38 00.0	A5	11.84	0.09	
57.06	38 06.6	B2:	11.98		
57.07	37 57.0	—	11.94	2.00	
57.09	38 11.9	G8—K0	12.58	1.92	
57.09	38 45.0	F8	(11.82)		
57.10	33 12.3	F	11.84	0.21	
57.10	34 15.9	A5	11.75	0.03	226931
57.10	35 49.5	B9	10.16	—0.19	226930
57.10	36 47.4	A5	12.15	0.49	
57.10	37 39.6	G5	11.97	1.16	
57.10	38 30.6	G5 III	11.59	1.47	226935
57.11	35 45.0	G	12.53	0.62	
57.12	36 58.8	B9	12.05	0.08	
57.13	36 09.3	F5	11.50	0.25	226937
57.14	33 00.7	F0—F2	10.36	0.17	226933
57.14	33 51.0	G0	10.54	0.81	226932
57.14	35 27.0	F0	11.42	0.23	
57.14	37 02.4	F0 IV	9.58	0.27	226936*
57.16	35 29.7	A3	10.88	0.62:	226946*
57.16	37 51.3	G	11.55	0.71	
57.16	38 05.8	A5	12.59		
57.18	35 31.5	F8—G0	11.62	0.48	
57.19	33 57.3	F8	11.91	0.34	
57.19	35 04.5	B9	10.14	0.05	226938
57.19	35 43.8	G0	12.45	0.59	
57.19	38 44.4	B5	11.90	0.02	
57.20	35 37.2	B5	12.35	0.37	
57.20	36 04.5	G0	11 54	0.61	
57.20	36 36.9	—	12.56	1.38	
57.20	38 12.6	—	12.68		
57.20	38 44.2	B5	11.10	—0.28	226941
57.20	38 48.0	F	12.04	0.22	
57.21	34 48.6	G	12.46	0.55	
57.21	38 12.0	B8	11.19	—0.39	226942
57.22	35 00.0	B8	11.93	0.00	
57.22	35 41.7	G0	12.43	0.44	
57.23	35 23.7	B9	7.86	—0.18	189528*
57.24	36 20.1	M	11.07	2.43	226945
57.24	36 36.9	B5	12.23	0.13	
57.24	37 07.8	F2	11.03	0.28	226943
57.25	33 36.7	A0	11.84	—0.01	
57.25	35 24.6	G2	11.96	0.64	
57.26	34 53.7	G	12.43	0.55	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
57.26	+37 01.5	F8	12.61	0.45	
57.26	37 14.1	B	12.48	0.31	
57.26	38 22.5	B8:	11.88		
57.27	34 55.2	G2	12.42	0.60	
57.27	38 07.2	M3	12.10	2.20	+37°3710*
57.28	36 48.3	B5	10.67	—0.26	226944
57.28	38 22.5	B2	9.38	—0.29	226949*
57.29	36 54.3	F—G	11.97	0.57:	
57.29	38 00.6	B5	9.98	0.10	226950
57.30	33 33.9	—	(11.84)	1.64	
57.30	37 07.2	G	12.46	1.39	
57.31	33 55.8	B5	8.97	—0.45	189529
57.32	36 03.0	—	(12.16)		
57.33	34 42.3	F0	12.04	0.25	
57.34	35 48.6	G	12.33	1.11	
57.34	35 58.5	B0.5 III	9.15	—0.06	226951
57.34	38 22.5	B5	11.83	—0.21	
57.35	35 47.2	G	12.60	1.40	
57.35	36 47.7	A0	12.16	0.34	
57.35	37 57.0	F8 III	11.43	0.25	
57.36	35 21.3	F8—G0	11.80	0.36	
57.36	37 50.7	F2 III	12.01	0.21	
57.37	38 47.1	G0	10.55	0.72	226956
57.38	35 41.2	F	11.67	0.29	
57.39	38 12.9	A0	11.01	—0.20	
57.40	34 03.9	K2	11.75	2.11	226952
57.40	35 43.5	A5	9.90	0.46	226958
57.40	36 02.1	G	11.74	1.14	
57.40	36 06.9	A3	11.86	0.18	
57.40	36 21.0	—	12.59	0.48	
57.40	36 23.7	A0	10.11	—0.05	226957*
57.40	36 55.5	F2	12.30	0.23	
57.40	37 06.3	A0	12.47	0.04	
57.40	37 15.4	G—K	12.67	1.70	
57.40	37 36.0	G	12.61	1.53	
57.40	38 12.0	F2	11.07	0.40	
57.42	33 51.3	G8	11.26	1.66	226953
57.42	38 45.0	A0 p	7.78	0.16	189574
57.44	38 07.2	G2	11.78	0.53	
57.46	37 09.3	A0	12.09	0.01	
57.46	37 16.5	G	11.45	0.43	+37°3712
57.46	38 33.0	A5	10.21	0.29	226962
57.48	37 02.1	B9	13.02		
57.49	35 52.5	F8	12.21	0.35	
57.50	33 09.6	F—G	11.60	0.72	226959
57.50	38 18.6	F	11.98	0.30	
57.50	38 55.5	A0	12.06	—0.06	
57.53	34 45.6	G	12.47	0.67	
57.53	36 21.0	G0	11.46	0.40	226964
57.53	38 13.5	G5 III	10.79	1.39	226963

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
57.53	+38 21.0	A0	12.26	—0.14	
57.54	36 03.6	K0	10.58	2.00	226965
57.54	37 07.2	B2	12.60	0.42	
57.55	33 13.2	F	11.61	0.15	
57.55	38 21.0	B8	11.71	—0.21	
57.55	38 21.3	A0	12.38	—0.03	
57.56	35 36.7	A3	9.46	0.10	226966
57.56	37 57.3	F5	12.38	0.27	
57.56	38 15.0	F—G	12.57	0.57	
57.57	35 45.3	K0	9.26	1.66	189594*
57.58	33 11.4	A3	11.00	0.00	
57.58	34 21.0	K2 III	9.75	1.62	189595
57.58	35 38.7	—	12.28		
57.58	35 39.0	—	12.35	0.47	
57.58	36 45.0	B8	12.17	—0.03	
57.58	37 15.0	B2	13.00		
57.58	37 39.3	B2	12.55		
57.59	34 40.5	K3 III	11.99	1.50	+34°3826
57.60	33 34.5	F8	11.82:		
57.60	35 29.1	A0	11.84	—0.13	
57.60	35 39.0	F8	10.82	0.51	+35°3904*
57.60	35 45.0	G2	12.06	0.63	
57.60	36 09.9	G8 IV	11.07	1.25	
57.60	36 24.9	F0	11.56	0.08	
57.60	37 02.0	A2	11.25	—0.07	226972
57.60	37 10.5	—	12.44	0.50	
57.60	37 32.1	G2	11.57	0.55	
57.62	33 55.5	F2	12.02	0.19	
57.62	38 27.0	B5	10.21	—0.43	226971
57.63	33 53.0	F8	(11.53)		
57.63	34 39.3	F5	12.13	0.25	
57.63	36 07.2	F0	10.63	0.17	226973
57.63	38 13.5	F5	12.07	0.25	
57.64	35 59.4	G0	12.18:	0.47:	
57.64	36 17.1	K—M	12.39	2.59	
57.66	33 03.0	G2	11.95	0.86	
57.66	37 50.4	B2:	12.41	0.14	
57.66	38 45.9	F2	11.25	0.22	
57.67	38 35.1	K2 III	11.85	2.45	+38°3853
57.68	34 53.7	F0	11.74	0.30	
57.68	37 10.5	A5	12.64	0.34	
57.68	37 17.4	A2	11.74	0.06	226983
57.68	37 41.4	F8—G0	12.68	0.48	
57.69	38 18.0	G0	11.91	0.44	
57.70	33 09.6	A0	11.44	—0.04	226976
57.70	34 18.6	B2:	12.47	0.39	
57.70	34 55.8	A5	11.96	0.26	
57.70	38 30.6	F5	11.73	0 25	
57.71	33 04.2	F5	11.64	0.26	
57.71	33 20.4	A0	10.90	—0.10	226975

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
57.71	+37 24.3	G—K	12.80	1.90	
57.72	38 47.7	F8	12.98		
57.72	38 48.0	F8	(11.55)		
57.73	38 29.4	B9	9.93	—0.12	226982
57.74	34 35.7	A3	11.49	—0.03	226986
57.74	36 19.2	B8	12.01	—0.03	
57.75	33 02.7	G5—K5	11.47	1.71	226977
57.75	34 24.0	K	(10.04)		
57.75	36 36.9	G	(10.81)		
57.76	33 40.5	G8	11.63	1.26	226974
57.76	37 30.6	F0	10.78	0.30	226996
57.76	38 09.8	A2	11.03	0.08	226992
57.77	35 35.7	F2	10.50	0.36	226984*
57.77	37 07.8	G2	11.27	0.61	226998
57.78	37 23.4	G8	12.66	0.77	
57.79	34 41.4	G5	11.75	1.18	226985
57.80	33 51.3	M5 III	var		*
57.80	34 12.9	F2	12.08	0.16	
57.80	34 51.2	B5	12.04	0.48	
57.80	35 27.0	F8	11.59	0.53	
57.80	35 40.5	A3	9.62	0.07	227004
57.80	35 49.8	B9	(12.26)		
57.80	36 13.5	G8 III	10.92	1.88	227002
57.80	37 31.2	F8	11.90	0.41	
57.80	37 44.1	B2:	12.42	0.54	
57.80	37 48.0	B5	11.08	—0.29	226995
57.80	37 56.7	G8 III	11.12	1.27	226993
57.80	38 09.8	F:	12.88	0.74	
57.80	38 09.9	F	12.18	0.28	
57.80	38 22.5	B5:	12.59	0.33	
57.82	36 19.5	B5	11.09	—0.20	227001
57.82	36 29.1	A3	11.98	0.10	
57.82	37 41.7	A5	12.42	0.00	
57.82	37 48.6	F0 III	10.12	0.47	226994
57.82	38 24.6	B8	11.04	—0.30	226991
57.82	38 50.7	F2	12.03	0.16	
57.84	36 23.7	A0	11.90	—0.16	
57.84	36 34.5	A0	10.58	—0.08	227000
57.84	36 48.0	F8	11.35	0.39	226999
57.84	37 18.0	—	12.47	1.38	
57.84	38 02.1	B2:	12.42	0.60	
57.84	38 47.7	B3	10.62	—0.36	227012
57.86	33 12.0	F0	11.62	0.11	
57.86	33 54.0	G5	12.34	0.88	
57.86	35 51.3	F8	11.09	0.38	227003
57.86	37 24.9	F8	10.76	0.47	226997
57.86	37 38.4	F0	12.04	0.15	
57.86	37 57.6	F8	11.50	0.69	
57.86	38 11.4	K0 IV	11.49	1.32	227014
57.88	33 23.4	G5	11.94	0.92	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
57.88	+37 52.2	F2	12.20	0.16	
57.90	34 54.0	A0	11.33	—0.06	227005
57.90	36 42.9	G0	12.24	0.60	
57.90	37 09.6	F8	(11.98)		
57.90	37 13.5	B9	12.22	0.06	
57.90	38 15.0	G8 III	11.32	1.47	227013
57.92	34 18.6	B9	12.28	0.16	
57.92	34 19.5	F8—G0	12.37	0.46	
57.92	38 48.0	K0 III	11.81	1.06	
57.94	33 18.3	B9	10.53	—0.32	227007
57.94	37 59.1	G:	12.35	0.97	
57.94	37 59.4	G8 III	11.46	1.39	227015
57.95	33 00.9	G	11.82	0.46	
57.96	35 10.2	O7	9.45	0.45	227018
57.96	36 56.4	A2	12.35	0.20	
57.96	37 50.7	A5 p	11.05	—0.06	227016
57.96	38 03.3	F8	11.65	0.43	
57.98	33 20.1	B9	11.18	—0.22	227006
57.98	35 47.1	F5	10.84	0.23	227017
58.00	38 23.1	G	12.32	1.11	
58.00	38 39.3	B5	(12.30)		
58.02	35 04.8	—	12.18	1.22	
58.02	35 36.3	F2	12.62	0.22	
58.02	35 38.4	F8	11.98	0.34	
58.02	36 08.1	B2:	12.15	0.60	*
58.02	36 24.0	G5	11.84	1.24	+36°3805
58.04	34 38.7	F8	10.70	0.41	227019
58.04	35 09.3	K5 III	9.87		189688
58.04	37 37.2	A3	12.05	0.13	
58.06	33 02.4	F2	11.33	0.19	
58.06	33 46.5	G5	11.93	1.11	
58.06	34 18.0	B9	11.94	—0.04	
58.06	34 20.1	F8—G0	12.43	0.69	
58.06	38 39.3	B9	9.73	—0.30	227022
58.07	37 30.2	K	12.80	2.42	
58.09	36 54.8	B3e	5.0		189687
58.10	33 45.3	B9	11.57	—0.03	227024
58.10	35 26.0	F8	11.67	0.35	
58.10	38 06.0	K—M	12.46	1.99	
58.11	33 26.4	G8	11.67	1.39	+33°3680
58.11	33 49.5	B9	12.38		
58.11	35 51.0	A2	10.73	0.04	227023
58.11	35 54.3	—	12.71	2.07	
58.13	36 12.0	F5	(10.90)		
58.14	38 31.5	G	12.28	1.52	+38°3856
58.16	36 11.1	A5	10.76	0.04	227026
58.17	37 42.3	K	(11.10)		
58.18	35 11.4	F0	11.05	0.33	227027
58.18	37 25.5	F8	9.92	0.61	227036
58.18	38 21.6	K3 III	11.56	1.98	+38°3857

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
58.20	+33 16.2	K	11.46	1.31	227029
58.20	34 53.4	F8	12.61		
58.20	34 54.9	F	12.48		
58.20	35 44.6	F2	11.50	0.17	
58.20	37 40.8	B8:	(12.42)		
58.20	38 11.1	G8	12.02	1.19	
58.22	33 37.5	F8	10.39	0.54	227028
58.22	38 33.5	G	12.36	0.50	
58.22	38 40.5	F8 III	10.98	0.40	227034
58.24	33 21.9	B8	11.56	—0.41	
58.24	34 14.7	B9	9.03	—0.10	189705*
58.24	37 54.3	G	12.86		
58.24	38 03.9	F2	11.60	0.15	
58.24	38 33.6	B9	11.56	—0.26	
58.26	35 50.7	—	12.38	0.10	
58.26	38 00.3	G8 III	10.91	1.59	227035
58.26	38 42.9	F2	11.96	0.20	
58.27	35 50.7	G0	11.14		227038
58.28	36 14.4	B8	11.17	0.07	227037
58.28	36 20.6	K:	12.90	1.93	
58.28	37 02.1	A0	12.49	—0.01	
58.29	36 09.9	F8	11.87	0.35	
58.29	36 12.0	F0	10.95	0.22	
58.29	38 08.4	A2	11.49	—0.06	
58.30	36 24.3	A0	12.32	0.11	
58.30	37 33.3	F2 III	11.99	0.65	
58.31	34 57.3	A5	12.30	0.44	
58.31	36 53.7	F8—G0	12.03	0.41	
58.33	36 16.5	K0	8.08		189751*
58.34	33 13.5	A5	11 31	0.01	227040
58.34	33 54.3	A0	11.54	0.16	
58.34	34 00.0	G0	10.30	0.65	227039
58.34	34 51.3	G	12.50	1.07	
58.34	36 39.6	K8—M0	12.42	2.07	+36°3808
58.36	33 12.3	B:	12.00	0.21	
58.36	37 03.9	A0	13.00		
58.37	34 42.6	A2	10.50	0.06	227045
58.38	35 57.0	A0	12.03	—0.04	
58.40	33 51.0	G	12.26	0.64	
58.40	34 16.2	G5 III	11.66	1.56	227047
58.40	34 23.4	B2:	11.91	0.15	
58.40	34 26.4	G0	10.67	0.60	227046
58.40	35 43.8	A5	11.17	0.13	227052
58.40	36 25.8	K	12.70	2.51	
58.40	37 21.0	K0 III	10.60	1.82	227049
58.40	37 43.5	G2	11.45	0.60	
58.40	38 38.7	A5 p	8.86	0.13	227048
58.41	36 53.7	A3	11.25	—0.13	227050
58.42	37 42.0	F8	12.20		
58.43	35 38.4	B9	10.50	—0.17	227053

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
58.44	+34 03.7	A5	11.28	0.03	
58.44	34 36.6	A5	12.54	0.35	
58.44	35 13.2	K2 III	9.76	2.56	189777
58.44	37 12.0	B—A	12.59	0.31	
58.44	37 59.1	G	12.66	1.02	
58.45	37 07.2	A2	12.10	0.27	
58.46	34 18.6	G0	12.31	0.74	
58.47	33 57.2	F8	11.94	0.31	
58.47	37 13.8	B9	12.25	0.20	
58.48	34 23.2	A0	12.82		
58.48	36 18.6	B9	10.68	—0.13	227051
58.48	37 18.6	G	12.58	1.63	
58.49	35 27.0	B2:	12.32	0.48	
58.50	34 09.6	F5	12.06	0.26	
58.50	35 17.7	F2	11.97	0.27	
58.50	38 12.6	B8	11.08	—0.32	227054
58.52	36 57.9	F8	11.69	0.39	
58.54	34 19.5	B5	8.06	—0.35	189778
58.54	37 41.4	G2	11.00	0.64	227056
58.54	38 08.4	B9	11.42	—0.07	227055
58.56	35 58.5	G8 IV	11.16	0.95	227058
58.58	36 32.4	A2	10.70	0.11	227057
58.59	37 12.4	F	12.32	0.26	
58.60	33 54.3	B5	11.42	0.17	227063
58.60	34 07.2	B9	10.68	—0.28	227061
58.60	35 02.4	F0	11.38	0.12	227060
58.60	35 22.5	B9	10.15	—0.17	227059*
58.60	36 46.2	B5	12.04	0.18	
58.60	37 35.7	K	12.18	2.21	
58.60	37 51.0	F5	12.35	0.45	
58.60	38 54.9	G0	11.53	0.42	
58.61	36 51.0	G0	11.86	0.49	
58.62	34 08.7	G	12.34	1.21	
58.62	35 21.3	G	11.31	0.55	
58.62	36 23.7	B2	10.04	—0.22	227070
58.63	36 51.3	—	12.10	0.01	
58.63	36 56.2	F8	12.20	0.52	
58.63	38 45.0	A0	12.49	0 25	
58.64	33 20.4	F8	11.78	0.33	
58.64	33 25.5	F8	10.08	0.54	227064
58.64	33 53.4	B:	12.07		
58.64	34 00.1	B5	11.03	0.12	227062
58.66	36 04.5	A0	11.66	—0.04	227071
58.66	37 00.0	M8 III	11.10	2.75	227069
58.68	38 12.0	B8	11.79	—0.15	
58.69	35 08.7	A2	10.44	0.22	227072
58.69	38 18.2	G5	12.14	1.53	
58.70	35 43.8	B5	12.13	0.25	
58.70	37 27.0	A8	11.60	0.27	227077
58.72	37 14.4	B9	12.06	0.08	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m 58.72	+38° 10.5′	A8	m 11.91	m 0.07	
58.74	34 57.0	G2 IV	10.86	0.65	227073
58.74	36 29.1	A2	11.10	0.04	227078
58.76	35 50.1	B8	11.57	—0.19	227079
58.76	38 55.5	G0	12.28	0.60	
58.78	34 07.5	F2	10.84	0.27	227074
58.78	38 16.8	K2 III	11.94	0.61	+38°3861
58.78	38 17.4	F2	11.64	0.19	
58.79	33 10.5	G8	10.66	1.12	227075
58.80	36 03.3	F0	11.24	0.20	227092
58.80	36 33.0	A2	11.04	0.27	227090
58.80	36 53.1	B9	10.93	0.05	227089
58.80	37 55.5	G2	12.20	1.09	
58.81	35 15.0	A0	11.19	—0.16	227080
58.81	35 30.0	K	12.07	1.41	
58.81	36 26.4	A0	10.01	—0.13	227091
58.81	38 22.5	F8	11.39	0.37	
58.82	33 03.6	G5	11.92	1.12	
58.82	34 38.4	G0	12.04	0.62	
58.82	37 35.4	F0	11.50	0.07	227087
58.83	35 36.6	B2	12.16	0.30	
58.83	36 22.5	B8	11.42	—0.04	
58.83	37 38.8	F2	12.17	0.19	
58.83	38 18.0	F5	(11.34)		
58.84	37 15.0	F8	11.58	0.52	
58.84	37 23.4	B8	11.36	—0.07	227088
58.85	36 26.2	K0	11.05	2.83	+36°3814
58.86	33 49.2	B2:	12.05	0.21	
58.86	37 39.6	A3	11.67	0.13	227086
58.87	36 15.6	—	12.05	1.53	
58.87	38 01.5	G8	12.14	1.73	
58.88	33 45.6	B2:	12.12	0.32	
58.88	37 09.5	F8	11.90	0.38	
58.90	33 43.5	B9:	11.62	0.19	
58.90	34 07.2	A0	10.84	—0.07	227094
58.90	36 27.0	B5	6.31		189864
58.90	37 53.7	F2	12.40	0.37	
58.91	33 37.2	B9	11.06	—0.27	
58.91	33 40.5	F8	10.14	0.68	227096
58.92	36 50.7	A0	12.26	0.64	
58.93	33 50.1	B8	10.84	0.08	227095
58.94	33 14.7	B8	10.26	—0.13	227097
58.94	33 27.9	F8	(12.05)		
58.94	36 33.6	F8—G0	12.16	0.36	
58.94	38 34.5	G0	12.05	0.46	
58.95	35 41.4	F5	12.42		
58.95	37 38.7	A5	11.94	0.00	
58.96	34 11.7	G0 IV	10.43	0.66	227093
58.97	35 39.3	B:	12.25	0.15	
58.98	35 01.2	F5	11.66	0.26	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m 58.98	+37° 57′.0	B5	m (12.46)		
59.00	34 32.7	F5	9.90	m 0.41	227100
59.00	36 06.8	A0	12.24	0.10	
59.00	36 38.1	B5	12.00	0.11	
59.00	37 53.1	B8	12.39	0.23	
59.00	38 42.3	G0	12.46	0.47	
59.02	37 14.1	A0	11.74	0.06	
59.04	33 57.1	B5	11.48	0.05	227101
59.05	33 09.0	B8	10.24	—0.38	227102
59.06	36 02.4	A0	10.73	—0.08	227106
59.06	37 12.8	B8:	12.68	0.62	
59.07	34 05.1	G5	12.10	1.80	
59.07	38 24.9	K0	11.55	1.38	227085:
59.08	33 15.3	B:	11.72	0.52	
59.08	35 05.0	A0	12.11	0.06	
59.09	36 58.8	K5 III	10.18	2.77	227112
59.09	37 03.0	G8 III	11.89	1.18	+36°3817
59.10	33 23.1	F8	11.95:	0.32:	
59.10	35 27.0	G	12.40	0.70:	
59.10	36 07.5	A2	11.61	0.03	227105
59.10	38 12.6	B9	11.49	—0.25	227111
59.11	38 21.3	F2	12.15	0.11	
59.12	36 18.9	B9	12.80	0.57	
59.13	33 11.7	B—A	11.94	0.13	
59.14	33 08.4	F8	11.59	0.38	
59.14	34 36.0	F8	12.02		
59.14	38 22.5	B8	12.46	0.17	
59.16	33 43.5	G5	11.79	1.82	
59.16	36 37.5	B0	12.36	0.40	
59.17	37 28.5	G8	11.84	1.61	
59.17	38 54.0	A0	12.88	0.48	
59.18	33 38.4	G8 IV	10.70	1.30	227115
59.18	35 05.2	G	12.38	1.70	
59.20	34 22.5	A0	12.00	0.24	
59.20	35 26.4	F8	12.66	0.40:	
59.20	37 28.5	F8	9.74	0.58	+37°3724
59.20	37 32.4	F—G	11.66	0.46	
59.20	37 33.6	B5 (III)	8.10	—0.19	189901*
59.20	38 06.0	G8 III	11.98	1.04	
59.20	38 32.7	F2	10.55	0.25	227124
59.21	34 44.1	F5	11.30	0.29	227113
59.22	37 33.6	B5	9.78	—0.70	+37°3725
59.22	38 17.1	A0	12.05	—0.11	
59.23	33 23.7	F8:	11.05	0.30	227107
59.23	36 00.6	G2	11.41		
59.24	34 17.7	B9	10.44	—0.15	227114
59.24	34 27.0	A0	12.66	0.32	
59.24	38 56.2	F5—F8	12.56	0.28	
59.25	33 30.3	G	11.82	1.15	
59.25	34 23.2	F8	12.38	0.35	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m 59.25	+35° 43′.0	B2	m 12.30	m 0.50	
59.27	38 35.4	A0	8.72	—0.06	189941
59.29	34 42.6	F	11.96	0.21	
59.30	35 13.5	G0	(11.82)		
59.30	36 16.7	A3	10.68	0.21	227126
59.30	35 57.3	K0	11.50	2.06	227125
59.30	36 47.7	B5	12.14	0.09	
59.30	37 07.5	F8 III	11.02	0.38	227131
59.30	37 22.2	F—G	12.05	0.83	
59.30	37 48.6	B2	12.05	—0.25	
59.30	38 23.4	B8	12.30	0.06	
59.31	34 42.3	F5	12.04	0.27	
59.32	37 28.5	G0	12.07	0.42	
59.32	38 15.6	B—A	12.47	0.19	
59.33	33 50.7	B8:	11.76	—0.23	
59.33	34 39.0	K0 III	10.14	1.62	227127
59.34	33 47.7	M5 III	9.78	2.42	189918*
59.34	35 49.8	—	11.97	1.48	
59.34	35 51.3	B8	11.31	—0.06	
59.34	37 59.4	B8	10.82	—0.13	227130
59.35	35 00.3	F8	12.08	0.35	
59.36	35 36.9	G0	11.88	0.59	
59.36	36 57.6	B0	11.73	0.07	
59.39	34 18.3	A8	10.41	0.36	227137
59.40	33 36.9	F0	10.68	0.16	227138
59.40	35 12.0	G:	12.72	0.74	
59.40	35 49.5	B2 (III)	10.44	0.30	227132
59.40	36 11.7	B0	11.56	0.10	
59.40	36 58.0	K0 III	7.77		189942
59.40	37 41.9	B9	9.93	—0.34	227143
59.41	35 17.0	A3	11.47	0.03	
59.42	34 17.7	B9	10.82	0.26	227136
59.42	34 27.0	K2 III	11.96	2.25	
59.42	38 02.0	F8	(11.80)		
59.42	38 15.3	A5	12.45	0.42	
59.44	37 18.6	K2	12.42	1.92	
59.44	37 48.9	G	12.12	1.23	
59.45	35 15.3	K	12.40	2.44	
59.45	37 02.3	G5 III	12.04	1.41	
59.45	38 41.1	B5	10.96	—0.08	227142
59.46	37 37.5	F0	11.52	0.13	
59.47	35 55.8	B0	10.94	0.21	227144
59.47	38 31.8	K0 IV	11.50	1.48	227149
59.48	36 24.0	G8 III	11.58	1.26	
59.49	37 35.7	F8	11.82	0.30	
59.49	37 51.0	B8:	12.49		
59.50	33 13.5	A0	11.48	0.08	227146
59.50	33 45.6	K2 III	11.64	2.36	+33°3691
59.51	37 27.0	G5 III	11.87	1.07	
59.51	38 57.0	G8	11.70	1.07	227148

