

Астрометрия и Астрофизика

9
1970

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМICHЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Астрометрия и Астрофизика

9

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК



Исследование Солнца и звезд

КИЕВ — 1970 ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»

В сборнике представлены работы, посвященные изучению строения и физики атмосферы Солнца и звезд, физических процессов в нестационарных звездах. Рассматриваются вопросы возникновения звезд, строения плоской подсистемы Галактики, конструирования астрономической наблюдательной техники.

Рассчитан на научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области астрофизики.

Редакционная коллегия:

Е. П. Федоров (*председатель*), З. Н. Аксентьева,
Н. П. Барабашов, А. Ф. Богородский (*зам. председателя*),
А. А. Горыня (*отв. секретарь*),
И. К. Коваль, И. Г. Колчинский, В. П. Цесевич,
А. А. Яковкин

Ответственный редактор

В. И. ВОРОШИЛОВ

Редакция литературы о Земле и Космосе

Зав. редакцией З. Г. Овчарова

Печатается по постановлению ученого совета Главной астрономической обсерватории АН УССР и редакционной коллегии.

Редактор Р. И. Бычкова

Художественный редактор Р. К. Пахолюк

Технический редактор Л. М. Конников

Корректор Е. А. Михалец

Сдано в набор 24. III 1970 г. Подписано к печати 18. VIII 1970 г. БФ 04128. Зак. 777. Изд. № 173. Тираж 800. Бумага № 2, 70×108^{1/6}. Печ. физ. листов 9,75. Условн. печ. листов 13,65. Учетно-изд. листов 14,7. Цена 1 руб. 47 коп.

Издательство «Наукова думка», Киев, Репина, 3.
Областная книжная типография Львовского областного
управления по печати, Львов, Стефаника, 11.

К ТЕОРИИ ГРУППОВОГО РОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Б. Е. Жиляев, В. В. Порфириев, Л. М. Шульман

В современной теории внутреннего строения и эволюции звезд существует ряд трудностей. Прежде всего отметим трудности, с которыми встречается небулярная гипотеза звездообразования.

Оценки для сферического сжатия показывают, что при начальном вращении порядка дифференциального вращения Галактики угловая скорость достигает своего предельного значения при плотностях, еще не допускающих фрагментации. При плотностях и температурах межзвездной среды ($\rho \sim 10^{-24} - 10^{-23} \text{ г/см}^3$; $T \sim 100^\circ\text{K}$) гравитационно неустойчивыми оказываются облака чрезмерно большой массы ($\sim 10^4 M_\odot$). Это затруднение пытались устранить, вводя дополнительные механизмы сжатия (ударная волна, внешний горячий газ и т. д.). Однако в рамках этих гипотез не удается объяснить отсутствие звезд с предельно быстрым вращением, наличия которых следовало бы ожидать из-за закона сохранения углового момента. Возникает необходимость найти эффективный механизм потери момента. Угловой момент может передаваться окружающей плазме [1] посредством магнитного поля. Однако роль этого механизма в процессе звездообразования остается проблематичной, так как, вопреки ожиданиям, звезды с большими магнитными полями вращаются быстро.

До сих пор нет удовлетворительного объяснения наблюдаемого характера магнитных полей звезд. Захват межзвездного поля вращающимся облаком плазмы приводит к усилению торoidalного поля, в то время как у звезд наблюдаются полоидальные поля. Предложенные механизмы трансформации торoidalного магнитного поля в полоидальное [2] не объясняют существования наклонных роторов, у которых магнитная ось практически перпендикулярна к оси вращения [3].

Можно указать еще ряд трудностей, с которыми сталкивается теория звездообразования. Среди них отметим не объясненное до сих пор распределение экваториальной скорости вращения по спектральным классам в интервале О—Г. Из наблюдений следует, что звезды с большим диаметром вращаются быстрее, в то время как теория предсказывает обратную картину. Еще одна трудность возникает в теории строения звезд, вращающихся с меридиональной циркуляцией. Циркуляция выравнивает распределение углового момента в звезде, т. е. стремится установить закон вращения [4]

$$\omega r^2 = \text{const}, \quad (1)$$

где r — расстояние от оси вращения. Очевидно, что этот закон физически нереален из-за особенности при $r=0$. С другой стороны, можно показать, что расходимость не снимается введением сил внутреннего трения, так как последние не нарушают закон типа (1). Происхождение и широкая распространенность тесных двойных и кратных систем также не находит объяснения в современной теории звездообразования.

В настоящей работе формулируется гипотеза, позволяющая, как нам представляется, снять отмеченные трудности.

§ 1. Сущность гипотезы

Известные до настоящего времени расчеты звездных моделей и сжатия протозвездных облаков основаны на предположении, что как первоначальное облако до начала фрагментации, так и звезды представляют собой односвязные равновесные или сжимающиеся конфигурации. Роль вращения сводится при этом лишь к изменению формы конфигурации —

более или менее значительному полярному сжатию. Однако в действительности роль вращения этим не ограничивается. В частности, Пуанкаре [5] показал, что при достаточно больших скоростях углового вращения могут существовать фигуры равновесия, у которых ось вращения уже не пересекает поверхность жидкости. Существование тороидальных равновесных конфигураций для вращающейся несжимаемой жидкости доказал Лихтенштейн [6]. Острикер [7] показал, что достаточно тонкий политропный тор также может быть фигурой равновесия. Поскольку сжатие протозвездного облака приводит к росту ω из-за сохранения полного углового момента, можно ожидать, что в некоторый момент первичное односвязное облако превратится в двухсвязную конфигурацию — тороид. Строгого доказательства изменения топологии вращающейся газовой массы при ее сжатии пока нет. Однако ряд качественных соображений говорит в пользу такого предположения.

Очевидно, что сжатие любой конфигурации есть процесс уменьшения эффективной потенциальной энергии, включающей в себя гравитационную W , вращательную T и внутреннюю энергию U . При квазиравновесном сжатии кинетической энергией сжатия можно пренебречь и записать для полной энергии системы выражение:

$$E = W + T + U. \quad (2)$$

Сжатие происходит из-за уменьшения E вследствие излучения. При этом все время выполняются условия:

$$\delta E = 0, \quad \delta^2 E > 0, \quad (3)$$

где символ δ означает вариацию функционала (2).

Геометрической характеристикой системы является момент инерции I , связанный с W , T , U теоремой вириала:

$$\frac{1}{2} I = 2(T + U) + W. \quad (4)$$

При сжатии облака сохраняются масса M и момент L .

Очевидно, что рассматриваемая система обладает бесконечным числом степеней свободы. Поэтому следует весьма осторожно относиться к оценкам, основанным на заранее заданном несамосогласованном режиме сжатия. Например, очевидно, что при сферическом сжатии не выполняются соотношения (3). Последнее может привести не только к количественным ошибкам, но и к качественно неверным выводам.

Укажем на одну распространенную ошибку. Рассматривая устойчивость газовых облаков с помощью теоремы вириала, считают необходимым и достаточным критерием сжатия условие

$$I < 0.$$

Однако можно указать режим сжатия, при котором $I \gg 0$. Например, сжатие первоначально сферического облака на радиус инерции происходит с сохранением момента инерции, что автоматически дает

$$\delta T \equiv 0. \quad (5)$$

Это случай-пример режима, при котором вращение не может воспрепятствовать сжатию. Другим режимом, удовлетворяющим (5), является сжатие вдоль оси вращения, превращающее сферу в тонкий диск. При этом существует минимум E , который достигается системой после полного высвечивания тепловой энергии. В таком конечном состоянии $U=0$; следовательно $\delta U=0$, что соответствует индексу политропии $n=0$. В результате такого сжатия получается однородный бесконечно

тонкий эллипсоидальный диск. Несмотря на бесконечно большую плотность, потенциальная энергия стремится к конечному пределу

$$\lim W = - \frac{3\pi GM^2}{10R}. \quad (6)$$

Сравнивая этот режим со сжатием на радиус инерции, легко убедиться, что минимум потенциальной энергии (6) не является абсолютным, так как при сжатии на радиус инерции получается двухсвязная конфигурация, вырождающаяся в тонкий тор.

Потенциальная энергия тонкого политропного тора имеет вид [7]

$$W = - \frac{GM^2}{2\pi R} \left[\ln \frac{8R}{a} + \frac{n+1}{4} \right], \quad (7)$$

где a и R — малый и большой радиусы тора. Из (7) видно, что при $a \rightarrow 0$ $W \rightarrow -\infty$. На основании сказанного можно сделать вывод, что условие сохранения вращательного момента требует нарушения связности сжимающегося облака, так как сжатие односвязной конфигурации не приведет к абсолютному минимуму эффективной потенциальной энергии. Произойдет ли нарушение связности в реальном процессе сжатия, зависит от относительной роли газового давления и центробежных сил. При недостаточном вращательном моменте L давление может остановить сжатие раньше, чем облако перейдет в тороидальную стадию.

Наша гипотеза и состоит в том, что вращающиеся протозвездные облака и, возможно, быстровращающиеся звезды проходят в своей эволюции стадию тора.

§ 2. Сжатие тонкого тора

Мы не располагаем решением задачи о строении равновесного газового тора произвольной толщины. Поэтому рассматриваем эволюцию достаточно тонкого тора, основные соотношения для которого получены в работе Острикера [7]. Мы предполагаем, что сжатие тора проходит изотермически. Это предположение вполне оправдано высокой прозрачностью вещества на рассматриваемой стадии. Кроме того, предполагаем, что скорость звука достаточна для того, чтобы поперечная структура тора оставалась квазиравновесной в процессе сжатия. При этих предположениях изменение большого радиуса тора со временем описывается уравнением

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \omega^2 R + \frac{GM}{2\pi R^2} \left(\ln \frac{a}{R} - \ln 8 + 2 \right), \quad (8)$$

где первый член справа есть центробежная сила, второй — сумма сил тяготения и газового давления [7]. Так как изотермический тор пространственно не ограничен, то под малым радиусом a подразумевается величина, определяемая соотношением

$$M = 2\pi^2 a^2 R \rho_0, \quad (9)$$

где ρ_0 — плотность на осевом круге тора.

Исключив из (8) ω с помощью закона сохранения момента

$$L = MR^2\omega = MR_0^2\omega_0 = \text{const},$$

где индекс 0 относится к начальным значениям, получим:

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{\omega_0^2 R_0^4}{R^3} + \frac{GM}{2\pi R^2} \left(\ln \frac{a}{R} - \ln 8 + 2 \right). \quad (10)$$

Чтобы получить закон изменения малого радиуса, воспользуемся первым началом термодинамики

$$dQ = c_v dT + pd\left(\frac{1}{\rho}\right). \quad (11)$$

При изотермическом сжатии

$$\frac{dQ}{dt} = \rho \Re T \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (12)$$

или

$$\frac{d \ln \rho}{dt} = - \frac{1}{\Re T} \frac{dQ}{dt}. \quad (13)$$

Это соотношение применимо к любому элементу массы тора. Для того чтобы его проинтегрировать, нужно задаться определенным законом теплоотвода.

Рассмотрим два режима теплоотвода. Если скорость теплоотвода, т. е. утечка энергии из единицы массы в единицу времени,

$$\frac{dQ}{dt} = - \dot{Q} = \text{const}, \quad (14)$$

то, интегрируя (13), получим

$$\rho = \rho_{00} \exp \left\{ \frac{\dot{Q}}{\Re T} t \right\}. \quad (15)$$

Применяя это соотношение к осевому кругу и пользуясь условием сохранения массы (9),

$$a^2 R \exp \left\{ \frac{\dot{Q}}{\Re T} t \right\} = a_0^2 R_0. \quad (16)$$

Если теплоотвод обусловлен парными процессами типа столкновений «атом—пылинка» и др., то

$$\frac{dQ}{dt} = - C \rho. \quad (17)$$

Подстановка этого выражения в (12) и последующее интегрирование дают:

$$\rho = \frac{\rho_{00}}{1 - \frac{C \rho_{00}}{\Re T} t}. \quad (18)$$

В этом случае вместо (16) получается:

$$a^2 R = a_0^2 R_0 \left(1 - \frac{C \rho_{00}}{\Re T} t \right). \quad (19)$$

Пары уравнений (10), (16) и (10), (19) образуют замкнутые системы, описывающие сжатие изотермического тонкого тора соответственно при постоянном и прогрессивном теплоотводе.

Оценим параметры \dot{Q} и C в соотношениях (16), (19).

Как показано в [8], потеря энергии единицей объема межзвездной среды составляет $\sim 10^{-28} - 10^{-27}$ эрг/сек, что дает оценку $\dot{Q} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ эрг/сек. На основании соотношений, приведенных в [8, § 15], можно получить выражение для коэффициента C , если основным охлаждающим фактором является пыль:

$$C = \frac{9}{2 \sqrt[3]{2\pi}} \left(\frac{kT}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle} \frac{x}{\delta}. \quad (20)$$

Здесь T — температура межзвездного газа, m_p — масса протона, $\langle a_n^2 \rangle$, $\langle a_n^3 \rangle$ — средний квадрат и средний куб радиуса пылинки соответственно, δ — плотность ее вещества, x — степень запыленности облака, определяемая соотношением:

$$x = \frac{N_g}{N_g + \frac{4}{3} \pi \langle a_n^3 \rangle \delta}, \quad (21)$$

где N_g и n_h — число пылинок и атомов водорода в единице объема. Очевидно, что x — отношение плотности пылевой составляющей к полной плотности вещества.

Так как точные начальные условия, при которых начинается сжатие тонкого тора, неизвестны, поскольку предыдущая стадия эволюции не рассматривалась, то мы положим начальную скорость стягивания

$$\frac{dR}{dt} = 0. \quad (22)$$

В результате этого время эволюции будет несколько завышено. Однако легко показать, что ошибка невелика, так как предшествующее сжатие занимает относительно малый промежуток времени.

Для численного интегрирования уравнения (10) удобно использовать следующие безразмерные величины:

$$\lambda = \frac{a}{R}, \quad \tau = \omega_0 t, \quad r = R/R_0, \quad (23)$$

$$\alpha = \frac{GM}{2\pi R_0^3 \omega_0^2} = 0.73 \frac{M}{M_\odot \Omega_0^2 \tilde{R}^3} \cdot 10^{-30}, \quad (24)$$

где Ω_0 — начальная угловая скорость, выраженная в единицах 10^{-15} сек $^{-1}$, \tilde{R} — начальный радиус тора в парсеках.

Введем дополнительно

$$\beta = \frac{\dot{Q}}{2\pi T \omega_0}, \quad (25)$$

$$\kappa = 4.5 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_p}} \cdot \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle \delta} \cdot \frac{\rho_{00} x}{\omega_0} = 1.66 \cdot 10^4 \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle \delta} \frac{\rho_{00} x}{\omega_0} \sqrt{T}. \quad (26)$$

Безразмерные уравнения сжатия тора в случае постоянного теплоотвода имеют вид

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{r} - 1 - \alpha (1.5 \ln r + \beta \tau) \right], \quad (27)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-3/2} e^{-\beta \tau}. \quad (28)$$

Для прогрессивного теплоотвода соответственно

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{r} - 1 - \frac{\alpha}{2} \ln \frac{r^3}{1 - \kappa \tau} \right], \quad (29)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-3/2} (1 - \kappa \tau)^{1/2}. \quad (30)$$

Начальные условия в обоих случаях одинаковы. При $\tau=0$ $r=1$, $r=0$, а параметр $\lambda_0=a_0/R_0$ определяется из условия начального равновесия:

$$\ln \lambda_0 = \ln 8 - 2 - \frac{1}{\alpha}. \quad (31)$$

Нелинейные системы (27), (28) и (29), (30) интегрировались численно методом Рунге-Кутта. Результаты вычислений приведены на рис. 1.

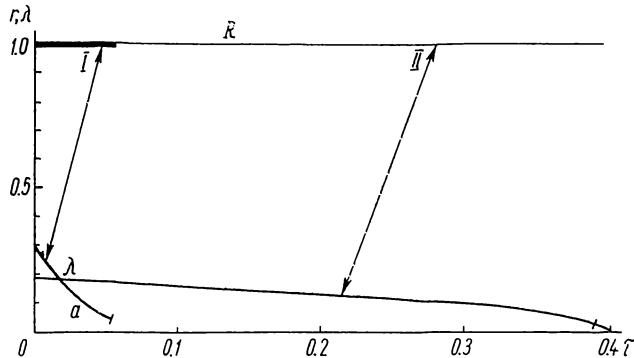


Рис. 1. Сжатие тонкого тора.

I — постоянный теплоотвод; II — прогрессивный теплоотвод.

§ 3. Гравитационная неустойчивость и фрагментация

При изотермическом сжатии тора плотность, а следовательно и фазовая скорость распространения гравитационных возмущений, увеличивается, в то время как температура, а следовательно фазовая скорость

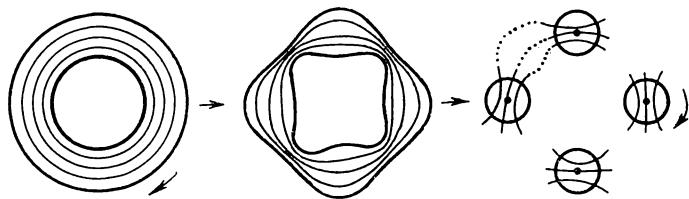


Рис. 2. Формирование полярных магнитных полей у звезд в процессе фрагментации тора.

распространения возмущений давления (скорость звука), остается постоянной. Поэтому можно предвидеть момент, когда тор становится гравитационно неустойчивым.

Дайсон [9], рассматривавший задачу об устойчивости жидкого вращающегося тора, показал, что единственным типом нарастающих возмущений в такой системе являются возмущения типа периодических по кругу перетяжек. При этом кольцо стремится распасться на отдельные части. В газовом торе процесс осложняется сжимаемостью и неоднородностью среды по сечению. Однако качественно верные выводы можно сделать, считая плотность в поперечном сечении постоянной.