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m			m	m	
59.54	+37° 51.0′	B8	7.60	—0.22	189982
59.55	37 27.0	F0 IV	11.65	0.23	
59.56	35 21.0	G0	12.17	0.41	
59.56	36 08.4	F8—G0	12.26	0.48	
59.58	33 42.6	A5	11.03	0.11	227145
59.58	35 38.4	F0	11.94	0.21	
59.58	38 23.4	F2	11.74	0.16	
59.59	38 36.9	K8:	12.59	2.33	
59.60	33 58.5	B8	10.30	—0.36	227151
59.60	34 04.5	A3	11.85	—0.05	
59.60	36 06.0	K2	11.98	1.26	
59.60	36 43.5	G	12.42	0.72	
59.60	36 48.6	B9	12.07	—0.15	
59.60	37 01.5	G0	11.83	0.45	
59.60	37 17.7	B2	10.79	—0.18	227156
59.60	37 36.0	F2	12.36	0.19	
59.60	38 28.5	F8	11.89	0.38	
59.61	35 00.0	G8 III	9.75	1.26	227150
59.62	33 52.5	A0	11.78	0.03	
59.62	38 11.1	F8	11.26	0.47	227155
59.63	36 44.7	A5	11.43	—0.01	227157
59.64	34 25.5	A3	12.14	—0.02	
59.64	38 33.6	F8—G0	12.66	0.60	
59.64	38 48.6	B8	11.37	—0.17	227154
59.66	34 26.7	B8	8.33	—0.36	189983
59.67	38 23.2	G8 IV	11.13	1.23	227166
59.68	36 13.8	G5	12.11	1.50	+35°3917
59.68	38 38.6	G—K	12.83	2.47	
59.70	34 44.7	A2	9.85	0.05	227158
59.70	37 07.5	A3	11.76	—0.02	
59.70	37 51.6	F0	12.48	0.30	
59.70	37 59.9	B5	11.83	—0.04	
59.70	38 30.0	F8	11.92	0.34	
59.70	38 45.8	A5	12.61		
59.70	38 53.7	K0 III	11.14	1.99	227165
59.72	33 58.2	G5—G8	11.92	0.98	
59.74	33 51.0	G0			*
59.74	34 29.1	F5	11.78	0.26	
59.74	34 44.1	G2	12.03	0.53	
59.74	35 18.6	G5	11.58	0.59	
59.74	37 56.1	G	12.50	0.44	
59.74	38 09.3	A2	11.88	0.28	
59.76	34 42.9	A5	11.81	0.17	
59.76	35 36.0	G8 III	11.46	1.48	227167
59.77	38 18.3	F8	12.60	0.54	
59.78	33 01.3	F8—G0	10.27	0.53	227161
59.78	37 21.3	F8	12.24	0.49	
59.79	36 48.3	B9	11.92	—0.23	
59.80	33 42.6	G2	11.54	0.60	227160
59.80	34 51.6	G5	11.62	0.69	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m 59.80	+34° 59′.4	A0	m 9.92	m 0.07	227168
59.80	35 23.9	F	11.92	0.18	
59.80	35 29.4	B2	12.52	0.53	
59.80	35 50.9	B2	12.44	0.32	
59.80	37 17.7	F:	12.31	0.69	
59.80	37 48.6	G0	12.01	0.64	
59.80	37 56.1	G0—G2	12.33	0.51	
59.80	38 09.3	F8	11.92	0.34	
59.80	38 40.0	B9	12.24	—0.16	
59.80	38 43.5	B8	12.08	—0.06	
59.82	36 20.7	G8 III	10.50	1.54	227172
59.84	34 47.1	G0	11.95	0.43	
59.84	35 20.0	G5 IV	11.21	0.69	227174
59.85	33 32.7	G2 IV	11.06	0.67	227169
59.86	36 39.0	B9	8.93	—0.15	227171
59.87	38 10.5	B2:	12.64	0.46	
59.88	35 24.6	B0	11.31	0.09	227173
59.89	35 39.6	B9	12 56	0.35	
59.90	33 20.1	G8	11.15	1.15	227176
59.90	34 04.8	G0	11.71	0.44	
59.90	34 54.6	G5	12.32	0.74	
59.90	36 05.0	G	11.94	0.49	
59.90	38 29.7	F:	12.45	0.17	
59.91	37 05.7	A3	11.23	0.00	227183
59.94	37 45.6	A0	11.30	—0.05	227182
59.96	33 46.8	B5	10.73	—0.22	227175
59.96	33 58.0	G:	12.37	1.66	
59.97	34 00.0	F8	12.86		
59.98	38 36.0	B5	7.60	—0.43	190088
59.99	38 42.3	F8	11.94	0.36	
00.00	35 50.1	B9			
00.00	36 18.0	G0	12.10	1.42:	
00.00	36 21.0	A3	10.51	0.03	227192
00.00	36 42.0	B9	11.12	—0.22	
00.00	37 17.1	F8	11.26	0.57	227190
00.00	37 45.6	G5	12.35	1.35	
00.00	37 57.9	A2	9.68	—0.05	227189
00.00	38 21.9	M0 III	11.80	2.36	227188
00.02	33 45.1	B9	11.06	—0.33	
00.03	34 15.0	B9	11.50	0.18	
00.04	34 40.5	A5	9.86	0.26	227184
00.04	38 15.0	F—G	12.15	0.51	
00.05	35 06.9	G8 III	11.07	1.97	227195
00.06	36 27.0	G2 III	11.71	1.11	
00.06	38 06.0	A2	12.01	0.04	
00.07	33 30.4	K5 III	10.75	2.19	227197
00.07	35 14.2	A3	10.85	0.17	227194*
00.07	36 52.2	A0	12.44	0.18	
00.09	33 59.7	—	12.17		
00.09	34 02.1	G0	(12.39)		

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m 00.10	+33° 00′.0	F0	m 10.56		+32°3681
00.10	37 36.3	G	12.69	m 1.11	
00.10	37 39.0	B9	12.20	—0.06	
00.10	38 34.5	A2	10.58	—0.21	227205
00.11	34 13.5	A	12.08	0.26	
00.11	37 45.9	F8	11.08	0.56	227206
00.12	33 12.0	G	11.16	0.56	
00.14	37 15.7	G:	12.33	1.13	
00.14	37 45.0	B9	11.81	—0.03	
00.16	34 37.2	G5 IV	11.80	1.48	
00.16	35 11.7	B8	7.15	—0.05	190114
00.16	36 35.7	B5	9.90	—0.33	227207
00.16	37 32.4	G	12.81	0.71	
00.16	38 00.9	B5	10.12	—0.34	227215
00.17	33 25.2	F5	10.76	0.34	227198
00.17	34 20.1	K3 III	10.58	2.62	227196
00.18	33 23 4	B2:	11.20	0.01	
00.18	35 30.0	G8 III	9.71	3.12	190113
00.18	37 31.5	G5	12.56	1.49	
00.20	33 35.4	B8	11.37	—0.35	
00.20	35 26.1	—	12.39	0.90	
00.20	35 50.4	G0	11.35	0.41	
00.20	36 08.4	B9	11.48	—0.05	
00.20	37 12.3	F8:	12.56	0.34	
00.20	37 14.1	B5	12.11	—0.13	
00.20	38 31.5	A2	8.53	—0.12	190131*
00.20	38 48.3	F0	12.63		
00.22	33 07.5	F0	11.29	0.15	
00.22	33 09.9	G0	11.43	0.36	
00.22	37 05.7	F8	12.18	0.36	
00.22	37 52.5	G2 III	11.56:		
00.24	38 02.4	F5	11.48	0.27	
00.24	38 07.8	G8 III	11.70	1.52	
00.24	38 14.1	B:	12.57	0.59	
00.24	38 48.3	A8	11.31	0.11	227214
00.26	36 14.7	A0	10.32	0.13	227216
00.28	35 58.2	G0 IV	9.84	0.59	227218
00.28	38 44.7	K0 III	11.24	1.24	227224
00.29	36 03.0	A3	11.54	0.05	
00.30	35 44.1	G8 III	10.92	1.60	227219
00.30	37 30.2	K—M	12.21	2.44	
00.31	38 48.6	F8	12.44		
00.32	34 15.0	G2 III	11.76	1.40	
00.34	33 26.4	F2	11.88	0.18	
00.34	33 30.6	G2	11.58	0.46	
00.35	35 11.8	F8	12·12	0.50	
00.35	35 23.7	A0	12.08	0.07	
00.35	36 08.2	G5	12.04	1.31	
00.35	36 51.6	A2	11.46	0.01	
00.37	34 57.0	A0	9.73	0.11	227227

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
00.37	+35 39.9	—	12.04	1.29	
00.37	35 48.6	A0	12.10	0.00	
00.38	34 33.9	B8	9.16	—0.10	227228
00.38	36 21.9	B8	10.81	—0.13	227226
00.38	38 08.1	F2	12.58	0.41	
00.40	33 11.7	B8	10.04	—0.34	227232
00.40	35 41.1	—	12.02	1.40	
00.40	36 47.7	A2	10.29	0.01	227243
00.40	36 57.3	**B0 IV:**	10.73	—0.08	227242
00.40	37 15.3	G8	12.24	1.73	
00.40	37 45.9	G0	12.07	0.51	
00.40	38 01.2	F5	12.45	0.25	
00.40	38 13.5	F0	12.02	0.10	
00.40	38 40.5	G8 III	11.16	1.32	227240*
00.40	38 58.5	G8 III	11.16	1.72	
00.41	36 11.4	F5	11.80	0.27	
00.42	36 22.8	F8—G0	12.36	0.46	
00.42	38 23.1	F8	11.03	0.41	227241
00.43	33 26.7	K0 III	10.26	1.81	227230
00.44	33 12.0	B8	9.43	—0.17	227231
00.44	33 17.7	B9	10.93	—0.26	227252?
00.44	33 54.7	G0	11.04	0.80	227229
00.44	34 04.5	G0	13.05	0.71	
00.44	36 16.5	A5 m	9.51	0.46	227244
00.44	37 55.2	A3	12.03	0.06	
00.45	35 06.9	B8	11.19	—0.05	
00.46	33 02.7	K0	10.89	1.36	227233
00.46	34 24.0	K2 III	11.26	1.98	227249
00.46	36 58.5	B9	11.84	0.49	
00.46	38 24.0	F0	11.48	0.17	227259
00.46	38 30.0	A0	12.15		
00.46	38 49.5	A5 m	10.56	0.17	227257
00.48	32 59.9	B2:	(11.43)		
00.48	36 57.3	G	12.37	1.21	
00.49	35 32.1	**O7**	10.38	0.81	227245
00.50	33 36.8	B9	(12.16)		
00.50	35 10.2	B2 (II)	9.23:	—0.19:	227247*
00.50	35 27.9	A0	11.39	0.17	227246
00.50	36 14.7	A0	12.40	0.13	
00.50	36 48.6	G5 III	11.70	1.34	
00.50	36 55.5	—	12.64	1.68	
00.50	37 35.1	B2	12.67	0.39	
00.50	38 32.1	A2	10.98	0.03	227258
00.51	37 20.1	F	12.39	0.26	
00.52	35 09.9	B2	11.07	0.10:	*
00.53	37 19.5	B5	11.93	0.13	
00.53	38 09.0	F8	12.55	0.31	
00.54	33 37.8	F8 Ib	10.42	1.42	227250
00.54	33 43.8	F8	12.12	0.28	
00.54	33 48.2	F	11.82	0.23	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
00.54	+35 26.7	B8	11.21	0.21	
00.54	38 48.9	G8 III	10.79	1 70	227271
00.56	35 31.8	B2 (III)	10.97	0.51	
00.56	38 14.7	B8	9.50	—0.19	227273
00.57	33 45.0	F8	12.05		
00.57	34 22.2	B9	12.06	0.04	
00.57	38 38.4	G2	11.50	1.13	227272
00.58	33 32.7	G0	10.44	0.40	227251*
00.58	34 24.3	F—G:	12.46	0.60	
00.58	34 59.7	B9	(12.02)		
00.58	35 44.1	G0	11.89	1.09	
00.60	33 39.7	F0	12.06	0.14	
00.60	33 39.9	G—K	12.18	1.63	
00.60	33 42.1	B8	10.61	—0.22	
00.60	33 43.8	A0	10.50	—0.14	+33°3698
00.60	34 06.0	A2	11.84	—0.09	
00.60	34 18.3	B8:	(11.62)		
00.60	34 18.3	—	12.84		
00.60	34 22.2	G	12.80		
00.60	35 14.1	F8	11.19	0.33	
00.60	35 57.9	F8 III	11.35	0.34	227278
00.60	36 14.2	G	12.76	1.15	
00.60	37 15.3	G8 IV	10.46	1.57	227275
00.60	37 28.2	A2	10.97	0.30	227274
00.61	35 37.8	A5	11.17	—0.03	
00.62	33 01.5	B8	11.28	—0.27	227261
00.62	34 06.9	F0	12.29	0.53	
00.62	35 33.3	F8 IV	9.91	0.61	227279
00.64	33 24.3	B2:	10.98	0.30	
00.64	33 30.9	A	12.16		
00.65	33 22.5	F0	8.86	0.20	190192
00.66	35 59.1	K5 III	11.93	2.58	227277
00.66	36 24.9	G0	12.68	0.80	
00.67	37 15.9	G8 IV	11.98	0.80	
00.67	38 21.1	K0 III	11.23	2.05	227286
00.68	35 01.8	A0	11.29	—0.03	
00.68	35 40.5	F0	11.96	0.08	
00.69	39 00.0	G0	(10.68)		
00.70	33 12.0	A5	11.92	0.07	
00.70	33 31.5	F8	12.06		
00.70	35 03.1	A0	11.78	—0.03	
00.70	36 05.4	A2	10.74	—0.02	
00.70	38 13.2	F8	12.24		
00.72	34 15.0	A2	12.56	0.27	
00.72	35 08.4	B8	11.57	0.10	
00.72	37 51.0	B2	11.76	—0.07	
00.72	38 10.8	A0	12.59	0.22	
00.72	38 59.1	B8	12.23	—0.01	
00.74	34 44.4	G5 III	11.71	0.20	227290
00.74	35 32.1	G	12.30	0.65	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
00.74	+37 27.0	A0 p	9.73	0.01	227287
00.78	33 14.1	G—K	10.80	1.20	227281
00.78	36 13.5	A2	11.20	—0.05	227288
00.78	36 26.1	B9	12.94		
00.80	33 50.4	B9	12.31	—0.01	
00.80	33 57.4	G2	10.59	0.69	227291
00.80	34 41.7	G2 IV	9.70	0.65	227290
00.80	35 17.1	A3	11.02	0.33	227289
00.80	35 30.6	A0	12.05	0.11	
00.80	35 42.3	A3	11.87	0.18	
00.80	37 12.0	B2:	12.74	0.34	
00.80	38 05.7	F0	12.50	0.21	
00.82	37 26.1	B8	9.66	—0.36	227304
00.82	38 39.0	F5	11.42	0.31	227303
00.82	38 49.5	A3	10.04		227302
00.83	33 29.4	B8	9.15	—0.23	227292
00.84	33 31.5	G5	10.68	1.27	+33°3701*
00.84	35 43.2	F8	12.68		
00.84	36 53.9	A0	12.19	—0.08	
00.84	37 47.4	F5	11.14	0.40	
00.84	37 50.7	B2	12.65		
00.86	37 45.9	G	12.58	1.06	
00.88	33 39.3	B9	9.67	—0.22	227306
00.88	34 55.5	F0	12.79		
00.88	38 15.0	B5	9.29	—0 34	227310
00.90	36 24.0	F0	10.64	0.38	227311
00.90	37 09.3	G	12.00	0.96	
00.90	37 10.8	B9:	12.28	0.24	
00.90	37 15.9	G0	11.16	0.49	+36°3832
00.90	38 10.8	F8	12.84		
00.90	38 23.1	F8	11.96	0.37	
00.92	38 32.8	F0	11.66	0.14	
00.93	36 44.1	B5	11.32	0.05	
00.93	37 19.2	B8	11.95		
00.94	35 02.4	A5	10.66	0.15	
00.94	37 30.6	F5—F8	11.38	0.29	
00.95	36 42.9	F8 III	11.37	0.31	
00.96	33 05.8	G	11.51	0.67	
00.96	37 40.5	A3 p	7.08		190275
00.96	38 04.5	G5	10.91	0.79	227318
00.98	36 49.5	B5	11.80	—0.02	
00.98	38 03.0	F5	11.99	0.40	
00.99	33 39.6	G5	11.76	1.57	
00.99	34 51.9	B2:	12.36	0.14	
00.99	37 20.7	F8	12.26	0.54	
00.99	37 33.6	B2	9.69	—0.36	227319
01.00	33 14.4	F2	11.70	0.25	
01.00	34 00.0	A0	(10.06)		
01.00	36 32.8	K—M	12.44	1.95	
01.00	37 07.4	K0—K2	12.40	1.14	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
01.00	+37 49.5	K0 III	11.98	1.42	
01.00	38 32.7	A0	10.89	—0.16	227316
01.00	38 46.5	G0	9.10	0.55	227315
01.02	37 33.6	F8	11.85		
01.02	38 20.1	A0	11.96	0.10	
01.03	38 15.0	F5 III	10.90	0.27	227317
01.04	34 27.0	G0	11.81	1.20	
01.05	36 54.3	A0	11.77	0.11	
01.06	37 08.1	B9	11.31	—0.23	227320
01.06	37 23.1	G0	12.28	0.56	
01.07	33 15.0	F2	11.96	0.23	
01.07	33 24.0	F8	11.83	0.39	
01.07	33 36.0	G	11.86	0.50	
01.08	33 42.5	G5	11.77	1.39	
01.09	33 35.4	A0			
01.10	33 28.2	—	12.42		
01.10	33 30.0	A5	(11.43)		227323
01.10	34 05.2	A0	11.87	—0.01	
01.10	33 40.6	B5	11.29	—0.29	
01.10	37 53.1	A3 m	10.55	0.14	227330
01.10	38 21.0	K0	11.22	1.78	+38°3879
01.10	38 44.7	G0	10.86	0.55	227328
01.11	38 54.8	G0	11.96	0.56	
01.12	37 40.8	F8	12.82	0.41	
01.12	38 18.0	G0	9.93	0.77	227329
01.13	34 08.1	G0—G2	12.03	0.52	
01.13	34 55.8	A0	10.26	—0.08	227321
01.13	37 41.0	F8:	12.74		
01.14	33 00.4	F8:	11.95	0.33	
01.14	38 35.2	F8:	12.60	0.52	
01.15	35 56.7	F8:	11.57	0.39	227331
01.16	36 45.9	B8	11.89	0.18	
01.16	38 59.1	G—K	12.75	1.11	
01.18	33 34.5	K—M	11.03	2.23	227334
01.18	33 41.4	F8	10.90		227333
01.18	35 59.7	A5	12.12	0.00	
01.18	36 53.4	F8	10.98	0.33	227344
01.18	38 35.1	A0	11.68	—0.08	
01.19	33 10.2	A5	11.82	0.06	
01.20	32 59.9	B:	12.07		
01.20	33 41.4	—	12.28		
01.20	33 52.4	B9	11.98	—0.07	
01.20	33 55.2	A2	11.68	0.03	
01.20	35 04.2	G:	12.08	1.72	
01.20	36 20.4	K2 III	11.74	1.40	+36°3834
01.20	37 08.4	A0	11.24	—0.16	227343
01.20	37 19.8	K	12.72	1.75	
01.20	37 35.1	G	11.81	0.51	*
01.20	37 36.0	G—K	12.62	1.31	*
01.20	38 18.9	A3 p	11.82	0.01	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
01.21	+37 45.0	G0	11.32	0.51	227341
01.21	38 07.5	B9	10.12	—0.18	227339
01.22	38 36.0	A0	10.88	—0.20	227338
01.24	35 38.4	G—K	11.99	1.15	
01.24	34 50.1	K5 III	11.32	2.36	227340
01.24	38 16.3	F8	12.95		
01.25	34 12.0	F0	10.32	0.41	227332
01.25	34 41.7	F8	10.97	0.50	227346
01.25	37 38.4	K3 III	11.58	2.01	227342
01.26	35 05.7	B9	10.18	—0.20	227345
01.26	35 56.2	F0	12.39		
01.26	36 45.0	A8	9.55	0.27	227355
01.26	38 49.2	A5	11.63	—0.11	
01.26	38 59.7	F8 IV	11.35	0.47	
01.27	35 37.6	F8:	11.90	0.73	
01.27	36 35.4	K2 III	10.88	2.07	227356
01.30	33 53.2	A5	10.76	0.09	227347
01.30	35 29.1	G8 III	11.34	1.97	227359
01.30	37 20.4	—	12.56	0.41	
01.30	37 33.0	B2:	12.48	0.28	
01.30	38 46.2	G8 III	11.66	1.00	
01.31	37 21.3	G	11.15	0.41	
01.31	37 48.3	G2	11.96	0.70	
01.32	33 00.4	G5	11.97	0.99	
01.33	33 45.6	F8	11.80	0.35	
01.33	34 59.7	G2 IV	11.39	1.35	+34°3855
01.33	36 53.4	F2	11.75	0.19	
01.34	34 39.3	F5	11.47	0.21	
01.34	35 57.9	F8	11.63	0.31	227358
01.34	36 30.0	F8	10.87	0.33	227357
01.34	36 45.0	G0	12.11	0.39	
01.34	37 22.5	G5 III	11.28	1.54	227354
01.34	37 57.8	A0	12.52		
01.35	33 15.6	B8	11.02	—0.31	227349
01.38	33 18.4	B2	8.44	—0.26	190336
01.38	33 27.7	G8 III	10.66	1.55	227348
01.38	38 38.4	B5	10.80	—0.15	227367
01.40	33 44.8	F8	11.62	0.30	227373
01.40	33 54.0	B8	11.12	—0.06	227360
01.40	37 00.8	F8	12.2		
01.40	38 52.8	B5	9.61	—0.42	227366
01.41	35 34.8	F5	11.22		
01.42	33 00.1	A:	12.10	0.74:	
01.42	33 46.8	B9	12.20	0.16	
01.42	35 41.7	B5	10.84	—0.19	
01.42	38 38.4	F8	11.49	0.33	
01.45	37 57.0	B9 p	8.34	—0.32	190381
01.46	33 48.1	G	12.21	0.93	
01.46	36 21.9	F8	11.39	0.34	+36°3838
01.47	33 42.0	G2	11.84	0.62	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
01.47	+38 06.9	A3	10.05	—0.01	227377
01.48	35 33.8	G2:	12.14	0.46	
01.48	35 42.8	F	11.97	0.25	
01.48	35 46.8	A5	10.61	0.26	277369
01.49	36 14.2	A2	12.01	—0.08	
01.50	34 10.8	A5	11.52	0.15	
01.50	37 58.2	G	10.44	1.37	227378 *
01.51	33 26.1	F8—G0	11.18	0.39	
01.52	33 54.3	F5	11.56	0.25	
01.52	34 23.4	A2	11.31	—0.10	227371
01.53	33 24.0	B8	8.98	—0.27	190382
01.55	38 06.0	B9	8.72	—0.03	190402 *
01.57	33 59.4	G8 p	11.82	1.47	227372
01.58	35 27.8	B5:	12.22	0.35	
01.59	35 48.6	—	11.79	0.37	
01.59	36 40.8	G:	12.61	0.57	
01.60	34 41.1	G	11.99	1.17	
01.60	34 44.7	F0	12.01	0.10	
01.60	35 22.2	B2	11.53	0.56	
01.60	35 33.0	B2 (III):	11.25	0.75	
01.60	35 53.1	O5f	(6.64)		+35°3929 *
01.60	35 53.1	O9.5 Ib	6.62		190429 *
01.60	36 50.7	F0	9.32	0.31	227383
01.60	37 06.0	A	12.06	—0.03	
01.60	37 10.5	B2	12.34	0.14	
01.60	37 59.2	A:	12.78	0.54	
01.61	33 00.9	G	12.04	1.11	
01.62	33 31.2	F2	11.85	0.21	
01.62	38 54.3	K0 III	10.10	1.90	227393
01.64	35 39.8	B2	12.10	0.11	
01.64	36 14 4	G8 III	11.76	1.63	227386
01.64	37 50.4	K5	12.17	2.37	
01.64	37 58.5	A8	12.39	0.15	
01.66	33 12.9	K0	10.98	1.48	227379
01.66	34 04.5	B8	11.25	—0.12	227387
01.66	34 15.3	B—A	12.62		
01.66	37 16.5	B9	8.65	0.02	190428
01.67	33 45.3	B8	11.82	—0.04	
01.67	36 46.5	F5	11.02	0.43	227384
01.68	36 30.0	F5	11.50	0.20	227385
01.70	34 02.7	K0 IV	10.90	1.64	227388
01.70	35 00.2	F8	12.19	0.45	
01.70	35 48.0	G5	11.73	0.66	
01.70	37 42.0	A2	10.97	—0.13	227394
01.72	35 29.7	B9	12.02	—0.18	
01.72	38 45.9	A2	10.41	—0.07	227401
01.74	33 40.2	B9	11.93	—0.26	
01.74	36 57.7	B—A	(12.29)		
01.74	36 58.5	A0	12.20	0.08	
01.75	33 02.2	K0	9.40	1.40	190430

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
01.75	+36 12.6	F8	11.70	0.40	
01.76	33 52.2	F2	11.98	0.18	
01.76	37 11.9	A2	9.38	0.06	227382
01.76	37 59.4	B2	12.40	1.15	
01.77	33 18.9	A0	11.08	0.12	227389
01.78	35 44.7	G2	11.76	0.66	
01.78	38 09.0	F5	12.12	0.24	
01.80	34 45.9	G5 IV	10.94	1.28	227396
01.80	34 50.4	A5	11.34	0.07	227395
01.80	35 59.1	G0	12.01	1.35	
01.80	37 08.2	B2:	12.30	0.20	
01.80	38 10.2	F2	12.38	0.21	
01.82	33 03.0	F5—F8	11.88	0.28	
01.82	33 19.5	G5	11.82	0.65	
01.82	36 16.5	**B5 II:n**	8.14	0.01	190467
01.82	38 11.7	A2:	9.72	—0.36	227402
01.83	33 47.1	B8	11.82	—0.09	
01.83	37 42.3	G	12.28	1.28	
01.83	38 11.2	M0 III	9.53	2.01	190466 *
01.84	36 17.4	B5:	10.75	—0.29	
01.84	36 32.4	G5 III	11.63	1.37	227405
01.86	33 21.0	G0	11.75	0.40	
01.86	34 43.8	A0	8.35	0.01	190468
01.86	36 03.0	A8	11.68	0.11	
01.86	36 41.4	A3	10.20	0.05	227404
01.86	37 25.5	G0	11.13	0.39	227403
01.86	38 06.9	F8	11.02	0.35	
01.87	34 27.7	F8	9.84	0.31	227409
01.87	37 39.3	B9	12.05	—0.09	
01.87	38 39.6	A3	12.74	0.62	
01.88	34 29.2	A0	11.49	—0.01	
01.89	36 57.0	G5	12.50	0.70	
01.90	34 30.8	A0	12.07	0.11	
01.90	34 40.8	K	12.60	2.41	
01.90	35 17.7	A0	11.17	—0.01	
01.90	37 15.8	F8:	12.78		
01.90	38 08.7	F2	12.48	0.19	
01.90	38 41.4	A0	12.30	0.16	
01.91	37 26.2	G	12.57	1.35	
01.92	37 54.0	B9	11.91	—0.21	227413
01.94	34 35.4	G8 III	10.66	1.44	227408
01.94	34 53.7	F8	11.97	0.30	
01.94	35 21.9	G5	11.69	1.01	
01.94	36 17.1	B5	11.60	—0.14	
01.94	37 54.6	A5	11.56	—0.04	
01.96	34 40.5	G8 III	10.60	1.56	227407
01.96	35 45.2	A0	11.71	—0.03	227414
01.98	33 00.3	B9	10.14	—0.12	227411
01.98	34 13.5	B9	10.78	—0.21	227410
01.98	36 42.0	A0	10.00	—0.05	227420

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
01.99	+38 29.4	G0	10.59	0.70	227419
02.00	35 21.8	—	12.34	0.56	
02.00	35 25.5	B2 (III):	9.70	0.38	227415
02.00	36 35.1	F8	12.11	0.31	
02.00	37 00.0	B2 (III):	10.62	0.32	+36°3845
02.00	38 19.5	G	12.35	0.61	
02.00	38 37.2	B5	10.40	—0.31	227418
02.01	35 56.1	K3	11.93	1.07	
02.04	37 07.5	F5 III	11.34	0.22	+36°3846
02.05	33 40:8	G0	11.22	0.53	227416
02.06	36 29.4	F—G	12.33:		
02.06	38 13.5	B5	11.61	—0.15	227430
02.07	34 31.2	A5	12.59		
02.07	38 27.2	B9	11.46	—0.31	227429
02.08	34 07.5	A0	11.60	—0.08	227422
02.08	35 23.4	F8—G0	12.57	0.45	
02.10	33 07.5	B8	11.22	—0.16	227426
02.10	33 12.0	A5	11.80	0.04	
02.10	35 42.2	A2	9.37	0.24	227421
02.12	33 46.2	B9	11.98	—0.25	
02.13	33 45.6	B8	9.45	—0.21	227423
02.13	37 26.4	G	12.27	0.69	
02.14	33 25.5	B2	10.54	0.11	227424
02.14	35 34.2	F2 p	11.05	0.17	227433
02.15	33 14.4	A5	10.65	0.08	227425
02.15	33 16.5	F2	11.18	0.22	
02.16	33 38.1	F8	11.65	0.34	
02.16	35 50.7	F8	12.06	0.40	
02.16	37 15.2	B5	10.87	0.15	227431
02.16	37 50.4	F8—G0	11.95:	0.43:	
02.16	37 51.6	—	12.83	0.59	
02.16	38 06.6	F8	11.44	0.40	227441
02.17	38 42.0	B9:	12.37	0.43	
02.18	34 10.5	G8 III	8.79	1.32:	190536
02.18	38 09.0	B5	9.79	—0.43	227440
02.20	33 21.0	A	12.04	0.14	
02.20	34 19.5	F8	11.28:	0.32	227435
02.20	34 52.5	B8	11.86	—0.18	
02.20	35 41.0	B8	11.00	0.27	227432
02.20	36 41.7	F8	12.19		
02.20	37 30.6	G0 IV	10.60	0.54	227442
02.20	37 56.9	F8	12.07	0.38	
02.20	38 38.1	G	12.63	0.51	
02.22	34 29.1	A0	11.26	—0.05	227434
02.22	35 11.1	B2	11.97	0.17	
02.22	36 28.8	B9	11.18	—0.05	227443
02.22	38 16.8	F5 III	12.19	0 30	
02.23	35 44.4	B2	10.48	—0.07	
02.24	34 09.0	B9	9.76	—0.17	227436
02.24	35 48.3	A3	9.88	0.15	227444