Для оценки инкремента гравитационных возмущений воспользуемся соотношением

$$s = \sqrt{4\pi G\rho - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 c_s^2}, \quad (32)$$

где λ — длина волны возмущения, $c_s = \sqrt{\mathfrak{R}T}$ — изотермическая скорость звука, ρ определяется соотношением (9). Из периодических гра-

ничных условий для возмущений следует, что вдоль кольца должно укладываться целое число гравитационных волн

$$N = \frac{2\pi R}{\tilde{\lambda}}; \quad N = 1, 2, 3\dots \quad (33)$$

Введем безразмерную температуру

$$\Theta = \frac{\Re T}{\omega_0^2 R_0^2}.$$

В безразмерных переменных с учетом (9), (23), (33) соотношение (32) примет вид

$$\tilde{s} = \sqrt{\frac{4\alpha}{\lambda^2 r^3} - \frac{\Theta N^2}{r^2}}, \quad (35)$$

где безразмерный инкремент

$$\tilde{s} = \frac{s}{\omega_0}. \quad (36)$$

Процесс образования перетяжек конкурирует со сжатием тора как целого. Поэтому в первом приближении будем считать, что фрагментация тора наступает, как только характерное время развития неустойчивости становится меньше характерного времени сжатия, т. е. при выполнении условия

$$s \geq \left| \frac{d \ln a}{dt} \right|$$

или, в безразмерной форме,

$$\tilde{s} \geq \left| \frac{d \ln (\lambda r)}{d\tau} \right|. \quad (37)$$

Величина, стоящая в правой части этого неравенства, зависит от режима теплоотвода.

Рассмотрим сначала случай постоянного теплоотвода. Так как расчеты показывают, что большой радиус тора остается при сжатии практически постоянным (см. рис. 1), для оценки момента фрагментации можно положить

$$r \approx 1; \dot{r} \approx 0. \quad (38)$$

В этом приближении из (28) следует

$$\frac{d \ln (\lambda r)}{d\tau} = -\beta. \quad (39)$$

В момент начала фрагментации (37) дает

$$\frac{4\alpha}{\lambda^2} - \Theta = \beta^2. \quad (40)$$

В выражении (40) принято $N=1$. Подставляя сюда выражение для λ (28), получим с учетом соотношения (31) следующее выражение для момента времени, когда развитие первой гармоники начинает обгонять сжатие тора:

$$\tau = \frac{1}{2\beta} \ln \left[\frac{1}{4\alpha} (\Theta^2 + \beta^2) \right] + \frac{1}{\beta} \left(\ln 8 - 2 - \frac{1}{\alpha} \right). \quad (41)$$

В этот момент будет возбуждена не только первая гармоника. Максимальный номер возбужденной гармоники оценим из условия положительности подкоренного выражения (35). Оно дает

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{\beta}{V^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (42)$$

Восстановливая размерные переменные, получим

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{R_0 Q}{2 V (\Re T)^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (43)$$

Рассмотрим теперь случай прогрессивного теплоотвода. Этот случай качественно отличается от предыдущего тем, что неравенство (37) выполняется на ограниченном промежутке времени. Повторяя предыдущие выкладки с учетом (30), получим, что равенство в выражении (37) имеет место в два момента времени:

$$\tau_{1,2} = \frac{1}{x} \left[1 - \frac{2\alpha}{N^2 \Theta \lambda_0^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{N^2 x^2 \Theta \lambda_0^4}{16\alpha^2}} \right) \right]. \quad (44)$$

В промежутке $\tau_1 < \tau < \tau_2$ образование перетяжек идет быстрее, чем сжатие тора. Продолжительность этого интервала

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = \frac{4\alpha}{N^2 \Theta \lambda_0^2} \sqrt{1 - \frac{N^2 x^2 \Theta \lambda_0^4}{16\alpha^2}}. \quad (45)$$

Из этого соотношения видно, что $\Delta\tau$ уменьшается с ростом номера гармоники N . Начиная с некоторого номера N_{\max}

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{4\alpha}{x \lambda_0^2 \sqrt{\Theta}} \right\}, \quad (46)$$

подкоренное выражение в (45) станет отрицательным. Это означает, что более высокие гармоники не в состоянии обогнать регулярное сжатие тора. Поэтому для верхней оценки числа гармоник, которые в состоянии образовать перетяжки, разумно пользоваться соотношением (46), которое в размерных переменных приобретает вид

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{4}{9} (2\pi)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{G}{\Re T} \cdot \frac{R_0 \leq a_n^3 \geq \delta}{x \langle a_n^2 \rangle} \right\}. \quad (47)$$

Оценим число фрагментов $N_{\phi p}$, на которые распадается тор. Очевидно, что $N_{\phi p} > N_{\max}$, так как перетяжки образуются за счет всех гармоник, номера которых $N_i < N_{\max}$. Максимальное число фрагментов получится, если фазы всех гармоник случайны, причем ни одна пара гармоник не имеет совпадающих узлов. В этом случае

$$(N_{\phi p})_{\max} = \frac{1}{2} (N_{\max} + 2)(N_{\max} - 1),$$

т. е. при $N_{\max} \gg 1$

$$(N_{\phi p})_{\max} \approx \frac{N_{\max}^2}{2}. \quad (48)$$

В реальной ситуации перетяжки будут образовываться так, чтобы максимально уменьшать потенциальную энергию тора. Так как более симметричные состояния соответствуют меньшей потенциальной энергии, то в торе, изолированном от влияния звездных возмущений, фазы всех

гармоник окажутся жестко связанными. Каждая новая волна будет возбуждаться так, чтобы ее узлы совпадали с максимально большим числом уже имеющихся узлов. Первая гармоника образует два узла, координаты которых в долях длины окружности равны 0 и 0.5. Рассматривая далее, из соображений симметрии, только половину окружности, обнаруживаем, что последующие гармоники образуют дополнительные перетяжки по схеме, приведенной в таблице.

| N_{\max} | Координаты узлов в долях длины окружности | | | | | | | | Прирост узлов |
|------------|---|------|------|------|------|------|------|------|------------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | |
| 2 | 0 | 1/2 | | | | | | | 2 |
| 3 | | 1/3 | | | | | | | 2 |
| 4 | | 1/4 | | | | | | | 2 |
| 5 | | 1/5 | 2/5 | | | | | | 6 |
| 6 | | 1/6 | | | | | | | 10 |
| 7 | | 1/7 | 2/7 | 3/7 | | | | | 12 |
| 8 | | 1/8 | 3/8 | | | | | | 18 |
| 9 | | 1/9 | 2/9 | 4/9 | | | | | 22 |
| 10 | | 1/10 | 3/10 | | | | | | 28 |
| 11 | | 1/11 | 2/11 | 3/11 | 4/11 | 5/11 | | | 32 |
| 12 | | 1/12 | 5/12 | | | | | | 42 |
| 13 | | 1/13 | 2/13 | 3/13 | 4/13 | 5/13 | 6/13 | | 46 |
| 14 | | 1/14 | 3/14 | 5/14 | | | | | 58 |
| 15 | | 1/15 | 2/15 | 4/15 | 7/15 | | | | 64 |
| 16 | | 1/16 | 3/16 | 5/16 | 7/16 | | | | 72 |
| 17 | | 1/17 | 2/17 | 3/17 | 4/17 | 5/17 | 6/17 | 7/17 | 80 |
| 18 | | 1/18 | 5/18 | 7/18 | | | | | 96 |
| 19 | | 1/19 | 2/19 | 3/19 | 4/19 | 5/19 | 6/19 | 7/19 | 102 |
| 20 | | 1/20 | 3/20 | 7/20 | 9/20 | | | | 120 |
| | | | | | | | | | 128 |

Из таблицы видно, что в рассматриваемом случае полной автофазировки гравитационных волн при возбуждении гармоник с номерами вплоть до N_{\max} образуются перетяжки с координатами (в долях длины окружности), определяемыми соотношениями

$$l = \frac{p}{q}, \quad p < q \leq N, \quad (49)$$

где p, q — взаимно простые числа.

Из таблицы можно усмотреть, что различные гармоники неравнозначны по числу создаваемых перетяжек. Наибольшее количество дополнительных узлов, а именно $N-1$, добавляют гармоники, номера которых — простые числа. Вообще говоря, чем больше делителей имеет номер гармоники, тем меньше число узлов образуется при ее возбуждении.

В случае полной автофазировки можно оценить распределение фрагментов по массам. Будем считать, что массы фрагментов пропорциональны расстояниям между двумя соседними узлами. Это должно выполняться тем точнее, чем тоньше тор в момент фрагментации. Для получения спектра масс упорядочим последовательность координат узлов. Например, при $N_{\max}=20$ начало последовательности имеет вид: $l_i=0; 1/21; 1/20; 1/19; \dots 1/11; 2/21; 1/10; 2/19; 1/9; 2/17; \dots$ Соответствующая последовательность интервалов между соседними узлами имеет вид: $\Delta l_i=1/21; 1/21 \cdot 20; 1/20 \cdot 19; 1/19 \cdot 18; \dots 1/12 \cdot 11; 1/21 \cdot 11; 1/19 \cdot 10; \dots$ Такие последовательности могут быть построены для любого N_{\max} .

В общем случае массы образовавшихся звезд определяются соотношением:

$$M_{t_*} = \frac{M}{m \cdot n} \quad (50)$$

при следующих теоретико-числовых ограничениях:

m, n — взаимно простые положительные числа из последовательности

$$\begin{aligned} & N_{\max} \cdot (N_{\max} - 1); N_{\max} \cdot (N_{\max} - 2); \dots N_{\max} \cdot 1, \\ & (N_{\max} - 1) \cdot (N_{\max} - 2); (N_{\max} - 1) \cdot (N_{\max} - 3); \dots (N_{\max} - 1) \cdot 2 \quad (51) \\ & \dots \dots \dots \end{aligned}$$

Процесс получения величин $\frac{1}{m \cdot n}$ легко алгоритмизируется. Спектр масс звезд, образовавшихся в результате фрагментации тора при $N_{\max} = 20$, рассчитанный на ЭЦВМ, приводится на рис. 3. Оказалось, что при исходной массе тора $M = 100 M_{\odot}$ большинство образовавшихся звезд являются карликами с $M_* < 0.7 M_{\odot}$.

§ 4. Обсуждение

Наблюдательным подтверждением предлагаемой гипотезы может быть недавно обнаруженный новый класс звездных систем. И. Иссерштедт и Т. Шмидт-Калер [10] нашли в области Млечного Пути 1002 правильных кольца (Sterntringen), состоящих из звезд разных спектральных классов. Статистический анализ, выполненный этими авторами, показал, что $\sim 75\%$ обнаруженных колец являются реальными образованиями, а не результатом случайной проекции звезд на небесную сферу. Видимое количество звезд в кольцах изменяется от 20 до 100. Такие же кольца были найдены и в Магеллановых облаках. Согласно И. Иссерштедту и Т. Шмидт-Калеру, линейный диаметр колец составляет $7 \pm 2 pc$. Малая дисперсия линейных диаметров колец позволила использовать их угловые размеры как индикатор расстояний. Оказалось, что падающее большинство колец находится в спиральных ветвях Галактики. Это сильный аргумент в пользу их физической реальности.

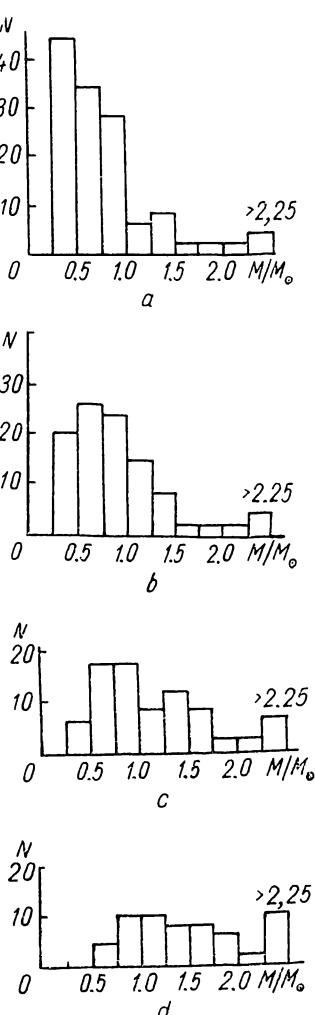


Рис. 3. Распределение масс фрагментов после фрагментации тора.

a: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 20$; $N_* = 128$; b: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 18$; $N_* = 102$; c: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 16$; $N_* = 80$; d: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 13$; $N_* = 58$.

Приведенные в [10] диаграммы спектр—светимость для нескольких ближайших колец имеют вид, типичный для молодых звездных скоплений. Авторы открытия считают кольца результатом проекции на небесную сферу эллипсоидальных оболочек, состоящих из звезд. В качестве ме-

ханизма образования таких оболочек ими предложена гипотеза точечного взрыва в галактическом магнитном поле, которое и вызывает их эллипсоидальность.

Против такой интерпретации можно выдвинуть ряд возражений. В рамках этой гипотезы трудно объяснить постоянство линейных диаметров колец. Оболочка, состоящая из звезд, в проекции на небесную сферу должна иметь вид кольцевой полоски, заполненной звездами с характерным законом распределения плотности (типа $\sim \frac{1}{\sqrt{1-r^2}}$, где

r — расстояние от центра в картинной плоскости). В то же время на фотографиях обнаруживается чрезвычайно узкое по r распределение звезд. Это говорит в пользу того, что звездные кольца скорее являются плоскими системами, а их эллиптичность — следствие проекции. Трудно согласиться с выводом авторов о постоянстве малого диаметра всех колец. Так как большинство обнаруженных колец имеет близкие эксцентриситеты порядка ~ 1.5 , то спиральная структура Галактики должна обнаружиться в случае, если постоянным считать большой диаметр кольца, как это и должно быть в случае плоских колец.

Результаты настоящей работы позволяют дать альтернативную интерпретацию этому классу объектов. Представим себе односвязное вращающееся газовое облако. Известно, что такие облака существуют в Галактике, концентрируются к галактической плоскости и характеризуются следующими средними значениями параметров. Массы $\sim 400 M_\odot$, радиусы $\sim 8 pc$, плотность $\sim 10 \text{ атомов}/\text{см}^3$, температура газа $\sim 100^\circ K$ [11]. Как показывают оценки, такие облака при тепловом равновесии с окружающей средой сжиматься не могут. Сжатие наступает только тогда, когда для этого создаются благоприятные условия, когда нарушается тепловой баланс в сторону охлаждения облака. Соображения, изложенные во введении, позволяют допустить, что при определенных условиях вращение облака может вызвать нарушение его связности. При этом наступает момент, когда дальнейшая эволюция облака будет описываться соотношениями, выведенными в § 1—3. Как показано выше, такой процесс завершится фрагментацией тора на отдельные протозвездные сгустки.

Нами проведено численное интегрирование уравнений (27), (28), (29) и (30) при следующих значениях исходных параметров:

$$\begin{aligned} R_0 &\sim 5 pc; \omega_0 \sim 10^{-15} \text{ сек}^{-1}; \langle a_n^3 \rangle / \langle a_n^2 \rangle \sim 10^{-5} \text{ см}; \\ \delta &\sim (1 \div 2.5) g \cdot \text{см}^{-3}; x \sim 10^{-3}; T \sim (10 \div 100)^\circ K; \\ \dot{Q} &\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot g^{-1} \text{ сек}^{-1}; M \sim 100 M_\odot. \end{aligned}$$

Результаты интегрирования приведены на рис. 1. Видно, что до момента фрагментации большой радиус R получившегося кольца остается практически равным своему начальному значению, в то время как малый радиус a к моменту фрагментации уменьшается в несколько раз.

При такой схеме звездообразования снимается одна из основных трудностей небуллярной гипотезы, связанная с большими массами сжимающихся облаков. Действительно, при сферическом сжатии облака вращение останавливает его задолго до наступления условий для фрагментации на протозвездные сгустки. В тороидальной стадии вращение не может воспрепятствовать сжатию, поскольку оно происходит практически на радиус инерции исходного облака.

Важно отметить, что при этом основная часть момента вращения приходится на вращение тора как целого, а фрагменты захватывают лишь незначительный момент вращения. Действительно, после фрагментации тор делится на фрагменты, которые приближенно можно считать вытянутыми эллипсоидами вращения с полуосами $(a; a; \pi R \Delta l)$. Тогда для

тождественных фрагментов массу и момент инерции можно записать в виде

$$M_* = M\Delta l = \frac{2\pi M}{N_{\phi p}}; I = \frac{M\Delta l}{5} (a^2 + \pi^2 R^2 (\Delta l)^2) \approx \frac{\pi^2 R^2 M}{5} (\Delta l)^3. \quad (52)$$

В момент распада угловая скорость фрагмента совпадает с угловой скоростью вращения тора ω_0 . Отсюда можно заключить, что фрагмент захватывает момент вращения относительно собственной оси вращения, равный

$$L_* \simeq \frac{\pi^2 R_0^2 \omega_0}{5M^2} M_*^3 \sim M_*^3. \quad (53)$$

Доля момента, захваченная всеми фрагментами,

$$\frac{(L_*)_2}{L_{\text{тора}}} = \frac{2^3 \pi^5}{5} \cdot \frac{1}{N_{\phi p}^2}, \quad (54)$$

что в случае 100 фрагментов составляет $\sim 5\%$.

Известно, с какими трудностями встречается небулярная гипотеза при попытках объяснить полоидальный характер магнитного поля звезд. При односвязном сжатии протозвездного облака вращение приводит к усилению магнитного поля тороидальной геометрии. На рис. 2 показано, что при двухсвязном сжатии облака после распада тора фрагменты обладают полоидальными магнитными полями. Отметим попутно, что первоначально магнитные полюсы у фрагмента лежат в плоскости экватора вращения. В связи с этим укажем на исследование Престона [3] переменных магнитных звезд. На основании обширного статистического материала Престон пришел к выводу, что наблюдаемую переменность магнитного поля у исследованных звезд можно объяснить лишь в том случае, если они являются наклонными магнитными роторами.

Следует отметить иллюстративный характер приведенной теории. Процесс сжатия газопылевого облака с переходом в двухсвязную конфигурацию должен описываться на основе уравнений в частных производных нестационарной газодинамической теории. В настоящей же работе рассматривается гомологическое сжатие тонкого газового кольца при различных режимах теплоотвода. Можно показать, что момент наступления и режим фрагментации существенным образом зависят от характера теплоотвода. Это видно на рис. 1.

Сомнительно, чтобы мог иметь место постоянный теплоотвод. Более универсален случай прогрессивного теплоотвода, поскольку он обеспечивается парными процессами. Однако при этом чрезвычайно затруднено надежное определение параметра κ . При больших значениях κ фрагментация происходит уже на адиабатической стадии эволюции тора, к которой неприменимы соотношения, выведенные в § 1—3.

Однако даже сильно упрощенное рассмотрение сжатия протозвездного облака позволяет качественно получить важные результаты. Так, на рис. 3 приведены гистограммы распределения фрагментов по массам в случае возбуждения различного числа гармоник к моменту фрагментации. Эти распределения могут быть обрезаны со стороны малых масс, поскольку маломассивные фрагменты будут обладать положительной полной энергией ($E > 0$) и в дальнейшем не смогут сконденсироваться. В связи с этим интересно отметить, что наиболее молодые из звезд типа Т Тельца оказываются окружеными плотной «шубой» из несконденсированной материи.

Поскольку зависимость углового момента фрагмента от массы весьма велика (53), может оказаться, что наиболее массивные фраг-

менты в процессе конденсации могут вторично пройти стадию тора с образованием двойной или кратной системы.

Укажем еще на один аспект предлагаемой здесь гипотезы. На критических стадиях эволюции у быстро вращающихся звезд меридиональная циркуляция может резко изменить закон вращения, стремясь установить распределение угловой скорости типа

$$L(r) \sim \omega r^2 = \text{const},$$

где r — расстояние от оси вращения.

Поскольку ω стремится к ∞ при $r \rightarrow 0$, то материя вблизи оси вращения будет испытывать значительное центробежное ускорение. Не исключено, что в такой ситуации звезде будет энергетически выгодно перейти в двухсвязную конфигурацию, которая, в свою очередь, фрагментируется с образованием тесной двойной звезды.

Интересные особенности можно ожидать при релятивистском коллапсе, поскольку вращение не может препятствовать сжатию из-за рассмотренного здесь топологического эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mestel L. — MN, **119**, 249, 1959.
2. Parker E. N. — APJ, **122**, 293, 1955.
3. Preston G. W. — APJ, **150**, 547, 1967.
4. Порфириев В. В. — АЖ, **39**, 710, 1962.
5. Аппель П. — В кн.: Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости, § 30, ОНТИ, Л.—М., 1936.
6. Lichtenstein L. — Math. Zeitschr., **13**, 82, 1922.
7. Ostriker J. — APJ, **140**, 1067, 1964.
8. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
9. Ламб Г. Гидродинамика, § 376, ГИТТЛ, Л.—М., 1947.
10. Isserstedt I., Schmidt-Kaler Th. — Veroff. Astr. Inst. der Ruhr Univ. Bochum, **1**, 1968.
11. Аллен К. У. Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.

ON THE THEORY OF GROUP STAR FORMATION

B. E. ZHILYAEV, V. V. PORFIRIEV, L. M. SHULMAN

Summary

The hypothesis proposed is that topology of a rotating gaseous cloud can be variable in the contraction process. Due to rotation an originally spherical cloud is transformed into a toroidal body. The contraction of a thin tore is considered with different suppositions on cooling the gas. In the determined time the tore will become gravitationally unstable. The excitation of Jeans' waves is shown to result in the disintegration of the tore into fragments. The number of the fragments and their mass distributions are calculated. The proposed hypothesis on toroidal stages in stellar evolution can remove some difficulties in the theory of structure and evolution of stars, such as absence of limitary stars, distribution of rotation velocities of early-type stars, origin of poloidal magnetic fields and decline rotators with the magnetic axis orthogonal to the axis of rotation.

АНАЛИЗ ДАННЫХ О ПОГЛОЩЕНИИ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ

Э. П. Полищук

Ход поглощения с галактической долготой, определенного по рассеянным скоплениям

Молодые рассеянные скопления являются ценными объектами для исследования спиральной структуры Галактики.

Наша задача — выяснить распределение поглощения с долготой по рассеянным скоплениям. Для решения этого вопроса были взяты 70 скоплений с галактическими долготами от 0 до 180° .

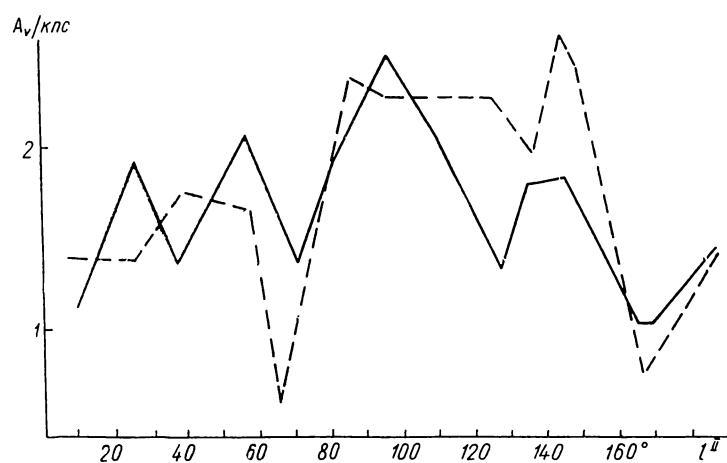


Рис. 1. Ход с долготой поглощения, полученного по рассеянным скоплениям.

Избытки цвета скоплений определены методом «сдвига» (метод двухцветных диаграмм).

Переход от избытков цвета E_{B-V} к общему поглощению произошел по формуле

$$A_V = R E_{B-V}$$

двумя методами:

1) R принималось постоянным и равным 3.0; 2) R принималось переменным.

Переменные значения R получены методом «переменной экстинкции», предложенным Джонсоном в 1965 г. [1]. Кроме того, учитывались факторы, искажающие истинное значение R , которые перечислены в работе [2].

Найденные избытки цвета, значения R и величины поглощения для 70 рассеянных скоплений представлены в таблице.

По данным этой таблицы построен ход поглощения с долготой для случаев: 1) $R=3.0$ и 2) R — переменное.

Кривые построены усреднением поглощения, приведенного к расстоянию 1 кпс, для интервалов в 10° по долготе. Дисперсия для первой кривой $\bar{\sigma}_1=0.23$, а для второй — $\bar{\sigma}_2=0.66$.

Таким образом, в случае переменного значения R дисперсия намного выше, чем при $R=3.0$. Этот результат еще раз подтверждает вывод, полученный в [2], что изменения R в больших пределах (от 2 до 6), по-видимому, нереальны.

| № скопления | E_{B-V} | R | A_V | | № скопления | E_{B-V} | R | A_V | |
|-------------|-----------|-----|-------|--------------------|-------------|-----------|-----|-------|--------------------|
| | | | $R =$ | $R_{\text{перем}}$ | | | | $R =$ | $R_{\text{перем}}$ |
| NGC 129 | 0.58 | 3.0 | 1.74 | 1.74 | NGC 6882 | 0.05 | 3.0 | 0.15 | 0.15 |
| 225 | 0.26 | 5.7 | 0.78 | 1.48 | 6910 | 1.02 | 3.0 | 3.06 | 3.06 |
| 257 | 0.49 | 3.1 | 1.47 | 1.52 | 6913 | 1.00 | 3.0 | 3.00 | 3.00 |
| 581 | 0.28 | 3.5 | 0.84 | 0.98 | 6940 | 0.31 | 3.5 | 0.93 | 1.08 |
| 654 | 0.80 | 2.5 | 2.40 | 2.00 | 7031 | 0.92 | 4.6 | 2.76 | 4.23 |
| 663 | 0.75 | 3.0 | 2.25 | 2.25 | 7062 | 0.79 | 4.0 | 2.37 | 3.16 |
| 744 | 0.46 | 3.4 | 1.38 | 1.56 | 7063 | 0.65 | 3.0 | 1.95 | 1.95 |
| 957 | 0.80 | 3.0 | 2.40 | 2.40 | 7067 | 0.89 | 3.3 | 2.67 | 2.94 |
| 1027 | 0.40 | 4.2 | 1.20 | 1.68 | 7086 | 0.90 | 3.1 | 2.70 | 2.79 |
| 1245 | 0.24 | 3.4 | 0.72 | 0.82 | 7128 | 1.14 | 4.0 | 3.42 | 4.54 |
| 1342 | 0.29 | 3.5 | 0.87 | 1.01 | 7142 | 0.58 | 3.0 | 1.77 | 1.77 |
| 1444 | 0.67 | 3.3 | 2.01 | 2.21 | 7160 | 0.30 | 4.0 | 0.90 | 1.20 |
| 1502 | 0.78 | 3.6 | 2.34 | 2.81 | 7209 | 0.22 | 3.0 | 0.66 | 0.66 |
| 1528 | 0.29 | 5.3 | 0.87 | 1.54 | 7235 | 0.90 | 3.0 | 2.70 | 2.70 |
| 1545 | 0.40 | 5.8 | 1.20 | 2.32 | 7261 | 1.06 | 3.7 | 3.18 | 3.71 |
| 1647 | 0.47 | 5.5 | 1.41 | 2.58 | 7380 | 0.61 | 3.0 | 1.83 | 1.83 |
| 1662 | 0.36 | 3.0 | 1.08 | 1.08 | 7510 | 1.07 | 3.0 | 3.21 | 3.21 |
| 1664 | 0.18 | 5.7 | 0.54 | 1.02 | 7654 | 0.66 | 3.3 | 1.98 | 2.18 |
| 1778 | 0.31 | 3.8 | 0.93 | 1.18 | 7686 | 0.75 | 3.0 | 2.25 | 2.25 |
| 1893 | 0.60 | 3.5 | 1.80 | 2.10 | IC 1848 | 0.60 | 3.0 | 1.80 | 1.80 |
| 1907 | 0.37 | 4.6 | 1.11 | 1.70 | 4996 | 0.64 | 3.0 | 1.92 | 1.92 |
| 1912 | 0.26 | 6.0 | 0.78 | 1.56 | 1805 | 0.83 | 3.0 | 2.49 | 2.49 |
| 2099 | 0.27 | 4.8 | 0.81 | 1.29 | Tr 2 | 0.35 | 4.0 | 1.05 | 1.40 |
| 6494 | 0.34 | 5.0 | 1.02 | 1.70 | Tr 35 | 1.21 | 3.5 | 3.63 | 4.24 |
| 6531 | 0.27 | 2.5 | 0.81 | 0.67 | NGC 2158 | 0.15 | 4.0 | 0.45 | 0.60 |
| 6611 | 0.88 | 2.0 | 2.64 | 1.76 | Tr 1 | 0.37 | 3.0 | 1.11 | 1.11 |
| 6694 | 0.62 | 3.0 | 1.86 | 1.86 | NGC 659 | 0.59 | 3.0 | 1.77 | 1.77 |
| 6709 | 0.34 | 5.3 | 1.02 | 1.80 | IC 4725 | 0.38 | 3.5 | 1.14 | 1.33 |
| 6755 | 0.95 | 3.0 | 2.85 | 2.85 | Гиады | 0.00 | 4.0 | 0.00 | 0.00 |
| 6802 | 0.87 | 3.0 | 2.61 | 2.61 | NGC 7788 | 0.31 | 4.1 | 0.93 | 1.27 |
| 6823 | 0.73 | 4.0 | 2.19 | 2.92 | IC 4665 | 0.24 | 3.0 | 0.72 | 0.72 |
| 6830 | 0.53 | 3.0 | 1.59 | 1.59 | 4756 | 0.26 | 3.0 | 0.75 | 0.78 |
| 6834 | 0.70 | 3.0 | 2.10 | 2.10 | NGC 1960 | 0.25 | 3.0 | 0.75 | 0.75 |
| 6866 | 0.20 | 4.8 | 0.60 | 0.96 | 6705 | 0.42 | 3.0 | 1.26 | 1.26 |
| 6871 | 0.46 | 3.5 | 1.38 | 1.61 | 6819 | 0.26 | 3.0 | 0.78 | 0.78 |

На кривой зависимости средней плотности поглощающего вещества от долготы (рис. 1, 1) хорошо видны четыре максимума на долготах около 25, 56, 90—100 и 140°. В интервале долгот 150—180° наблюдается самое малое поглощение по сравнению с другими направлениями. Необходимо отметить, что примерно в этом же секторе обнаружен недостаток звезд Вольфа — Райе, глобул и звезд с пылевыми оболочками [3].

Таким образом, отсутствие этих объектов нельзя объяснить существованием очень плотного пылевого облака, которое могло бы экранировать их от наблюдателя. По-видимому, в этом направлении наблюдается реальное нарушение непрерывности свойств Галактики.

Исследование причин выпрямления кривой распределения поглощения по лучу зрения

В работе [4] Зонн рассмотрел влияние статистической селекции, вызванной клочковатой структурой межзвездной материи, на средние избытки цвета звезд. Исследуя данные работ Т. Эльвиуса [5, 6], он установил, что вследствие статистической селекции избытки цвета звезд систематически занижены, и тем сильнее, чем меньше величина рассматриваемых звезд отличается от предельной величины каталога. Зонн предложил метод учета этой селекции.

При анализе ряда работ, касающихся распределения поглощения по лучу зрения, было установлено, что начиная с некоторого расстояния

кривые распределения не нарастают, а идут параллельно оси абсцисс до больших расстояний. По-видимому, основной причиной этого является статистическая селекция. На больших расстояниях от Солнца мы наблюдаем звезды, которые попадают в участки с меньшим поглощением.

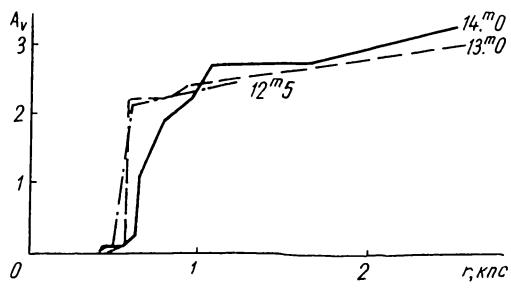


Рис. 2. Распределение поглощения с расстоянием для ПК40.

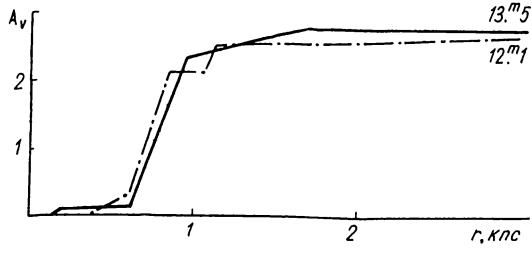


Рис. 3. Распределение поглощения с расстоянием для области скопления NGC 6913.

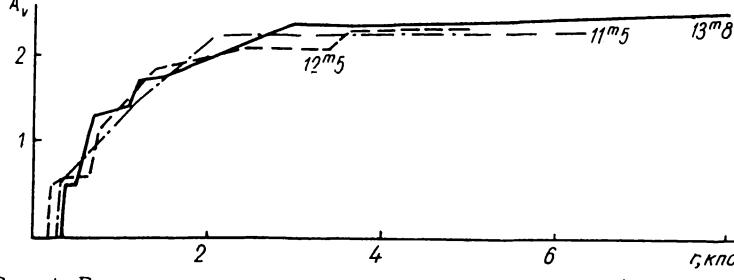


Рис. 4. Распределение поглощения с расстоянием для области скопления NGC 7654.

Как будет вести себя точка, с которой начинается выпрямление, если изменить предельную величину каталога? Зависит ли расстояние до этой точки от плотности поглощающего вещества на первом килопарсеке?

Чтобы ответить на эти вопросы, мы привлекли данные о распределении поглощения по лучу зрения из работ Т. Эльвиуса [5, 6], Е. К. Харладзе [7], Г. Л. Федорченко [8], Л. И. Колесник [9], Э. П. Полищук [10] и неопубликованные данные для области скопления NGC 7654, предоставленные нам В. И. Ворошиловым.

Для трех областей — ПК40, NGC6913 и NGC7654 — построены кривые распределения поглощения с расстоянием для различных предельных величин каталогов (рис. 2—4). Из рис. 2—4 видно, что во всех случаях уменьшение предельной величины каталогов всего на одну звездную величину приводит к смещению точки, с которой начинается выпрямление, влево и вниз.

На рис. 5 даны кривые распределения поглощения с расстоянием для четырех различных направлений в Галактике. Выбранные области имеют одинаковый размер (1 кв. градус), а фотометрический материал получен на одном и том же инструменте (АЗТ-2 ГАО АН УССР). Из

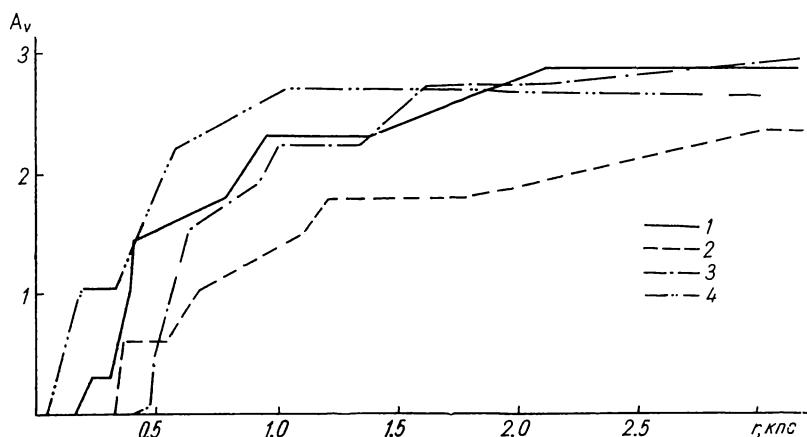


Рис. 5. Распределение поглощения с расстоянием для четырех направлений в Галактике.

1 — NGC 7086, 2 — NGC 7654, 3 — NGC 6913, 4 — NGC 6823.