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
02.24	+37 33.6	B3	8.75	—0.37	190549
02.24	37 42.3	F8	11.52	0.45	
02.24	38 48.3	F5	12.14	0.28	
02.25	35 11.1	A0	12.74	0.54	
02.26	33 43.5	G—K	12.20	1.34	
02.26	36 08.7	A2	12.00	0.12	
02.26	36 14.7	G5 III	11.70	0.96	
02.26	37 02.7	B9	8.01	—0.32	190570
02.26	37 19.5	B9	8.89	—0.07	190550
02.26	38 01.8	B8	12.13	—0.07	
02.26	38 54.9	A3 p	11.82	—0.12	
02.28	33 42.3	F8	11.84	0.39	
02.28	38 03.3	G5 III	11.19	1.45	227454
02.29	34 04.8	F	12.44		
02.30	34 12.0	G8 III	11.78	1.53	
02.30	35 13.5	F0	12.64	0.32:	
02.30	36 39.0	—	12.60	0.44	
02.30	37 30.8	F8	12.73		
02.31	34 23.1	A0	11.31	—0.11	227448
02.31	34 29.4	G5 III	11.52	1.19	227447
02.32	33 03.6	B5	11.88	—0.33	
02.33	36 17.1	A0	(12.27)		
02.34	34 06.0	B9	12.10	0.00	
02.34	34 48.6	B9	9.65	—0.18	227446
02.34	37 52.8	G5	11.62	1.22	
02.34	38 46.5	G0	12.73	0.53	
02.35	35 01.8	G0	11.52	0.54	
02.37	36 58.2	A0	10.54	—0.01	227445
02.37	36 58.2	A2	10.93	0.22	
02.38	33 19.2	G8	11.79	1.25	
02.38	35 59.1	F2	11.58	0.16:	
02.38	36 42.3	K	12.31	2.29	
02.38	38 54.6	F2	11.70	0.16	
02.40	34 21.9	A0	11.58	—0.09	
02.40	35 13.8	B9	10.68	—0.14	227456
02.40	36 06.9	B0.5 V	9.44	—0.13	227460
02.40	36 35.1	G0	11.09	0.57	227469
02.40	38 04.5	K0 III	11.26	1.74	227459
02.40	38 36.9	A5	11.39	0.01	
02.40	38 42.0	F5	11.71:		
02.42	34 14.4	F8	12.13	0.37	
02.44	33 24.3	G5 III	8.42	0.98	190571
02.44	37 59.4	B9	12.08	0.06	*
02.45	35 15.0	F0	12.88	0.54:	
02.46	35 49.5	B5	11.83	—0.07	
02.46	36 54.0	G5	11.60	0.88	
02.47	34 46.8	A2	10.88	—0.10	227462
02.50	33 04.5	A0	11.35	—0.06	227466
02.50	35 14.7	G5p	11.95	1.41	
02.50	35 21.0	G2	12.12	0.52	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
02.50	+35 34.8	B8	9.74	—0.21	227461
02.50	37 39.6	F5	11.62	0.37	
02.51	35 03.9	G0	11.88	0.44:	
02.52	33 33.6	O7:	10.68	0.50	227465
02.52	36 51.0	A3 p	9.61	0.07	227467
02.53	36 29.1	G0	12.43	0.51	
02.54	33 58.2	F8—K0	9.94	1.34	+33°3718 *
02.54	34 25.2	F5	(11.84)		
02.54	37 03.0	K	12.36	1.67	
02.56	33 37.8	K8 III	11.35	2.38	227464
02.56	35 46.5	B9	11.22	—0.21	227471
02.56	36 38.4	A0	11.44	—0.11	227468
02.56	38 45.6	A2	10.41	—0.08	227474
02.56	38 48.6	F8	11.88	0.30	
02.57	33 15.7	B8	11.64	—0.02	
02.58	34 47.2	A2	11.33	0 01	227473
02.58	36 17.1	F8	11.46	0.34	
02.58	37 51.6	B9	10.73	—0.26	227476
02.58	38 11.4	F8 III	10.39:		
02.60	34 06.3		12.65	0.47	
02.60	35 27.0	B9	12.26		
02.60	36 01.5	K0 IV	11.65	1.23	
02.60	36 11.1	A2	9.84	—0.13	227470
02.60	36 15.9	B5	11.37	0.09	
02.60	36 40.5	S7.5	11.24	2.98	190629 *
02.60	37 09.0	A2	11.17	—0 12	227478
02.60	37 33.9	F8	11.63	0.53	
02.60	37 50.7	G8 III	10.82	1.50	227477
02.60	38 11.4	B8	8.25	—0.31	190628
02.62	35 06.3	G:	12.16	1.18	
02.62	36 30.0	F0	12.06	0.30	
02.63	35 43.8	G8	11.94	1.48	227479
02.64	34 23.1	F8:	12.29	0.91:	
02.64	34 51.0	K2 III	10.45	2.68	227472
02.64	36 09.3	A0	12.42	0.13	
02.65	33 18.6	A0	12.06	0.04	
02.65	34 00.0	G0	11.82	0.40	
02.65	34 08.0	G5	11.92	0.87	
02.66	33 36.3	G5 IV	10.96	1.10	+33°3720
02.66	34 23.9	G2	11.13	0.68	227481
02.66	35 09.6	A0	12.61	0.39	
02.67	34 28.2	G2	11.67	0.48	
02.68	33 45.7	B8	10.28	—0.20	227483
02.68	35 06.0	F8	12.15	0.33	
02.68	35 18.3	B8	12.12	0.42	
02.68	35 30.9	F0	11.57	0.09	
02.68	38 01.0	F8—G0	12.01	0.45	
02.69	33 41.1	B8	9.88	—0.32	227484
02.69	34 13.5	G5—G8	11.86	0.94	
02.69	37 11.1	B2	11.16	—0.10	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
02.69	+37 14.4	F0	11.60	0.18	
02.70	33 14.1	B2:	12.20		
02.70	33 25.5	A8	12.11	0.37	
02.70	35 09.3	A3	12.10	0.21	
02.70	36 30.0	G0	11.44	0.48	
02.70	38 14.4	F	12.10	0.21	
02.72	36 32.1	A5	9.87	0.49	227487 *
02.73	35 26.4	A2	9.25	—0.12	227480
02.74	35 46.2	F8—G0	12.07	0.49	
02.74	37 20.1	G	12.59	0.74	
02.74	37 24.3	A2	11.60	—0.07	227486
02.76	38 37.5	F8—G0	11.83	0.45	
02.78	33 34.5	F0	11.82	0.24	
02.78	34 05.1	B8	10.28	—0.13	227482
02.78	37 05.4	B9	10.51	—0.25	227493
02.78	37 51.9	A3	12.15	—0.05	
02.80	34 24.0	F2	11.93	0.19	
02.80	34 37.6	F8	11.97	0.33	
02.80	37 32.7	G	12.70	0.66	
02.80	37 34.5	F2:	11.65	0.24	
02.80	37 35.4	—	12.99	0.58	
02.80	37 53.1	A0	11.36	0.07	
02.82	36 27.6	A5	11.41	0.23	227494
02.84	38 24.0	G5	11.92	0.65	
02.86	34 33.0	B8	11.36	—0.27	227498
02.86	34 48.0	G0	11.94	0.60	
02.87	38 17.4	B2:	(12.09)		
02.88	33 49.8	A0	(12.12)		
02.88	35 25.5	B8—B9	11.31	—0.10	227496
02.88	36 18.7	A5	11.12	0.04	
02.88	38 36.0	B8	12.13	0.05	
02.89	34 03.3	B8	11.23	—0.32	227499
02.90	33 49.6	A3	12.54		
02.90	36 18.3	A0	10.67	—0.03	227495
02.91	38 09.9	A3	10.61	0.18	227503
02.92	35 01.5	G0 IV	11.00	0.48	
02.93	38 20.7	B8	11.65	—0.11	
02.94	33 34.8	B9	11.61	—0.10	
02.94	37 04.2	G	12.78	0.53	
02.94	37 36.0	F5	12.01	0.25	
02.95	35 00.3	B9	11.84	—0.23	
02.96	34 52.0	A8	11.89	0.16	
02.96	36 04.2	B3	11.22	—0.05	227511
02.96	37 56.7	B9	8.73	—0.26	190700
02.97	36 05.7	B8	11.68	0.30	
02.98	33 25.5	A2	10.09	0.11	227500
02.98	36 32.4	F8	12.14	0.45	
02.98	38 42.0	A0	9.92	—0.13	227508
02.99	33 35.1	B—A:	11.90	0.21	
03.00	34 42.0	G	12.19	0.83	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
03.00	+34 42.9	A	12.65		
03.00	35 28.8	A5	11.22	0.24	227505
03.00	36 32.1	F8	10.81	0.54	227510
03.00	36 56.4	F0 III	11.26	0.19	227509
03.00	37 21.0	A—F	11.70	0.27	
03.00	37 44.7		12.31	0.67	
03.00	37 45.0		12.40	0.82	
03.01	36 05.7	B8	11.64	0.10	
03.02	35 42.3	G0	10.54	0.67	227504
03.02	35 42.9	A0	12.00	0.00	
03.03	34 42.9	A8	12.02	0.10	
03.03	38 28.5	B5	11.62	0.11	
03.05	36 53.7	F2	11.47	0.20	
03.05	37 57.0	F5	12.18	0.52	
03.06	33 43.8	A0	11.56	—0.13	
03.06	34 14.1	A0	11.26	—0.12	227514
03.06	34 21.0	B—A	12.48	0.45	
03.06	35 28.5	B—A	12.50	0.60	
03.06	37 36.6	F8:	11.97:	0.47:	*
03.06	38 03.0	—	12.66	0.70	
03.07	34 19.5	B—A	12.56	0.34	
03.08	34 29.4	G0	11.78		
03.09	37 35.4	F0	12.00	0.14	
03.10	38 08.4	A2	10.94	0.09	227521
03.11	34 42.3	G5 IV	11.42	1.29	227524
03.12	34 51.9	B5	10.36	—0.21	227513
03.12	36 07.5	K	12.38	2.48	
03.13	35 28.5	B—A	12.62		
03.14	35 47.4	B9	11.52	—0.17	227512
03.14	37 22.2	A3	11.92	—0.15	
03.16	33 54.9	G8 III	11.70	1.44	227511
03.17	34 49.5	B5	11.01	0.08	
03.17	36 30.0	F5	11.66	0.21	
03.17	37 00.9	F0	11.82	0.08	
03.17	38 02.4	A2	10.79	—0.15	227532
03.18	34 16.2	G5 IV	11.77	1.19	227525
03.18	36 58.5	A5	10.82	0.32	227522
03.20	33 05.7	B8	10.66	—0.20	227516
03.20	33 16.5	A0	12.03		
03.20	34 21.6	A0	11.82	0.01	
03.20	35 51.9	B5	10.55	—0.14	227523
03.20	36 30.6	F5	12.23	0.26	
03.20	36 46.2	F8	12.17	0.31	
03.20	37 33.0	A0	10.23	—0.08	227534
03.21	38 02.4	A2	10.70	—0.13	227533
03.21	38 35.7	F5	11.27	0.27	+38°3894
03.22	37 59.7	A5	10.80	0.17	+37°3755
03.23	34 24.9	A3	12.01	0.21	
03.23	35 18.0	G	12.40	1.66	
03.23	35 40.5	F5	11.57	0.25	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
03.24	+36 15.0	F8	11.85	0.39	
03.24	37 20.4	G	12.36	0.84	
03.26	35 09.6	B5:	10.54	0.01	227537
03.26	36 31.5	G8 III	10.70	1.56	227535
03.26	37 36.0	F8	12.70	0.34	
03.27	36 00.3	B5	9.48	—0.04	227536
03.27	36 03.9	A0	11.38	—0.10	
03.27	36 42.0	A3	11.45	0.13	
03.28	38 33.0	A3 m	10.72	0.18	227544
03.29	34 15.3	G8	12.08	1.31	
03.29	35 16.5	G:	12.74	1.52	
03.29	35 17.4	G	11.93	1.07	
03.30	33 09.9	F8:	10.47	0.48	227526
03.30	33 34.5	B8	10.45	—0.07	227540
03.30	35 07.5	A2	10.87	—0.04	227538
03.30	38 19.5	F2	12.32	0.21	
03.30	38 32.4	F	11.77	0.48	
03.32	38 15.0	G0	11.62	0.41	
03.33	35 03.9	F8	11.84	0.39	
03.34	35 33.4	K2 III	10.36	0.54	227549
03.35	33 43.8	B8	11.83	0.09	
03.35	36 27.6	F0	11.01	0.10	
03.35	37 18.9	F8	12.16	0.36	
03.35	38 20.1	G5	7.02		190771 *
03.36	35 27.6	B	11.93	0.03	
03.36	35 44.7	B5	12.05	0.15	
03.36	36 32.1	B8	10.64	0.01	227546
03.36	37 26.4	F8	11.38	0.40	+37°3756
03.37	36 09.6	G2	10.58	0.75	227547
03.38	33 38.4	B2	10.41	—0.36	227539
03.38	37 21.0	F8	9.78	0.60	227545
03.38	37 42.6	G	12.84	1.19	
03.38	38 00.6	F5	11.26	0.27	
03.38	38 06.0	G2 IV	11.08	0.72	227559
03.38	38 48.3	A3	9.35	0.24	227557 *
03.40	33 05.4	G8—K0	10.20	1.87	227541
03.40	33 56.4	G8	11.75	0.93	227550
03.40	34 18.0	F8	11.91	0.43	
03.40	34 53.7	F5	11.54	0.28	
03.40	35 57.0	B3	10.91	—0.17	227548
03.40	36 27.6	G0	12.08	0.51	
03.40	36 37.4	A0	12.87		
03.40	37 03.8	B2	12.50	0.30	
03.40	37 48.1	G	(11.75)		
03.40	38 11.4	G	12.12	1.87	
03.41	38 41.5	A3	10.65	0.20	227558
03.42	35 30.0	G	11.88	0.60	
03.42	37 12.3	F8—G0	12.44	0.49	
03.43	35 15.3	B5	11.52	0.06	
03.44	34 40.4	A3	12.54	0.70	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
03.44	+37 32.4	B5	11.91	—0.28	
03.46	35 35.1	B9	11.72	—0.14	
03.46	38 06.0	F8	11.72	0.34	
03.47	35 39.3	A2	11.00	0.02	227560
03.47	38 26.7	A2	11.52	—0.01	
03.49	38 20.7	B8	11.54	0.18	
03.50	33 52.5	B8	10.58	—0.11	227562
03.50	37 37.5	F0	12.00	0.32	
03.51	35 27.3	B3	11.16	—0.02	227561
03.52	35 20.4	—	12.02	1.69	
03.53	34 50.7	B	7.96	—0.37	190785 *
03.53	36 45.0	F8	10.24	0.51	227570
03.54	33 24.0	B8	11.26	—0.16	227564
03.54	34 10.8	F5	11.86	0.23	
03.54	37 12.3	B5:	12.52	0.33	
03.56	33 28.2	F5	11.04	0.30	227563
03.56	34 12.9	B9	11.93	0.14	
03.57	37 20.7	A0	12.06	0.05	
03.58	34 12.0	F:	12.38:	0.65	
03.58	35 56.4	B5	9.60	—0.05	227573
03.58	37 54.9	G5	12.43	1.20	
03.59	36 31.2	B8	11.22	—0.04	227571
03.59	37 19.2	A0	12.14	0.03	
03.60	33 17.1	G0	12.06	0.36	
03.60	33 32.4	—	11.88	1.99	
03.60	34 40.2	G0	12.08	0.43	
03.60	34 54.9	B8—B9	11.60	—0.09	
03.60	35 24.0	A0	12.34	0.34	
03.60	35 42.0	A0	11.88	—0.12	
03.60	35 54.3	B	12.19	0.04	
03.60	36 14.4	G8	11.02	1.52	227572
03.60	36 50.4	F5	10.84	0.31	227583
03.60	33 30.6	A2	9.63	—0.11	227576
03.62	34 46.2	A0	12.44	0.14	
03.62	35 20.7	B5	11.96	0.16	
03.62	35 54.9	B2	10.90	0.15	227585
03.62	36 42.0	B2	12.62	0.85	
03.62	37 03.0	A8	11.25	0.09	227582
03.62	38 59.7	F5	11.58		
03.64	33 20.4	B5	8.36	—0.45	190813
03.64	33 35.7	F8 IV	10.56	1.59	227575
03.64	34 03.0	A2	9.47	0.03	227574
03.66	34 39.9	G—K	11.63	1.86	
03.66	35 40.0	Ma	11.59	2.35	
03.66	36 30.3	K0 IV	12.01	1.34	
03.66	37 10.5	F8	12.26	0.36	
03.68	36 19.5	B5	11.98	0.32	
03.69	33 16.5	B9	11.11	—0.29	
03.70	33 32.7	G8 III	11.12	1.70	+33°3731
03.70	34 44.4	—	12.59		

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
03.70	+36 01.5	B3	11.18	0.00	
03.70	36 12.7	B9:	12.23	0.09	
03.70	36 45.9	B8	10.36	—0.17	227584
03.70	36 54.6	G0	11.99	0.50	
03.73	34 46.2	F2	8.66		190841
03.74	34 52.2	A0	12.00	0.12	
03.74	35 09.6	F8	11.96	0.38	
03.74	36 12.8	B9	12.96	0.66	
03.75	35 23.6	B1 III	8.81	0.04	227586 *
03.75	35 32.4	B2	11.74	0.03	
03.76	33 20.8	F:	11.39	0.17	
03.76	34 11 4	B5	9.99	—0.37	227588
03.76	34 40.5	A0	10.98	—0.13	227587
03.76	35 45.6	G0	11.79	0.44	
03.76	36 00.0	B8	11.86	0.30	
03.76	37 12.9	A5	11.85	0.01	
03.76	37 35.4	B8	8.97	—0.21	190863
03.77	34 12.0	A5	11.36	0.10	
03.77	37 36.9	A8	9.85	0.37	227595 *
03.79	35 36.6	B3	10.84	—0.16	
03.80	33 28.8	K0 III	10.63	1.39	227599
03.80	34 13.5	A0	12.24	—0.06	
03.80	34 41.1	A5	12.44	0.54	
03.80	34 54.3	F0	10.16	0.35	227597
03.80	35 06.0	B5	11.79	—0.05	
03.80	35 13 2	M	12.24	2.43	
03.80	35 14.7	B5	11.09	—0.13	227596
03.80	35 27.6	O6	7.62:	0.05	190864 *
03.80	36 48.9	G0—G2	12.09	0.48	
03.80	37 24.9	B5	12.48	0.24	
03.80	38 05.4	A—F	11.72:	—0.02	
03.80	38 05.7	F8—G0	12.79	0.38	
03.82	33 35.1	A5	10.88	0.03	227598
03.82	38 47.7	B8	11.46	—0.16	227604
03.84	34 08.1	G8 III	10.09	1.40	227613:
03.84	34 27.0	—	12.66	0.63	
03.84	36 10.5	F5 IV	10.98	0.27	
03.84	37 02.1	B2	11.80	0.27	
03.84	38 30.0	A2	11.21	0.08	227617
03.85	38 39.6	F5	11.27	0.30	227616
03.86	37 25.8	F	11.87	0.27	
03.87	34 20.4	A0	11.78	0.07	
03.87	37 07.8	A5	10.74	0.17	227605
03.88	35 41.7	—	11.98	0.28	
03.88	35 45.6	B0pe (II)	8.99	0.44	227611 *
03.89	38 57.0	A0	9.95	—0.13	227615 *
03.90	34 21.0	G	12.30	0.78	
03.90	34 39.0	F5	11.64	0.21	227612
03.90	34 46.8	A2	12.40	0.09	
03.90	35 31.5	B:	12.26	—0.02	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
03.90	+36 25.8	F:	12.12	0.20	
03.90	36 57.4	K2 III	11.50	1.32	+36°3865
03.90	37 09.3	G8	10.66	1.62	227619
03.91	35 56.1	B2	11.01	0.09	227610
03.91	36 00.6	B9	11.10	0.61	
03.91	36 22.5	B2	10.35	0.38	227607
03.92	35 10.6	F2	11.55	0.25	
03.92	35 29.2	B2	(11.96)		
03.92	35 45.1	B2	11.87	0.07	
03.93	35 11.0	B5	11.41	—0.01	
03.93	36 45.6	K2 III	11.94	1.46	
03.94	34 19.5	F2	12.09	0.26	
03.94	38 10.2	F0	(12:30)		
03.94	38 14.4	K3	11.73	2.16	227628
03.94	38 39.0	G0	12.12	0.51	
03.95	35 36.6	A0	11.67	—0.04	
03.96	33 26.4	G2	11.52	0.68	
03.96	34 26.1	F8	12.52	0.40	
03.96	35 39.6	B2	11.46	—0.04	
03.96	37 36.0	A0	12.13	0.13	
03.96	38 06.3	F5	10.20	0.50	227618
03.96	38 24.0	F0 III	11.04	0.14	227627
03.97	35 08.4	A5	10.81	0.15	227622
03.98	35 39.3	B2	11.01		
03.98	35 48.9	F5	10.46	0.28	227620
03.99	38 14.1	G	12.05	1.03	
04.00	33 42.0	A5	10.38	0.24	227623
04.00	35 30.6	F5	12.12	0.26	
04.00	35 47.7	F5—F8	11.76	0.28	
04.00	37 13.5	B5	12.34	0.18	
04.01	35 33.6	B2	10.19	—0.05	227621
04.01	38 35.8	F	(11.78)		
04.02	36 50.1	B9	11.14	—0.17	227629
04.04	36 10.5	G8 III	8.89	1.49	190917
04.04	37 59.4	A5	12.75		
04.05	33 39.3	B5	10.66	—0.32	227624
04.05	35 29.1	G	10.15	0.79	227630
04.05	36 07.5	B5	10.37	0.13	
04.06	33 11.4	A:	12.20	0.24	
04.06	33 54.0	G0	(11.68)		
04.06	35 12.6	G0—G2	11.69	0.46	
04.06	35 31.5	**B1 Ib**	(7.30)	—0.01	190919
04.08	35 38.8	**O9.5I+WR**	(7.01)		190918 *
04.09	35 48.2	B0	10.24	0.17	
04.10	35 39.2	**B1 Ib**	(7.3)		+39°3955*
04.10	37 59.0	F8	(12.30)		
04.10	38 15.0	B8	12.44		
04.11	33 24.4	F2	9.82	0.40	227631
04.11	38 59.4	A5	12.10	0.06	
04.12	34 43.5	F8	11.91	0.31	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
04.12	+35 17.9	B5	11.29	—0.02	
04.12	37 42.0	F	12.48	0.26	
04.13	33 18.0	A8	11.73	0.05	
04.13	38 26.4	F8	11.22	0.14	227633
04.14	36 13.8	G2	12.06	0.54	
04.14	38 34.2	K—M	(11.22)		
04.15	35 37.0	**B0.5 V**	**9.04**		+35°3956*
04.16	34 09.9	B8	11.58	—0.24	
04.16	35 57.4	B8	11.35	—0.23	
04.16	38 00.0	A2	11.66	—0.04	
04.17	34 08.4	B—A	(11.34)		
04.17	35 37.3	**B0 Ib**	**8.16**		227634*
04.18	33 17.7	G0—G5	11.90	0.54	
04.18	33 42.0	F0	(12.20)		
04.18	34 41.1	F8	9.90	0.52	227636
04.18	35 04.5	B9	10.29	—0.06	227635
04.18	35 48.6	B2	11.15	0.16	
04.18	37 46.8	A3	11.69	0.38	*
04.18	37 46.8	A3	11.34	—0.06	227645*
04.18	38 32.1	G	11.90	0.92	
04.18	38 44.1	G5	11.53	1.26	227644
04.19	35 52.5	F2	11.60	0.16	
04.20	33 15.6	F8	12.07	0.39	
04.20	33 19.5	K	12.30	2.00	
04.20	34 59.4	F8	11.36	0.29	
04.20	36 42.0	A5	9.56	0.25	227648
04.20	36 50.4	—	12.41	0.61	
04.20	36 59.9	B:	10.91	0.25	227646
04.20	37 29.9	A0	12.77		
04.20	38 04.5	G	12.66		
04.20	38 43.9	B8	10.86	—0.13	227643
04.20	38 59.1	A0	11.39	—0.14	227642
04.22	33 13.5	F5	11.53	0.31	
04.22	35 18.9	B5	11.28	0.14	
04.22	36 48.0	A2	10.32	0.07	227647
04.23	35 27.4	G0	11.43	0.48	
04.24	34 17.4	B9:	11.54	0.14	227651
04.24	35 35.1	B5	11.20	0.19	
04.26	33 05.4	F5	(11.37)		
04.26	34 50.4	B8	11.54	—0.28	227650
04.26	35 10.5	—	11.71	1.26	
04.26	35 42.6	F5	12.01	0.23	
04.27	33 39.9	B9	11.14	—0.28	227637
04.27	38 56.9	F8	11.25	0.31	227655
04.28	35 55.5	F8	11.49	0.29	
04.29	36 45.0	B8	11.78	—0.06	
04.30	34 21.0	F	11.95	0.21	
04.30	35 11.4	Ma III	10.45	1.74	
04.30	35 14.7	**B1Ib—II**	8.26	0.42	190967*
04.30	36 03.9	A2	11.10	—0.20	227649

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m		
04.31	+33 27.3	A0	12.42		
04.32	34 03.0	B9	(12.36)		
04.33	38 03.0	G2	11.69	m 0.51	
04.34	38 21.6	F8	11.81	0.31:	
04.36	34 08.4	G0	10.83	0.44	227652
04.36	36 59.7	B2	11.02	—0.14	227656
04.36	37 44.4	—	12.17	0.49	
04.37	35 29.4	B3	11.21	—0.06	
04.37	37 42.9	A5	11.88	0.08	
04.38	34 45.3	B8	10.56	0.02	227660*
04.38	35 42.3	B2	10.93	0.24	227658
04.38	36 06.3	A0 m	10.24	—0.18	227657
04.38	38 09.9	G2	12.36	0.57	
04.39	35 26.7	B9	10.67	—0.10	
04.39	38 02.1	A3	11.56	0.16	
04.40	33 53.4	B9	11.90	—0.22	
04.40	34 06.0	B5	11.46	—0.12	227661
04.40	35 13.5	B5	11.05	—0.17	34°3872
04.40	35 25.8	B8	11.20	—0.22	
04.40	35 29.7	B9	11.44	0.03	
04.40	35 39.3	G2	10.81	0.49	227659
04.40	36 33.3	B9	10.60	—0.19	227670
04.40	36 41.7	G	11.99	1.23	+36°3871
04.41	35 58.2	B9	11.61	0.03	
04.41	37 31.5	K0	11.61	0.90	227669
04.42	34 00.0	F2	10.76	0.27	227662
04.42	36 00.9	F0	11.31	0.10	
04.42	37 54.0	G8 III	10.72	1.24	227668
04.43	33 42.0	M	12.02	2.21	
04.43	37 39.0	B—A	12.36	0.36	
04.44	33 54.0	B2:	11.66	0.34	
04.44	36 17.2	F2:	12.30	0.20	
04.46	34 18.6	B8	12.04	—0.12	
04.48	33 08.4	F:	11.45	0.28	
04.48	35 45.7	F2	11.00	0.19	
04.49	34 24.6	B2	10.80	0.14	227673
04.49	34 33.0	B5	11.71	0.21	
04.49	35 43.5	B8	11.73	—0.20	
04.50	35 47.3	B2	11.44	0.20	
04.50	35 50.1	dG3	6.5		191026
04.50	38 39.9	B2	12.05	0.23	
04.51	35 34.2	B0	10.35	0.25	227671
04.52	33 11.1	M3	11.88	2.34	227674*
04.52	34 47.2	K2 III	11.82	1.76	227672
04.52	36 52.5	B9	10.47	—0.27	227678
04.52	38 36.6	A5	11.71	0.15	
04.53	33 54.9	G	12.52	1.42	
04.54	34 28.2	B5	(11.82)		
04.54	35 56.7	B2	9.67	—0.26	227681
04.54	36 35.1	A2 p	8.88	0.00	191025