рис. 5 видно, что чем выше плотность поглощающей материи на первом килопарсеке, тем ближе к Солнцу начинается выпрямление кривой распределения поглощения с расстоянием. Особенно хорошо это видно

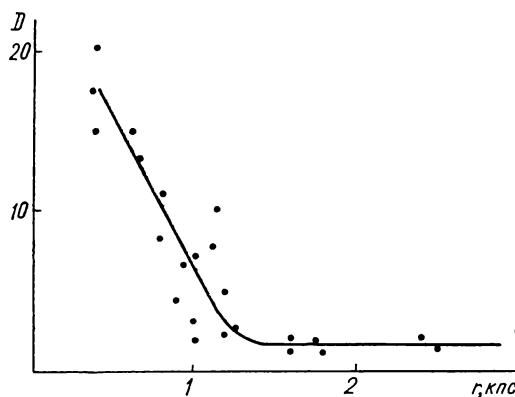


Рис. 6. Зависимость расстояния до точки, с которой начинается выпрямление кривой распределения поглощения по лучу зрения, от плотности пыли на первом килопарсеке.

на рис. 6, на котором дана зависимость расстояния до упомянутой выше точки от плотности поглощающего вещества на первом килопарсеке. По-видимому, для областей с большей плотностью пыли на первом килопарсеке влияние статистической селекции становится заметным раньше, чем для областей с меньшей плотностью.

Таким образом, расстояние до точки, с которой начинается выпрямление кривой распределения поглощения по лучу зрения, зависит от предельной величины каталога (при уменьшении предельной величины эта точка смещается влево и вниз) и от плотности поглощающего вещества на первом килопарсеке.

Для исследования распределения поглощающего вещества в северной части Млечного Пути взяты только те данные, которые относятся к расстояниям, меньшим 3 кпс, чтобы уменьшить эффект статистической селекции.

Распределение пыли в северной части Млечного Пути

В [11] дана характеристика имеющихся данных о поглощении в северной части Млечного Пути ($0^\circ < |l| < 180^\circ$) и приведение их к одной фотометрической системе (UBV). По этим данным и на основании оценки плотностей пылевой материи для различных расстояний от Солнца получена более детальная картина распределения пыли в галактических долготах от 0 до 180° для зоны $\pm 20^\circ$ по широте (рис. 7 и 8).

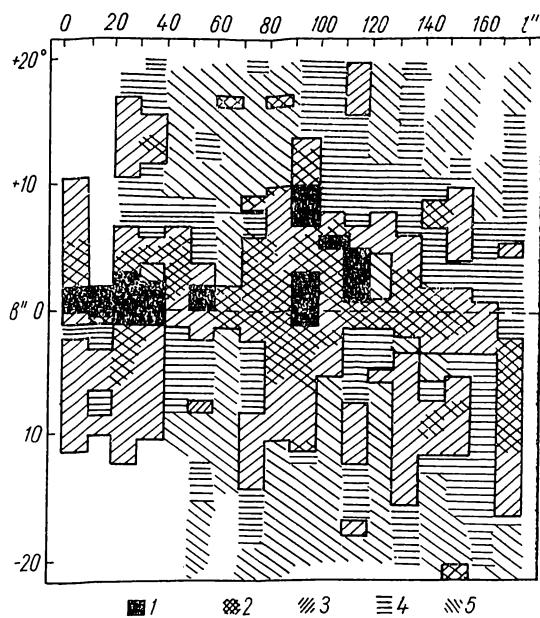


Рис. 7. Распределение поглощения по широте и долготе.

$$1 - A_V \geq 2^m \text{окпс}; \quad 2 - 2^m > A_V \geq 1^m 5 \text{окпс}; \quad 3 - 1^m 5 \geq A_V \geq 1^m 0 \text{окпс}; \quad 4 - 1^m 0 > A_V \geq 1^m 5 \text{окпс}; \quad 5 - 0^m 5 > A_V.$$

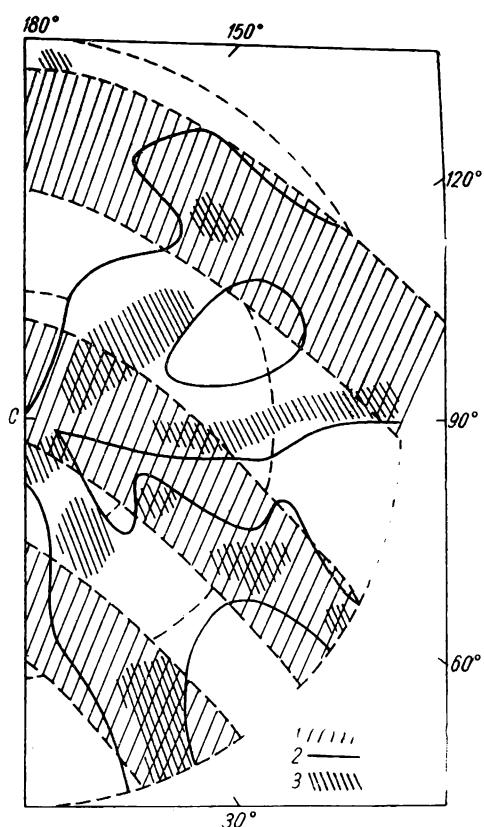
Исследование пространственного распределения поглощающей материи (рис. 7) показало, что она концентрируется в образованиях различных размеров и плотностей. Вблизи плоскости Галактики и в ней лежит шесть образований, поглощение в которых больше 2^m . Они наблюдаются в интервалах долгот около $0-40^\circ$, $50-60^\circ$, $90-100^\circ$, $100-110^\circ$ и $110-120^\circ$. Сравнительно плотные образования встречаются и вне пояса $\pm 10^\circ$. Ниже галактической плоскости на широте -21° лежит облако с поглощением около 2^m .

Сплошная линия на рис. 7 ограничивает области, поглощение в которых больше одной звездной величины. Из рис. 7 видно, что основная масса поглощающей материи расположена довольно симметрично относительно плоскости галактического экватора. Асимметрия наблюдается только для областей, плотность поглощения в которых больше $2^m/\text{окпс}$. В рассматриваемой части Галактики они имеют тенденцию располагаться выше плоскости.

Более детально, чем в работе [11], картина распределения поглощающего вещества в проекции на галактическую плоскость для зоны $\pm 5^\circ$ представлена на рис. 8. Здесь мы видим несколько плотных образований различных размеров и форм. Большое облако поглощающей материи наблюдается между долготами 110 — 140° . Оно начинается с расстояния около $400 pc$ и простирается почти до $1600 pc$. Часть этого облака лежит в ветви Киля—Лебедя, а большая часть — между этой ветвью и ветвью Персея. Мощное пылевое образование, довольно узкое, но протяженное, наблюдается между долготами 90 — 100° . Концы его лежат, по-видимому, в обеих ветвях — Киля—Лебедя и Персея, образуя перемычку между ними. Подобная пылевая перемычка наблюдается между ветвями Киля—Лебедя и Стрельца. О наличии этой перемычки высказывали предположение многие наблюдатели. В работах И. И. Проник [12] и В. И. Кузнецова [13] подтверждается ее существование. Центральная часть перемычки лежит между долготами 20 — 30° . На расстоянии около $1300 pc$ плотность пылевого вещества в ней падает (поглощение равно 1 — 2^m), а затем снова увеличивается с расстояния $2 kpc$ и остается довольно высокой (поглощение более 2^m) до $3 kpc$. Здесь проходит ветвь Стрельца.

Рис. 8. Картина распределения поглощающего вещества в проекции на галактическую плоскость.

1 — спиральные рукава; 2 — $A_V > 1^m 0$;
3 — $A_V > 2^m 0$.



Сравнительно небольшие, но плотные пылевые облака (поглощение больше 2^m) наблюдаются в направлении долготы 60° на расстояниях около 1.3 , 2.2 , $3 kpc$. Все три облака приходятся на ветвь Киля—Лебедя. Между долготами 130 — 140° на расстоянии около $2.2 kpc$ лежит плотное пылевое образование с поглощением более 2^m , которое принадлежит, по-видимому, ветви Персея. Еще одно плотное образование наблюдается на внешней стороне ветви Персея в направлении 175° на расстоянии около $2.9 kpc$.

Сплошная линия на рис. 8 ограничивает области, плотность поглощения в которых больше $1^m/kpc$. Эти области наблюдаются как в спиральных рукавах, так и между ними. Сектор Галактики в интервале долгот 150 — 180° , за исключением одного небольшого плотного пылевого облака, характеризуется малым поглощением до $3 kpc$. Области с малым поглощением ($< 1^m$) наблюдаются также между долготами 70 — 80° и 0 — 10° . Как уже говорилось в работе [11], в этих направлениях наблюдаются в большом количестве звезды О—ВО.

Таким образом, из рассмотренной картины распределения поглощающего вещества в проекции на галактическую плоскость следует, что плотные пылевые образования не могут служить надежными индикаторами спиральных ветвей, так как они расположены не только в спиральных ветвях, но и между ними, образуя в некоторых случаях пылевые перемычки.

Основные выводы

Результаты работ [2, 10, 11] и настоящего исследования позволяют сделать следующие основные выводы.

1. Наиболее реальное значение отношения общего поглощения к избытку цвета в V -лучах, по-видимому, равно 3.0.

2. Расстояние до точки, с которой начинается выпрямление кривой распределения поглощения по лучу зрения, зависит от предельной величины каталога (при уменьшении предельной величины каталога эта точка смещается влево и вниз) и от плотности поглощающего вещества на первом килопарсеке.

3. Поглощающие облака расположены как в спиральных ветвях, так и между ними. В северной части Млечного Пути они образуют две перемычки: а) между ветвями Киля—Лебедя и Стрельца; б) в направлении долгот $90-100^\circ$ — между ветвями Киля—Лебедя и Персея.

4. Поглощающее вещество распределено симметрично относительно галактической плоскости. Асимметрия наблюдается для образований, плотность поглощения в которых больше $2^m/кpc$. Довольно плотные пылевые образования лежат и на значительном расстоянии от плоскости Галактики.

Автор выражает благодарность сотрудникам ГАО АН УССР В. И. Ворошилову, Л. Н. Колеснику и Г. Л. Федорченко за предоставленные неопубликованные данные и за помочь в выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson H. L. — Ap. J., **141**, Numb. 3, 1965.
2. Ворошилов В. И. і Поліщук Е. П. — ДАН УРСР, **5**, 1969.
3. Reddish V. C. — Commun. From the Royal obs. Edinburgh., **11**, 1967.
4. Зонн В. — Астрон. ж., **33**, 6, 1956.
- 5—6. Elvius T. — Stockholm obser. Annaler, **16**, Numb, 4, 5, 1951.
7. Харадзе Е. К. — Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., **12**, 1952.
8. Федорченко Г. Л. — Астрометрия и астрофизика, 8. «Наукова думка», К., 1969.
9. Колесник Л. Н. — Там же.
- 10—11. Полищук Э. П. — Там же.
12. Проник И. И. — Изв. КрАО, **22**, 152, 1960.
13. Кузнецов В. И. — Астрометрия и астрофизика, 3, 109. «Наукова думка», К., 1968.

ANALYSIS OF DATA ON ABSORPTION IN THE NORTHERN PART OF THE MILKY WAY

E. P. POLISHCHUK

Summary

The values of absorption for different galactic longitudes are obtained on the basis of star cluster data. It is found that the distance up to the point, where the straightening of the absorption distribution curve begins, depends on the limiting magnitude of catalogue and the density of absorbing matter near the Sun.

The picture of absorbing matter distribution in the Northern part of the Milky Way is given.

СТРОЕНИЕ ЗВЕЗДНОГО ПОЛЯ В НАПРАВЛЕНИИ НА СКОПЛЕНИЕ

NGC 6913.

II. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД

Л. Н. Колесник

Цель настоящей работы — изучить пространственное распределение звезд в площадке, окружающей NGC 6913, и сопоставить его с распределением поглощающего вещества, объектов, населяющих спиральные ветви Галактики, а также областями HI.

Площадка, в центре которой находится скопление NGC 6913, расположена в созвездии Лебедя в направлении на местную спиральную ветвь вблизи галактического экватора:

$$\alpha_{1960} = 20^h 22^m 7, \quad \delta_{1960} = +38^\circ 23',$$

$$l^{\text{II}} = 76^\circ 9, \quad b^{\text{II}} = +0^\circ 6.$$

Из девяти направлений, изученных Мак Каски [1], наибольшее количество ранних звезд обнаружено в направлении $l^{\text{II}} = 76^\circ 5$. В [2] высказано предположение, что NGC 6913 — центр ассоциации. О том, что в этом направлении луч зрения идет вдоль спиральной ветви, убедительно свидетельствуют данные работы Неккеля и Кларе [3]. Поэтому целесообразно было изучить пространственное распределение звезд различных спектральных типов в направлении NGC 6913 и сопоставить полученные результаты с данными о других направлениях в Галактике.

Материалом для исследования послужил составленный в ГАО АН УССР и Абастуманской астрофизической обсерватории каталог величин B , V 12000 звезд и спектральных классов 1473 звезд в семи площадках, расположенных в северной части Млечного Пути [4], а также данные о распределении поглощающей материи в рассматриваемой области [5]. В площадке вокруг NGC 6913 определены величины B , V 1337 звезд, спектральная классификация проведена для 338 звезд. Если класс светимости звезды не был определен, он оценивался приближенно по показателям цвета. Конечно, такие оценки недостаточно уверены. Распределение звезд площадки по спектральным типам таково:

| Спектр | O5—B1 | B2—B5 | B7—B9 | A0—A1 | A2—A7 | A8—F2 | F5—G0 | G1—G8 | K0—K2 | K3—K5 | K7—M1 | M2—M5 |
|-------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Количество звезд | 12 | 44 | 15 | 7 | 53 | 28 | 64 | 48 | 18 | 21 | 5 | 6 |
| Процент от общего числа звезд | 3 | 13 | 5 | 2 | 17 | 8 | 21 | 14 | 6 | 7 | 2 | 2 |

Для изучения пространственного распределения звезд определены расстояния всех звезд, имеющих спектральную классификацию. Было использовано соотношение

$$\log r = 0.2 [V - M_V - A_V(r)] + 1.$$

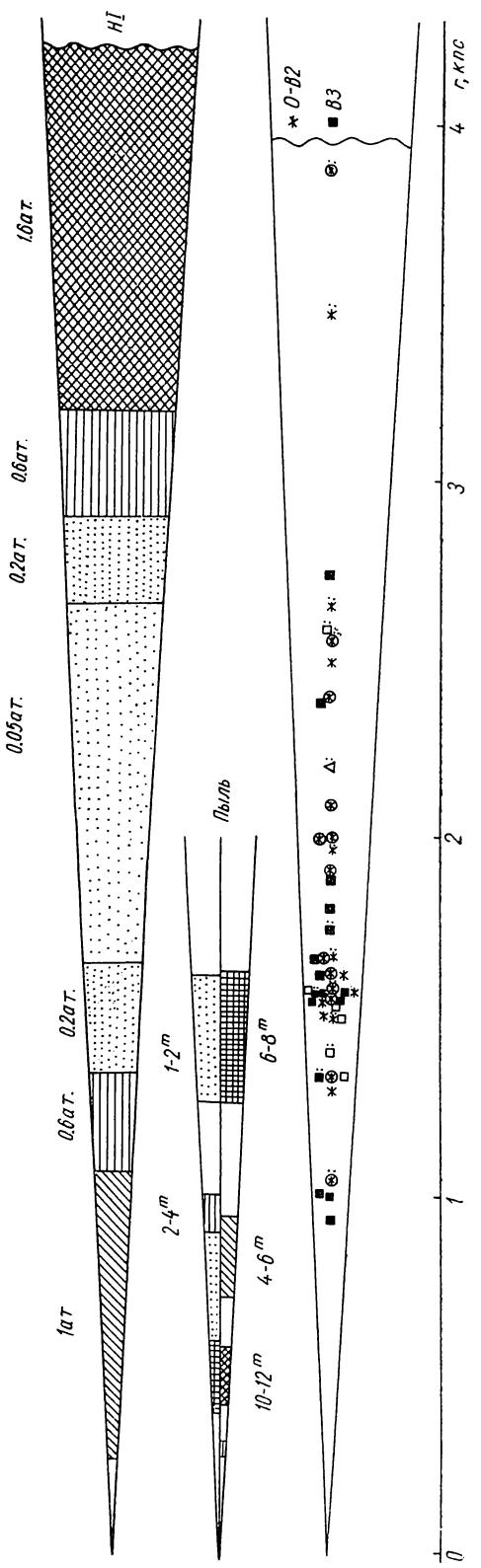
Нормальные цвета и абсолютные величины звезд взяты из [6]. Среднее для данного расстояния поглощение учитывалось в соответствии с кривой зависимости A_V от r из [5]. Пространственные плотности звезд $D(r)$ находились делением числа звезд в данном интервале расстояния на соответствующий объем пространства. Вычисленные пространственные плотности звезд различных спектральных типов $D(r)$ на $10^3 pc^3$ приведены в таблице.

На рисунке изображено распределение вдоль луча зрения межзвездного поглощающего вещества, нейтрального водорода и звезд

| <i>r, pc</i> | O5—B1 | | | B2—B5 | | | B7—B9 | | | A0—A1 | | |
|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | I—III | V | общая | III | IV—V | общая | III | V | общая | III | V | общая |
| 100 | | | | | | | | | | | | |
| 200 | | | | | | | | | | | | |
| 300 | | | | | | | | | | | | |
| 400 | | | | | | | | | | | | |
| 500 | | | | | | | 0.205 | 0.205 | | 0.339 | 0.339 | |
| 600 | | | | | | | 0.138 | 0.138 | | | | |
| 700 | | | | | | | | | | | | |
| 800 | | | | | | | | 0.074 | 0.074 | 0.074 | 0.074 | |
| 900 | | | | | | | | 0.058 | 0.058 | 0.058 | 0.058 | |
| 1000 | | | | 0.092 | 0.092 | | | 0.046 | 0.046 | 0.046 | 0.046 | |
| 1100 | | 0.038 | 0.038 | 0.076 | | | | 0.076 | 0.076 | 0.076 | 0.076 | |
| 1200 | | | | | | 0.032 | | | 0.032 | | | |
| 1300 | 0.027 | 0.027 | | 0.027 | 0.027 | | | 0.027 | 0.027 | 0.027 | 0.027 | |
| 1400 | | | | 0.069 | 0.023 | 0.092 | | | | | | |
| 1500 | 0.020 | 0.020 | | 0.040 | 0.020 | 0.060 | | | 0.079 | 0.079 | | |
| 1600 | | | | 0.017 | 0.191 | 0.208 | | | 0.035 | 0.035 | | |
| 1700 | 0.030 | 0.015 | 0.045 | | 0.046 | 0.046 | | | | | | |
| 1800 | | | | | 0.041 | 0.041 | | | | | | |
| 1900 | 0.012 | | 0.012 | 0.012 | 0.024 | 0.036 | | | | | | |
| 2000 | 0.022 | 0.011 | 0.033 | | | | | | | | | |
| 2100 | 0.010 | | 0.010 | | | | | | | | | |
| 2200 | | | | | | | | | | | | |
| 2300 | | | | | | | | | | | | |
| 2400 | 0.008 | | 0.008 | | 0.008 | 0.008 | | | | | | |
| 2500 | | 0.007 | 0.007 | | | | | | | | | |

| <i>r, pc</i> | A2—A7 | | | A8—F2 | | | F5—G0 | | | G1—G8 | | |
|------------------|--------|-------|-------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|-------|
| | II—III | IV—V | общая | II—III | V | общая | I—III | V | общая | III | IV—V | общая |
| 100 | | | | | | | | | | | | |
| 200 | | | | | | | | | | | | |
| 300 | 0.659 | 0.659 | | 0.659 | 0.659 | 0.659 | 2.638 | 3.297 | | 8.950 | 8.950 | |
| 400 | 1.693 | 1.693 | | 1.354 | 1.354 | | 3.386 | 3.386 | 0.339 | 13.848 | 13.848 | |
| 500 | 1.438 | 1.438 | 0.205 | 0.822 | 1.027 | 0.205 | 6.368 | 6.573 | | 2.371 | 2.710 | |
| 600 | 0.826 | 0.826 | 0.413 | 0.551 | 0.964 | 0.413 | 1.102 | 1.515 | 0.551 | 0.822 | 0.822 | |
| 700 | 0.789 | 0.789 | 0.099 | 0.296 | 0.395 | 0.197 | | 0.197 | 0.395 | | 0.395 | |
| 800 | 0.519 | 0.519 | 0.148 | | 0.148 | 0.148 | | 0.148 | 0.074 | | 0.074 | |
| 900 | 0.058 | 0.462 | 0.520 | 0.058 | 0.058 | 0.116 | | | | 0.058 | 0.058 | |
| 1000 | 0.046 | 0.046 | 0.092 | | | | | | | 0.046 | 0.046 | |
| 1100 | 0.038 | 0.038 | 0.076 | | | | | | | | | |
| 1200 | 0.095 | 0.032 | 0.127 | | | | | | | | | |
| 1300 | | | | | | | | | | | | |
| 1400 | 0.023 | | 0.023 | | | | | | | | | |
| 1500 | | | | | | | | | | | | |
| 1600 | | | | | | | | | | | | |
| 1700 | | | | | | | | | | | | |
| 1800 | | | | | | | | | | | | |
| 1900 | | | | | | | | | | | | |
| 2000 | | | | | | | | | | | | |
| 2100 | | | | | | | | | | | | |
| 2200 | | | | | | | | | | | | |
| 2300 | | | | | | | | | | | | |
| 2400 | | | | | | | | | | | | |
| 2500 | | | | | | | | | | | | |

O—B3. Как видно из рисунка, на расстоянии 1—2 кпс в изученном направлении наблюдается значительное количество звезд ранних спектральных типов. Максимум их плотности приходится на расстояние 1.6 кпс. Группировки звезд высоких светимостей заметны также на расстояниях 1.9 и 2.5 кпс. Большие расхождения в определении разными авторами расстояния до скопления NGC 6913, видимо, объясняются



тем, что звезды ранних спектральных типов обнаруживаются в этом направлении несколько группировок.

Данные настоящей работы недостаточны для того, чтобы делать заключения о наличии или отсутствии корреляции в распределении звезд, пылевой материи и областей НI в окрестностях Солнца. Однако можно с уверенностью утверждать, что в изученном направлении группировки звезд O—B3 расположены в области пониженной плотности НI. Не обнаружена взаимосвязь в распределении пылевых облаков и областей повышенной плотности нейтрального водорода. Из рисунка видно, что ближайшие пылевые облака, находящиеся на расстоянии 400—900 pc, лежат в области, где плотность НI составляет 1 atom/cm³; облако, находящееся на расстоянии 1.3—1.6 kpc, — в области, где плотность НI составляет всего 0.2 atom/cm³, т. е. облака межзвездного поглощающего вещества лежат как в области большой плотности НI, так и в промежутках между плотными водородными облаками.

Что касается связи в распределении звезд и пылевой материи, то можно, по-видимому, утверждать, что область наибольшей плотности звезд O—B5 совпадает с самым удаленным из обнаруженных пылевых облаков. Увеличение плотности на этом расстоянии намечается также у звезд B7—B9, несмотря на то, что звезды этих спектральных классов охвачены в данном исследовании полностью лишь до расстояния 1200 pc.

Звезды спектральных классов AV—FV обнаруживаются максимум плотности на расстоянии 400—500 pc. Характерно, что наибольшие плотности вблизи $r=500$ pc обнаруживаются также гиганты III—KIII.

Планируемое в ГАО АН УССР изучение пространственного распределения звезд в направлении $\pi=186^{\circ}.6$ дополнит настоящее исследование, позволив определить плотности звезд различных спектральных типов также в пространстве между ветвями и сопоставить полученные результаты с данными для местной спиральной ветви.

Хочется еще раз обратить внимание на настоятельную необходимость распространения звездно-статистических исследований в сторону более слабых звезд, что дало бы возможность проникнуть на большие расстояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mc Cuskey S. W. — *Astroph. Journal*, **123**, № 3, 458, 1956.
2. Амбарцумян В. А. — *Астрон. журн.*, **27**, 4, 228, 1950.
3. Klage G. und Neckel T. — *Zeitschr. für Astroph.* **66**, 45, 1967.
4. Ворошилов В. И. и др. Каталог величин B и V 12000 звезд, «Наукова думка», К., 1969.
5. Каландадзе Н. Б. и Колесник Л. Н. — Астрометрия и астрофизика, 8. «Наукова думка», К., 1969.
6. Landolt-Bornstein Zahlenwerte und Funktionen aus Wissenschaft und Technik, Springer Verlag, Berlin, 297, 1965.

THE STRUCTURE OF THE MILKY WAY FIELD AROUND NGC 6913.

II. THE STELLAR SPACE DISTRIBUTION

L. N. KOLESNIK

Summary

The space density function for stars was determined in the Milky Way field around NGC 6913 in the direction $l=76^{\circ}.9$, $b=+0^{\circ}.6$ (along the local spiral arm toward Cygnus) by means of BV-photometry and spectral classification. O—B3 stars are concentrated at distances of 1—2 kpc, the density shows maximum at a distance of 1.6 kpc. There are also concentrations of O—B3 stars at distances of 1.9 and 2.5 kpc. The density for classes AV—FV shows maximum between 400 and 500 pc.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА WZ Cas В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ И ВИЗУАЛЬНЫХ ЛУЧАХ

Э. С. Хейло

Блеск WZ Cas исследован по следующим рядам наблюдений: 1) визуальным величинам Т. П. Захарова [1], 2) визуальным величинам М. Бейера [2], 3) гарвардским визуальным величинам [3, 4, 5], 4) фотографическим величинам Н. Ф. Флори [6], 5) фотографическим величинам автора.

Последний ряд получен по снимкам Службы неба ГАО АН УССР [7]. Звездные величины WZ Cas определены путем глазомерных оценок, поскольку у нее имеется близкий довольно яркий спутник, затрудняю-

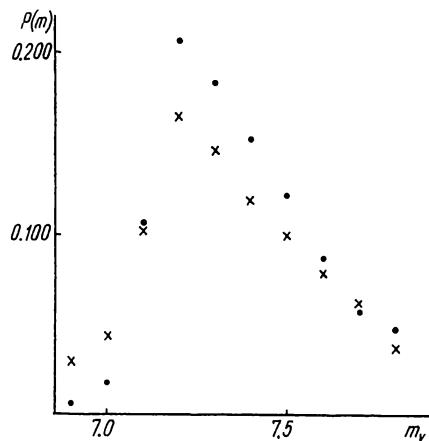


Рис. 1. Наблюденные функции распределения для интервалов до и после JD 2429450.

щий фотометрирование. Из голосеевской серии использован 161 снимок. При наличии нескольких снимков за одну ночь значения звездных величин WZ Cas усреднялись. Эти наблюдения приведены в табл. 2.

1—3 ряды наблюдений сведены к гарвардской системе визуальных величин, а 4 — к голосеевской фотографической системе по общим звездам сравнения.

Таким образом, в нашем распоряжении оказалось два ряда величин: визуальный (726 наблюдений) и фотографический (247 наблюдений), весьма неоднородно распределенные по времени.

К сожалению, сопоставить изменения блеска в двух цветах не оказалось возможным, поскольку одновременных наблюдений нет.

Блеск WZ Cas меняется медленно. По нашим наблюдениям не отмечаются сколько-нибудь заметные колебания блеска в течение одной ночи. Однако возможность таких колебаний полностью исключить нельзя. Для окончательного ответа требуется более точное определение звездных величин WZ Cas.

С целью изучения общего характера изменения блеска WZ Cas строились функции распределения звездных величин в обоих цветах. На рис. 1 приведены сглаженные функции распределения визуальных величин для двух разных интервалов времени: крестики соответствуют наблюдениям до JD 2429450, точки — после этого момента.

Как следует из рис. 1, в обоих случаях тип функции распределения один и тот же, положения максимумов распределения имеют одну и ту

же абсциссу. В этом смысле можно говорить о стационарности распределения блеска WZ Cas.

На рис. 2 и 3 показаны функции распределения блеска в обоих цветах по всем наблюдениям.

Оба распределения асимметричны. В визуальных лучах звезда преимущественно яркая (распределение типа *a* [9]), в фотографиче-

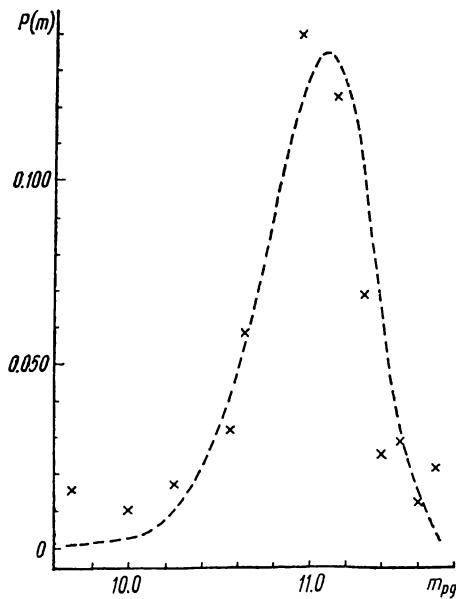


Рис. 2. Функция распределения фотографических звездных величин WZ Cas.

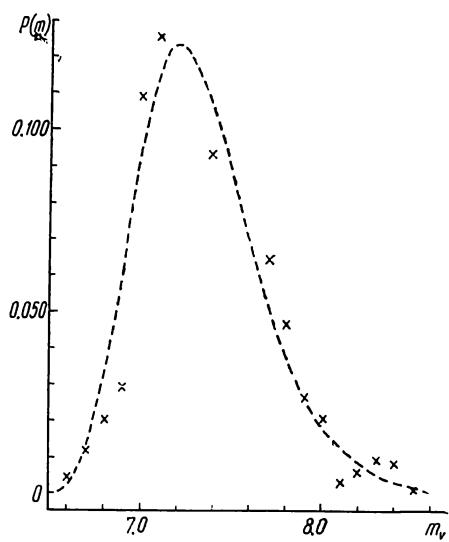


Рис. 3. Функция распределения визуальный звездных величин WZ Cas.

ских — преимущественно слабая (распределение типа *c*). Интересно осуществить аналогичные исследования других полуправильных и неправильных переменных звезд с амплитудами около 2^m .

Теоретические аппроксимирующие распределения вычислялись двумя способами — по методу сумм [8] и как гамма-распределения. Параметры теоретических распределений, наилучшим образом удовлетворяющих наблюденным, приведены в табл. 1. Пунктирными линиями на рис. 2 и 3 нанесены соответствующие гамма-распределения.

Для метода сумм смысл параметров следующий. Если изменение блеска звезды, обозначенное через x , связано со случайной нормально распределенной величиной x_0 соотношением

$$x = x_0 + x_0^3,$$

то плотность распределения $\varphi(x)$ записывается в форме:

$$\varphi(x_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \frac{1}{1+3x_0^2} \cdot e^{-\frac{(x_0-a_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где a_0 , σ — параметры нормального распределения величины x_0 . В случае гамма-распределения

$$\varphi(x) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)\beta^{\alpha+1}} x^\alpha e^{-\frac{x}{\beta}}. \quad (2)$$

Значения α и β определяются из соотношений

$$\left. \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \right|_{x=\hat{x}} = 0$$

$$\varphi(x) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)} \left(\frac{x}{\alpha} \right)^{\alpha+1} e^{-x}. \quad (3)$$

Здесь \hat{x} — положение максимума распределения на сглаженной наблюдаемой кривой $\varphi(x)$. Техника определения α и β описана в [8].

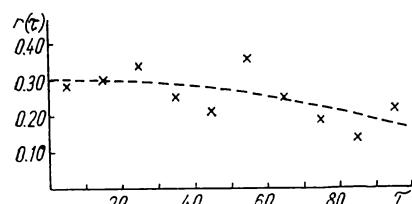


Рис. 4. Корреляционная функция WZ Cas.

Таблица 1

| Набл. | σ | a_0 | α | β | A_{ct} | Тип распределения |
|-------|----------|-------|----------|---------|----------|-------------------|
| pg | 0.044 | 0.202 | 7.50 | 1.07 | 2.1 | c |
| v | 0.044 | 0.194 | 6.25 | 1.28 | 2.1 | a |

Нашиими наблюдениями не подтверждается ни одно из опубликованных ранее [1, 10, 11] значений периодов изменения блеска WZ Cas.

Таблица 2

| JD | m | JD | m | JD | m | JD | m |
|--------|-----------|--------|----------|--------|----------|--------|----------|
| 243... | | | | | | | |
| 5364.4 | 11.1 | 7365.3 | 11.2 | 7555.4 | 11.1 (4) | 8237.4 | 9.8 |
| 365.3 | 10.9 | 367.3 | 11.2 | 556.4 | 11.0 (2) | 262.4 | 10.9 |
| 542.3 | 10.8 | 373.4 | 11.5 | 562.5 | 11.0 (2) | 291.4 | 11.1 (4) |
| 598.4 | 11.1 | 379.4 | 10.5 (5) | 581.3 | 11.1 (2) | 292.4 | 11.1 (3) |
| 607.4 | 11.2 | 381.6 | 11.6 (2) | 584.4 | 11.3 (9) | 295.4 | 11.2 (5) |
| 630.5 | 10.8 | 400.5 | 11.2 | 607.3 | 11.4 (3) | 296.5 | 10.8 |
| 633.4 | 9.9 | 404.5 | 11.2 | 674.4 | 11.6 | 298.4 | 10.8 |
| 660.5 | 9.8 | 410.5 | 11.4 | 724.3 | 11.7 | 300.5 | 10.4 (2) |
| 690.5 | 10.3 | 411.5 | 11.4 | 730.3 | 11.7 | 301.5 | 10.6 (3) |
| 843.2 | 11.7 | 458.4 | 10.9 | 733.5 | 11.7 (2) | 322.3 | 10.5 |
| 874.3 | 10.8 | 462.4 | 11.6 | 811.7 | 10.5 | 344.2 | 10.4 |
| 885.3 | 10.4 | 466.4 | 11.3 (3) | 827.5 | 11.2 | 349.4 | 9.8 (2) |
| 890.3 | 10.7 (2)* | 468.4 | 11.2 (3) | 873.4 | 11.2 | 353.4 | 9.7 |
| 926.4 | 10.4 | 488.4 | 11.5 | 904.4 | 11.5 (3) | 374.3 | 10.5 (3) |
| 6084.5 | 10.4 | 496.5 | 11.5 | 911.4 | 11.2 (3) | 378.3 | 10.9 (3) |
| 422.3 | 11.2 | 498.4 | 11.3 (2) | 912.4 | 10.1 (2) | 653.3 | 10.3 |
| 455.4 | 11.2 | 501.4 | 11.4 | 913.4 | 10.8 | 685.5 | 9.7 (2) |
| 465.4 | 11.1 | 518.4 | 11.4 | 941.3 | 11.5 | 697.3 | 10.4 |
| 488.4 | 11.2 | 521.5 | 11.2 | 8206.4 | 10.0 | 710.3 | 10.0 |
| 490.4 | 11.2 | 526.5 | 11.3 (2) | 207.5 | 10.8 | | |
| 518.3 | 11.5 | 546.4 | 11.2 | 208.4 | 10.8 | | |
| 576.3 | 11.7 | 548.3 | 11.2 | 227.4 | 9.6 | | |
| 645.6 | 11.5 | 549.3 | 11.2 (4) | 230.5 | 9.8 (2) | | |
| 793.4 | 10.8 | 551.4 | 11.1 (7) | 231.4 | 10.3 | | |
| 871.5 | 10.8 | 553.4 | 11.1 (4) | 235.4 | 10.6 (3) | | |

* Цифры в скобках обозначают количество снимков в данную ночь.

Для выяснения вопроса о периоде WZ Cas визуальный ряд был подвергнут автокорреляционному анализу. Вычислялись значения $r(\tau)$ при τ от единицы до 100 и единичном интервале времени $\Delta t = 1^d$:

$$r(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^{n_\tau} u_i u_{i+\tau}}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n_\tau} u_i^2 \sum_{i=1}^{n_\tau} u_{i+\tau}^2}}, \quad (4)$$

где $u_i = m_i - m$ — тот член последовательности, для которого имеется член $u_{i+\tau} = m_{i+\tau} - m$, смещенный на τ единичных интервалов времени [12]. Полученная коррелограмма (рис. 4) свидетельствует о том, что период WZ Cas не может быть меньше 400 дней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров Т. П. — ПЗ, 8, 435, 1952.
2. Веуег М. — Erg. AN 12, 2, 1950.
3. Раупе-Гапосчкін С. — НА, 110, Namb. 1—8, 1941.
4. Раупе-Гапосчкін С. — НА, 116, Namb. 1, 2, 4, 1950.
5. Раупе-Гапосчкін С. — НА, 118, 26, 1952.
6. Флоря Н. Ф. — Труды ГАИШ, 16, 187, 1949.
7. Лукацкая Ф. И., Хейло Э. С. — см. наст. сб.
8. Лукацкая Ф. И. — ПЗ, 14, 309, 1963.
9. Лукацкая Ф. И. — ПЗ, 15, 451, 1965.
10. Selivahov S. — Pulc. Circ., Namb. 12, 29, 1934.
11. Romano Y. — Padova Publ., Namb. 116, 1959.
12. Лукацкая Ф. И. — Астрофизика, 2, 345, 1966.