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
04.54	+38 26.7	B5	8.18	—0.25	191024
04.56	35 33.6	B5	12.08	0.05	
04.57	35 33.1	B5	11.86	—0.07	
04.57	36 11.1	**B3 II**	9.87	0.25	227680
04.57	38 47.1	A5	11.43	0.05	227688
04.58	36 16.5	G5	12.26	0.69	
04.59	33 42.3	G0	(10.48)		
04.60	33 17.7	G5 IV	11.00	1.17	227685
04.60	34 23.4	G	11.69	1.24	
04.60	34 38.1	B8	10.66	—0.04	227683
04.60	36 56.4	A0	11.23	0.03	227692
04.60	37 57.3	G8	12.66	1.42	
04.60	38 17.1	A0	12.75	0.66	
04.60	38 57.0	K3 III	8.87		191045
04.61	34 03.0	A2	11.88	0.02	
04.61	34 30.0	B5	11.93	0.39	
04.61	35 46.0	G0	11.02	0.62	227682
04.61	36 04.5	G8 III	8.45		191046
04.63	37 14.4	F	12.30	0.24	
04.64	33 13.8	A	(11.96)		
04.64	37 09.9	K0 III	10.13	1.32	+36°3874
04.64	37 45.6	B8	9.68	—0.19	227689
04.64	37 54.0	F2	12.15	0.41	
04.66	37 16.8	F2	12.26	0.20	
04.66	37 49.5	F2	11.66	0.19	
04.67	34 28.5	—	12.43	1.11	
04.68	34 43.5	K8 III	11.71	2.32	227697
04.68	34 59.4	K0 III	9.01	1.46	191047
04.68	37 22.5	F0 IV	10.68	0.00	227690
04.68	38 19.8	B5	12.12	—0.04	
04.69	35 44.1	F0 p	10.53	0.37	227695
04.69	36 00.0	G8 III	10.42	1.61	227693
04.69	37 42.9	G8 III	11.50	1.70	227701
04.70	33 27.3	F2—F5	11.08	0.23	227699
04.70	34 02.7	F:	11.96	0.22	
04.70	34 27.0	F0	11.68	0.14	
04.70	38 09.6	F:	12.29	0.16	
04.71	35 55.5	A0	10.71	0.12	227694
04.71	36 16.5	G2—G5	12.57	0.53	
04.71	36 51.0	B5	10.88	—0.35	227702
04.72	35 35.4	**B0.5 IV:**	8.26	—0.05	227696*
04.73	36 29.1	G0	11.43	0.43	
04.74	34 28.5	A3	10.53	0.13	227698
04.74	35 34.8	B5	11.32	—0.14	
04.76	38 27.0	A3	11.67	—0.08	
04.78	34 45.9	**B0 III**	8.74	0.24	227704*
04.78	38 08.4	B:	12.64		
04.80	33 19.5	B8	8.02	—0.61	191064
04.80	33 36.8	G	(11.03)		
04.80	33 42.0	B8	9.63	—0.29	227705

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
04.80	+34 52.8	G0 IV	8.74	0.50	227703
04.80	34 55.8	F	12.10	0.25	
04.80	35 12.3	A2	8.98	—0.10	227711
04.80	35 38.1	B2:	11.88	—0.16	
04.80	35 51.1	F8	11.40	0.42	
04.80	36 27.3	F5:	12.60	0.26	
04.81	36 06.3	A2	11.21	—0.08	227709
04.82	38 49.8	F2	11.62		
04.84	34 48.7	B8	11.90	—0.01	
04.84	37 51.3	G0	12.14	0.47	
04.84	38 02.2	K2 III	11.02	1.87	227708
04.86	36 03.6	G8 IV	11.15	1.29	227710
04.87	36 11.4	B2	11.25	0.11	
04.88	36 16.5	G	12.99	0.74	
04.88	37 15.0	F:	12.62	0.56	
04.88	38 24.0	A0	9.73	—0.01	227719
04.90	34 29.7	A3	10.38	0.17	227712
04.90	36 45.6	G5	12.08	1.48	
04.91	34 20.2	K0 III	11.51	1.55	227713
04.93	36 11.2	G5 III	11.71	1.09	
04.93	36 19.5	G2	11.73	0.71	
04.93	37 04.5	G0	11.47	0.51	227720
04.94	35 59.8	G2	10.70	0.67	227721
04.94	38 20.1	F8	11.82	0.36	227727
04.94	38 59.1	A5	12.14	0.29	
04.96	35 10.2	F2	11.02	0.21	
04.98	33 09.6	F8	10.87	0.34	227714
04.98	34 00.0	K3 III	11.12	1.97	227723
04.99	37 36.0	F0 IV	10.72	0.19	227729
05.00	35 09.3	B2	9.43	—0.12	227722
05.00	35 31.5	B5	11.82	—0.03	
05.00	36 00.6	A3	12.49		
05.00	36 57.0	F5	11.53	0.26	
05.00	37 45.8	G	12.31	0.59	
05.00	37 53.1	B2	9.99	—0.10	227728
05.01	35 10.5	F5	11.90	0.25	
05.01	35 37.5	B3	11.24	—0.02	
05.01	38 03.9	F8	(11.49)		
05.01	38 17.1	F8—G0	11.41	0.41	
05.02	33 21.0	F	11.73	0.21	
05.03	33 39.0	F5	11.81	0.24	
05.03	33 40.5	G5	12.27		
05.04	33 52.5	—	11.96	0.25:	
05.04	34 29.1	B8	10.64	—0.34	227734
05.05	35 45.3	B8	10.63	—0.17	227732
05.06	33 34.2	B8	11.61	—0.11	227724
05.06	37 09.0	K III	10.30	1.71	227730*
05.07	35 09.6	B5	12.70	0.37	
05.08	37 06.7	G8 III	10.37	1.43	227691
05.09	36 15.3	B0.5 III	8.00	0.13	191139

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
05.09	+38 51.6	A3	11.44	0.09	227738
05.10	37 20.7	K0 pIII	10.92	1.77	227739
05.11	34 49.2	B8	11.89	0.03	
05.11	38 42.0	A0	8.74	—0.29	191138
05.13	33 03.9	A2	10.44	0.12	227735
05.13	37 26.1	K	12.58	1.93	
05.14	34 47.7	A5	12.05	0.05	
05.14	35 31.5	B2	10.49	0.01	227733
05.14	38 23.1	G5	12.10	0.74	
05.16	33 42.1	B2	(11.66)		
05.16	34 13.8	G0	11.61		
05.16	34 15.0	B8	11.21	—0.21	
05.16	35 48.9	B8	11.39	—0.21	227743
05.16	37 47.7	F0	11.33	0.33	
05.17	33 49.5	F :	12.07	0.17	
05.17	36 53.2	G8 IV	10.24	1.33	227740
05.18	34 03.6	F5	11.38	0.28	
05.18	36 07.5	G2	11.82	0.96	
05.18	36 29.4	A5	11.26	0.39	227742
05.18	37 48.3	F0	12.06	0.12	
05.19	35 02.4	G	12.98	0.69	
05.19	38 02.7	F8—G0	12.83	0.48	
05.20	33 11.2	M	11.92	2.37	227745
05.20	33 21.0	G2	(11.28)		
05.20	33 41.1	—	12.30	1.98	
05.20	33 43.5	F5—F8	12.29	0.29	
05.20	34 15.9	A3	11.01	0.13	227744
05.20	35 17.7	A3	11.96	0.01	
05.20	36 17.1	B—A	12.33	0.36	
05.20	36 42.6	B8	9.33	—0.01	227741
05.20	37 07.5	G5 III	11.73	1.21	
05.20	37 20.4	F5—F8	12.34	0.29	
05.20	37 43.8	A0	(12.00)		
05.21	37 57.0	B9	9.47	—0.21	227749
05.22	37 08.7	B5	11.96	—0.02	
05.24	36 41.1	A2 p	6.98:		191158
05.25	34 55.5	G	11.94	1.41	
05.26	33 21.6	B—A	12.38	0.51	
05.28	35 59.4	B5	11.61	—0.11	
05.28	37 15.6	G	12.59	1.04	
05.29	36 55.5	F0	10.54	0.18	227756
05.29	38 15.9	G	12.30	1.40	
05.30	34 20.7	F5	12.02	0.26	
05.30	37 03.8	G0	12.26	0.46	
05.30	37 20.7	B5	11.93	—0.02	
05.30	38 45.0	F	12.44	0.34	
05.31	33 51.7	G8	12.73	0.77	
05.31	33 56.4	F0	10.54	0.14	227752
05.32	35 22.2	B5	11.52	0.19	
05.32	36 06.9	G	11.90	1.26	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
05.33	+33 05.7	B8:	12.24	0.05	
05.33	35 12.1	B5	10.35	—0.13	227760
05.34	33 39.6	F8	11.99	0.30	
05.34	34 56.7	B8	11.23	—0.16	227750
05.34	38 20.4	F5—F8	12.07	0.29	
05.36	34 23.4	F8	11.63		
05.36	37 02.4	F2	12.36	0.38	
05.37	35 44.4	B2:	11.69	0.06	
05.37	36 12.3	**O9.5 V**	9.26	0.01	227757
05.37	37 34.5	A0	8.25	—0.19	191176
05.37	38 29.4	G5 IV	11.76	1.63	227763
05.38	33 58.8	G5 III	10.47	1.58	227751
05.38	36 11.1	B—A	11.86	—0.16	
05.39	36 17.1	B—A	12.62		
05.40	35 18.3	B8	11.41	—0.17	227759
05.40	35 25.2	B8	11.78	—0.23	
05.40	35 25.8	B8	9.02	0.16	227758
05.40	36 22.0	F8	12.40	0.36	
05.40	37 34.8	A5	11.34		
05.42	35 26.1	B2	8.68	—0.30	227767 *
05.42	35 44.4	F	12.41	0.28	
05.42	37 45.0	G	12.16	0.82	
05.43	36 58.5	B8	11.46	—0.23	227765
05.43	37 18.0	K	12.01	1.42	
05.44	33 56.4	G0	11.62	0.54	
05.44	35 03.0	F8	12.01	0.32	
05.44	35 57.6	B5	11.84	0.04	
05.44	38 01.5	G0 IV	10.58	0.66	227764
05.44	38 18.6	G0 IV	11.49	0.51	
05.45	35 29.1	B5	11.17	0.39	227766
05.46	34 26.4	F5	11.06	0.30	227769
05.47	35 43.2	G	12.01	0.43	
05.48	34 21.0	G:	12.22	1.62	
05.48	36 51.0	B8	12.04	0.09	
05.49	34 12.8	A5	12.07	0.22	
05.49	35 40.0	B2	10.04	0.04	+35°3971
05.50	33 56.4	F	(11.90)		
05.50	34 36.0	F5	11.33	0.30	227768
05.50	35 41.4	B:	11.51	0.13	
05.50	36 18.3	B5	11.08	—0.14	
05.51	35 34.2	**B0 III**	7.19:	—0.09	191201 *
05.52	35 14.4	B8	11.59	—0.21	
05.53	37 29.4	B2	11.38	0.18	
05.53	38 19.5	A2	9.29	—0.04	227775
05.55	33 02.7	F8	11.48	0.30	227771
05.55	33 54.8	A0	12.34	0.02	
05.55	35 43.2	B9:	11.37	—0.03	
05.56	34 23.7	A3	11.17	—0.05	227770
05.56	35 46.0	K3	9.90	2.03	227776
05.56	36 24.0	**B1 III:**	10.18	0.29	+36°3882

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
05.56	+37 05.8	G	12.37	0.48	
05.57	35 27.0	B5	10.68	—0.19	227777
05.58	36 24.3	M2 III	9.50		191226
05.58	37 01.5	B9	10.02	—0.26	227782
05.58	38 45.3	A3m	10.03	0.15	227780
05.60	35 37.5	F0	12.02	0.05	
05.60	36 00.0	B5	11.89	0.03	
05.60	36 27.8	G8 IV	11.56	1.28	
05.60	37 29.7	B9	8.69	—0.09	191225
05.60	37 42.3	G	12.28	0.59	
05.60	38 03.9	B2	12.78		
05.60	38 09.6	G0	12.32	0.50	
05.60	38 11.1	F8	(11.78)		
05.60	38 30.9	G0	11.06	0.81	227781
05.60	38 46.0	F8	12.28	0.36	
05.61	33 27.0	F8	12.20	0.34:	
05.61	35 34.8	F2	12.07	0.21	
05.61	36 02.4	G2	12.08	0.48	
05.62	36 09.3	G	12.26	0.76	
05.62	36 32.4	F5	11.64		
05.62	37 00.8	A	12.29	0.08	
05.62	37 33.9	B5	12.12	0.02	
05.64	34 35.7	F0	8.37	0.09	191227
05.64	36 54.0	G2 IV	11.10	0.89	227783
05.64	38 06.6	G	11.81	0.45	
05.65	35 29.5	B8	9.21	—0.30	227785
05.66	37 11.7	G	12.12	1.12	
05.66	38 08.1	A0	12.36	0.30	
05.67	33 40.5	G0	12.12	0.58	
05.68	35 45.1	B8	11.91	0.12	
05.68	35 58.8	G0	11.54	0.81	
05.69	34 17.1	G—K	12.40	1.23	
05.69	37 10.5	K5 IV	11.13	2.39	227792
05.70	33 08.8	—	12.36	0.68	
05.70	33 09.6	F8	11.04	0.34	227788
05.70	35 41.4	B5	9.48	—0 16	227784
05.70	37 28.5	G5	9.80	0.75	227791
05.70	38 04.5	G0	11.99	0.55	
05.70	38 47.1	A3p	10.54	0.19	227790
05.71	38 42.2	B—A	12.60		
05.72	38 45.2	A	12.76		
05.73	33 49.8	G2 IV	11.15	0.60	227786
05.73	36 33.7	B2:	11.39	0.03	
05.74	35 29.4	B5	11.54	0.06	
05.74	36 47.1	K5m	10.32	2.57	227793
05.76	36 10.5	G0 III	11.37	0.41	
05.76	36 57.9	G0	12.34	0.56	
05.76	38 29.1	A2	8.07	0.05	191257 *
05.77	34 16.5	B5 Ib	(6.07)		191243
05.77	35 36.3	G0	11.04	0.43	227795

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
05·78	+33 30·0	F8	10.46	1.08	227787
05·78	34 17·4	G	12.86	0.53	
05·78	34 28·5	B5	11.41	0.06	227797
05·79	34 47·7	B5	11.88	—0.07	
05·79	37 06·9	B8p	12.06	—0.19	
05·80	35 14·4	B5	12.47	0.21	
05·80	35 26·7	F2	11.02	0.26	227796
05·80	35 59·7	G2	12.25	1.35	
05·80	36 50·4	F8 III	11.80	0.36	
05·80	38 18·3	F8	11.58	0.36	
05·80	38 42·0	A2	11.84	0.16	
05·80	38 42·3	K5	12.66	2.18	
05·80	38 44·1	A0	11.71	0.05	
05·80	38 49·5	F0	11.35	0.33	227803
05·82	34 00·0	B5	9.56	0.31	227807
05·82	35 13·5	F8:	(11.48)		
05·82	35 51·9	B5	11·38	0.14	
05·82	36 37·5	B2:	11·90	0.22	227794
05·82	37 00·0	F2 III	11·87	0.37	
05·82	38 43·5	A3	9·96	—0.04	227804
05·83	37 02·1	F2	12.40	0.22	
05·84	36 16·2	A0	12.36	0.14	
05·84	36 43·8	A3	9.61	0.16	227805
05·84	37 48·0	A0	12.02	0.10	
05·84	38 46·2	F	12.35	0.28	
05·84	38 47·1	F2:	12.33	0.19	
05·85	36 48·6	G8 III	11.09	1.37	+36°3888
05·86	33 09·6	B5	11.52	—0.17	227810
05·86	35 35·4	B2	10.75	—0.02	227806
05·86	36 06·8	A5	12.24	0.11	
05·87	33 20·7	F5	10·76	0.24	227809
05·87	38 21·6	B8	(12.13)		
05·88	36 49·5	G0	12.08	0.51	
05·89	33 00·6	A2	11.33	—0.08	227811
05.90	33 58·5	B8	11.18	0.31	227808
05·90	35 11·4	G	12.57	0.52	
05·90	37 34·5	B5	12.61	0.29	
05·91	37 15·6	B5	11.57	—0.14	
05·91	38 07·5	A5	12.46	0.16	
05·93	34 55·5	G	11.89	0.53	
05·93	36 52·5	B2	10.96	0.02	227819
05·94	37 48·0	G	12.58	0.52	
05·94	38 05·9	—	12.12	1.78	
05·96	37 17·7	B2	9.66	—0.21	227818
05·96	38 04·8	A5	12.18	0.28	
05·96	38 18·0	K0 III	9.58	1.62	191290
05·98	34 31·5	B2:	12.60	0.35	
05·98	35 36·3	B2	10.63	—0.05	227821
05·99	36 08·4	A3	9.25	0.09	227820
05.99	36 55.2	F8:	12.32	0.30	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
06.00	+33 17.4	G2	10.78	0.76	227822
06.00	33 50.4	G2	11.84	0.53	
06.00	34 03.6	A3	12.33	0.10	
06.00	34 51.0	G0	12.40	0.58	
06.00	34 57.6	B5	7.72	—0.61	191291
06.00	35 13.5	F5	11.56	0.26	
06.00	35 33.9	B8	11.98	0.20	
06.00	35 55.2	F8—G0	11.52	0.40	*
06.00	36 13.2	A2	11.47	0.11	
06.00	38 05.4	F8:	12.10		
06.01	37 39.0	G8 III	11.09	1.54	227825
06.02	33 41.4	G8	12.18	1.30	
06.02	36 05.1	G2	10.77	0.56	227826
06.03	36 29.1	A	12.47		
06.04	34 15.0	G0	(11.70)		
06.04	35 22.2	A2	11.42	0.13	227829
06.04	35 30.6	B2	10.12	0.15	+35°3976
06.05	35 45.2	A2	9.23	0.01	227827
06.06	36 30.0	F8	12.57		
06.07	33 50.4	F8	12.10	0.44:	
06.07	34 30.0	G5 III	11.27	1.10	227832
06.07	35 20.7	B8	11.45	—0.07	227830
06.07	35 36.1	B2:	11.76	—0.16	
06.07	36 24.0	K0 III	11.67	1.26	
06.07	36 50.1	F8	12.16	0.38	
06.08	34 28.5	G0:	11.94		
06.08	35 34.0	B8	11.03		227828
06.08	36 47.4	B5	11.86	0.03	
06.08	38 04.5	B2	11.96	0.20	
06.09	35 15.0	B9	11.54	—0.13	227831
06.10	35 55.5	G8:	12.15		
06.10	36 44.9	F2	11.78	0.17	
06.10	36 52.5	F8—G0	12.56	0.43	
06.10	37 48.3	F2	12.51	0.22	
06.11	36 29.4	G8 III	11.48	2.15	227835
06.12	33 59.7	B2	11.33	0.13	
06.12	34 44.8	B2	12.16	0.27	
06.13	37 04.5	F0	12.10	0.12	
06.13	37 48.2	G	12.34	1.19	
06.14	33 03.6	A0	12.28	—0.07	
06.14	38 11.7	G2	11.84	0.52	
06.15	33 33.6	F8 III	11.39	0.37	
06.16	33 25.8	G0	9.91	0.67	227833
06.16	35 06.0	B9:	11.08	—0.13	227839
06.16	35 23.1	B9	11.34	—0.12	227838
06.17	34 57.9	B5	10.91	—0.12	227840
06.18	34 38.1	B8	11.98	0.14	
06.18	34 47.1	B5	11.24	—0.05	227841
06.18	37 09.0	F0	11.38	0.13	
06.20	33 09.0	G5	10.72	1.71	227844

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
06.20	+33 14.4	A3	9.45	0.03	191335
06.20	33 48.3	G2	10.26	0.73	227842
06.20	34 19.5	G8	11.57	1.07	
06.20	34 40.5	G	12.34	0.92	
06.20	34 58.5	B3	12.18	0.07	
06.20	35 44.8	B8	10.53	0.05	227837
06.20	35 58.5	**B2:pne**	10.36	0.00	227836 *
06.20	37 50.1	G2	12.13	0.84	
06.20	38 48.8	G0:	12.69	0.40	
06.22	33 22.5	G5	10.68	0.83	227843
06.22	33 23.1	—	11.47	1.21	
06.22	37 04.5	B9	10.57	—0.18	227847 *
06.22	37 12.0	F0	11.15	0.28	
06.22	37 18.0	K0 IV	10.70	1.34	227846
06.23	33 53.1	A2	11.88	—0.02	
06.24	33 06.0	B9	11.71	0.03	
06.24	33 11.1	B9	12.01	—0.15	
06.24	33 15.3	G8	9.32	1.50	191334
06.24	33 59.4	A3	9.31	0.17	227851
06.24	34 21.0	F8 IV	11.40	0.26	
06.24	36 55.5	A3	10.87	0.39	227848
06.24	37 39.0	F8 IV	10.10	0.37	227845
06.26	36 33.0	G	12.17	1.18	
06.26	36 51.3	B5e	8.82	—0.14	191378
06.26	37 36.6	B8	11.45	—0.04	
06.29	34 29.4	B9	12 08	0.00	
06.30	33 27.9	A8	10.40	0.22	227853
06.30	35 20.4	F8	11 60	0.34	
06.30	36 31.2	M2 III	9.75	2.85	191379
06.30	37 04.2	A0	11.99	0.22	
06.30	37 28.5	—	(10.05)		*
06.30	37 38.1	F2	10.77	0.30	227860
06.31	36 14.1	B8	11.75	0.35	
06.31	37 15.9	M	12.77	2.30	
06.32	33 29.7	G0	11.34	0.58	
06.33	35 35.6	B5	9.47	—0.15	227849
06.33	36 13.2	F5	11.56	0.29	
06.33	36 57.3	K2 IV	11.12	1.33	227861
06.34	35 05.7	B5:	12.03	0.01	
06.34	37 21.3	A3	11.75	0.07	
06.34	38 11.9	B2:	12.18	0.34	
06.35	34 07.5	F8	11.21	0.35	227850
06.35	38 51.9	F8	11.32	0.31	227870
06.36	36 30.0	G	12.15	0.91	
06.37	36 05.4	B5	12.08	—0.10	
06.37	37 17.4	—	12.32	1.04	
06.38	33 31.5	F8	11.02		227852
06.38	37 25.5	B5	10.76	0.06	227872
06.38	38 50.4	A0	12.35	0.24	
06.39	33 44.4	A5	11.75	0.05	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
06.40	+33 49.4	G0	10.86	0.44	227863
06.40	35 10.5	B5	11.82	—0.02	
06.40	35 55.5	B8	11.80	—0.02	
06.40	37 49.5	F5 IV	8.10	0.70	191397
06.40	38 21.6	G0	11.94	0.53	
06.40	38 39.6	K0 III	10.09	1.48	227871
06.42	33 21.0	K3 III	10.85	1.82	227864
06.44	33 49.5	A3	10.18	—0.01	227862
06.44	34 48.7	F IV	11.80	0.37	
06.44	35 08.7	F0	10.94	0.18	+34°3883
06.44	35 42.3	B2	11.19	0.13	
06.44	36 18.0	G8 III	10.98	1.34	227875
06.45	38 17.4	B3	11.66	—0.08	
06.45	38 59.7	G0 III	10.40	0.72	227882
06.46	35 06.9	B9	11.60	—0.16	
06.47	36 01.2	B2	11.74	0.10	
06.48	36 39.9	B2	11.66	0.15	
06.50	34 12.3	A5	11.61	0.09	
06.50	35 18.6	**B1:IV:nn**	8.94	—0.04	227877 *
06.50	35 57.0	F5	11.85	0.17:	
06.50	36 09.0	B5:	11.26	0.24	227876
06.50	37 19.5	G5	10.15	0.81	227873
06.50	37 59.1	**B0.5 II**	8.12	0.04	191396
06.52	38 07.5	B5	12.22	0.09	
06.53	36 40.5	—	(11.96)		
06.54	34 38.4	G5	12.29	1.19	
06.54	34 58.5	G5	12.34	1.24	
06.54	36 24.0	G0	12.27	0.59	
06.54	37 59.4	B8	7.80	—0.28	191424
06.56	33 47.4	A5	10.83	0 09	227879
06.56	33 54.0	A0	11.97	0.15	
06.56	36 48.6	A2	11.42	0.09	227874
06.58	35 01.2	B5:	11.76	0.61	
06.58	37 09.6	B8	12.11	—0.07	
06.59	35 14.1	F8 III	11.71	0.45	
06.59	35 57.0	B2	10.29	—0.10	227883
06.59	36 12.6	B8	12.33	—0.03	
06.60	33 29.1	K0 III	10.54	1.52	227886
06.60	35 20.2	G0	11.96	0.42	
06.60	36 09.0	B5	11.85	—0.15	
06.60	36 24.6	B8	11.93	0.11	
06.60	36 43.5	B8	10.11	—0.27	227892
06.60	37 44.1	A5	12.08	0.24	
06.60	38 05.7	F8:	12.60	0.41	
06.62	35 30.0	—	12.35	1.70	
06.63	33 30.6	B9	9.43	—0.01	227885
06.64	33 44.7	A3	10.79	0.00	227884
06.64	38 29.4	G0	11.59	0.37	
06.66	36 52.5	G5	12.20	0.68	
06.67	34 15.3	—	11.92	1.18	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
06.67	+34 16.2	A2	11.13	—0.14	227897
06.67	36 38.7	K2 III	10.89	1.12	+36°3895
06.69	35 20.1	B2	10.39	—0.07	227894
06.70	34 17.1	A3	10.93	0.01	227896
06.70	36 07.5	B5	11.66	—0.17	227893
06.71	38 28.5	F5—F8	11.75	0.29	
06.72	33 17.7	B5	12.85		
06.73	34 37.5	B9	10.78	—0.26	227895
06.74	34 06.3	F8	11.20	0.31	
06.74	36 31.5	**B0.5 III**	7.21:	0.08	191456
06.74	37 08.4	F8	12.03	0.37	
06.75	37 21.0	**B1 V**	9.35	0.04	227902
06.75	38 30.9	F5	11.65	0.27	
06.77	34 08.4	A:	12.00	0.08	
06.77	36 09.3	B5	11.07	—0.19	227903
06.78	34 31.5	B8	11.48	—0.06	
06.78	35 37.5	A3	11.08	0.07	227904
06.78	38 36.0	B2	11.47	0.09	
06.80	34 26.7	G0	10.85	0.57	227906
06.80	34 28.5	F0:	11.89	0.13	
06.80	35 39.7	B2:	11.88	0.20	
06.80	35 41.1	B2:	11.86	0.29	
06.80	36 21.3	B9	9.35	—0.16	227915
06.80	36 21.9	G	12.52	0.46	
06.80	36 33.0	G5	(11.58)		
06.80	37 36.6	G2 IV	10.19	1.17	227912
06.82	36 15.3	B8	10.62	0.08	227916
06.82	37 45.0	A	12.14	0.10	
06.82	37 47.7	A5m	9.18	0.11	191472
06.83	38 42.0	B5	12.15	0.35	
06.83	38 48.6	A5	12.35	0.07	
06.84	34 33.0	F8	11.41	0.43	227918
06.85	33 06.0	B5	10.30	0.23	227907
06.85	36 48.0	K—M	12.44	2.33	
06.86	34 27.0	G	12.05	0.45	
06.87	37 12.3	K2 III	10.98	1.68	227931 ?
06.88	34 52.5	K2 III	11.13	1.41	227917
06.88	37 01.8	K2 III	11.24	1.65	227913
06.88	37 03.3	F8	11.47	0.37	
06.90	33 45.0	G5	12.40	0.61	
06.90	35 59.7	M0 III	9.42	2.57	191493
06.90	36 39.9	K2 III	11.54	2.15	227914
06.90	37 05.1	**B0 IV**	8.39	—0.27	191473
06.91	38 02.4	B2	11.40	0.14	
06.93	33 18.6	G5:	10.80	1.13	227922
06.93	34 23.7	A5	10.61	0.06	227919
06.93	37 45.0	F0	10.33	0.37	227930
06.94	33 25.5	B8	11.44	—0.08	
06.94	34 10.2	B2 (III)	9.10	0.11	227920
06.94	35 21.6	F—G	11.67	0.48	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
06.94	+36 25.5	F8	11.62	0.36	
06.94	38 31.5	G	12.76	1.42	
06.94	38 36.7	B2	12.24	0.38	
06.95	35 22.2	A0	11.26	—0.17	
06.96	35 00.0	A0	11.70	—0.12	
06.96	37 52.5	A3	10.37	0.05	227929
06.97	35 13.2	B5:	11.46	—0.12	
06.97	35 49.8	F8	12.04	0.36	
06.98	35 46.5	B5	11.67	0.02	
06.98	36 34.2	F8	10.76	0.44	227932
06.99	38 44.1	B2	11.46	0.19	
07.00	33 39.6	B9	9.99	—0.23	227935
07.00	34 33.0	G	(11.02)		
07.00	35 14.7	B8	9.37	—0.07	227934
07.00	35 21.6	**B0 V**	8.18	—0.28	191495 *
07.00	35 25.8	B2pe	10.81	0.31	+35°3986
07.00	35 59.7	B9	8.65	—0.19	191494
07.00	36 15.0	F8	10.90	0.41	227933
07.00	37 34.2	F2	11.70	0.32	
07.01	33 24.9	A0	12.05	0.05	227921
07.02	35 35.1	B8	12.12	—0.08	
07.02	35 47.4	B5	11.96	0.24	
07.02	36 52.5	F8	12.52	0.38	
07.02	37 06.3	B9	11.59	0.14	
07.03	35 37.5	F8	10.85	0.53	227942
07.03	36 01.5	B2	11.38	0.02	
07.03	36 07.2	B9	12.05	—0.12	
07.04	35 29.1	B2	11.30	—0.04	
07.04	37 12.0	G	12.57	1.39	
07.05	33 47.7	F2	11.97	0.11	
07.06	33 02.1	F0	7.70	0.36	191496
07.06	34 05.7	G2	10.10	1.49	227947
07.06	34 39.9	F—G	11.92	0.26	
07.06	35 23.4	F8	11.35	0.38	
07.06	38 05.7	B9	9.66	—0.12	227939
07.07	33 32.1	F0	11.86	0 18	
07.07	35 19.2	B2	11.18	—0.15	
07.07	38 30.0	G	12.36	1.24	
07.08	35 41.2	B8	12.50		
07.09	34 33.6	A:	11.75:	—0.08:	
07.09	35 05.7	F5 IV	11.14	0.26	
07.09	35 53.7	A3	9.39	0.21	+35°3990
07.09	38 48.0	—	12.66	1.14	
07.10	33 30.6	F8:	12.34	0.49	
07.10	36 33.9	B2	11.00	—0.16	227940
07.10	38 56.7	B9	10.61	—0.21	227950
07.10	38 58.5	B9	11.00	—0.04	
07.11	34 26.7	A2	11.50	0.14	227944
07.14	34 05.7	B8	10.80	0.10	227946
07.14	35 02.7	G5 III	11.80	1.49	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
07.14	+36 22.2	F5	12.23	0.27	
07.14	38 06.9	G0	12.13	0.49	
07.15	36 05.4	K2 III	11.60	2.76	+35°3489
07.16	34 34.8	B5	9.92	—0.06	227943
07.16	35 40.8	B2	10.46	0.31	227951
07.18	34 17.1	B8	11.33	—0.04	227945
07.18	34 48.9	G0 IV	11.49	0.40	227952
07.18	36 27.6	B5	12.20	—0.10	
07.18	37 09.0	K0 III	11.89	2.16	+36°3901
07.18	38 50.1	A5—F0	12.11	0.32	
07.20	33 11.1	G8	11.56	1.14	227955
07.20	33 30.0	G8 III	8.94	1.18	191511
07.20	33 45.9	A2	10.90		
07.20	33 56.1	F5—F8	12.00	0.28	
07.20	35 39.8	G	12.78	2.02	
07.20	36 49.5	G:	12.70	0.72	
07.20	37 01.5	A3	11.52	0.08	
07.21	34 02.7	K3 III	11.72	2.52	227953
07.22	33 12.0	F	(11.64)		
07.22	34 22.5	G0:	12.90	0.60	
07.24	33 46.2	B5	7.66	—0.27	191530
07.24	34 59.1	G0	10.84	0.50	227961
07.24	36 12.0	G	12.66	1.08	
07.24	36 46.8	M7	12.39	2.47	
07.24	37 20.4	A0	9.84	0.02	227958
07.25	36 03.6	A2	11.79	0.12	
07.25	38 15.0	A5	10.68	0.09	227957
07.26	36 23.4	B5p	11.99	—0.09	
07.27	35 30.0	F0:	12.30	0.53	
07.28	36 49.5	A0	11.32	—0.11	
07.29	38 45.9	A0	11.88	—0.20	
07.29	36 04.8	B9	11.09	—0.17	
07.29	37 00.0	G0 III	11.30	1.75	227959 *
07.30	34 11.4	B5:	12 02	0.16	
07.30	35 06.3	G0	12.38	0.46	
07.30	35 16.5	B2	9.71	—0.06	+34°3886
07.30	36 48.0	A0	10.32	—0.13	227968
07.30	38 30.3	B2:	(12.20)		
07.31	34 20.7	A	12.78	0.39	
07.32	35 10.5	G:	12.36		
07.32	38 57.6	F8 III	11.59	0.34	
07.33	35 54.0	B0	9.51	0.11	227960
07.34	37 03.0	B5	11.32	—0.19	227967
07.35	35 11.4	F8—G0 IV	10.31	0.68	+34°3887 *
07.35	35 36.3	B9	11.16	—0.07	
07.36	35 20.1	B0.5 IV	7.22	0.14	191566
07.38	33 30.8	G	(11.86)		
07.38	35 22.5	B5	11.22	—0.25	
07.38	35 48.3	G8	11.82	1.58	
07.38	36 01.5	B2	11.17	0.01	227969