INVESTIGATION OF LIGHT VARIATIONS OF WZ Cas IN PHOTOGRAPHIC AND VISUAL REGIONS

E. S. KHEYLO

Summary

The results are presented concerning statistical processing of series of visual and photographic magnitudes for WZ Cas. The author used his own observations as well as those published by other investigators. The light distribution functions are determined, which appeared to be asymmetrical. Theoretical approximating distributions were calculated. The star is predominating bright in yellow rays and faint in blue ones. The values of light variation period obtained by other authors are not confirmed. The correlative analysis of visual magnitudes shows that the period of WZ Cas is not less than 400 days.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА MZ Cas И TZ Cas В B- И V-ЛУЧАХ

Ф. И. Лукацкая, Э. С. Хейло

Блеск MZ Cas и TZ Cas определялся по пластинкам Службы неба ГАО АН УССР, полученным в 1956—1963 гг. при помощи двухкамерного астрографа ($D=120$ мм, $f=700$ мм). Всего была использована 381 экспозиция переменных, из которых 207 — на пластинах Agfa Astro без фильтра, остальные — на Agfa Astro Panchromatisch с оранжевым фильтром. Выдержка в подавляющем большинстве случаев составляла 1 час. Фотометрическая обработка негативов производилась при помощи микрофотометра МФ-2. В качестве фотометрического стандарта использовались B- и V-величины звезд в скоплениях NGC 129 и NGC 225 [1], расположенных на тех же пластинах. Некоторое количество снимков без фильтра (с плохим качеством изображения) обработано путем глазомерных оценок.

Фотометрическая система наших снимков на пластинах Agfa Astro близка к B, цветовое уравнение фотовизуальных пластиночек равно $+0^m.25$ [2].

Карты окрестностей изученных переменных с указанием звезд сравнения приведены на рис. 1 и 2, величины звезд сравнения — в табл. 1 и 2.

Приложение содержит сводку наблюдений, величины V приведены с учетом поправки за цветовое уравнение.

У обеих переменных блеск изменяется медленно. Общий характер изменения блеска виден из распределений, показанных на рис. 3 и 4.

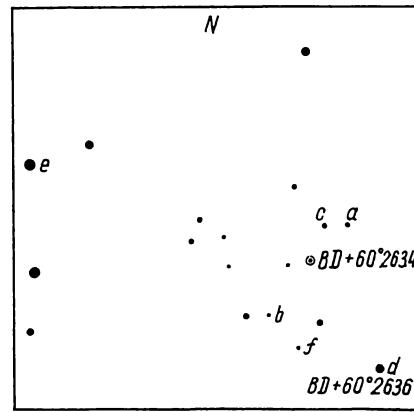


Рис. 1. Карта звезд сравнения для MZ Cas.

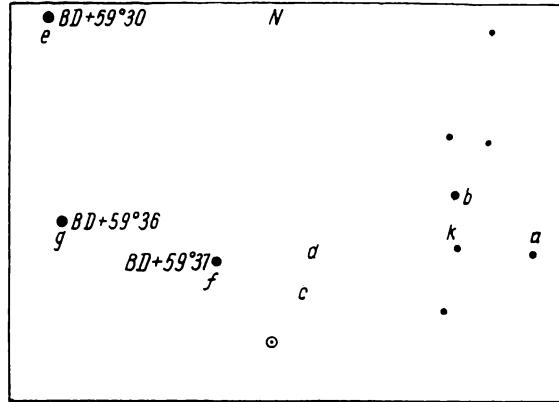


Рис. 2. Карта звезд сравнения для TZ Cas.

Для B - и V -величин, по данным приложения, получены средние значения блеска

$$\bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{n}, \quad (1)$$

где n — число наблюдений, дисперсии

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (m_i - \bar{m})^2}{n}, \quad (2)$$

и статистические амплитуды $A_{ct} = 6\sigma$ (табл. 3).

Пунктирные кривые на рис. 3 и 4 соответствуют нормальным распределениям, описываемым формулой:

$$f(m) = \frac{0 \cdot 1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m-\bar{m})^2}{2\sigma^2}}. \quad (3)$$

Таблица 1

Звезды сравнения для MZ Cas=BD+59°38

| Звезда | m_B | Звезда | m_V | CI |
|----------|------------------|----------|------------------|--------|
| <i>a</i> | 11.50 ± 0.02 | <i>e</i> | 8.14 ± 0.05 | 0.74 |
| <i>b</i> | 12.05 ± 0.05 | <i>f</i> | 9.68 ± 0.10 | 0.70 |
| <i>c</i> | 12.46 ± 0.04 | <i>g</i> | 9.09 ± 0.05 | 1.61 |
| <i>d</i> | 13.12 ± 0.03 | <i>k</i> | 10.13 ± 0.05 | 1.22 |
| | | <i>l</i> | 11.01 ± 0.09 | 1.16 |

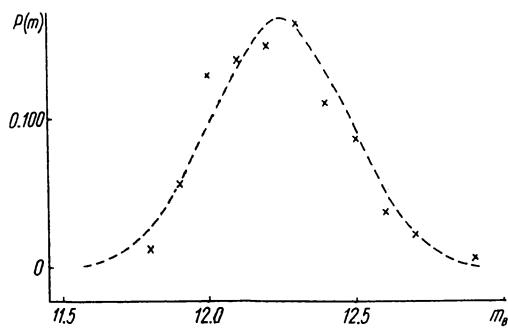
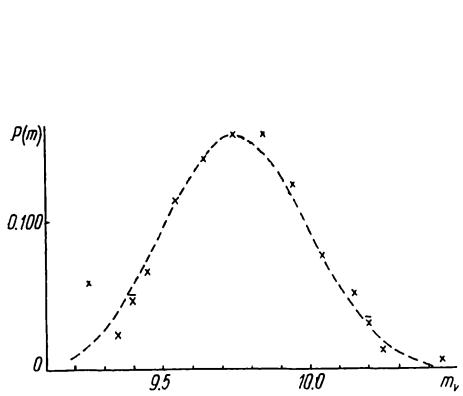


Рис. 3. Функции распределения звездных величин для MZ Cas.

Таблица 2

Звезды сравнения для TZ Cas

| Звезда | m_B | Звезда | m_V | CI |
|----------|------------------|----------|------------------|--------|
| <i>a</i> | 11.44 ± 0.02 | <i>d</i> | 7.12 ± 0.10 | 1.92 |
| <i>b</i> | 11.85 ± 0.02 | <i>e</i> | 9.77 ± 0.12 | 1.98 |
| <i>c</i> | 12.44 ± 0.04 | <i>f</i> | 10.93 ± 0.05 | 1.19 |

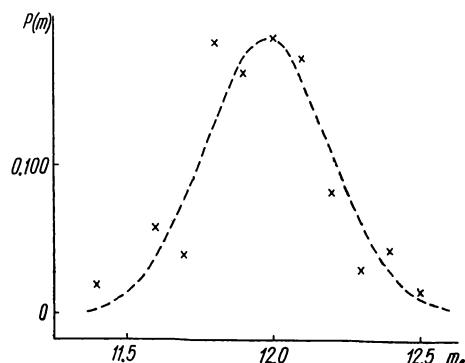
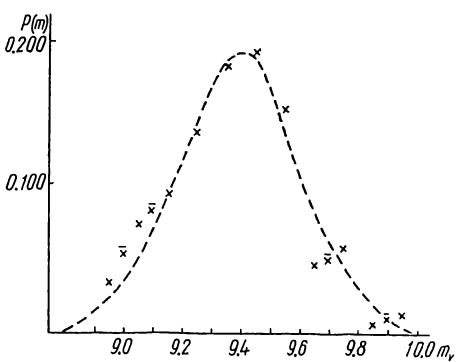


Рис. 4. Функции распределения звездных величин для TZ Cas.

Согласие между наблюденными и аппроксимирующими распределениями проверялось при помощи критерия Пирсона [3] $P(\chi_0^2)$, где

$$\chi_0^2 = \sum_{j=1}^k \frac{(n_j - \tilde{n}_j)^2}{\tilde{n}_j}. \quad (4)$$

Здесь n_j — число наблюдений в данном интервале блеска, \tilde{n}_j — соответствующее ему число, определенное по формуле (3).

Вероятности $P(\chi_0^2)$ приведены в табл. 3. Поскольку их значения больше 0.05, можно считать, что наблюденные распределения хорошо описываются формулой (3) с параметрами m и σ из табл. 3.

Параметры распределений

| Звезда | \bar{m}_V | \bar{m}_B | σ_V^2 | σ_B^2 | A_{ctV} | A_{ctB} | $P(\chi_0^2)_V$ | $P(\chi_0^2)_B$ | F |
|--------|--------------------|---------------------|--------------|--------------|-------------------|-------------------|-----------------|-----------------|------|
| MZ Cas | 9. ^m 36 | 12. ^m 25 | 0.0445 | 0.0452 | 1. ^m 4 | 1. ^m 4 | 0.43 | 0.47 | 1.02 |
| TZ Cas | 9.39 | 11.98 | 0.0567 | 0.0554 | 1.3 | 1.3 | 0.22 | 0.55 | 1.02 |

Для решения вопроса о том, являются ли распределения B и V величин одним и тем же нормальным распределением, вычислялся критерий Фишера

$$F = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2^2}, \quad (5)$$

где σ_1^2 — большая из сравниваемых дисперсий. Значения F , также приведенные в табл. 3, позволяют сделать вывод, что и B и V — величины каждой переменной — описываются одними и теми же нормальными распределениями с дисперсиями 0.0560 для MZ Cas и 0.0448 для TZ Cas [3].

Таким образом, изменения блеска обеих переменных математически моделируются нормальными случайными процессами. Этот вывод согласуется с [4], подтверждая, что у полуправильных и неправильных переменных с амплитудами около 1^m блеск распределен нормально.

Из сопоставления одновременных наблюдений в двух цветах у обеих переменных намечается линейная зависимость между B и V величинами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoag A. A. and oth. — Nav. Publ., 17, Washington, 1961.
2. Лукацкая Ф. И. — Изв. ГАО АН УССР, 5, 104, 1963.
3. Митропольский А. К. Техника статистических вычислений. Физматгиз, М., 1961.
4. Гараздо-Лесных Г. А. и др. — ПЗ, 14, 320, 1963.

INVESTIGATION OF LIGHT VARIATION
OF MZ Cas and TZ Cas in B and V

F. I. LUKATSKAYA, E. S. KHEYLO

Summary

The results are presented concerning statistical processing of two-colour observations of MZ Cas and TZ Cas, using the plates obtained at the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences. Light histograms, dispersion and statistical amplitudes are given. Light variations of the variables are represented by normal stochastic processes. Observational data are available in the supplement.

Сводка наблюдений MZ Cas и TZ Cas

| JD | MZ Cas | | TZ Cas | | JD | MZ Cas | | TZ Cas | |
|------------|--------|-------|--------|-------|------------|--------|-------|--------|-------|
| | B | V | B | V | | B | V | B | V |
| 2435014.42 | — | 9.24 | — | 8.95: | 516.29 | — | 9.20: | 11.85 | 9.19 |
| 217.44 | — | 9.33 | — | 9.77 | 606.23 | 12.34 | 9.88: | 12.33 | 9.28: |
| 337.37 | 12.26 | — | 12.44 | — | 613.43 | 12.05 | 9.17 | 12.08 | 9.47 |
| 338.45 | 12.05 | — | 12.44 | — | 628.33 | 12.35 | 9.42 | 12.31 | 9.59 |
| 347.37 | 12.42 | — | 12.48 | — | 645.60 | 12.46 | 9.50 | 12.01 | 9.32 |
| 348.41 | 12.46 | — | 12.28 | — | 793.45 | 12.06 | — | 11.92 | — |
| 364.36 | 12.11 | — | 12.41 | — | 871.37 | 12.42 | 9.42 | 12.02 | 9.30 |
| 365.34 | 12.29 | — | 12.50 | — | 7345.47 | 12.77 | 9.67 | 12.04 | 9.34 |
| 370.36 | 12.33 | — | 11.93 | — | 365.26 | 12.05 | — | 11.98 | — |
| 392.32 | 12.21 | — | 12.02 | — | 367.28 | 11.93 | — | 12.14 | — |
| 395.35 | 11.89 | — | 11.44 | — | 373.34 | 11.99 | 8.96: | — | 9.60 |
| 461.24 | — | — | 11.44 | — | 379.36 | 12.13 | — | 11.93 | — |
| 542.34 | 12.15 | 9.50 | 11.92 | 9.40 | 379.41 | 12.01 | 9.26 | 12.13 | 9.31 |
| 598.45 | 12.07 | — | 11.95 | — | 379.52 | 12.11 | — | 12.01 | — |
| 607.41 | 12.15 | 9.21 | 11.84 | 9.50 | 379.59 | 11.98 | 9.22 | 11.82 | 9.22 |
| 610.46 | 12.03 | — | 11.78 | — | 2437381.52 | 12.13 | — | 11.85 | — |
| 626.42 | 12.05 | 9.18 | 11.85 | 9.60 | 381.57 | 12.60 | 9.20 | 12.13 | 9.38 |
| 633.45 | 12.27 | — | 11.89 | — | 400.46 | 12.10 | 9.04: | 11.95 | 9.32: |
| 636.37 | 12.27 | 9.21 | 11.71 | — | 404.44 | 12.46 | 9.08: | 12.14 | 9.20: |
| 660.48 | 12.05 | 9.10 | 11.64 | 9.45 | 404.50 | 11.93: | — | 11.77 | — |
| 668.36 | 12.16 | 9.18 | 11.89 | 9.73 | 410.53 | 12.09 | 8.53 | 11.94 | 9.23 |
| 690.48 | 12.32 | 9.55 | 12.50 | 9.60 | 411.49 | 11.82: | — | 11.76: | — |
| 696.40 | 12.46 | — | 12.44 | — | 458.44 | 12.02 | — | 11.79 | — |
| 749.38 | 12.46 | — | 12.44 | — | 458.47 | 12.46 | 8.96 | 12.14 | 9.52 |
| 841.36 | 12.46 | — | 11.85 | — | 462.44 | 12.27 | 9.16 | 12.12 | 9.16 |
| 843.22 | 12.26 | 9.50 | 12.16 | 9.42 | 466.40 | 12.20 | 9.44 | 11.99 | 9.18 |
| 2435870.36 | 12.03 | 9.32 | 11.96 | 9.50 | 466.43 | 12.22 | 9.34 | 11.84 | 9.53 |
| 874.27 | 12.37 | 9.78: | 12.12 | 9.74: | 466.46 | 12.50 | 9.52 | 11.85 | 9.33 |
| 890.24 | 12.25 | — | 12.07 | — | 468.39 | — | 9.30 | — | 8.97 |
| 890.36 | 12.05 | — | 11.85 | — | 468.42 | 12.21 | 9.42 | 11.73 | 9.62 |
| 917.30 | 11.77 | — | 11.64 | — | 468.44 | 12.41 | 9.34 | 11.98 | 9.59 |
| 927.29 | 12.26 | — | 11.64 | — | 488.44 | 12.02 | 9.13 | 11.76 | 9.17 |
| 927.36 | 12.26 | — | 11.64 | — | 498.43 | 12.28 | 9.18 | 11.86 | 9.30 |
| 928.32 | 11.89 | — | 12.14 | — | 498.48 | 12.15 | — | 11.94 | 9.02 |
| 929.30 | 12.38 | — | 12.09 | — | 501.44 | 12.93 | — | 12.09 | — |
| 930.29 | 12.08 | — | 12.07 | — | 516.34 | — | 9.32 | — | 9.48 |
| 931.29 | 12.05 | — | 12.14 | — | 516.36 | — | 9.78 | — | 9.24 |
| 931.45 | 11.93 | — | 11.72 | — | 518.44 | 11.98 | — | 11.86 | — |
| 938.31 | 12.46 | — | 12.14 | — | 521.40 | — | 9.70 | — | 9.28: |
| 955.36 | 12.35 | — | 12.12 | — | 521.42 | — | 9.79 | — | 9.57 |
| 957.45 | 12.46 | — | 12.44 | — | 521.47 | 12.23 | 9.37 | 12.01 | 9.74 |
| 992.50 | 12.46 | — | 11.85 | — | 2437522.36 | 11.91 | 9.25 | 11.80 | 9.42 |
| 993.37 | 12.16 | — | 11.96 | — | 526.45 | — | 9.38 | — | 9.46 |
| 6007.41 | 12.05 | — | 12.14 | — | 526.50 | 12.07 | 9.25 | 11.83 | 9.40 |
| 026.42 | 12.46 | — | 12.15 | — | 526.54 | 12.10 | — | 11.87 | — |
| 040.37 | 12.20 | — | 11.80 | — | 528.40 | 12.77 | 9.35 | 12.23 | 9.38 |
| 040.42 | 12.05 | — | 11.98 | — | 546.40 | 12.09 | — | 11.78 | — |
| 052.46 | 12.12 | — | 11.61 | — | 548.30 | — | 9.54 | 12.14 | 9.43 |
| 079.48 | 12.05 | — | 11.44 | — | 549.27 | — | 9.41 | — | 9.44 |
| 084.50 | 12.26 | — | 11.85 | — | 549.28 | 12.26 | 9.33 | 12.14 | 9.47 |
| 105.43 | 12.23 | — | 12.10 | — | 549.30 | — | 9.13 | — | 9.09 |
| 108.24 | — | — | 12.12 | — | 549.32 | 12.46 | 8.90 | 12.14 | 9.92: |
| 2436190.34 | 12.31 | — | 12.34 | — | 551.35 | 12.02 | — | 12.25 | — |
| 248.41 | 11.91 | — | 12.14 | — | 551.37 | — | 8.86 | — | 9.70 |
| 274.31 | 12.05 | 9.05 | 11.85 | 9.33 | 551.38 | 12.08 | 9.34 | 11.95 | 9.65 |
| 345.45 | 12.10 | — | 11.74 | — | 551.39 | 12.02 | 9.00 | 12.05 | 9.53 |
| 422.33 | 11.98: | — | 11.85 | — | 551.41 | 12.30 | 9.12 | 11.94 | 9.36 |
| 455.42 | 12.03 | — | 11.91 | — | 551.43 | — | 9.45 | — | 9.44 |
| 465.43 | 12.09 | 9.10 | 12.00 | 9.16 | 551.44 | — | 9.10 | — | 9.38 |
| 490.34 | 12.23 | 9.35 | 12.01 | 9.20 | 551.45 | — | 9.00: | — | 9.50 |
| 490.40 | 12.14 | 9.20 | — | 9.06 | 553.52 | — | 9.54 | — | 9.25 |
| 518.31 | 12.38 | 9.20 | 11.88 | 9.02 | 553.54 | — | 9.50 | — | 9.54 |