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
07.38	+36 30.6	F8	11.70	0.44	
07.38	37 09.9	F5	9.86	0.40	227966
07.38	38 23.4	F0	11.69	0.13	
07.39	36 21.7	B:	12.52	0.14	
07.39	38 49.2	G5	(11.61)		
07.40	36 08.7	B8	11.74	—0.16	
07.40	36 59.1	A0	(12.28)		
07.40	36 59.7	A	11.67	—0.07	
07.40	38 06.3	A2	11.38	0.02	227976
07.41	37 11.1	F5—F8	12.53	0.29	
07.42	34 07.5	A0	11.44	—0.09	227970
07.42	34 20.1	B5	12.38		
07.42	38 27.0	B9	11.92	—0.14	
07.43	33 14.1	B8	8.36	—0.39	191568
07.43	33 42.6	K5 III	11.65	1.78	227971
07.44	33 16.2	F8	10.79	0.42	+32°3722
07.44	35 30.6	B8	11.84	0.29	
07.44	37 05.2	B5	11.69	0.19	
07.44	37 21.0	B1 V	9.60	—0.09	227977
07.45	34 32.5	G8	11.34	1.76	
07.45	35 18.3	B2	11.81	—0.15	
07.46	36 34.8	G5·	12.64		
07.46	36 55.5	F5	11.85	0.23	
07.46	37 15.0	B5:	11.96	0.34	
07.46	38 10.2	G5	12.66	0.68	
07.47	35 36.6	G	11.81	1.30	
07.47	37 06.0	B2:	12.94	0.81	
07.48	38 27.0	B5	11.98	—0.06	
07.49	34 33.9	K2 III	(7.94)		191588
07.49	37 40.5	K5 III	11.99	2.47	+37°3794
07.50	34 48.3	B9	12.12	0.09	
07.50	36 23.1	B2	10.94	—0.07	227978
07.50	36 51.3	B9	11.46	—0.19	
07.51	34 41.1	B8	11.88	0.13	
07.53	36 21.1	B8	12.12	0.39	
07.54	37 14.4	A5	12.04	0.06	
07.55	34 40.5	F8:	12.94		
07.55	34 41.3	B8	12.26	0.23	
07.56	36 20.1	B2	9.82	—0.02	+36°3905
07.56	36 20.1	B0.5 III	8.75	0.33	191611
07.56	36 42.9	B:	11.98	0.06	
07.56	37 10.2	B8	11.54	—0.31	
07.57	36 41.1	B3ne	4.6		191610
07.57	37 10.5	F8 III	10.60	0.57	227982
07.58	33 01.5	A5	11.24	0.02	227979
07.58	35 15.3	B2	9.76	—0.06	227983
07.58	37 00.6	B5p	11.27	—0.04	
07.60	33 31.5	K5 III	9.15	2.19	191589
07.60	33 43.5	B—A	12.22	0.80.	
07.60	34 32.4	F8	10.94	0.47	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
07.60	+34 33.9	G—K	11.56	1.48	227984
07.60	35 23.1	F:	11.90		
07.60	35 34.5	O8	7.74	—0.07	191612
07.60	36 07.8	F8	12.02	0.31	
07.60	36 34.5	B5	11.18	0.08	
07.60	36 39.0	F0:	11.90	0.02	
07.60	36 59.4	B9	12.00	0.00	
07.60	38 29.1	A0	9.60	—0.11	227990
07.61	35 19.5	B5	11.44	—0.27	
07.61	35 58.8	G5 III	11.37	0.63	227995
07.63	34 47.4	B5	11.80	—0.05	
07.63	35 45.9	G8	11.81		
07.64	33 15.3	A2	7.66	—0.18	191613*
07.64	34 10.5	G5	12.36	0.75	
07.64	34 49.8	B8	10.78	0.44	227998
07.64	36 57.0	B5	12.16	0.07	
07.64	37 41.4	B2	10.77	0.27	+37°3795
07.65	36 42.3	B5	10.95	—0.07	
07.65	37 47.9	G—K	12.14	1.20	
07.66	33 14.7	F0:	11.61	0.13	
07.66	37 39.0	B8	10.35	0.08	227991
07.67	33 38.7	F0	10.96	0.17	228000
07.67	34 59.4	G8 III	11.37	1.41	227997
07.67	36 36.9	B	12.13	—0.17	
07.68	35 09.6	F5—F8	11.65	0.28	
07.68	36 12.9	B9	11.17	0.09	
07.68	36 40.5	B9	9.31	0.06	227992
07.69	38 58.5	B:	12.72	0.56	
07.70	33 49.5	A5	11.78	0.21	
07.70	36 08.1	B5	11.47	—0.10	
07.70	36 18.3	B9	11.55	—0.15	227993
07.70	36 19.5	B8	11.68	—0.20	
07.70	37 56.4	F8:	12.09	0.50	
07.70	38 56.4	F—G	12.27	0.45	
07.71	34 25.2	F0	9.94	0.26	227985
07.71	36 00.6	F0	11.17	0.14	227994
07.72	34 33.4	B8:	12.04	0.22	
07.74	34 58.2	B2:	11.75	0.09	
07.74	35 02.7	B8	11.37	—0.09	227996
07.74	35 09.3	K3	11.33	2.09	+34°3893
07.74	37 36.9	A0	11.41	0.22	228003
07.75	36 51.3	B5	11.94	0.02	
07.76	34 22.8	G0	10.57	0.56	227999
07.76	34 54.9	A3	11.25	—0.11	228008
07.76	35 56.7	B2	10.65	—0.20	228005
07.76	36 55.5	G:	12.32	1.25	
07.76	37 15.6	G8 III	10.82	1.60	228004
07.77	38 41.4	A0	12.00	—0.17	
07.78	33 12.3	G	11.12	0.74	228011*
07.78	35 36.0	B2	9.98	—0.19	228007

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
07.78	+35 56.4	B8	10.53	—0.08	228005
07.80	34 43.8	B2:	11.67	0.22	228009
07.80	34 43.8	F8—G0	11.86	0.36	
07.80	35 00.0	B3	12.01	—0.09	
07.80	35 02.1	B2:	12.40	0.38	
07.80	35 40.2	F8	12.07	0.34	
07.80	36 29.9	A5	11.44	0.04	
07.80	37 00.6	G:	12.03	1.08	
07.80	37 01.2	B8	12.08	—0.23	
07.80	37 54.3	G8 III	10.75	1.65	228019
07.82	37 32.7	G0	12.42	1.43	
07.82	37 36.6	G0	12.02	0.44	
07.83	35 45.6	B2:	11.65	0.03	
07.84	33 45.7	F0	11.21	0.15	228010
07.84	36 02.4	G	12.40	0.65	
07.85	38 41.4	A0	10.19	—0.27	228018
07.86	33 21.0	F8	11.25	0.31	228025
07.86	34 16.5	A0	11.96	—0.20	
07.86	35 54.9	B8	10.56	—0.26	228021
07.86	36 21.6	B2	10.71	—0.19	228031
07.86	37 13.2	A3	11.55	0.03	
07.87	36 43.8	F0	12.38	0.10	
07.88	36 54.9	G	12.37	1.21	
07.88	36 57.8	F5	12.11	0.23	
07.90	33 18.9	F8	10.71	0.37	228026
07.90	33 27.6	A5	11.76	0.20	
07.90	33 54.3	G	12.14	0.74	
07.90	36 19.5	A3	9.54	—0.04	228020
07.90	36 21.0	A5	12.20	0.10	
07.91	34 58.8	B2	11.12	0.08	228023
07.91	35 35.8	B2	11.44	—0.22	
07.93	36 23.2	K5 III	11.38	2.52	
07.93	38 50.1	B5	12.40	0.27	
07.94	34 17.9	B—A:	12.10	0.77	
07.94	34 40.5	B8	11.40	0.31	228024
07.94	37 12.0	B8:	12.30	0.44	
07.94	37 34.8	F5	12.52	0.29	
07.94	38 14.1	A2	11.90	0.08	
07.95	35 16.5	B2	10.21	—0.21	228022
07.95	38 59.7	K3 IV	11.28	1.38	+38°3925
07.96	37 42.6	F5	11.85	0.21	
07.97	36 49.8	F8—G0	9.95	0.60	228030
07.98	33 45.3	B8	9.90	—0.10	228033
07.98	36 11.1	B5	12.29	0.25	
08.00	33 14.4	F0	11.32	0.16	228036
08.00	34 00.6	G	12.50	1.25	
08.00	34 53.1	F5	12.38	0.28	
08.00	35 06.3	B2	11.20	—0.22	228032
08.00	35 49.2	B:	11.87	—0.06	
08.00	36 51.3	F8	11.92	0.30	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
08.01	+36 58.5	B9	11.11	—0.21	228040
08.01	38 40.5	B2	11.51	0.20	+38°3926
08.02	33 21.0	A3	11.38	0.05	228035
08.02	35 51.9	B2	11.68	0.14	
08.03	33 30.6	A3	9.71	—0.08	228034
08.04	34 57.0	B5	11.82	0.18	
08.04	38 02.4	F8	11.77	0.32	
08.04	38 59.4	A8	7.29:		191703
08.06	33 17.4	A5	11.64	0.01	228045
08.06	35 07.5	G—K	12.05	1.07	
08.06	35 20.7	**B0.5 V:e**	9.25	0.40	228041
08.06	35 48.3	B	(11.95)		
08.06	37 16.5	K:	12.31	1.17	
08.06	38 00.0	F8:	12.62	0.33	
08.07	35 10.5	G	11.49	1.42	+34°3894
08.07	38 15.0	B9	12.71		
08.07	38 41.1	F8:	12.08	0.46:	
08.09	34 46.5	F	12.40	0.25	
08.09	35 14.8	F8:	11.56	0.30:	
08.09	36 49.5	B8—A0	12.24	—0.01	
08.10	33 03.0	A3	10.64	0.18	228047
08.10	33 40.2	F8	11.62	0.35	
08.10	34 42.3	B5	11.38	—0.08	228043
08.10	37 54.0	B5	12.44	0.04	
08.10	38 16.5	F8	(11.60)		
08.11	38 36.9	F8 III	10.85	1.06	228051
08.13	34 50.4	B5	11.70	0.06	
08.13	35 12.0	F8	10.74	0.42	228042
08.14	36 32.8	**B1 II**	9.21	0.47	228053
08.14	36 59.1	B8	10.98	0.00	228052
08.14	37 56.1	B2	11.49	—0.04	+37°3798
08.16	33 14.1	B5	11.49	—0.15	228046
08.16	33 48.9	G8—K0	10.61	1.57	228044
08.16	34 30.3	B2:	12.48	0.46	
08.16	36 49.5	B8 n	7.57	—0.28	191720
08.17	34 54.9	G2 IV	9.88	1.28	228055
08.18	33 37.5	A3	10.96	—0.04	228058
08.18	34 46.2	A0	11.54	0.03	
08.18	34 46.8	F8	11.76	0.31	
08.18	34 52.5	G5	11.96	0.60	
08.18	35 52.5	B2	12.40	0.28	
08.18	36 54.0	—	12.13	0.33	
08.18	37 00.0	B2	10.79	—0.16	
08.19	33 52.5	B2	9.96	0.18	228056
08.19	38 04.5	—	12.62	0.46	
08.20	33 04.5	K	13.00	3.13	
08.20	33 29.7	B9	10.10	—0.23	228059
08.20	35 06.0	F5	10.74	0.27	228054
08.20	35 32.1	G—K	12.28	1.78	
08.20	36 57.9	B8	11.15	—0.16	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
08.20	+37 18.9	K3 III	11.47	2.22	228061 *
08.20	38 05.4	F8	12.50	0.49	
08.20	38 31.2	G0	(11.64)		
08.22	33 53.2	B8	10.28	—0.35	228057
08.22	35 03.2	G2	12.03	0.49	
08.22	37 48.0	B5	11.99	0.01	
08.23	34 29.4	B2	12.67	0.55	
08.23	36 07.8	Kb—M0 III	10.86	3.32	228062
08.24	34 38.7	B5	12.50	0.25	
08.25	38 11.1	B5	12.60	0.51	
08.26	33 35.1	B5:	11.66	0.12	
08.26	37 20.7	B2	11.46	0.03	
08.27	36 06.6	G0	11.94	0.57	
08.27	37 01.5	B2	12.78	0.52	
08.27	37 51.9	F0:	12.83	0.53	
08.29	38 16.5	A5	11.32	0.14	228066
08.30	34 02.4	G—K	12.11	1.99	
08.31	33 24.0	B8	8.69	—0.37	191743
08.31	36 02.1	B5	8.28	—0.52	228063
08.32	34 47.1	G5	12.10	1.01	
08.32	36 34.5	B8	8.92	—0 05	228069 *
08.32	36 37.5	G	11.18	0.56	
08.34	34 24.3	F8 III	11.46		
08.34	35 46.8	B5	11.39	0.16	228064
08.34	38 06.3	G8 III	11.46	1.28	228067
08.35	36 00.0	G	10.14	0.47	
08.35	38 15.0	F5	11.43	0.25	
08.36	35 12.6	F0	10.95	0.15	228070
08.36	36 01.2	WN6	7.89	0.13	191765 *
08.36	37 58.2	B2	12.36	0.24	
08.36	38 03.8	G—K	12.61	2.27	
08.37	35 26.1	B2	12.03		
08.38	35 00.9	F0	11.13	0.03	228071
08.38	37 23.1	B9	10.28	—0.23	228068
08.38	38 30.3	F8	12.01	0.32	
08.40	34 22.8	B5	11.88	0.17	
08.40	37 19.8	F5—F8	12.30	0.27	
08.40	37 45.0	B8	13.00		
08.40	37 53.4	F5	11.31	0.63	
08.41	36 21.9	B8	9.16	—0.19	228079
08.42	33 46.8	A2	10.33	0.05	228072
08.42	34 30.9	G8 III	11.79	1.22	
08.42	37 24.0	G2	12.00	0.44	
08.43	36 23.1	B3	11.00	0.23	
08.43	38 56.4	G8 III	10.19	1.38	228076
08.44	33 39.0	B8	9.17	—0.15	228073
08.44	35 19.5	A	12.05	0.12	
08.44	36 55.5	B—A	11.82	—0.16	
08.44	37 05.4	B2	11.38	—0.07	228078
08.44	37 15.9	F8 III	11.58	0.38	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
08.44	+38 57.6	B8—B9	11.30	—0.12	
08.46	38 20.8	F8	11.10	0.50	228077
08.47	38 07.5	F8	12.00	0.48	
08.48	34 32.1	F8—G0	11.48	0.43:	
08.48	37 30.0	G0	11.28	0 45	
08.49	35 35.2	G0	10.97	0.65	228080
08.49	36 05.1	B2	11.41	—0.11	
08.49	36 45.0	G0 IV	11.74	0.80	
08.50	34 04.5	G5	12.21	1.09	
08.50	35 28.2	B2	12.32		
08.50	37 40.5	F8	13.00		
08.50	37 42.0	F0	11.76	0.19	
08.52	35 45.3	B5	11.50	0.11	
08.54	35 42.6	K0 III	11.03	2.71	228084
08.54	35 47.2	Nb	11.94	3.49	191783*
08.54	36 50.4	B8	11.45	—0.10	228082
08.54	38 24.9	F8	(12.14)		
08.56	35 28.1	B2	12.84		
08.57	36 34.8	B8	10.95	0.37	*
08.57	38 14.4	F5—F8	12.44	0.28	
08.58	33 14.2	A0	10.00		228081
08.58	35 39.6	K0	11.31	1.49	
08.58	36 29.4	B2	11.52	0.30	
08.59	35 39.6	—	12.60		
08.59	36 25.2	B2	12.35		
08.60	33 14.2	A2	8.93	—0.01	228087
08.60	35 11.1	G8	11.08	1.76	228085
08.60	35 49.8	G8—K2	11.86	1.57	
08.60	36 04.8	—	(11.90)		
08.60	36 06.0	B3	11.11	—0.19	
08.60	36 10.5	B5	11.25	0.07	228083
08.60	38 57.0	F	11.48	0.19	
08.62	33 29.2	B9	7.52	—0.27	191812
08.62	33 44.7	B9	8.97	—0.23	+33°3779
08.62	34 44.1	G2	10.34	0.78	228086
08.62	38 03.3	B9	12.58		
08.63	36 27.0	B5	12.60	0.28	
08.63	36 43.5	F5—F8	11.22	0.26	228095
08.64	33 02.1	B8	10.20	—0.07	228088
08.64	35 46.5	B5	12.36	0.38	
08.64	37 41.4	F8:	11.54	0.21	
08.65	34 09.3	K2 IV	11.11	1.71	228096
08.65	36 07.5	A3: —	11.64	0.09	
08.65	36 59.1	B5	11.81	—0.02	228093
08.66	33 42.3	B5	7.34	—0.40	191811
08.66	36 25.2	B8	11.93	—0.19	
08.67	33 29.1	B5	7.82	—0.46	191813*
08.67	36 52.5	F8:	12.58	0.54	
08.67	37 45.6	B2	(11.90)		
08.67	38 44.1	F0:	11.05	0.26	228098