| JD | MZ Cas | | TZ Cas | | JD | MZ Cas | | TZ Cas | | |
|------------|--------|-------|--------|-------|------------|--------|-------|--------|-------|------|
| | B | V | B | V | | B | V | B | V | |
| 553.55 | — | 9.22 | — | 9.32 | 2438208.44 | 12.38 | — | 12.22 | — | |
| 553.56 | 12.18 | 9.42 | 12.11 | 9.46 | 209.47 | — | 9.30 | — | 9.20 | |
| 555.36 | — | 9.58 | — | 9.80 | 227.43 | 12.12 | 9.25 | 11.67 | 9.51 | |
| 555.37 | — | 9.08 | — | 9.43 | 230.48 | 12.34 | 9.45 | 11.95 | 9.37 | |
| 555.39 | 12.26 | 9.20 | 12.14 | 9.48 | 230.51 | 12.03 | 9.40 | 11.84 | 9.06 | |
| 2437555.41 | 12.20 | 9.25 | 12.16 | 9.35: | 235.28 | 12.31 | 9.49 | 12.01 | 8.95 | |
| | 12.16 | 9.11 | 11.94 | 9.58 | 235.43 | 12.60 | 9.36 | 11.80 | 9.00 | |
| | 12.31 | 9.50 | 12.11 | 9.38 | 235.47 | 12.03 | 9.26 | 11.83 | 9.29 | |
| | 12.32 | 9.23 | 11.94 | — | 237.38 | 12.38 | — | 11.77 | — | |
| | 12.26 | 9.26 | 12.01 | 9.58 | 237.43 | 12.26 | 9.51 | 11.71 | 9.29 | |
| | 12.25 | 9.15: | 11.88 | 9.30 | 237.48 | — | 8.77 | — | 9.28 | |
| | 12.27 | 9.02 | 11.84 | 9.26 | 239.37 | — | 9.45: | — | 9.66: | |
| | 12.18 | 9.36 | 11.78 | 9.26 | 239.41 | — | 9.43 | — | 9.27 | |
| | 12.36 | 9.51 | 11.85 | 9.72 | 262.36 | 12.26 | — | 11.91 | — | |
| | 12.33 | 9.41 | 11.93 | 9.80 | 291.29 | 12.77 | 9.38 | 12.05 | 9.45 | |
| 581.46 | 12.31 | 9.37 | 11.75 | 9.61 | 291.34 | 12.62 | — | 12.05 | — | |
| 584.24 | 12.57 | 9.37 | 12.15 | 9.50 | 291.40 | 12.77 | 9.55 | 12.14 | 9.71 | |
| 584.27 | 12.25 | 9.13 | 12.09 | 9.54 | 291.45 | — | 9.27 | — | 9.50 | |
| 584.30 | 12.69 | 9.38 | 12.10 | 9.70 | 291.50 | 12.42 | 9.82 | 12.24 | 9.58 | |
| 584.33 | 12.70 | 9.39 | 12.14 | 9.59 | 291.55 | 12.46 | — | 12.04 | — | |
| 584.35 | 12.77 | 9.53 | 12.25 | 9.58 | 292.39 | 12.88 | 9.55 | 12.01 | 9.31 | |
| 584.39 | 12.43 | 9.49 | 12.21 | 9.50 | 292.44 | 12.77 | 9.80 | 12.06 | 9.90 | |
| 584.43 | 12.62 | 9.80 | 12.31 | 9.43 | 292.49 | 12.41 | 9.45 | 12.05 | 9.09 | |
| 584.48 | 12.40 | 9.40 | 12.01 | 9.36 | 295.35 | 12.70 | 9.36 | 12.07 | 9.12 | |
| 584.53 | 12.65 | 9.42 | 12.10 | 9.45 | 295.40 | 12.68 | 9.38 | 12.19 | 9.60 | |
| 607.29 | 12.35 | 9.57 | 12.00 | 9.73 | 295.45 | 12.62 | 9.50 | 12.07 | 9.80 | |
| 607.32 | — | 9.70 | — | 9.32 | 2438295.50 | 12.41 | — | 12.01 | 9.94 | |
| 674.30 | 12.40 | — | 11.91 | — | | 295.54 | 12.51 | 9.69 | 11.91 | 9.18 |
| 674.35 | — | — | 11.88 | — | 296.28 | 12.05 | 9.46 | 11.44 | 9.44 | |
| 696.32 | — | — | 12.44 | 9.00: | 296.34 | 12.05 | 9.68 | 11.64 | — | |
| 696.42 | — | — | 12.14 | — | 296.40 | 12.05 | 9.62 | 11.64 | 9.66 | |
| 2437724.33 | 11.91 | 8.87 | 11.94 | 9.58 | 296.45 | 12.05 | 9.56 | 11.64 | 9.43 | |
| | 12.20 | 9.10 | 11.90 | 9.10 | 296.51 | 12.30 | 9.55 | 11.93 | 9.50 | |
| | 12.00 | 9.16 | 11.93 | 9.05 | 298.38 | 12.33 | 9.53 | 11.94 | 9.27 | |
| | 12.40 | 8.84 | 12.25 | 9.36 | 300.51 | 12.29 | 9.63 | 11.97 | 9.54 | |
| | 12.46 | — | 12.44 | — | 301.45 | 12.43: | 9.62 | 11.83 | 9.58 | |
| | 12.05 | 9.11 | 12.14 | 9.59 | 301.49 | 12.35 | 9.52 | 12.02 | 9.52 | |
| | 12.77 | 9.72 | 12.44 | 9.36 | 301.55 | 12.16 | 9.60 | 11.86 | 9.48 | |
| | 12.46 | 8.96 | 12.05 | 9.08 | 319.43 | — | 9.25 | — | 9.32 | |
| | — | 8.84 | — | 9.50 | 322.30 | 12.07 | — | 11.97 | — | |
| | 11.87 | 9.09: | 11.86 | 8.95 | 344.24 | 11.95 | 9.44 | 12.03 | 9.24 | |
| 811.70 | 11.81 | 8.86 | 11.85 | 9.40: | 349.30 | 12.06 | 9.27 | 11.95 | 9.49 | |
| 827.48 | — | 9.51 | — | 9.10 | 349.41 | 12.03 | — | 11.69 | — | |
| 871.32 | 12.03 | — | 11.83 | — | 353.41 | 12.19 | 9.39 | 11.84 | 9.26 | |
| 873.39 | 11.98 | — | 12.02: | — | 374.19 | 11.84 | 9.39 | 11.64 | 9.30 | |
| 904.31 | 12.26 | 9.32 | 12.14 | 9.39 | 374.27 | 11.89 | 9.42 | 11.85 | 9.60 | |
| 904.37 | 12.25 | 9.32 | 12.01 | 9.40 | 374.35 | 11.89 | — | 11.64 | — | |
| 904.41 | 12.06 | — | 11.91 | 9.47 | 378.26 | 12.17 | — | 11.83 | 9.38 | |
| 911.38 | 12.46 | 9.35 | 12.14 | 9.37 | 378.31 | 12.23 | — | 12.00 | — | |
| 911.42 | 12.46 | 9.41 | 11.85 | 9.23 | 378.41 | 12.10 | — | 11.86 | 9.05 | |
| 912.38 | 11.95 | 9.31 | 11.63 | 9.33 | 530.52 | 12.77 | 9.47: | 12.14 | 9.54: | |
| 912.45 | 12.01 | 9.55 | 11.70 | 9.51 | 585.47 | 12.55 | — | 12.18 | — | |
| 913.42 | 12.34 | — | 11.98 | — | 653.37 | 12.48 | 9.50 | 12.01 | 9.21 | |
| 941.33 | 12.60 | 9.54 | 12.34 | 9.44 | 2438685.49 | 12.36 | 9.50 | 11.86 | 9.06 | |
| 943.38 | 12.26 | 9.63 | 12.14 | 9.58 | | 685.53 | 12.00 | 9.50 | 11.75 | 9.30 |
| 943.45 | 12.77 | 9.75 | 11.85 | — | | 697.34 | 12.32 | 9.52 | 11.76 | 9.17 |
| 8206.45 | 12.05 | — | 11.64 | — | 710.32 | 12.40 | — | 11.87 | — | |

Ф. И. Лукацкая

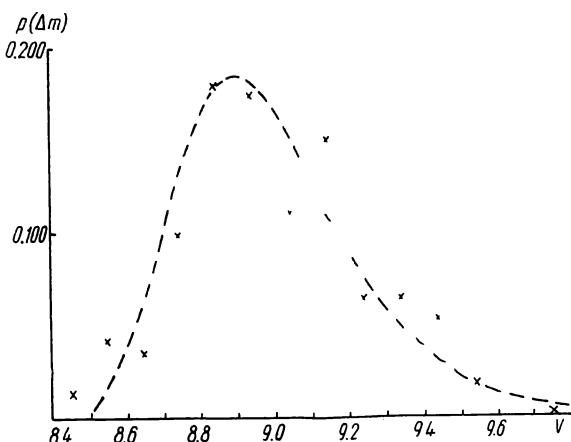
По пластинкам Службы неба ГАО АН УССР обнаружена переменность BD+60°2633. Блеск переменной изучался по 167 пластинкам Agfa Astro panchrom, снятым с оранжевым фильтром. В подавляющем числе случаев экспозиция длилась 1 ч. Измерения велись на микрофотометре МФ-2. Цветовое уравнение фотометрической системы по отношению к системе V , согласно [1], близко к 0.25. В качестве стандарта использовалось скопление NGC 129 [2]. Звезды сравнения взяты те же, что и для TZ Cas. Моменты наблюдений и звездные величины приведены в таблице.

Наблюдения

| JD 243... | V | JD 243... | V | JD 243... | V |
|-----------|-------|-----------|------|-----------|------|
| 5217.441 | 8.84 | 521.466 | 9.60 | 733.576 | 9.36 |
| 542.335 | 8.82 | 522.365 | 9.09 | 733.606 | 8.82 |
| 584.528 | 9.37 | 526.452 | 9.22 | 734.405 | 8.80 |
| 597.358 | 8.93 | 526.498 | 9.12 | 765.319 | 9.02 |
| 607.410 | 9.22 | 528.403 | 9.10 | 811.701 | 9.21 |
| 626.428 | 9.35 | 548.295 | 9.17 | 811.764 | 8.56 |
| 644.405 | 8.93 | 7549.268 | 9.13 | 827.485 | 8.71 |
| 660.481 | 9.07 | 549.284 | 8.83 | 904.306 | 8.99 |
| 668.358 | 9.25 | 549.302 | 8.88 | 904.366 | 9.30 |
| 690.482 | 9.10 | 549.319 | 9.03 | 904.410 | 9.47 |
| 843.225 | 8.85 | 551.365 | 9.23 | 911.376 | 9.17 |
| 870.335 | 9.20 | 551.380 | 9.16 | 911.424 | 8.94 |
| 874.268 | 9.18 | 551.394 | 9.38 | 7912.376 | 8.92 |
| 6274.311 | 9.03 | 551.411 | 9.12 | 912.445 | 9.28 |
| 465.433 | 8.72 | 551.426 | 9.07 | 941.329 | 9.09 |
| 490.341 | 8.82 | 551.440 | 8.89 | 943.376 | 9.45 |
| 490.399 | 8.62 | 551.453 | 9.19 | 8209.454 | 8.50 |
| 518.305 | 8.60 | 553.524 | 8.85 | 227.422 | 9.32 |
| 576.291 | 8.72 | 553.537 | 9.14 | 230.465 | 8.87 |
| 606.203 | 8.64 | 553.551 | 9.16 | 230.512 | 8.64 |
| 613.434 | 8.75 | 553.564 | 9.18 | 235.382 | 8.90 |
| 628.334 | 8.98 | 555.356 | 9.40 | 235.433 | 8.88 |
| 645.596 | 8.45 | 555.373 | 9.10 | 235.471 | 8.67 |
| 871.372 | 8.64 | 555.390 | 8.98 | 237.429 | 8.84 |
| 7345.474 | 8.88 | 555.407 | 8.71 | 237.476 | 9.31 |
| 373.344 | 9.58: | 555.442 | 9.18 | 238.419 | 8.87 |
| 379.590 | 8.98 | 555.481 | 8.90 | 239.369 | 8.72 |
| 381.566 | 8.82 | 556.446 | 8.82 | 239.411 | 8.80 |
| 7400.456 | 9.02 | 562.468 | 8.92 | 239.461 | 8.89 |
| 404.442 | 8.96 | 562.509 | 8.78 | 291.287 | 8.80 |
| 410.530 | 8.99 | 581.253 | 8.99 | 291.396 | 9.11 |
| 458.469 | 9.42 | 581.304 | 9.44 | 291.449 | 9.48 |
| 462.437 | 8.76 | 581.354 | 9.45 | 291.503 | 8.82 |
| 466.402 | 9.06 | 581.455 | 9.15 | 292.391 | 8.98 |
| 466.433 | 9.30 | 7584.244 | 9.18 | 292.439 | 9.38 |
| 466.461 | 9.26 | 584.273 | 9.20 | 292.488 | 8.51 |
| 468.386 | 8.91 | 584.300 | 9.40 | 295.347 | 8.52 |
| 468.417 | 8.84 | 584.327 | 9.04 | 295.396 | 9.30 |
| 468.445 | 9.16 | 584.354 | 9.18 | 295.445 | 9.12 |
| 488.435 | 8.95 | 584.387 | 9.08 | 292.493 | 9.46 |
| 496.465 | 8.95 | 584.428 | 9.48 | 292.542 | 8.77 |
| 498.426 | 9.18 | 584.478 | 9.02 | 8296.282 | 8.86 |
| 498.477 | 9.00 | 584.528 | 9.52 | 296.399 | 9.13 |
| 516.345 | 8.80 | 607.286 | 9.32 | 296.453 | 8.95 |
| 516.356 | 8.96 | 607.319 | 8.93 | 296.509 | 9.00 |
| 516.368 | 8.50 | 696.325 | 8.70 | 298.376 | 8.56 |
| 516.381 | 8.86 | 724.326 | 8.96 | 300.512 | 8.90 |
| 521.403 | 8.52: | 730.282 | 8.71 | 301.448 | 8.90 |
| 521.425 | 9.47 | 733.334 | 8.92 | 301.492 | 8.92 |
| 521.436 | 9.18 | 733.373 | 9.03 | 301.548 | 8.88 |

| JD 243... | <i>V</i> | JD 243... | <i>V</i> | JD 243... | <i>V</i> |
|-----------|-------------------|-----------|-------------------|-----------|----------|
| 319.324 | ^m 8.85 | 374.270 | ^m 9.24 | 617.454 | 8.78 |
| 319.433 | 8.87 | 378.258 | 9.12 | 653.038 | 8.88 |
| 344.243 | 8.83 | 378.414 | 9.12 | 685.485 | 8.91 |
| 349.297 | 8.93 | 530.525 | 9.10 | 685.522 | 9.15 |
| 353.407 | 8.94 | 585.469 | 8.82 | 697.922 | 9.01 |
| 374.194 | 8.90 | 595.459 | 9.38 | | |

Общий характер изменения блеска BD+60°2633 виден из гистограммы блеска, приведенной на рисунке. Переменная преимущественно



бывает яркой. Пунктирная кривая — гамма распределение с плотностью вероятности

$$p(\Delta m) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1) \beta^{\alpha+1}} \Delta m^\alpha e^{-\frac{\Delta m}{\beta}},$$

при $\alpha=5.5$ и $\beta=0.909$. Так как быстрые изменения блеска не наблюдались, переменную, по-видимому, можно отнести к типу медленных неправильных (*I*) с амплитудой около 1^m.4. Средний колор-индекс переменной 0^m.85.

ЛИТЕРАТУРА

- Лукацкая Ф. И. — Изв. ГАО АН УССР, 5, 104, 1963.
- Noag A. and oth. — Publ. of the US Naval Observ., 17, part VII, 1961.
- Лукацкая Ф. И. и Хейло Э. С. — см. наст. сб.

NEW VARIABLE BD+60°2633

F. I. LUKATSKAYA

Summary

The star BD+60°2633 is reported to be variable. Observations and light distribution function as well as the analytical approximation of this function are given.

СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД И КВАЗАРОВ

Ф. И. Лукацкая

В настоящее время опубликованы многочисленные наблюдения переменных звезд разных типов и наблюдения квазаров в фотоэлектрической системе UBV . В ряде теоретических исследований получены также $U-B$ и $B-V$ цвета излучений различной природы. В настоящей статье делается попытка рассмотреть эти результаты совместно.