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
08.67	+38 46.5	B2:	11.95	0.41	
08.68	34 42.9	G2	8.78	0.56	191833 *
08.69	36 15.0	B	12.43		
08.69	36 59.1	B5	11.70	—0.14	228094
08.70	33 39.3	F8—G0	10.70	0.38	
08.70	34 51.0	F5	11.84	0.26	
08.70	36 53.7	F8:	12.36	0.79	
08.70	37 41.7	G5	11.03	1.10	228099
08.73	35 48.3	B5	10.71	—0.15	228103
08.73	35 52.5	F5	11.60	0.24	
08.73	37 24.0	A2p	10.87	0.34	228100
08.74	35 42.9	**B1:IV:pe**	8.95	0.21	228104
08.74	36 25.8	B—A	12.58	0.75	
08.76	37 09.3	G8 IV	11.58	1.38	+36°3919
08.76	38 40.8	F8:	12.48		
08.77	33 03.0	G8	9.72	1.49	228097
08.78	33 33.3	B9	10.47	—0.27	228109
08.78	34 47.2	B9:	11.43	0.07	228107
08.78	35 19.5	G	12.60	1.49	
08.78	35 30.3	B2	10.61	—0.17	228106
08.78	36 02.4	G	11.82	0.83	
08.78	36 34.5	B5	11.93	—0.04	
08.78	36 42.0	A0	11.16	—0.06	228102
08.78	37 17.7	G—K	11.33	0.96	
08.78	37 18.0	**B1 V**	8.44	—0.09	228101
08.79	35 02.1	G8	12.40	1.30	
08.79	38 04.8	—	(11.32)		
08.80	34 44.4	F8	(11.10)		
08.80	35 43.2	B5	10.62	—0.21	228105
08.80	36 03.0	B8	11.99	0.20	
08.80	36 47.7	B2	11.88	0.13	
08.80	37 04.0	G	12.58	0.68	
08.80	38 03.3	B0	12.29	0.89	
08.80	38 14.4	B5	12.39	0.43	
08.80	38 39.0	B8	12.81	0.44	
08.82	33 33.9	B8	9.11	—0.28	228110
08.82	34 08.7	F8—G0	10.58	0.68	+33°3784
08.82	34 12.6	F8	9.38	0.31	228108
08.82	37 06.0	A2	11.12	—0 06	
08.83	37 03.0	B2:	10.87	—0.12	
08.84	35 42.0	B5	10.58	—0.10	228118
08.84	38 09.6	F:	12.28	0.16	
08.85	36 00.0	B5	12.03	0.00	
08.85	36 24.9	B8	10.46	—0.26	228116
08.85	38 50.7	B5	11.85	0.08	
08.87	33 17.4	F0	11.81	0.05	
08.87	34 19.8	F0	(11.85)		
08.87	36 53.4	G0 Ib	8.32	1.31	191897 *
08.88	33 12.6	A5	12.03	0.07	
08.88	34 35.7	G	12.36	1.32	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
08.88	+34 46.8	F8—G0	11.18	0.36	228120
08.88	34 59.1	A3	9.85	—0.02	228119
08.88	36 27.3	B8	10.87	—0.13	228115
08.89	36 21.8	B2	10.93	0.08	
08.89	37 18.3	B8 (III)	9.16	0.22	228114
08.90	33 51.9	F2	12.20	0.29	
08.90	34 43.5	B5	12.33	0.29	
08.90	35 18.8	B2	12.64	0.33	
08.90	36 05.7	B3	11.10	—0.26	228117
08.90	38 51.6	A2	9.60	—0.13	228127 *
08.93	33 44.2	A—F	11.23	0.02	228121
08.93	36 42.0	B2	11.11	—0.04	
08.93	37 40.5	B9	11.49	—0.16	
08.93	37 43.2	B9	11.72	0.05	
08.94	33 29.8	A0	11.38	—0.04	228122
08.94	36 36.0	—	11.48	2.03	
08.94	36 48.3	A0	12.22	—0.02	
08.94	36 51.9	A5	12.39	0.09	
08.94	37 53.4	F8:	12.05	0.35	
08.96	34 20.4	G0	12.14	0.49	
08.96	36 36.0	A2	10.12	0.05	228128
08.97	33 34.5	G8 III	10.98	1.37	228130
08.98	33 09.9	A5	12.00	0.10	
08.98	34 24.0	B9	11.88	—0.16	
09.00	33 14.7	A	12.01	—0.08	
09.00	34 34.5	G5 III	11.65	1.11	228129
09.00	36 14.7	G5	11.83	1.14	
09.02	36 15.9	A0	10.48	0.02	228142
09.02	36 45.9	B9	10.88	—0.22	228141
09.02	37 07.5	B2:	12.08	0.26	
09.02	38 28.5	F8	11.68	0.32	228139
09.03	33 15.3	F	11.19	0.17	228131
09.03	37 03.0	B2	11.13	0.03	
09.04	35 05.4	B2	11.72	0.16	228145
09.04	35 17.1	F0:	12.07	0.15	
09.04	35 17.4	G2	11.19	0.73	228144
09.04	35 48.0	B1 III	7.48	—0.17	191917
09.04	36 00.8	B8	12.28	0.06	
09.04	38 50.4	B5	11.19	—0.15	228138
09.06	36 06.8	B2	11.18	—0.09	
09.06	37 05.4	A0	11.99	0.03	
09.06	37 33.6	F2	12.12	0.16	
09.06	38 51.0	B5	10.50	—0.16	228137
09.07	36 36.3	B5	12.58	0.16	
09.07	38 48.0	F5	11.25	0.27	
09.08	33 10.5	G	12.76	0.48	
09.08	33 50.7	G8 IV	10.60	1.39	228148
09.08	34 37.5	A0	12.12	—0.03	
09.09	35 36.0	B5	11.15	—0.02	228143
09.09	38 08.9	B0	11.53	0.81	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
09.10	+35 41.7	B8	11.58	—0.03	
09.10	35 48.8	B5	11.55	0.20	
09.10	36 32.1	B5	12.34	0.16	
09.10	36 49.8	B2	12.73	0.57	
09.10	37 12.0	A0	9.46	—0.08	228140
09.10	38 49.5	F2	11.70	0.27	
09.11	37 58.5	B2 (III)	10.39	0.21	228153
09.12	34 57.0	B8	11.67	0.24	228146
09.12	36 32.8	—	12.36	0.78	
09.12	37 28.6	A0	12.39	0.15	
09.12	38 20.1	F2	10.74	0.46	228152
09.13	34 39.9	B8	9.09	—0.34	228147
09.13	38 47.7	A5	11.44	0.08	228151
09.14	36 32.7	K0 III	10.68	2.10	228155
09.14	36 58.5	B5	12.30	0.04	
09.15	36 39.3	G0	11.49	0.38	
09.16	35 22.8	—	12.73	2.94	
09.17	37 58.8	F0	10.66	0.40	228154
09.18	33 44.7	F5	10.12	0.41	228157
09.19	36 43.8	G:	12.37	0.86	
09.19	38 22.5	K0	12.30	1.48	
09.20	34 51.3	G2—G5	11.90	0.57	
09.20	35 30.0	M0 III	11.86	2.25	228156
09.20	35 42.8	—	12.36	0.56	
09.20	35 48.8	B:	12.79	2.82	
09.20	36 24.6	B2	11.92	0.10	
09.20	37 09.9	B5	11.71	—0.09	
09.20	38 15.0	B5	11.84	0.09	
09.21	36 19.5	B2	11.06	—0.09	
09.21	36 47.4	G2 III	11.11	0.63	228164
09.21	37 57.0	G	12.22	0.45	
09.22	33 54.0	B2:	11,94	0.16	
09.22	37 33.0	A0	9.32	—0.17	228163
09.23	36 16.2	K	11.59	1.37	+35°4007
09.23	36 48.9	A5	11.64	0.00	
09.24	35 18.9	F8	12.60		
09.24	37 06.3	B5	12.04	—0.02	
09.24	37 16.8	A0	11.68	—0.04	
09.25	38 33.3	F5	12.04	0.36	
09.26	33 50.4	F8	11.64	0.26	
09.27	36 15.0	B5:	11.60	—0.21	
09.27	36 36.3	B8	11.89	—0.31	
09.27	36 48.3	B5	12.36	0.36	
09.27	37 22.8	F:	12.12	0.40	
09.28	33 16.5	F0	11.88	0.14	
09.28	33 24.6	B9	9.17	—0.21	228167
09.28	33 29.1	B2:	10.52	0.29	228166
09.28	33 32.7	F0	10.99	0.01	
09.28	34 49.8	F	11.98	0.20	
09.28	35 29.4	F8—G0	12.28	0.54	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
09.28	+37 26.7	B5	12.17	0.15	
09.29	36 18.8	B2	12.06	0.10	
09.30	33 32.1	F8	11.50	0.34	
09.30	35 57.2	R	11.71	1.62	*
09.30	37 29.1	B8	8.99	—0.27	228171
09.30	37 43.2	B5	12.20	—0.06	
09.31	37 12.6	F:	12.07	0.08	
09.34	34 39.0	B5	11.90	0.07	228165
09.34	36 02.4	F2	11.11	0.21	228174
09.37	36 51.9	G2	11.60	0.45	
09.37	37 16.5	G5 IV	11.06	1.62	228173 *
09.38	33 06.0	K2	11.12	1.79	228168
09.38	34 42.0	A0	11.46	—0.14	228176
09.38	37 00.6	A0	12.33	1.52	
09.38	38 22.2	G5:	12.54	0.67	
09.39	37 08.1	B8	12.08	0.29	
09.40	34 26.1	G8 III	11.88	1.35	228177
09.40	34 56.1	B5	10.72	0.59	228175
09.40	35 29.7	G	12.39	0.61	
09.40	35 36.9	G	11.48	0.48	
09.40	35 45.8	B2	11.38	0.27	
09.40	37 15.9	G0	12.32	0.57	
09.40	37 21.0	B9	11.16	—0.01	228172
09.40	37 42.1	—	12.32	1.06	
09.40	37 53.4	A2	11.54	0.04	228186
09.40	38 03.9	B5	12.37	0.32	
09.40	38 29.1	F:	12.66	0.74:	
09.40	38 38.7	B5	12.03	0.33	
09.41	33 24.9	A2	9.65	—0.03	228178
09.42	33 30.9	B5:	11.98	0.00	
09.42	33 56.2	A3	11.86	0.11	
09.42	35 40.5	B2 (IV):	9.66	0.19	+35°4008 *
09.42	35 40.5	—	10.45		+35°4009 *
09.42	38 24.0	B5	11.49	—0.04	228185
09.43	35 36.0	B5	9.85	—0.19	228191
09.43	36 26.1	B8	10.36	—0.15	228190 *
09.44	33 21.3	K8	11.12	2.36	228179
09.44	34 54.3	F5	12.14	0.27	
09.44	36 36.6	F8	11.24	0.42	228189
09.44	37 43.5	G2 III	11.96	0.37	
09.44	38 38.7	B5	11.89	—0.21	
09.46	37 21.0	B5:	11.33	0.89	
09.46	38 04.5	B0 (IV)	8.77	0.02	192003
09.47	36 35.7	B8	11.92	—0.20	
09.48	35 22.2	F8	10.90	0.30	228192
09.48	37 12.0	B2 (IV)	9.57	—0.14	228187
09.48	37 27.0	G	11.73	0.83	
09.49	35 48.0	A5	11.50	0.10	
09.49	36 42.9	G8 III	10.10	2.21	228188
09.49	37 18.0	B5	12.01	0.12	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
09.50	+35 43.2	F	12.06	0.21	
09.51	36 10.5	B3	12.43	0.17	
09.53	35 29.7	B5	10.42	0.08	228201 *
09.54	35 41.4	B2	10.54	—0.01	*
09.54	38 04.5	B2	12.10	0.47	
09.56	33 19.5	G	11.96	1.26	
09.56	35 02.2	F8	11.11	0.38	228203
09.56	37 50.4	B5:	11.36	—0.06	228198
09.58	35 29.1	F—G:	12.26	1.00	
09.58	36 20.4	B2 (III)	9.15	—0.02	228199
09.59	35 04.5	B5	11.15	0.09	228202
09.59	35 42.9	A0	9.55	0.07	228200
09.60	33 49.5	F8	8.03	0.41	192021
09.60	34 19.8	F5	11.96	0.21	
09.60	35 35.1	B5	11.98	—0.18	
09.60	36 55.5	G8	11.82	1.62	
09.60	37 13.5	A0	12.46	0.06	
09.60	38 14.7	K2	8.82	1.27	192020
09.60	38 39.6	K3 III	9.76		192041
09.62	36 37.5	A5	12.23	—0.07	
09.62	37 27.1	G5	12.18	1.34	
09.63	37 04.5	G2	12.16	0.44	
09.63	37 12.0	—	12.51	0.16	
09.63	38 13.5	A5	11.85	0.08	
09.64	33 25.5	G8—K2	10.98	1.42	228211
09.64	34 28.8	B2:	12.37	0.27	
09.64	35 42.0	B2	10.57	0.02	228207
09.64	37 16.5	B5	10.21	—0.13	228206
09.64	37 54.0	F2 III	9.53	0.28	228205
09.64	38 11.4	A3	11.59	0.22	
09.65	34 10.8	B8	10.70	—0.28	228204
09.65	35 16.5	F0	12.34		
09.65	36 08.1	—	12.58	0.14	
09.65	37 53.2	B9	10.86	—0.26	
09.67	36 21.6	B3	11.62	—0.08	*
09.68	35 27.0	B5	10.93	0.09	228208
09.68	36 29.4	F8	10.86	—	
09.68	36 29.4	—	11.47	0.03	
09.68	38 36.9	G:	12.54	1.40	
09.69	36 38.2	B8	11.90	—0.10	
09.69	36 48.8	K5	11.70	1.47	
09.70	33 34.5	F5	11.26	0.23	228210
09.70	35 26.2	B5	12.25	—0.09	
09.70	35 33.0	F0	12.30		
09.70	36 39.9	G0	11.88	0.75	
09.70	38 03.3	B2	12.46		
09.72	33 20.8	K	12.90	2.15	
09 73	34 01.5	F5	11.88	0.25	
09.73	37 12.0	B5	10.14	—0.13	228214
09.74	34 53.4	F8	12.03	0.38	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
09.74	+37 48.2	G2	12.02	0.64	
09.75	36 41.8	B2	11.23	—0.01	
09.76	37 15.9	F8	10.84	0.42	
09.77	35 52.5	B2	11.30	—0.03	
09.77	36 29.1	B2	11.65	—0.16	
09.78	34 04.8	F5—F8	12.15	0.28	
09.78	36 12.0	B9	11.99	0.13	
09.79	35 10.2	G0	11.74	0.42	
09.79	35 12.0	G0	10.85	0.54	228209
09.79	36 42.8	B2	11.38	—0.07	
09.80	33 21.0	K0	12.00	1.78	
09.80	34 48.3	F8	11.91	0.50:	
09.80	36 07.5	B8—A0	12.01	0.01	
09.80	37 13.5	B8	12.03	—0.09	
09.80	37 17.7	F8 III	10.60	0.89	228213
09.80	37 24.0	B8—A0	12.07	0.20	
09.80	38 43.5	K3	9.23		192078 *
09.81	33 33.0	G—K	12.24	1.58	
09.81	36 37.8	B8—A0	11.75	0.00	
09.82	34 51.3	B9	10.74	—0.22	228215
09.82	35 29.1	B5	12.17	—0.06	
09.82	35 55.5	B5	10.69	0.28	228222
09.82	36 52.5	F5:	11.82		
09.83	33 50.7	F8	11.98	0.38	
09.83	35 26.2	B2	12.19	0.63	
09.83	35 30.0	A5	10.01	0.06	228223 *
09.83	37 36.0	—	(10.22)		
09.84	33 11.4	A3	9.65	—0.17	228216
09.84	33 59.7	G5 III	11.54	1.18	
09.84	36 57.0	G5	12.38	0.75	
09.84	37 28.5	A0	11.32	—0.16	
09.86	33 05.2	F	11.06	0.30	
09.86	38 33.6	—	11.74	0.93	
09.87	37 11.4	F:	12.52	0.48	
09.88	33 39.0	B5:	11.72	0.70	
09.88	34 59.8	B9	10.98	—0.20	228224
09.88	37 02.7	B2	12.00	0.27	
09.88	37 32.4	B5	11.45	0.04	228220
09.89	36 37.5	F0	(12.16)		
09.90	35 12.0	F0—F2	12.80		
09.90	36 11.7	B8—A0	12.71		
09.90	36 32.8	B	12.68	0.52	
09.90	37 21.9	—	12.28	0.37	
09.90	38 31.5	B5	12.15	0.25	
09.91	38 32.1	K	12.05	1.76	
09.92	35 41.4	B5	11.87	0.05	
09.92	37 07.5	G0	10.81	0.61	228221
09.94	34 45.0	B8	11.72	—0.10	
09.94	37 23.4	B0 IV	8.79	—0.35	192079 *
09.96	38 50.7	A0	12.16	0.06	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
09.97	+34 58.5	G5 III	11.54	1.21	*
09.97	38 08.7	F0	11.90	0.11	
09.98	33 22.5	A5	10.26	0.11	228225
09.98	34 20.2	G0	12.15	0.37	
09.98	36 02.1	B8	11.90		
09.98	38 31.8	B8:	7.91	—0.51	192102
09.98	38 35.4	G	11.58	0.54	
09.99	33 54.3	F2	10.87	0.19	228231
09.99	35 56.2	F:	12.26	0.18	
10.00	33 27.0	B5	11.40	—0.18	
10.00	33 41.1	F:	12.16	0.24	
10.00	33 45.0	K3 III	11.68	2.87	+33°3796
10.00	35 40.8	—	12.84		
10.00	35 40.8	—	12.74		
10.00	37 13.5	F—G	12.82	1.03	
10.00	37 36.2	G0	11.23	0.43	
10.00	38 50.2	B8	12.80	0.51	
10.01	35 44.1	B2	11.15	0.00	*
10.01	36 02.4	WC7	7.87	—0.18	192103 *
10.02	33 57.0	G8 III	10.18	1.48	228230
10.02	34 34.5	G8 III	11.28	1.70	228228
10.02	35 46.5	G	11.67	1.38	
10.02	35 48.3	B2	11.40	0.10	
10.02	37 12.7	G0	11.06	0.43	+36°3930
10.02	37 30.0	B9	10.79	—0.28	228234
10.03	33 24.0	F0	10.17	0.35	228232
10.03	35 09.0	B9	11.94		
10.04	33 28.8	B5	11.77	—0.03	
10.04	34 26.4	G8 IV	9.89	1.39	228229 *
10.04	38 32.7	B8	8.30	—0.40	192123
10.05	36 32.7	B8	12.05	0.29	
10.05	38 02.7	B9	12.12	0.07	
10.07	36 53.1	A2	11.94	0.09	
10.08	33 09.3	A5	11.39	0.15	228240
10.08	33 24.8	B2:	11.40	—0.01	
10.08	36 02.1	B5	10.42	—0.33	228235
10.08	37 19.2	B8	11.72	0.07	
10.09	37 48.3	F8	12.56	0.34	
10.10	34 17.2	F8	11.72	0.32	
10.10	34 19.5	A5	7.34	—0.06	192124 *
10.10	34 45.0	A3	11.61	0.24	
10.10	35 57.0	F	12.24	0.31	
10.10	37 17.4	B8	11.56	—0.07	
10.12	35 00.6	B5	10.74	0.30	228237
10.12	37 33.0	B9	11.83	—0.05	
10.14	35 55.5	F8—G0	11.83	0.39	
10.14	38 02.4	F0	12.32	0.03	
10.16	33 30.9	G0	9.93	0.87	228239
10.16	35 53.2	F0—F2	11.25	0.15	228246
10.16	36 11.1	B5	12.56	0.06	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
10.17	+33 20.7	G8	12.00	1.15	
10.18	34 39.0	A3	10.90	0.11	228238
10.18	35 21.9	A5	10.80	0.29	228248
10.18	35 40.8	B2	12.40		
10.18	35 53.1	F8 III	10.82	0.54	228247
10.18	36 50.2	G5 IV	10.00	0.81	228244
10.18	38 02.4	A5	9.87	0.17	228243
10.20	33 04.5	M0	10.84	2.53	228253
10.20	34 15.6	B9	9.17	—0.28	228251
10.20	34 32.8	B9	9.53	—0.27	228250
10.20	35 08.7	B9	11.98	0.32	
10.20	35 17.4	B2	11.88	0.02	
10.20	35 19.8	F8	9.54	0.53	228249
10.20	35 31.5	F8:	11.37	0.69	
10.20	35 50.1	F	11.89	0.26	
10.20	36 26.4	B9	10.62	—0.19	228245
10.20	37 51.3	B8	10.60	0.04	228261
10.21	37 29.7	B1 V	9.45	—0.01	228263
10.22	36 04.2	A5	11.79	0.91:	
10.22	37 42.6	F2	(12.27)		
10.22	37 51.6	F8	10.32	0.33	228262
10.23	33 48.6	A	11.28	—0.16	228252
10.24	33 44.2	G—K	13.00	2.48	
10.24	35 53.1	—	11.57	—0.12	
10.24	35 54.3	B9	9.36	—0.11	228264
10.24	38 51.0	G5	10.84	0.64	228259
10.24	39 00.0	B9	12.40	0.00	
10.26	35 31.8	F0	10.67	0.13	228266
10.26	37 03.3	F5	12.06	0.45	
10.26	38 41.1	G8—K0	10.78	1.35	228260
10.28	35 53.2	B9	10.69	—0.26	228265
10.28	37 00.0	B2	11.78	0.68	
10.28	38 33.6	F8	12.15	0.35	
10.30	33 51.6	F2	12.28	0.22	
10.30	36 38.1	B2	11.54	—0.28	
10.30	38 12.0	WN6	7.33	0.19	192163
10.30	38 43.5	G0	12.10:	0.45:	
10.31	33 24.6	F5	11.50	0.22	
10.32	35 36.0	B5	12.01	—0.12	
10.32	36 28.2	B8	12.04	0.30	
10.32	37 59.7	F8	11.65	0.31	
10.34	35 05.7	B2	11.03	0.03	228275
10.34	36 14.7	F0:	11.92	0.04	
10.34	36 53.7	B5	12.32	0.41	
10.35	35 49.5	M5	(9.76)		
10.36	34 29.4	B2	12.47	0.27	
10.36	37 27.8	B5	12.49	0.28	
10.36	38 54.0	G8—K2	11.30	1.20	228272
10.38	36 11.4	B2	11.39	0.03	228273
10.38	36 12.0	—	12.03	0.01	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m		
10.38	+37 33.8	G	(11.84)		
10.38	38 00.9	B5	11.28	m —0.05	*
10.40	34 42.0	K3 III	9.65		192164
10.40	35 03.0	B8	11.66	0.19	
10.40	35 35.1	M3 I	12.01	1.97	*
10.40	35 41.7	B3	11.30	0.04	228274
10.40	38 17.4	G5	8.35		192182*
10.41	34 30.0	G0	12.06	0.39	
10.41	37 47.4	G8—K2	11.51	1.52	228277
10.42	34 41.7	F2:	11.76:	0.29:	
10.42	35 06.0	B2	10.83	—0.05	228285
10.43	34 54.2	B5:	12.05	0.05	
10.44	34 27.3	F8	11.37	0.35	228276
10.44	35 55.5	K	11.49	2.24	228283
10.45	38 54.6	G2	11.96	0.66	
10.46	36 16.2	G0	11.82	0.60	
10.46	36 17.1	—	12.25	1.12	
10.46	36 36.6	G0:	12.94	0.59:	
10.46	36 44.1	B5	11.52	0.09	
10.46	37 50.7	F2	11.98	0.20	
10.47	36 11.2	B2	10.48	0.00	228282
10.47	37 43.5	B2	12.06	0.50	
10.47	38 42.6	B2	11.44	0.19	
10.48	37 25.5	B2	10.71	0.12	228279
10.49	36 29.7	F5—F8	11.89	0.29	
10.49	36 50.7	F8	12.13	0.35	
10.49	37 35.7	A5	10.78	0.02	228278
10.50	35 50.1	F8	12.05	0.36	
10.50	35 54.8	B9	10.57	—0.15	228284
10.50	36 06.0	B2	11.92	0.23	
10.50	36 32.1	B5	11.28	—0.09	228281
10.50	36 58.5	F8	11.08	0.43	
10.52	37 13.2	B2	11.89	0.49	
10.52	38 22.5	F8	12.68	0.33	
10.52	38 23.1	F0:	12.30	0.04	
10.53	34 56.7	B5	12.20	0.20	
10.53	37 09.0	B2	11.38	—0.02	228280
10.54	34 36.3	F5	12.14	0.28	
10.54	34 45.6	K3 III	10.16	2.09	228286
10.54	37 50.7	B1	9.45	0.05	228290
10.55	35 39.0	F8	11.77	0.47	
10.56	33 04.5	F2	10.79	0.18	228288
10.56	34 05.7	K0 III	10.79	1.84	228287
10.56	37 42.9	B5	11.47	—0.17	228291
10.57	37 01.5	B9	11.08	—0.10	
10.58	37 08.1	B5	11.84	—0.05	
10.59	37 54.0	B2 (III)	10.11	0.60	228289
10.59	38 06.9	G5	12.49	0.63	
10.60	34 21.0	B2	12.16	0.62	
10.60	35 07.5	F5	11.83	0.26	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
10.60	+35 21.0	B9	11.28	—0.16	228295
10.60	35 41.2	B5	12.33	—0.05	
10.60	35 51.8	F8	10.78	0.32	228294
10.60	35 54.3	A0	12.30	0.08	
10.60	36 15.0	B9	12.37	0.09	
10.60	36 30.8	B2	9.99	—0.01	228293
10.60	37 14.1	F	(12.07)		
10.61	36 03.9	F0:	12.36	0.16	
10.62	36 09.3	F2	(11.56)		
10.62	37 50.4	A0	10.74	—0.12	228299
10.63	36 03.9	B2	11.44	—0.07	
10.64	34 17.4	G	12.37		
10.66	35 58.5	F5	10.84	0.24	228300
10.66	36 08.7	—	12.18	0.11:	
10.67	34 21.0	K5	11.40	1.79	
10.67	35 46.8	B2	11.66	0.16	
10.68	34 21.9	A0	11.85	0.02	
10.69	33 53.1	G	12.64	0.61:	
10.69	36 10.5	B2	13.02		
10.70	33 20.4	B5	10.48	—0.44	
10.70	33 20.4	B5	8.28	—0.17	192225
10.70	34 03.9	F8:	12.35	0.51	
10.70	34 34.5	F8	12.54		
10.70	35 56.4	A	12.46	0.30	
10.70	36 52.5	F8	12.50	0.42	
10.71	35 15.6	B5	9.77	—0.05	228302
10.72	35 43.8	B2	10.32	0.11	228301
10.73	35 24.0	F5	11.92	0.30	
10.74	33 06.9	G	11.84	0.58:	
10.74	36 04.5	F0	13.03		
10.75	37 26.0	A5	10.63	0.01	228304
10.76	36 33.8	F0	12.09	0.15	
10.80	35 01.5	K0 III	8.76	1.50	192260
10.80	35 35.7	F2	11.56	0.16	228305
10.80	36 36.8	F8	11.80	0.34	
10.81	34 46.5	B8	10.80	—0.32	228306
10.81	38 17.7	F8	10.47	0.48	228312
10.83	37 45.8	F8:	12.52	0.46	
10.84	34 29.4	G	12 26	0.86	
10.84	36 07.2	A0	12.78		
10.84	36 25.8	B2:	11.66	0.26	
10.85	34 06.6	B5:	11.32	0.21	
10.85	35 57.6	A0	12.42	0.32	
10.86	34 31.2	—	12.70	0.95	
10.86	38 32.4	F8	10.40	0.40	228311
10.86	38 52.5	Mb	11.00	2.31	192282
10.87	36 14.7	A3	11.21	—0.10	228315
10.87	36 31.8	A0	11.64	—0.08	
10.87	36 36.0	F2	11.89	0.19	
10.87	36 38.1	F8—G0	12.07	0.38	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
10.87	+38 53.4	G8	10.94	1.51	+38°3949
10.88	35 16.2	F5	11.75	0.28	
10.88	36 29.7	B9	8.49	—0.03	192283
10.89	37 18.9	F0	11.03	0.11	228313
10.90	33 32.1	A5	10.54	0.32	228319
10.90	33 53.9	F8	12.88		
10.90	34 09.1	B2	12.52	0.27	
10.90	37 06.6	B2	10.56	—0.06	228314
10.90	38 25.5	G5	11.10	1.23	228324
10.91	36 09.6	B8	12.42	0.22	
10.92	33 06.0	A3	8.06	—0.30	192285
10.92	33 22.8	F	11.84	0.21	
10.94	38 14.2	F5:	8.95	1.19	+37°3827
10.95	35 44.4	F2	11.31	1.08:	228316
10.95	35 45.0	F5	12.48	0.28	
10.96	34 12.3	B2 (IV)	10.12	0.30	228318
10.96	35 04.8	A3	11.26	—0.08	
10.96	38 59.7	G0	11.96	0.40	
10.97	36 27.0	A5	10.82	0.13	228325
10.98	35 08.7	G0	11.67	0.43	228317
10.99	38 53.2	F5	12.62	0.22	
11.00	33 18.9	A0	11.36	0.00	
11.00	33 24.3	F8:	10.26	0.35	228329
11.00	34 07.5	G8—K0	12.11	1.01	
11.00	34 07.5	G—K	12.23	1.15	
11.00	34 19.2	B9	8.16	—0.27	192284 *
11.00	34 22.2	G	10.78	0.46	
11.00	35 52.5	B2	11.17	0.04	228327
11.00	36 15.6	B0 (IV)	9.50	0.15	228326
11.00	38 04.2	B2 (III)	9.09	0.34	192303
11.00	38 04.5	G	11.14	0.58	
11.00	38 42.9	G0	12.50	0.45	
11.00	38 55.8	F0	12.53	0.30	
11.02	36 23.7	B5	11.18	—0.16	228334
11.02	38 41.4	F8	12.65	0.38	
11.04	35 15.0	B8	9.41	—0.20	228339
11.06	38 03.2	G:	12.70	0.63	
11.06	38 04.2	A5	12.32	0.11	
11.07	33 49.5	F	11.34	0.18	
11.07	34 27.0	G8	10.95	0.77	228328
11.07	35 03 9	F8:	12.29:	0.63:	
11.07	38 12.6	B8	12.10	0.30	
11.08	33 06.6	F8	10.42	0.38	228340
11.08	35 21.3	B2	11.99	0.09	
11.09	35 36.0	K2 III	11.22	2.42	228337
11.09	36 32.7	A5	12.31	0.02	
11.09	36 35.1	F2	10.73	0.23	228333 *
11.10	34 19.2	B5	12.03	0.02	
11.10	36 11.7	B5	11.82	0.73	
11.10	36 22.8	G	11.98	1.30	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
11.10	+36 37.5	F0	12.22	0.13	
11.12	33 42.0	F8	11.75	0.32	
11.12	35 39.8	B9	10.56	—0.16	228336
11.13	37 29.4	F5:	12.28	0.28	
11.14	34 02.2	B8	8.04	—0.32	192321
11.14	34 40.5	K5 III	9.92	2.46	192320
11.14	35 36.0	A3	10.68	0.04	228338
11.14	36 09.9	B9	10.96	—0.29	228335
11.14	36 27.0	F0	12.35	0.15	
11.14	36 56.4	F8:	12.75	0.63	
11.14	37 20.4	B2	11.81	0.31	
11.15	33 41.1	B8	8.89	—0.29	192322
11.15	35 53.2	G	12.02	1.67	
11.15	38 48.9	F	11.62	0.17	
11.16	37 09.3	B2	10.80	—0.14	228345
11.16	37 36.0	G5	10.58	0.91	228344
11.17	36 44.1	A2	11.69	0.09	
11.18	38 04.1	F8	12.67	0.45	
11.18	38 30.2	B8	12.26	0.14	
11.20	33 00.0	G8	11.04	0.98	228341
11.20	33 18.0	G8—K2	10.68	1.45	228351
11.20	34 03.3	B9	9.06	—0.20	228349
11.20	34 57.9	F0:	11.85	0.02	
11.20	35 34.8	B8	9.65	—0.32	228348
11.20	35 52.8	B2 (II)	10.02	0.85	228347
11.20	35 53.1	F8	12.22	0.30	
11.20	36 51.8	F8:	10.69	0.80:	228346
11.20	36 57.9	B—A	12.70	0.28	
11.20	37 27.6	F5	11.20	0.22	
11.20	38 49.5	G0	9.62	0.64	+38°3951
11.22	38 40.5	F5	11.16	0.24	
11.23	36 20.1	A5	10.02	0.24	228361 *
11.23	36 42.0	B2	12.55		
11.23	38 46.5	B9	10.45	—0.16	
11.24	33 54.0	A5	11.23	0.03	228350
11.24	36 58.0	F8	12.50		
11.24	37 20.2	G0	11.94	0.55	
11.26	38 19.2	B5	8.56	—0.37	192361
11.27	35 44.2	K3	11.87	1.64	
11.28	36 24.3	B5	10.82	0.06	228360
11.28	36 51.6	B2	11.52	0.22	
11.28	37 49.5	A5	10.24	0.00	228358
11.29	34 20.7	B5	11.47	0.26	228363
11.30	36 36.0	B5	11.32	—0.04	228359
11.30	37 50.4	A5	11.60	0.03	
11.31	37 04.5	A5	12.47	0.11	
11.34	35 15.6	B5	10.86	0.26	228362
11.36	34 59.4	G—K	11.88	1.30	
11.36	36 20.7	M	11.54	2.46	
11.36	36 33.8	A2	8.37	—0.19	192382

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
11.38	+36 06.0	F8	11.31	0.32	
11.40	34 17.8	B5	10.92	0.03	228370
11.40	34 51.9	O7	8.73	0.40	228368
11.40	35 44.1	B5	11.23	—0.19	
11.40	36 40.5	—	12.39	0.29	
11.40	38 17.4	B8	11.31	—0.09	228376
11.41	36 20.7	B2	10.83	0.03	228367
11.41	37 05.1	B2	11.54	0.26	
11.42	34 54.3	B8	10.60	—0.40	
11.42	36 09.0	G5	12.52	0.60	
11.42	38 55.0	G	12.34	1.36	
11.43	33 45.0	B2:	11.45	0.05	
11.43	35 26.4	K0 (III)	8.41	1.76	192383
11.44	34 31.2	F5:	11.40		
11.44	34 54.3	F	11.69	0.23	
11.44	36 36.3	B5	11.54	0.09	
11.44	38 55.5	F0	9.74	0.31	228374
11.45	33 23.4	A2	10.86	—0.11	228372
11.45	33 42.9	B9	11.80	—0.22	228371
11.45	34 53.4	G0 I:	9.28	0.64	228380
11.46	34 29.1	B2 (III)	10.40	—0.10	228369
11.47	36 15.0	A2	11.31	—0.13	228378
11.47	37 12.0	B8	12.39	0.27	
11.47	38 25.2	F8	11.86	0.31	
11.48	35 06.0	F:	12.07	0.29	
11.48	37 48.3	G0	12.86	0.60	
11.48	37 49.5	G:	12.58	1.58:	
11.49	33 46.2	B8	12.48		
11.49	38 27.0	K2	10.98	2.26	228375
11.50	33 14.1	B2	9.47	0.41	228383
11.50	33 36.3	F2	11.51	0.26	228382
11.50	34 07.5	B5	11.32	—0.05	228381
11.50	34 45.3	K0 III	9.16	1.87	192404
11.50	34 59.7	K2 IV	10.44	2.06	228379
11.50	35 04.2	G	12.12:	1.21	
11.50	35 38.4	B9	11.62	0.21	228394
11.50	35 47.7	F8	11.40	0.38	228393
11.50	35 51.3	F8:	11.33	0.65	
11.50	36 24.2	B2	10.41	—0.03	228377
11.50	36 30.0	B8	11.72	—0.08	
11.50	37 19.8	F0	11.64	0.13	
11.51	37 38.1	F5	12.80		
11.52	38 43.5	F8	10.54	0.32	228389
11.53	37 04.5	F0:	12.74	0.50:	
11.54	33 44.7	F—G	12.48	0.56	
11.56	35 45.3	B5	10.88	0.26	
11.56	37 35.4	M8	11.23	2.26	228391
11.57	36 57.3	F8	11.61:		
11.58	37 13.8	B8	12.07	—0.05	
11.58	38 25.5	B2	10.39	0.18	228390

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
11.58	+38 36.6	**B0.5 Ib**	7.36:	0.26	192422
11.59	35 16.8	B8	11.87	—0.26	
11.60	34 15.0	K0	11.82	1.45	
11.60	35 16.5	A5	10.69	0.11	228397
11.60	35 36.9	B5	11.24	1.20	
11.60	35 59.4	A2	9.76	—0.03	228392
11.60	36 29.4	B5	11.81	0.15	
11.60	36 61.0	G—K	12.27	1.17	
11.60	37 26.1	B2	12.66	0.44	
11.60	37 39.2	B2	12.30	0.34	
11.60	38 34.2	C8e	Var.	Var.	192443*
11.61	36 22.5	A0	11.62	0.04	
11.62	35 27.3	K2 III	10.66	2.24	228395
11.62	36 39.8	K2	11.83	2.18	
11.62	37 08.1	B5	10.63	—0.04	228402
11.62	38 27.0	F8	12.64		
11.62	38 48.6	B2	11.33	0.25	
11.65	36 24.0	B2	(11.50)		
11.65	37 23.4	B5:	10.85	0.08	228401
11.65	37 26.7	B8	11.54	0.01	
11.66	35 26.2	B5	10.53	0.19	228396
11.66	38 18.6	B1 (II)	8.74	0.66	192444*
11.67	38 05.1	G	11.84	0.52	
11.67	38 07.5	G5	12.58	0.62	
11.68	35 09.0	—	12.57	2.41	
11.68	35 28.5	F8	12.32	0.33	
11.69	36 09.8	B2e (III)	7.04:		192445
11.70	34 05.1	B5	11.48	0.24	
11.70	35 11.3	B5	10.41	—0.25	228404
11.70	37 32.8	B2	11.90		
11.71	36 31.2	A0	10.72	—0.13	
11.72	38 12.0	G5	10.85	0.81	228410
11.73	37 10.8	B5	12.18	0.36	
11.74	33 09.3	K3	11.80	2.42	
11.74	33 41.4	A2	11.39	0.03	228406
11.74	34 14.4	F:	11.96:		
11.74	35 04.2	F8	(12.16)		
11.74	35 07.2	B9	11.19	0.31	228405
11.74	36 30.8	F0	9.47	0.43	228403
11.74	36 33.6	F:	11.82	0.12	
11.74	36 58.5	G:	12.32	1.57	
11.74	37 59.7	A0	12.67	0.77	
11.74	38 48.3	B8	11.07	—0.10	228409*
11.75	34 39.0	F2	12.23	0.22	
11.76	34 51.8	G0	11.94	0.56	
11.76	36 03.0	F8	12.43		
11.76	36 57.3	G—K	12.09	1.65	+36°3939
11.76	37 57.0	F8	12.08	0.31	
11.78	37 56.4	B8	11.45	0.06	228412
11.78	38 59.6	G8—K2	11.35	1.65	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
11.80	+33 28.2	G8—K2	10.70	1.95	228419
11.80	35 25.8	B5	11.45	0.28	228417
11.80	35 57.9	G8 IV	10.89	2.20	228416
11.80	36 09.0	A3	11.26	—0.07	228415
11.80	37 06.1	B9	12.03	0.21	
11.80	37 15.6	F0	10.94	0.02	228414
11.80	37 31.8	G5	9.75	1.65	228413
11.80	38 08.1	G0	10.85	0.62	228411
11.80	38 16.2	B5	11.24	0.18	228424
11.80	38 33.3	Ma	11.37	2.67	228423
11.81	35 47.2	F8	12.10	0.36	
11.82	33 23.1	A2	10.71	0.02	228420
11.82	34 20.8	B2	10.70	0.12	228418
11.82	35 34.8	A3	10.26	0.14	228427
11.82	35 41.4	B5	11.58	0.12	
11.84	34 13.5	F8:	12.68	0.33	
11.84	34 47.3	G	12.26	0.46	
11.84	34 50.7	B5	11.80	0.04	
11.84	35 56.7	G:	12.36	1.26	
11.84	36 19.5	A3	8.25	—0.04	228426
11.84	37 26.4	B8	11.73	0.05	
11.87	35 05.1	F0	10.94	0.15	228428
11.87	36 57.6	F2	12.61	0.27	
11.90	33 36.0	A2	10.28	0.00	228431
11.90	33 44.2	B9	9.41	—0.20	192458
11.90	34 26.1	G	12.00	1.04	
11.90	34 39.3	F0	10.58	0.13	
11.90	35 00.8	G:	12.18:	0.54:	
11.90	37 34.2	B9	12.92		
11.90	38 59.4	B2	11.92	0.52	
11.92	34 00.0	B8	11.31	—0.01	228430
11.94	34 25.5	B8	11.72	—0.17	
11.94	37 15.9	F0	11.07	0.04	228425
11.96	37 08.4	B0	8.90	0.07	228437
11.98	37 59.7	G—K	12.40	1.39	
11.99	36 27.6	B0 (IV)	8.90	0.04	228438
12.00	33 21.6	A2	10.82	—0.17	228432
12.00	34 29.7	G5 IV	10.72	0.72	228441
12.00	34 33.0	G5	11.56	0.99	
12.00	34 51.9	G8	10.73	1.27	228440
12.00	36 20.1	F5	11.36	0.17	
12.02	35 35.4	G2: IVp	10.39	1.43	228439
12.02	37 36.0	G8	12.54	0.75	
12.04	33 18.3	M0	11.05	2.45	228442
12.04	35 14.7	**B3 V**	10.42	0.82	228452
12.04	38 19.5	G0	11.91	0.36	
12.07	36 50.4	B2	11.85	0.42	
12.08	35 14.1	B5	11.47	0.55	
12.09	36 11.1	B2	11.39	0.05	
12.09	37 05.7	B5	11.12	0.22	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
12.10	+36 36.0	B8:	12.22	0.31	
12.10	36 39.6	F8—G0	11.96	0.40	
12.12	37 00.2	F8	11.22	0.33	
12.12	39 00.0	A2	7.17:	0.11	192536
12.14	34 42.6	B2:	(11.82)		
12.14	35 14.4	G0	12.31	0.63	
12.14	36 22.5	B2 (II)	9.80	0.89	+36°3947
12.15	36 13.2	B2	12.04	0.32	
12.15	37 59.4	B0	11.11	0.59	
12.16	33 38.2	B8	10.86	—0.12	
12.16	35 49.5	B5	11.76	0.04	
12.16	36 27.0	G0	11.10	0.62	
12.16	38 04.5	B8	8.86	—0.33	192537
12.17	36 08.4	F0	10.54	0.12	228457
12.18	34 37.5	A	11.31	—0.21	
12.18	36 56.1	B9	12.09	0.17	
12.19	36 37.2	B3	11.77	0.26	
12.20	33 28.8	A2	11.04	—0.06	
12.20	33 32.2	B5	8.29	—0.48	192516
12.20	34 08.7	G8	11.26	1.30	228458
12.20	35 09.8	B5	11.48	0.26	
12.20	36 38.7	**B2 IV**	9.97	0.12	228456
12.20	36 41.1	F8	11.63	0.39	
12.20	37 15.9	F2	12.01	0.18	
12.21	34 12.6	F8	11.62		
12.21	36 17.7	B2	12.38	0.37	
12.22	36 26.7	A2	6.28:		192538
12.22	36 33.0	F8	11.80	0.44	
12.23	36 13.2	G5:	(11.12)		
12.23	37 36.0	B0	9.65	0.10	228463
12.24	33 02.2	F0	12.20	0.14	
12.24	36 06.9	K2 III	10.09	2.75	192556
12.24	36 57.0	F2	9.60	0.18	228465 *
12.25	36 06.9	A:	12.39		
12.26	37 14.4	B9	10.49	—0.22	228464
12.26	37 36.3	F	12.01	0.19	
12.27	37 31.4	F8	12.16	0.30	
12.28	35 18.0	B5:	12.22	0.12	
12.28	35 52.8	G8 III	11.70	0.79	228466
12.28	37 45.6	F8	12.05		
12.28	37 45.6	G8	10.68	1.34	228462
12.28	38 46.5	B9	11.85	0.05	
12.29	37 29.1	B9	(12.18)		
12.30	34 30.3	K0 III	11.20	1.34	228469
12.30	34 50.1	B3	11.86	0.17	
12.30	36 37.5	B3	11.43	0.11	
12.30	38 05.1	**B2 II:**	9.70	0.29	228461
12.32	33 15.3	F5	11.79	0.25	
12.32	35 12.0	F8	8.00	0.64:	192557 *
12.32	36 11.4	F8	11.28	1.60:	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
12.33	+35 19.2	B2	10.82	0.51	228468
13.34	33 36.9	F8	12.50		
12.34	35 30.3	B5	12.18	0.08	
12.34	35 36.0	B9	11.20	—0.16	228467
12.34	35 37.5	F8	12.34	0.37	
12.34	38 35.7	F	(12.29)		
12.35	36 01.2	G2	11.93	0.48	
12.36	38 42.0	—	12.68	1.15	
12.38	33 04.8	A3	9.01	—0.02	228472
12.38	33 17.1	B2 Vn	10.50	0.85	228471
12.38	33 30.0	G8—K0	11.12	1.43	228470
12.38	34 50.1	G8 III	9.08	1.45	192558
12.38	36 24.8	B9	10.68	—0.12	
12.38	37 40.2	B0	9.85	0.25	228474
12.38	37 42.0	F8	11.60	0.36	
12.38	38 37.2	F8	(12.26)		
12.40	33 17.2	F8	(11.46)		
12.40	33 23.1	F8	11.66	0.39	+33°3819
12.40	33 27.0	F0	11.18	0.12	228477
12.40	34 05.7	G0	12.00	0.44	
12.40	36 31.5	A2	11.70	0.04	
12.40	37 27.0	A2	9.43	0.03	228475
12.40	37 33.0	G8	11.69	1.40	
12.40	37 40.5	B8—A0	11.72	—0.12	
12.42	35 49.8	G	12.16	1.30	
12.42	37 12.0	F8	11.02	0.55	228484
12.42	37 48.8	K	11.95	1.57	
12.43	38 30.0	B2:	13.02	0.61	
12.44	33 42.3	B:	12.70		
12.44	34 43.8	B8	8.65	—0.35	192584
12.44	36 59.4	F0	9.18	0.21	228485
12.44	37 48.8	F5:	12.04	0.23	
12.46	33 59.1	B5:	12.16	0.14	
12.46	36 47.7	B8	8.99	—0.26	228486 *
12.46	37 00.0	B8—A0	10.29	—0.17	
12.46	37 51.0	B8	9.58	—0.21	228483
12.47	34 33.3	B—A	12.62	0.63	
12.47	38 24.8	K	(11.97)		
12.48	34 51.0	A2	10.32	0.00	228487
12.48	35 20.1	F8	11.63	1.84:	+35°4031
12.48	35 24.0	F5—F8	11.97	0.29	
12.48	38 37.5	B5	11.75	0.12	
12.49	35 38.4	F5	12.28	0.24	
12.50	33 35.1	B5:	12.48	0.18	
12.50	35 36.9	B2	11.39	0.12	
12.50	35 46.5	B9	8.93	—0.26	192604 *
12.50	37 55.5	F2	12.14	0.17	
12.50	38 53.5	F0:	12.36	0.52	
12.51	33 47.2	G—K	12.24	2.46	
12.51	37 21.0	G—K	12.23	2.05	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
12.51	+38 26.1	G	12.36	1.78	
12.52	36 01.7	Ka III	9.90	2.48	192603
12.52	36 20.4	B2	11.92	0.25	
12.53	35 15.0	B5 p	8.30	—0.26	192606 *
12.53	35 27.3	B8	8.36	—0.23	192605
12.53	38 19.5	B5	9.64	0.22	228490
12.58	37 51.6	F2	9.66	0.25	228491
12.58	38 30.0	F0	11.22	0.11	
12.59	34 51.0	B2	11.64	0.20	
12.60	33 43.5	G8	12.30	1.30	
12.60	33 54.9	F8	12.90		
12.60	34 06.0	G0	12.10	0.44	
12.60	34 32.1	G0	12.31	0.44	
12.60	35 52.5	G8 III	10.11	1.41	228493
12.60	36 00.6	B2	11.55	0.06	
12.60	36 11.7	B8	10.86	—0.22	228492
12.60	37 29.4	B8	11.35	—0.35	
12.60	38 12.0	F5	10.92	0.38	228499 *
12.62	36 28.5	B5	12.40	0.22	
12.62	38 27.3	F0:	12.68	0.35	
12.64	33 11.4	F8:	12.26	0.43	
12.64	33 31.4	A5	12.22	0.32	
12.64	35 15.6	B5	10.87	—0.29	
12.66	36 30.0	WC6	7.96	0.17	192641*
12.66	36 44.1	B2	11.55	0.30	
12.66	37 08.7	B2:	12.16	0.18	
12.66	37 11.7	O8f	7.22		192639
12.67	36 39.0	A0	5.0		192640
12.67	38 52.5	F2	11.52	0.20	
12.68	33 45.0	B5	12.13	0.31	
12.68	34 25.5	G5	11.06	1.16	228502
12.68	37 13.5	A0	10.04	—0.13	+36°3957
12.71	34 23.7	A5	10.82	0.01	228503
12.72	35 00.3	G0	11.38	0.42	228501
12.73	33 52.2	F5	11.40	0.28	228504
12.73	34 50.8	G5	11.64	1.21	
12.74	37 06.8	B5	12.30	0.32	
12.74	38 40.5	G0—G2	11.57	0.45	
12.76	33 21.0	K	(9.78)		
12.77	33 21.0	K	12.26	2.10	
12.77	35 12.3	B8	12.01	0.38	
12.77	35 42 0	F5	11.32	0.43	228510
12.78	33 33.0	G—K	12.87		
12.78	33 43.5	B2:	10.93	0.21	228505
12.78	37 25.2	A3	9.33	0.13	228509
12.78	38 17.7	G0	12.51	0.61	
12.80	34 29.1	K8 III	10.14	2.59	228511
12.80	34 47.2	B3	11.94	0.18	
12.80	34 47.4	B8	11.88	0.42	
12.80	36 29.2	B2 (V)	10.46	0.51	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
12.80	+36 35.4	G8	8.21		192661
12.80	36 42.0	B1 (III)	10.48	0.63	
12.80	36 55.5	B8	11.56	—0.05	
12.80	37 03.3	B—A	12.23	0.28	
12.80	38 09.0	G0	12.13	0.47	
12.82	35 44.4	F8	12.23	0.40	
12.82	38 02.6	A2	9.68	—0.12	228521
12.82	38 17.4	F8	12.28	0.41	
12.82	38 39.0	F8	12.41:		
12.82	38 45.8	—	(10.91)		
12.82	38 45.9	B0	9.42	0.00	228519 *
12.83	35 57.6	G0	12.62	0.60	
12.83	38 19.5	K0	10.94	1.91	228520
12.84	34 09.0	B2	11.88	0.22	
12.84	34 45.3	F8:	12.72	0.62	
12.84	36 47.4	F8	12.61		
12.86	38 23.8	B2:	12.54	0.61	
12.87	34 31.5	B2	12.00	0.36	
12.87	36 04.5	B8	10.23	—0.30	
12.87	36 17.4	B1	11.51	0.42	+36°3959
12.88	36 55.5	B8	12.68	0.53	
12.90	33 48.3	A8	11.52	0.11	228525
12.90	35 25.5	B8	10.00	—0.30	+35°4034
12.90	37 07.5	F8—G0	11.02	0.47	228523
12.90	37 09.0	F8	12.73		
12.90	37 42.6	K3	11.28	1.24	228522
12.90	38 24.6	G0	11.48	0.57	+38°3967
12.90	38 36.2	B2	12.90	0.82	
12.91	38 39.9	B5	12.63	0.28	
12.94	35 39.0	B2	11.40	0.27	
12.94	37 21.3	B—A	12.20	0.18	
12.94	38 09.9	F8	12.68	0.38	
12.96	33 33.0	B8—B9	10.91	—0.07	228526
12.98	35 03.8	G:	12.70	1.49	
13.00	33 20.7	F8:	12.46		
13.00	34 44.1	F8	11.92	0.32	
13.00	35 41.2	G5	12.03	1.47	
13.00	37 36.2	G0	11.38	0.56	
13.00	38 12.0	G	(11.97)		
13.00	38 17.4	B2 II:	9.87	0.55	228533 *
13.02	33 02.2	F8	12.29		
13.02	33 18.0	A5	10.18	0.26	228529
13.02	37 36.0	F8	12.40		
13.04	35 08.4	B8—B9	11.51	0.11	228537
13.04	38 53.7	K	(10.47)		
13.06	34 45.3	G:	12.03	0.45	
13.06	36 33.8	B2 (III)	11.72	1.10	
13.06	36 42.0	B2 (IV)	10.88	0.58	228535
13.07	36 17.1	B1	11.34	1.34	228536
13.07	37 12.9	B0	9.33	0.20	228534

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
13.10	+34 50.4	A2	9.18	0.00	192711 *
13.10	35 23.7	G0	12.26	—	
13.10	38 09.0	G2	11.79	0.48	
13.11	33 42.8	B8	11.64	—0.09	228540
13.12	37 47.4	B5	11.73	0.15	
13.12	38 44.4	F—G	11.33	0.20	
13.13	37 59.1	B0 (III)	8.94	0.27	228543
13.13	38 33.0	K2	11.65	1.60	228542
13.14	34 03.6	G0	9.84	0.77	228538
13.14	38 00.0	B:	10.70	—0.05	
13.15	34 56.7	B3	11.88	0.22	
13.15	35 10.0	—	12.67	0.87	
13.15	37 39.0	F:	12.28	0.47	
13.16	37 33.0	—	11.49	0.07	
13.16	37 33.3	B8	11.80	—0.10	
13.18	33 24.8	—	12.20	0.30	
13.18	33 57.0	F2	9.88	0.42	228539
13.18	35 38.1	A5	9.97	0.24	228544
13.18	36 07.5	B—A	12.68	0.70	
13.18	36 45.2	B5:	12.40	0.26	
13.18	37 05.1	B2	12.58	0.52	
13.18	38 19.8	A3:	12.05	0.34	
13.20	34 54.0	F8—G0	11.90:	0.42:	
13.20	35 13.2	F8	12.08	0.43	
13.20	36 49.5	G:	12.56	0.54	
13.20	37 14.1	B5	7.87	—0.39	192745
13.20	38 03.9	G0	11.17	0.49	228549
13.20	38 39.6	B2	11.35	0.23	
13.23	33 50.4	K	12.16	1.66	
13.24	35 00.0	B3	11.62	0.04	
13.24	37 32.4	F8:	7.68	0.52	192744
13.24	37 53.7	G2	10.22	1.00	228550
13.25	36 16.8	B2	12.50	0.50	
13.26	34 21.0	A3e+G5	10.51	0.21	228545 *
13.27	37 48.0	B5	11.27	0.18	228551
13.28	33 24.8	B—A	12.76		
13.28	36 37.2	B1	11.44	0.46	
13.28	36 47.4	B8	12.41	0.07	
13.29	37 29.1	B9	9.85	—0.32	228552
13.30	32 59.8	F	(9.44)		228546
13.30	34 36.3	B5	11.68	—0.03	
13.30	34 51.0	B2 (IV)	10.60	0.40	228557
13.30	36 44.1	B5:	11.96	0.15	
13.30	37 15.3	B	12.00	0.04	
13.31	35 17.4	B8	11.70	—0.10	228556
13.31	37 06.3	B0	8.60	—0.22	228553
13.31	37 23.4	F8	11.82	0.36	
13.34	33 48.0	K2	10.81	1.45	228563
13.34	34 33.0	F5	10.18	0.46	228558
13.34	35 26.7	K2	11.40	1.45	228555

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
13.34	+36 42.3	G—K	11.19	1.87	
13.34	38 09.6	B2:	12.58	0.70	
13.35	34 12.0	B2	11.12	—0.04	228560
13.35	35 46.2	G0	10.77	0.44	228554
13.36	35 47.1	F8	(11.92)		
13.36	36 54.8	B3	11.56	0.16	228569
13.37	38 22.4	F8	12.32:	0.37:	
13.37	38 27.0	B5	7.61	—0.39	192766
13.37	38 36.6	F2	11.29	0.50	228574
13.38	33 06.9	K0	10.76	1.43	228564
13.38	33 53.4	F8	9.46	0.37	228562
13.38	34 06.0	G5	10.94	1.38	228561
13.38	34 25.8	B8	10.82	—0.02	228559
13.38	34 44.7	G0	11.96	0.86	
13.38	35 04.8	B2	11.84	0.32	
13.38	36 59.4	B8	11.05	—0.01	
13.39	34 03.0	F0	10.28	0.26	228571
13.40	34 47.4	F8—G0	11.62		
13.40	35 36.6	A0:	12.09	—0.01	
13.40	35 45.0	F8:	12.29	0.58	
13.40	36 52.8	B5	12.37	0.25	
13.40	36 45.6	B2	11.69	0.45	228570
13.40	38 05.7	B2	11.34	0 24	228575
13.40	38 39.0	B2:	12.24	0.43	
13.40	38 59.4	G0:	12.05		
13.41	36 46.8	B9	11.49	0.01	
13.41	37 36.3	F0	(12.34)		
13.42	35 36.6	A2	12.12	0.17	
13.42	36 09.0	B2	12.38	0.52	
13.42	36 29.4	A5	10.13	0.11	228577
13.43	36 30.3	F—G	12.03	0.53	
13.44	33 34.5	dG5	6.6		192787*
13.44	33 36.9	A0	11.72	—0.05	
13.44	34 41.4	F8	12.66	0.36	
13.44	37 13.5	A8	11.75	0.09	
13.44	37 21.9	G0	12.38	0.48	
13.44	37 36.1	B—A	12.86		
13.44	38 29.7	G	12.74	0.94	
13.46	38 29.7	G0	12.57	0.64	
13.48	38 12.3	B5	11.12	0.45	
13.49	36 07.8	B2	12.90		
13.49	36 36.3	F0	11.54	0.15	
13.50	36 41.2	B8	12.07	0.08	
13.50	37 36.0	A0	12.65:	0.58:	
13.50	38 27.9	A3	11.51	0.11	
13.51	34 51.9	B9	9.88	—0.24	228579
13.51	36 44.4	B8	12.12	0.23	
13.51	37 09.8	B2	12.32	—0.05	
13.52	34 57.0	B9	10.10	—0.12	228578
13.52	36 37.5	B2	12.00	0.56	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
13.52	+36 46.2	B9	11.46	0.06	228576
13.52	37 26.4	B8	9.47	—0.19	228585
13.53	34 42.0	F	12.44	0.18	
13.54	34 35.4	B5	12.46	0.24	
13.55	37 24.0	B9	9.83	—0.21	228586
13.56	33 21.6	F8	11.66	0.32	
13.56	36 27.9	**B1 II**	10.85	0.96	228587
13.59	37 26.1	B—A	12.34	0.26	
13.60	33 19.5	F8	12.70		
13.60	33 27.0	A3	12.25	0.05	
13.60	33 42.6	G0	10.92	0.58	228589
13.60	34 31.8	G5	11.94	1.33	
13.60	34 44.2	F	12.74		
13.60	35 25.5	A2	11.56	0.20	
13.60	35 27.0	F8	11.54	0.36	
13.60	36 09.3	B2	12.54		
13.60	37 22.8	A0	12.34	0.14	
13.60	38 54.0	A3	9.54	—0.09	228594
13.61	35 26.7	A2	11.14	—0.11	+35°4037
13.62	34 19.5	F5	10.78	0.28	228588
13.62	35 17.7	A0	12.90		
13.62	35 58.5	G0	9.57	0.61	228603
13.62	36 24.3	B2	12.12	0.48	
13.62	37 33.0	K0	10.55	1.97	228599
13.62	38 52.8	B8	9.37	—0.27	228595
13.62	38 57.9	F8	10.07	0.39	228593
13.62	38 59.7	G	12.70	0.62	
13.64	34 21.0	F0:	12.48	0.49	
13.64	35 05.7	G5 III	11.70	1.53	
13.64	37 10.5	F8	10.39	0.39	228600
13.64	37 28.5	B8	12.30	0.31	
13.64	38 03.0	A2	9.73	—0.17	228598
13.64	38 37.5	G—K	11.60	1.09	228596
13.66	38 21.6	A2	11.61	—0.12	228597
13.68	33 32.8	F8	11.75	0.31	
13.68	34 45.6	K2 III	11.54	1.72	+34°3943
13.69	38 02.0	G0	11.48	0.45	
13.70	34 40.2	F8	10.82	0.30	228605
13.70	35 33.8	B8	11.32	—0.15	228604
13.70	36 40.5	**B1 III**	10.32	0.58	228602
13.70	38 11.4	B5:	12.65	0.35	
13.70	38 12.0	B2:	12.66	0.76	
13.70	38 42.0	G0	12.30	0.38	
13.71	37 03.3	F8	10.08	0.64	228601 *
13.72	37 22.5	F0	12.40		
13.73	33 51.0	A0	10.94	0.02	228606
13.73	38 00.9	G	12.6		
13.74	36 48.0	R	12.63	0.54	*
13.74	37 16.5	B2	10.78	0.13	228610
13.74	37 44.4	F2	11.29	0.21	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
13.74	+38 24.3	F8—G0	12.02	0.42	
13.76	33 06.8	F8—G0	12.24	0.42	
13.76	38 35.7	B2	12.06	0.23	
13.78	34 54.0	G2	11.70	0.56	
13.78	35 38.1	A2	12.47	0.25	
13.78	36 22.5	B8:	11.07	0.12	228611
13.79	36 38.1	B0	11.53	0.71	*
13.80	34 02.2	F:	12.22	0.52	
13.80	35 12.3	G0	8.55	0.69	192833
13.80	35 42.3	F8:	12.66	0.51:	
13.80	36 12.0	B2	12.52	0.62	
13.81	33 51.3	B5	10.71	0.41	228613
13.81	36 43.2	F0	11.77	0.11	
13.82	33 59.8	F8	11.67	0.35	
13.82	34 22.5	G5:	12.70	0.71	
13.82	37 58.5	B5:	12.58	0.40	
13.82	38 23.4	F8	11.98	0.34	
13.84	33 38.7	F8	10.40	0.43	228614
13.84	38 31.8	B5	11.86	—0.02	
13.85	35 06.8	B5	12.00	0.00	
13.85	36 10.0	B2			
13.86	34 48.6	F8	10.14	0.93	228612
13.86	37 42.0	F8	(11.98)		
13.86	38 12.9	B5	12.48	0.28	
13.87	35 45.0	F0:	12.68	0.43	
13.88	33 53.2	G8	10.09	1.57	228620
13.88	34 59.2	B3	11.92	0.13	
13.88	37 15.0	F8	12.02	0.38	
13.89	37 30.6	F8	12.23	0.39	
13.90	33 46.2	F2	8.68	0.14	192834
13.90	37 33.0	B2	11.65	0.54	
13.90	37 50.7	B5	10.92	—0.10	228618
13.91	33 56.4	F8	11.90		
13.91	38 12.0	G2	12.65	0.72	
13.92	36 58.2	G8	11.25	1.63	228619
13.92	37 41.1	B2	12.66	0.74	
13.92	38 06.0	F0	10.46	0.18	228623
13.94	34 02.7	G0	12.16	0.38	
13.94	37 06.0	A0	11.66	—0.16	
13.95	37 40.5	B8	11.61	—0.09	
13.95	38 53.1	A5—F0	11.59	0.00	
13.96	36 42.3	B2	12.10	0.43	
13.96	37 48.9	B2	10.49	0.77	228624
13.96	38 02.3	G0	12.50	0.50	
13.97	36 13.5	G	11.46	0.67	
13.98	34 38.1	F8	11.55:	0.89	
13.98	34 38.1	—	11.22:	—0.06	
13.98	35 30.0	F8	11.16	0.47	228626
13.98	35 54.9	B9	11.15	—0.03	
13.98	36 11.7	B5	10.29	0.56	228625

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
13.98	+36 20.4	F	12.25		
13.98	38 52.5	B8	11.35	—0.19	
13.99	35 33.8	G0—G2	12.02	0.45	
14.00	34 33.8	G	11.30	0.49	
14.00	35 57.8	B9	8.97	—0.22	192870
14.00	36 45.3	A3	10.22	—0.01	228637
14.01	34 54.9	A3	11.44	0.26	228627
14.02	33 03.0	A2	10.74	—0.01	228631
14.02	33 53.6	F8	10.59	0.34	228629
14.02	33 53.6	—	(10.92)		
14.03	33 41.1	B9	10.55	0.27	228630
14.03	34 17.2	A3	9.88	0.00	228628
14.03	38 29.4	A0	12.32		
14.04	37 14.4	G0	11.66	0.48	
14.04	37 44.1	F0	(11.78)		
14.06	34 02.7	G—K	12.87	1.45	
14.06	34 51.3	G—K	11.82	1.39	
14.06	35 20.1	B8	11.82	0.14	
14.08	35 00.0	F5	9.74	0.35	228639
14.09	36 16.5	B2	12.20	0.34	
14.09	38 36.6	B2	12.20	0.33	
14.10	33 02.8	A8	11.97	0.15	
14.10	34 36.8	B2:	12.13	0.66	
14.10	35 29.8	B8	11.20	0.02	228638
14.10	37 15.4	B8	12.11	—0.02	
14.10	37 21.0	B5	11.94	0.24	*
14.10	38 49.8	F0	11.40	0.10	
14.11	36 31.5	F8	12.51	0.37	
14.14	34 18.0	F8	11.80	0.42	
14.14	36 17.4	G0	12.74	0.46	
14.14	38 06.0	G5	12.53	0.75	
14.14	38 58.5	G2	11.27	0.51	
14.16	33 03.0	A0	12.49		
14.16	33 28.5	G8	11.81	0.93	
14.16	37 01.2	F—G	11.94		
14.16	37 05.1	B2	10.13	—0.06	228646
14.16	38 47.1	F2	10.27	0.23	228644
14.18	34 04.5	B8	11.22	—0.09	228640
14.18	35 56.4	F8:	12.54	0.54	
14.18	37 48.0	F8:	12.65	0.45	
14.19	36 39.9	K0	10.24	1.92	228647
14.19	37 37.5	B2	11.12	0.29	
14.20	34 55.5	G	12.87	0.85	
14.20	35 04.5	K2 III	11.66	2.08	228649
14.20	35 55.8	A0	12.02	—0.04	
14.20	36 28.5	G0	12.25	0.40	
14.20	37 24.0	B9	10.94	—0.16	228645
14.20	38 46.8	F8	12.20	0.38	
14.22	34 17.8	F0—F2	11.52	0.15	
14.22	35 31.2	G0	10.69	0.54	228648

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
14.22	+35 48.0	B8	11.61	—0.11	
14.24	33 30.0	A8	11.80	0.06	
14.24	34 02.4	B9	11.61	—0.16	228651
14.24	34 53.2	G8 IV	9.86	1.53	228650
14.24	37 28.2	B9	9.18	—0.18	228657
14.24	38 21.9	F8:	12.58	0.38	
14.24	38 44.4	A0	6.10:		192934
14.26	35 05.1	F8	11.65	0.38	
14.26	38 00.0	G8—K0	11.98	2.08	
14.27	36 10.5	B5	11.05	0.33	
14.27	37 37.5	B5	11.96	0.14	
14.28	37 09.2	G2	11.90	0.52	
14.28	38 48.8	M:	12.47	2.60	
14.29	36 19.5	G8	11.94	1.46	
14.29	37 33.0	F5	11.54	0.22	
14.30	33 11.1	B9	9.91	—0.14	228661
14.30	34 36.0	B8	8.87	—0.29	192935
14.30	35 23.1	K2 III	11.39	2.68	228660
14.30	37 23.7	B1	10.54	0.34	228658
14.30	37 41.1	B5	12.06	0.31	
14.30	38 23.7	B2	11.25	0.24	+38°3976
14.32	34 55.5	G0	12.04	0.44	
14.32	37 35.4	F5:	11.51	0.25	
14.33	38 27.3	B	12.16	—0.01	
14.34	38 27.6	F8	12.73	0.33	
14.35	33 41.4	B8	8.18	—0.45	192936
14.35	35 33.9	G	12.23	1.34	
14.36	34 09.6	B2:	12.90	0.48	
14.36	36 05.2	G	12.32	0.50	
14.36	38 17.2	F5	11.24	0.26	228665
14.37	37 54.4	F0	11.98	0.12	
14.37	38 06.3	B2:	12.54	0.54	
14.38	35 27.9	K2 III	11.62	2.13	
14.38	36 01.3	G2	12.07	0.49	
14.38	37 22.8	G0	12.35	0.60	
14.39	37 06.0	G2	11.08	0.72	228667
14.39	37 42.0	K3	11.35	1.51	228666
14.40	33 50.7	G0	11.87	0.55	
14.40	34 51.0	F8	12.87:		
14.40	35 23.1	G8	12.53	0.93	*
14.40	36 39.0		11.09	0.03	
14.40	36 39.8	G—K:	12.07	1.68	
14.40	36 53.4	B3	11.96	0.30	
14.40	37 41.1	F8	12.34	0.30	
14.40	37 56.4	G—K:	11.88	1.16	*
14.40	38 42.9	B2 (III)	10.70	0.39	228671
14.40	38 45.6	B5	12.05	0.40	
14.40	38 58.5	F2	11.60	0.19	
14.42	34 01.8	G	12.18	0.62	
14.42	36 36.9	F2	10.89	0.17	+36°3974

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
14.43	+34 29.1	B5:	11.74	0.01	
14.43	38 54.8	F:	11.87	0.25:	
14.44	33 26.1	G5	12.58		
14.44	33 44.1	F8	10.19	0.54	228668
14.48	33 08.1	K0	10.75	1.55	228678
14.49	38 05.7	F0	12.38	0.13	
14.50	36 54.8	B5	9.42	—0.26	228673
14.50	38 42.2	G2	12.01	0.75	
14.50	38 54.9	B9	11.01	—0.14	
14.51	34 17.2	B5	9.83	—0.19	228676
14.52	36 57.6	F0	10.12	0.38	228672
14.53	36 22.5	B5:	12.28	0.09	
14.54	33 54.9	B8:	10.90	0.11	228677 *
14.54	34 05.7	G0	12.70	0.44	
14.54	37 06.0	B2	12.40	0.61	
14.54	38 15.6	A5	11.65	—0.03	
14.56	35 27.9	G0	9.65	0.53	228674
14.56	37 17.1	B5	9.67	—0.35	228683
14.57	35 18.6	A0	10.97	—0.06	228675
14.58	35 32.2	G:	12.08	1.01	
14.58	36 24.0	F8—G0	12.40	0.38	
14.58	36 32.4	F8	12.40	0.34	
14.58	38 39.0	M0	11.62	2.50	229689
14.60	38 50.4	B2	11.07	0.02	228688
14.60	33 24.8	F5	11.18	0.30	228685
14.60	34 53.2	G0	12.31	0.41	
14.60	34 57.0	B3 II	10.60	0.89	228684
14.60	35 36.0	G0—G5	11.55	0.61	
14.60	37 11.9	G—K	12.04	1.39	
14.60	37 25.5	B5n	12.00	0.10	
14.60	37 54.0	F	12.18	0.48	
14.60	38 45.9	G2	12.21	0.92	
14.60	38 56.7	F8—G0	12.61	0.43	
14.61	36 54.0	B5n	6.18:		192987
14.62	37 54.6	B5	12.18	0.23	
14.62	38 54.9	F8	10.83	0.36	228687
14.64	37 23.1	—	12.31	0.06	
14.64	37 45.6	B0.5 V:	9.39	0.21	228690
14.66	36 06.6	G5	8.39	1.66	192989
14.66	37 29.1	B0.5 II	(7.9)		193007 *
14.66	37 29.1	B1 IV	(9.8:)		+37°3859 *
14.66	37 29.1	B0 V	9.37		+37°3862 *
14.66	37 42.6	B0. 5V:	10.45	0.50	
14.67	33 16.8	B2	11.86	0.40	
14.67	37 36.6	B2	11.64	—0.35	
14.68	34 05.2	F2	11.69	0.17	
14.68	36 33.8	—	12.52	0.58	
14.68	37 30.3	B2	10.74	0.14	*
14.69	33 12.0	G0	12.05	0.53	
14.69	35 18.6	A2	10.02	0.14	228693

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
14.69	+38 11.6	—	11.93	0.15	
14.69	38 59.7	G0	11.03	0.44	228698
14.70	34 58.5	B5:	11.33	—0.01	228694
14.70	36 12.7	F2	9.24	0.17	228692
14.70	36 41.9	K0	10.82	1.80	228691
14.70	38 40.5	B2:	12.90	0.51	
14.71	34 31.5	A5	12.87	0.72	
14.72	36 47.4	F2	8.82	0.40	192988
14.72	37 23.7	G—K	12.43	0.98	
14.74	33 48.0	B8	7.78	—0.41	192991
14.74	37 01.2	B—A	12.45		
14.76	35 18.3	B8	7.05:		192990
14.76	37 12.6	A2	9.67	—0.12	228700
14.76	38 30.3	B5	11.84	0.20	
14.77	36 48.9	F2	11.19	0.18	
14.77	37 55.8	F2	12.63	0.37	
14.78	36 18.9	A3	9.90	0.10	228701
14.78	36 56.4	G2	11.70	0.59	
14.78	37 24.6	F0	(12.12)		
14.78	37 31.5	B0	9.67	0.24	228699
14.80	33 47.1	F8	10.44	0.67	228702
14.80	34 42.0	—	12.31	0.05	
14.80	35 18.8	G—K	11.20	1.02	
14.80	36 31.2	G	12.57	0.79	
14.80	37 48.9	A3	11.00	0.11	
14.81	34 15.0	B2	12.90		
14.81	37 56.1	F8	12.63	0.30	
14.82	36 14.2	F5—F8	11.31	0.29	
14.83	37 17.4	F0	7.83	0.17	193033
14.84	36 26.4	F8	12.29	0.34	
14.84	37 22.5	A3	8.76	—0.07	228706
14.84	38 44.7	B0 III	8.62	0.32	193032
14.86	36 09.2	F8	11.69	0.32	
14.86	36 20.4	Aem	10.79	0.67	228707*
14.86	37 50.1	F8:	12.38	0.78:	
14.87	33 53.7	G5	11.36	0.66	
14.88	34 24.0	B5	8.77	—0.31	193008
14.88	37 56.4	F8	(11.68)		
14.90	33 18.6	B5	12.48	0.28	
14.90	34 25.8	F:	11.14	0.23	
14.90	34 44.1	G—K	12.80	1.85	
14.90	35 47.2	F5	11.45	0.25	
14.90	36 03.9	A3 p	11.12	—0.02	228708
14.90	36 37.2	B8	11.62	0.02	
14.90	37 18.0	F0:	12.45	0.45	
14.90	37 31.2	B5	10.97	—0.16	
14.91	36 58.2	G	12.06	0.57	
14.92	33 42.0	F8	12.04:	0.34:	
14.93	36 20.1	G0	12.19		
14.94	34 51.0	G0	12.58	0.60	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
14.96	+33 09.0	A3	10.64	0.13	228709
14.96	34 33.0	G0	12.70	0.52	
14.96	36 37.0	G8—K0	9.59	1.67	228715
14.96	38 55.5	F2:	12.83	0.59:	
14.97	37 17.2	—	12.95	0.85	
14.97	38 28.5	B2	10.99	0.11	228714
14.98	36 37.2	F	11.93	0.13	
14.99	36 28.5	A5—F0:	12.31	0.05:	
15.00	33 59.2	B8	7.49	—0.29	193034
15.00	34 00.0	—	11.90		
15.00	35 29.4	B2	12.20	0.40	
15.00	37 01.5	G0	11.34	0.43	
15.00	37 30.0	B			
15.00	37 17.8	—	11.94	1.69	
15.00	37 36.9	B9	12.22	—0.09	
15.02	34 52.5	G2:	12.57	0.50	
15.02	37 21.3	K0	9.89	1.69	228721
15.03	33 44.0	B8—A0	11.65	0.18	228717
15.03	33 44.2	B8	11.50	—0.30	228716
15.03	33 54.0	F8	11.56	0.30	
15.03	36 44.4	G—K	12.08	1.73	
15.04	38 03.9	G	10.94	1.07	228720
15.05	34 35.4	F0	13.00		
15.05	36 30.0	A3	10.75	0.15	228724
15.05	38 12.6	F8—G0	12.46	0.38	
15.06	37 37.5	F8—G0	12.37	0.43	
15.06	37 41.1	F0	12.87		
15.08	34 27.0	B2	11.60	0.60	
15.08	37 33.3	B5	11.57	0.14	
15.09	37 13.5	B2	11.44	0.20	
15.10	33 51.6	G8	11.28	1.39	228728
15.10	36 09.9	B8	11.46	0.37	228727
15.10	36 44.2	B5:	11.32	—0.15	228723
15.10	37 02.2	G2—G5	8.84	0.74	228722
15.11	37 48.3	G0	12.24	0.56	
15.12	38 57.0	B2	11.31	0.10	
15.14	35 47.7	B8	7.44	—0.34	193064
15.14	35 48.6	G—K	11.55	1.34	
15.14	37 31.5	**B0.5 II**	7.58	0.28	193076
15.15	36 16.5	F0	11.80		
15.15	36 25.5	G8	10.98	1.36	228725
15.16	36 16.5	A8	11.11		228726
15.16	37 15.6	WN5	8.05	0.37	193077 *
15.17	33 13.5	B5	12.12	—0.03	
15.17	34 53.1	G:	12.76	1.30	
15.18	37 57.6	B2	10.95	0.10	
15.18	38 24.0	B5	10.97	—0.20	228737
15.19	38 59.1	B2	12.00	0.26	
15.20	34 26.7	G8—K0	12.42	1.64	
15.20	35 38.7	G2	12.49	1.31	

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
15.20	+36 31.8	A3	10.37	—0.05	228732
15.20	37 25.2	F2:	12.41	0.24	
15.20	37 39.6	B	12.88	0.60	
15.21	37 29.2	G—K	12.68	2.46:	
15.23	33 25.2	B8—A0	11.89	0.08	
15.23	33 28.5	G2	12.30	0.46	
15.23	38 47.1	B5:	12.55		
15.24	33 57.9	—	12.62	1.57	
15.24	35 05.7	F5	9.38	0.40	228733
15.24	38 12.6	F	12.20	0.40	
15.26	34 36.0	A5—F0	11.32	0.04	+34°3956
15.27	35 00.0	G0	12.68	0.46	
15.28	37 10.5	A3	12.40	0.66:	
15.28	38 48.9	B9	11.29	—0.19	228743
15.29	37 54.0	F8	12.82		
15.30	35 53.4	G0	8.78	0.66	193093
15.30	37 57.9	G2	12.30	0.69	
15.31	39 00.0	G0	12.63	0.63	
15.32	34 10.5	A0	10.70	—0.13	228739
15.32	34 10.5	A0	10.33	0.03	228740
15.32	38 39.6	F0	10.86	0.13	228744
15.33	35 37.2	G8	12.22	1.01	
15.34	34 18.8	F8	12.66		
15.34	34 45.0	A2	11.59	—0.07	
15.35	38 36.0	B5	11.37	0.09	
15.36	35 05.4	F5—F8	12.50	0.27	
15.36	35 27.6	A0	13.00		
15.36	37 54.9	G8	12.25	1.32	
15.37	33 08.1	G8—K0	11.11	1.82	228741
15.37	33 33.0	F8	11.76	0.32	
15.37	34 59.1	G8	10.33	1.53	228738
15.37	38 30.0	F5—F8:	12.07	0.28:	
15.38	37 39.6	G2	11.25	0.64	
15.39	37 55.5	G0	10.99	0.48	
15.39	38 40.5	B2	11.10	—0.05	228753
15.40	34 09.3	F8	12.82:	0.54:	
15.40	34 32.2	G0	12.47	0.42	
15.40	37 41.4	B8	12.52	0.26	
15.40	37 57.6	B3	11.23	0.01	
15.40	38 57.0	F8:	11.52:	0.28:	228752
15.42	33 29.7	G8	10.28	1.16	228746
15.42	34 04.5	F8	10.60		
15.42	34 15.6	G8	11.75	1.31	
15.42	35 39.0	A5	11.88	0.11	
15.42	36 43.5	B5	10.79	0.28	228754
15.43	37 22.5	B2	12.78		
15.44	34 32.2	F8—G0	12.28	0.48	
15.44	34 45.0	F8—G0	12.06:	0.43:	
15.44	35 48.3	G5	12.28	0.68	
15.44	35 55.5	A2	10.63	—0.10	228745

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
15.44	+38 41.1	F8—G0	12.40	0.47	
15.45	38 21.0	F5	11.88	0.22	
15.47	35 00.3	B5	11.52	0.27	
15.50	33 07.5	F8	11.80	0.37	
15.50	33 53.4	G8	11.68	1.03	
15.50	35 57.8	G8	11.36	1.38	228755
15.50	36 41.1	B2	11.79	0.26	
15.50	37 34.5	A0	12.65	0.15	
15.50	38 27.6	B2	10.73	0.21	228762
15.50	38 54.6	F0	12.15:	0.14:	
15.51	33 15.0	F0	11.95	0.29	
15.51	37 51.3	F8	12.82	0.38	
15.51	38 38.1	B2	11.74	0.16	
15.52	36 43.5	K5	11.81	2.16	+36°3990
15.53	37 39.3	F8	12.61	0.32	
15.53	38 57.0	B5	12.32	0.11	
15.55	35 39.2	A2	10.68	—0.07	228756
15.55	38 04.5	**B1.5 Ib**	7.21		193183
15.56	35 22.2	F8	11.78	0.35	
15.57	34 30.0	F8	9.80	0.44	228757
15.58	33 00.8	F8	11.09	0.31	228758
15.58	38 24.6	G:	12.67	0.50	
15.60	33 06.0	G2	12.30	0.47	
15.60	35 05.7	G0	12.42:	0.64	
15.60	37 48.1	G0	12.05	0.42	
15.60	38 53.7	B0	9.81	0.23	+38°3987
15.61	38 55.5	B2	11.01	0.07	
15.62	33 19.5	F0	11.64	0.14	
15.62	37 09.0	**O6f**	9.64	0.70	228766 *
15.62	38 33.3	B—A	(12.29)		
15.63	34 37.5	F8:	12.85	0.57	
15.64	34 04.5	F8	10.72	1.36:	228763
15.64	37 27.3	F5	8.63	0.28	193184
15.66	36 02.0	G2:	12.82	0.67	
15.66	36 42.3	B2e (III)	11.74	0.91	
15.66	37 56.4	B1	11.53	0.44	
15.66	38 42.3	K5	12.14	1.20	
15.67	37 06.6	G0	11.65	0.47	
15.67	38 25.5	B8	11.35	—0.09	
15.68	33 07.8	A0	11.71	—0.01	
15.68	36 53.4	K2	11.04	1.30	228767
15.69	38 12.8	F0	10.93	0.08	228774
15.70	35 19.5	B2	13.01		
15.70	35 57.3	B—A	12.70	0.30	
15.70	36 21.9	B8—A0	(12.37)		
15.70	37 49.5	F0	12.38	0.18	
15.70	38 02.0	B2	12.50	0.66	
15.73	37 55.2	G2:	12.14		
15.74	34 20.1	A3	10.46	0.14	228770
15.74	35 00.1	K3:	12.66:		

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
15.74	+35 58.5	A8	11.36	0.08	228768
15.74	37 48.3	A5—F0	11.50	0.04	
15.74	38 30.3	A3	11.70		
15.75	36 05.2	B8—A0	12.22	0.40	
15.75	36 46.8	A5—F0	11.46	0.05	
15.75	38 24.0	B2	10.17	—0.01	228773
15.76	33 22.2	F8	9.64	0.44	228771
15.76	35 27.8	K	11.50	1.66	228769
15.76	38 36.6	B8—A0	12.67	0.44	
15.77	37 16.4	B2	12.02	0.38	
15.77	37 18.0	G5	12.34	0.62	
15.77	37 30.9	F5	11.85	0.23	
15.78	36 11.7	G8—K0	11.02	1.72	+35°4053
15.78	36 33.0	F2	12.06	0.28	
15.78	37 19.5	F	11.44	0.22	
15.78	38 53.1	F:	11.68	0.27:	
15.80	34 41.1	B2	13.06		
15.80	34 53.4	F8—G0	12.64	0.46	
15.80	35 36.6	B2	12.71		
15.80	36 15.2	F8	8.59	0.40	193204
15.80	37 56.7	—	12.46	0.50	
15.80	37 57.0	B2	11.58	0.20	
15.80	38 32.1	F2	12.34	0.16	
15.80	38 47.1	K0	9.75	1.85	228778
15.80	38 48.0	B5	11.12	—0.19	
15.81	35 09.0	G5:	10.64	0.76	228775
15.82	35 21.6	B5:	11.54	—0.21	
15.82	36 14.4	G2	11.57	0.46	
15.83	35 42.9	G—K	12.94	1.85	
15.84	38 23.4	A	12.35	0.00	
15.85	36 03.0	G0	12.82	0.69	
15.85	36 28.5	G0	12.51	0.69	
15.85	38 26.7	B5	8.78	—0.14	228791
15.85	38 35.1	B2	12.02	0.16	
15.86	37 51.0	—	(12.40)		
15.87	34 53.4	F5—F8	12.45	0.29	
15.87	36 45.9	F8	11.87	0.35	
15.88	34 22.8	F5—F8	10.96	0.27	228780
15.88	37 42.6	B1	10.61	0.23	+37°3869
15.89	36 48.0	G2	12.06	0.50	
15.90	33 31.2	G	12.10	0.60	
15.90	33 36.0	A2	9.41	—0.02	228785
15.90	33 43.2	F:	12.24	0.35	
15.90	35 33.9	G2	12.67	0.69	
15.90	36 06.0	G2	12.82	0.69	
15.90	36 35.4	G	12.56	0.60	
15.90	38 15.0	—	12.10	1.08	
15.90	38 22.4	F5	9.17	0.41	228792
15.90	38 46.5	B2	10.27	—0.01	228790
15.91	34 03.3	G8	10.75	1.45	228783

α_{1950}	δ_{1950}	Спектр. класс	m_{pg}	CI	HD или BD
1	2	3	4	5	6
m	° ′		m	m	
15.92	+36 34.5	B9	11.57	0.27	
15.93	37 52.5	**B1pe**	**5.25**		193237 *
15.93	38 53.9	B5	12.43	0.15	
15.94	36 43.2	B5:	12.62	0.32	
15.94	37 46.5	B8	9.98	—0.26	228793
15.96	33 56.4	M5	8.88	2.40	193218
15.96	34 13.5	F2	11.23	0.19	228782
15.96	34 21.3	A2	10.42	0.14	228781
15.98	33 44.1	F8	13.14		
15.98	33 52.8	A2	9.90	0.06	228784
15.98	34 48.9	K5	12.66:	1.24	
15.98	37 40.2	B2	12.76		
15.98	38 59.7	A2	11.21	—0.07	228800
15.99	34 39.6	**O9.5Ib**	10.26	1.78	228779
16.00	33 02.7	B9	7.40	—0.18	193238 *
16.00	35 41.1	G5	12.09	0.89	
16.00	35 46.5	F8	12.40	0.30	
16.00	36 45.3	B5:	12.65	0.25	
16.00	36 50.7	B2 III	12.24	0.48	
16.00	37 16.5	F0:	11.94	0.17	
16.01	37 46.2	B2	10.65	0.08	
16.02	34 19.8	A5	11.42	0.10	228795
16.02	34 45.0	A3	10.48		228791
16.02	37 02.1	—	11.50	0.17	

Примечания

18 V 696 Cyg
23 ADS 13091
106 CV Cyg
221 ADS 13131
225 IZ Cyg?
230 ADS 13116
239 » 13121
270 » 13133
294 » 13132
295 » 13132
374 » 13142
460 » 13146
489 » 13149, η Cyg, Var:
522 PV Cyg
533 ADS 13151
556 » 13153
731 » 13171
785 » 13181
841 ADS 13187
873 » 13192
902 КЗП 4949
907 ADS 13196
958 » 13198
976 ADS 13199
989 » 13202
1026 » 13203
1044 » 13204
1055 QZ Cyg
1057 ADS 13206
1081 » 13211
1110 ADS 13218
1121 » 13419
1163 » 13229
1167 V 482 Cyg
1225 V 698 Cyg
1261 ADS 13235
1279 » 13240
1327 » 13243
1438 » 13262
1467 V 485 Cyg
1537 ADS 13273
1597 » 13283
1626 » 13284
1664 » 13288
1687 » 13292
1695 » 13292
1708 ADS 13298
1767 » 13300
1848 » 13306
1849 » 13306
1907 » 13309
1912 » 13311
1921 » 13312
1922 » 13312
1969 » 13318
2093 GM Cyg
2107 CD Cyg
2125 AA Cyg
2157 ADS 13338
2219 КЗП 5016
2274 ADS 13348
2285 » 13351
2311 КЗП 101940
2359 ADS 13361
2369 » 13360
2378 » 13361
2395 » 13368
2396 » 13364
2443 » 13374

2445 ADS 13374
2457 » 13376
2462 » 13376
2468 » 13373
2469 » 13373
2499 V 448 Cyg
2510 ADS 13383
2543 V 487 Cyg
2591 V 453 Cyg
2596 ADS 13391
2647 » 13396
2720 » 13402
2741 » 13405
2798 » 13408
2858 » 13414
2907 V 425 Cyg
2912 ADS 13419
2931 V 427 Cyg
2969 ADS 13423
3065 » 13429
3133 V 402 Cyg
3144 КЗП 101947
3213 ADS 13441
3249 » 13446
3351 » 13450
3371 » 13453
3379 КЗП 101949
3415 RY Cyg
3419 ADS 13462
3447 » 13463
3452 » 13465
3498 » 13473
3510 » 13472
3604 V 429 Cyg
3611 ADS 13485
3632 » 13486
3633 » 13486
3636 КЗП 5067
3653 ADS 13491
3654 » 13490
3685 KT Cyg
3717 ADS 13495
3726 » 13496
3749 » 13501
3751 » 13504
3768 » 13503
3769 КЗП 101955
3779 ADS 13507
3790 ADS 13508
3852 » 13516
3955 V 430 Cyg
3857 ADS 13515
3976 » 13532
3997 » 13536
4032 » 13537
4111 RS Cyg
4143 ADS 13549
4233 » 13561
4249 » 13562
4284 » 13568
4296 КЗП 101964
4304 ADS 13569
4318 » 13567
4361 » 13579
4390 » 13584
4401 » 13587
4434 VW Cyg
4482 ADS 13596
4544 » 13604
4548 V 432 Cyg
4557 KV Cyg
4626 V 454 Cyg
4690 ADS 13619
4695 » 13618
4713 » 13622
4740 » 13626
4741 » 13626
4742 » 13626
4748 » 13624
4843 » 13641;
КЗП 101974
5002 P Cyg
5015 ADS 13660

Спектральные классы звезд HD 191765, 192103, 192163, 192444, 192641 и 193077 указаны согласно Роман (N. G. Roman. Ap. J., **114**, 492, 1951). К спектральным классам звезд, содержащихся в каталогах Меррилла и Бурвелл, приписан значок «e».

Известия
Крымской астрофизической
обсерватории

Том XIX

*

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

*

Редактор издательства *Ю. И. Ефремов*
Технический редактор *Т. П. Поленова*

*

РИСО АН СССР № 10-10В Сдано в набор 12/III 1958 г.
Подп. в печать 3 VII 1958 г. Формат бум. 70×108 1/16
Печ. л. 21,5=28,08 усл. п. л. +8 вкл. Уч.-изд. лист. 29,4
Тираж 1200. Т-06686. Изд. № 2740. Тип. зак. 589.
Бесплатно

Издательство Академии наук СССР.
Москва, Подсосенский пер., д. 21

1-я типография Издательства АН СССР.
Ленинград, В-34, 9 линия, дом 12.