При сопоставлениях изменения блеска в системе UBV_{pe} для большого числа физических переменных звезд разных типов и квазаров было замечено, что во всех случаях величины V и B связаны зависимостями вида:

$$\bar{V} = a + bB.$$

Такого же типа зависимости $\bar{U} = c + dB$ связывают U и B величины для подавляющего числа рассмотренных переменных и квазаров [1]. Однако у части переменных линейность зависимости между \bar{U} и B нарушается вблизи минимума, где $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ увеличивается ($SS\text{ Cyg}$ и др.), а у некоторых переменных, иногда ($RW\text{ Aug}$, $Z_h\text{H}_\alpha 120$, $DF\text{ Cyg}$ и др.), какая-либо зависимость между U и B вообще отсутствует. Знаки усреднений в левых частях отношений означают, что связи между изменениями блеска в рассматриваемой системе имеют не аналитический, а регрессионный характер. По-видимому, на линейные зависимости, соответствующие основному процессу переменности, накладываются изменения блеска, вызванные вторичными явлениями, сопровождающими основной процесс. К ним, возможно, относятся эмиссии в линиях и непрерывном спектре, ослабления излучения, вызванные выбросами вещества, и т. д. О таком характере изменения блеска $RW\text{ Aug}$ сообщал П. Ф. Чугайнов [2]. Небольшое влияние вторичных явлений на V и B величины $SS\text{ Cyg}$ проявляется в наблюдениях К. К. Чуваева [3]. Для четырех вспышек $SS\text{ Cyg}$ величины V и B связаны одной линейной зависимостью, хотя во время каждой вспышки, согласно Р. Бартая [4], спектр переменной изменяется от эмиссионного типа $dGe+B$ с непрерывной эмиссией в ультрафиолете до спектра поглощения типа B с непрерывной эмиссией другой интенсивности. Возможно, что отсутствие зависимости между величинами U и B у ряда переменных означает, что вторичные явления у них особенно интенсивны и существенно влияют на излучение в ультрафиолете.

Вследствие регрессионного характера приведенных зависимостей для переменных рассматривались ряды одновременных фотоэлектрических наблюдений с изменениями величины V не менее чем на $0^m.5$.

В таблице приведены $b = \frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}$ и $d = \frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B}$ для 42 переменных, у которых

при изменении блеска наблюдаются обе зависимости, для шести квазаров и источника рентгеновского излучения $Sco\text{ XR-1}$. Они определяются уверенно, со средней ошибкой ± 0.06 , подсчитанной по 50 зависимостям [1]. Рассмотренные ряды наблюдений имеют разные длительности и разное распределение наблюдений во времени. Поэтому есть основания полагать, что для данного объекта $\frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B}$ — константы, характеризующие процесс изменения блеска, по крайней мере на некотором интервале времени.

Таблица

| № объекта | Объект | $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ | $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ | Тип | Литературный источник | № объекта | $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ | $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ | Тип | Литературный источник | |
|-----------|------------|-----------------------------|-----------------------------|-------|-----------------------|-----------|-----------------------------|-----------------------------|-------|-----------------------|------------|
| | | | | | | | | | | | |
| 1 | EW Lac | 1.48 | 1.08: | Уник. | [9] | 27 | V 359 Cyg | 0.72 | 1.11 | ? | [27] |
| 2 | R Mon | 1.05 | 0.98 | RW | [10] | 28 | W Vir | 0.82 | 1.22 | C | [26] |
| 3 | U Gem | 1.07 | 1.02 | UG | [11] | 29 | AX Cir | 0.77 | 1.06 | C | [29] |
| 4 | U Gem | 0.92 | 0.96 | UG | [12] | 30 | V 453 Oph | 0.85 | 1.12 | C | [28] |
| 5 | SS Cyg | 0.88 | 1.03 | UG | [13] | 31 | EP Lyr | 0.72 | 1.61 | RV | [28] |
| 6 | SS Cyg | 0.84 | 1.02 | UG | [14] | 32 | SX Her | 0.81 | 1.62 | SR | [28] |
| 7 | Z And | 0.86 | 0.90 | Ne | [15] | 33 | R Sge | 0.72 | 1.49: | RV | [28] |
| 8 | YZ Boo | 0.76 | 0.94 | RR | [16] | 34 | SW Vel | 0.68 | 1.48 | C | [26] |
| 9 | TZ Per | 0.73 | 0.88 | Z | [17] | 35 | V Vul | 0.80 | 1.47 | RV | [28] |
| 10 | BL Her | 0.76 | 0.84 | C | [18] | 36 | V 564 Oph | 0.82 | 1.49: | RV | [28] |
| 11 | RY Tau | 1.17 | 0.90 | RW | [19] | 37 | AC Her | 0.75 | 1.33 | RV | [28] |
| 12 | UX Ori | 1.0 | 0.94 | RW | [19] | 38 | TX Oph | 0.76 | 1.33 | RV | [28] |
| 13 | T Tau | 0.94 | 1.05 | RW | [19] | 39 | V 360 Cyg | 0.87 | 1.37 | RV | [28] |
| 14 | RR Tau | 0.92 | 1.09 | RW | [20] | 40 | R Sct | 0.90 | 1.28 | RV | [28] |
| 15 | N Vul | 1.00 | 1.16 | N | [21] | 41 | CH Cyg | 0.86 | 1.26 | SR | [30] |
| 16 | N Her 1960 | 1.10 | 1.05 | N | [22] | 42 | U Mon | 0.87 | 1.22 | RV | [28] |
| 17 | N Her 1960 | 1.09 | 0.95 | N | [23] | 43 | UX Oph | 0.90 | 1.22 | M | [28] |
| 18 | N Her 1963 | 1.16 | 1.14 | N | [24] | 44 | S Ori | 0.95 | 1.20 | M | [31] |
| 19 | N Del 1967 | 0.96 | 0.70 | N | [25] | 45 | T Cas | 1.07 | 1.00 | M | [31] |
| 20 | η Aql | 0.65 | 1.34 | C | [26] | 46 | 3 C 48 | 1.14 | 1.10 | QSS | [6], [32] |
| 21 | δ Cep | 0.64 | 1.22 | C | [26] | 47 | 3 C 196 | 0.88 | 1.32 | QSS | [32], [33] |
| 22 | VV Cas | 0.68 | 1.25 | C | [26] | 48 | 3 C 216 | 0.92 | 1.39 | QSS | [33] |
| 23 | CO Aur | 0.68 | 1.10 | RV? | [27] | 49 | 3 C 273 | 0.76: | 1.43: | QSS | [32] |
| 24 | RY Sco | 0.71 | 1.26 | C | [26] | 50 | 3 C 345 | 1.26: | 1.29: | QSS | [34] |
| 25 | UU Her | 0.71 | 1.20 | C | [28] | 51 | 3 C 446 | 1.03 | 0.88 | QSS | [35] |
| 26 | KN Cen | 0.75 | 1.21 | C | [26] | 52 | Sco XR-1 | 1.09 | 1.25 | | [36] |

На плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B} - \frac{\Delta U}{\Delta B}$ переменные разных типов разделяются и располагаются вдоль пересекающихся полос (рисунок).

Для чернотельного излучения, излучения звезд главной последовательности с $M_V < 3^m.0$ и др. в пределах точности определения $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ оба градиента постоянны. Поэтому на плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B}, \frac{\Delta U}{\Delta B}$ чернотельное излучение изобразится точкой $\frac{\Delta V}{\Delta B} = 0.8, \frac{\Delta U}{\Delta B} = 1.2$, а излучение нормальных звезд с $M_V < 3^m$ точкой $\frac{\Delta V}{\Delta B} = 0.9, \frac{\Delta U}{\Delta B} = 0.9$ [1].

Из сопоставлений $B-V$ и $U-B$ для излучений перечисленных видов следует, что практически для каждого из них

$$\frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)} \approx \text{const} = A,$$

и, следовательно, имеют место соотношения:

$$\frac{\Delta U}{\Delta B} = 1 + A - A \frac{\Delta V}{\Delta B}. \quad (1)$$

При постоянстве $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ это соотношение превращается в тождество. Однако, как видно из рисунка, у реальных переменных звезд каждого

типа $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ принимает значения в некоторых пределах. Поэтому для сравнения свойств оптического излучения реальных переменных звезд со свойствами излучений различной физической природы на плоскость $\frac{\Delta V}{\Delta B}$, $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ были нанесены линии, вычисленные по (1) со значениями A для различных механизмов излучения и произвольными значениями $\frac{\Delta V}{\Delta B}$,

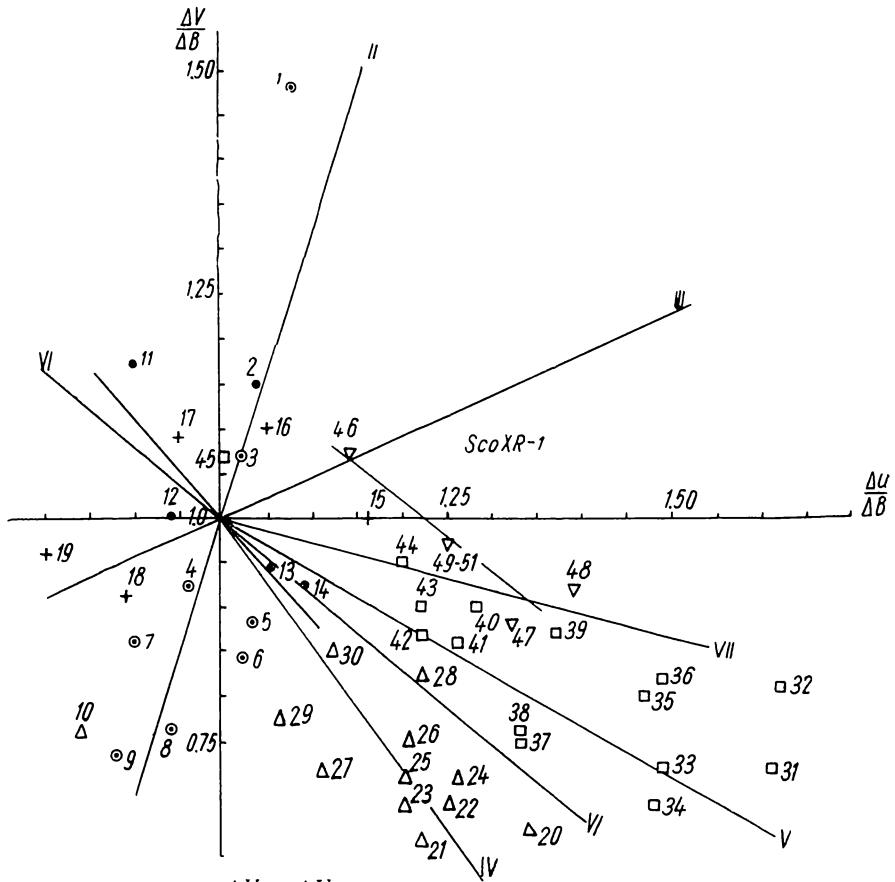


Диаграмма $\frac{\Delta V}{\Delta B} - \frac{\Delta U}{\Delta B}$ для объектов, перечисленных в таблице.

Обозначения: I (·) — переменные типы ТТау; II (◎) — переменные типы UG, Z; EW Lac; III (+) — новые звезды; ∇ — квазары; IV (Δ) — цефеиды; V (\square) — переменные типов RV, SR, M.

близкими к полученным из наблюдений. В среднем эти линии совпали с положениями полос, вдоль которых на плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B}$, $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ расположились переменные разных типов.

На плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B}$, $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ из пяти звезд типа ТТау четыре расположиваются вблизи прямой с $A=0.91$, как у синхротронного излучения [6] (рисунок, I). Переменные типов UG и Z располагаются вблизи прямой с $A=-0.28$, как у излучения звезд главной последовательности с $0^m.1 < B-V < 0^m.5$ (прямая II) [5], новые вблизи прямой с $A=-2.26$, как у излучения небулярного континуума [7] (прямая III), цефеиды — вблизи прямой с $A=0.77$, как у оптически тонкого газа с $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$

[7] (прямая IV), переменные типов RV, SR и, возможно, M — вблизи прямой с $A=1.75$, как у непокрасневших гигантов [5] (прямая V). Прямая VI получена с $A=1.20$ для чернотельного излучения [8].

Для квазаров ЗС 48, ЗС 196, ЗС 216 $\frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B}$ определяются уверенно с той же средней ошибкой, что и для переменных звезд. Они приведены в таблице и на рисунке. Для ЗС 345 и ЗС 446, у которых в наблюдениях есть только крайние значения блеска, и ЗС 273 с небольшой амплитудой изменения блеска оба градиента определяются неуверенно. На рисунке точка $\frac{\Delta V}{\Delta B} = 0.97$, $\frac{\Delta U}{\Delta B} = 1.25$, — средняя для последних трех квазаров.

Как и у переменных звезд, у квазаров $\frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B}$ имеют значения в некоторых пределах, значительно превышающих их ошибки. Точки располагаются в виде полосы, направление которой описывается соотношением

$$\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B} = 2.27 - 1.04 \frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}.$$

Прямая не проходит через точку $\frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B} = 1.0$, $\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B} = 1.0$ и, следовательно, для оптического излучения квазаров $\frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)} \neq \text{const}$, как это имеет место для всех перечисленных выше механизмов излучения, в том числе и для синхронного излучения. Источник рентгеновского излучения Sco XR-1 попадает на эту же полосу, но в то же время и на полосу, на которой располагаются новые звезды с A , соответствующим излучению небуллярного континуума. Несинхротронная природа излучения Sco XR-1 показана И. Шкловским [37]. Если же предположить, что квазары и Sco XR-1 располагаются вдоль полосы, проходящей через точку $\frac{\Delta V}{\Delta B} = 1.0$, $\frac{\Delta U}{\Delta B} = 1.0$, то направление этой полосы не соответствует

значению A для синхротронного механизма и близко к значению A для излучения оптически тонкого газа с $n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$ (рисунок, VII) [7].

Линии на рисунке соответствуют определенным значениям $A = \frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)}$. Но каждый механизм излучения имеет не только определенное A , но и определенное $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ или $\frac{\Delta U}{\Delta B}$. Поэтому близость небесного

объекта к линии с некоторым значением A — лишь необходимое, но недостаточное условие того, что механизм его оптического излучения совпадает с механизмом с таким же значением A . Из того, что рассмотренные объекты расположены на плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B} - \frac{\Delta U}{\Delta B}$ полосами, а не группировками объектов данного типа около некоторых точек, по-видимому, следует, что свойства оптического излучения рассмотренных объектов отличаются от свойств оптического излучения идеальных механизмов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукацкая Ф. И. — АЦ № 511, 1969.
2. Чугайнов П. Ф. — Изв. КрАО, 34, 86, 1965.
3. Чуваев К. К. — Изв. КрАО, 28, 141, 1962.

4. Б а р т а я Р. А. — Астрофизика, 2, 4, 1966.
5. Landolt-Börnstein Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Berlin—Heidelberg, 1963.
6. Matthews Th., Sandage A. — ApJ, 138, 30, 1963.
7. Г е р ш б е р г Р. Е. — Изв. КрАО, 36, 216, 1967.
8. Г е р ш б е р г Р. Е. — Изв. КрАО, 33, 206, 1965.
9. Б р о д с к а я Э. С. — ПЗ, 16, 423, 1968.
10. Mendoza V. — ApJ, 151, 977, 1968.
11. Wallerstein I. — PASP, 71, 316, 1959.
12. Paczynski B. — AA, 15, 305, 1965.
13. Grand G., Abt H. — ApJ, 129, 233, 1956.
14. Zuckermann M. C. — AAP, 24, 431, 1961.
15. Б е л я к и н а Т. С. — Изв. КрАО, 33, 226, 1965.
16. Heisner A. M., Hardie R. — ApJ, 140, 694, 1964.
17. Mumford L. S. — ApJ, 146, 2, 1966.
18. Preston W., Kilstrom S. — ApJ, 148, 787, 1967.
19. З а й ц е в а Г. В. — ПЗ, 16, 435, 1968.
20. Leponvrel F., Flouger Ch. — JO, 40, 37, 1957.
21. Abuladze O. P. — Inform. Bul. Com., 27, IAU, N 324, 1969.
22. Ч у г а й н о в П. Ф. — Изв. КрАО, 26, 217, 1961.
23. Ross L. W. — PASP, 72, 413, 1960.
24. Chinkarini G. — PASP, 76, 291, 1964.
25. O'Connell D. I. K. — Inform. Bul. Com., 27, IAU, N 313, 1968.
26. Mitchell R. I. and oth. — Bol. Tonant., 3, 153, 1964.
27. Smak J. — PASP, 76, 40, 1964.
28. Preston G. and oth. — ApJ, 137, 401, 1963.
29. Mander H., Schoffel E. — Zf. Ap., 62, 258, 1968.
30. Cester B. — Inform. Bul. Com., 27, IAU, N 291, 1968.
31. Priser I. B. — Mit. der Sternw. Ungarisch. Acad. der Wissen, N 61, 1967.
32. Sandage A. — ApJ, 139, 416, 1964.
33. Sandage A. — ApJ, 144, 1234, 1966.
34. Elvius A. — Low. Observ. Bul., 142, 7, 55, 1968.
35. Gingerich O. — Circ. Centr. Bur. for Tel., IAU, N 1961.
36. Sandage A. and oth. ApJ, 146, 316, 1966.
37. Ш к л о в с к и й И. С. — АЖ, 44, 930, 1967.

THE PROPERTIES OF THE OPTICAL RADIATION OF VARIABLE STARS AND QUASARS

F. I. LUKATSKAYA

Summary

Photoelectric observations in the system UBV are considered for 42 variable stars, six quasars and Sco XR-I with $U-B$ and $B-V$ colours of different type radiations. There are regressive dependences nearly for all the objects:

$$\bar{V} = a + bB \quad \text{and} \quad \bar{U} = a + dB.$$

For the considered radiation mechanisms

$$\frac{\Delta (U - B)}{\Delta (B - V)} \approx \text{const} = A.$$

$\frac{\Delta \bar{V}}{\Delta B}$ and $\frac{\Delta \bar{U}}{\Delta B}$ were determined for each object. On the $\frac{\Delta V}{\Delta B}, \frac{\Delta U}{\Delta B}$ plane the objects are divided according the types and situated along the bands. The directions of these bands are in agreement with values of A for different types of radiation.

ОДНОВРЕМЕННЫЕ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ N Del 1967

E. I. Лендерман, A. Ф. Пугач

Электрофотометрические наблюдения N Del проводились с 26. VII по 9. VIII 1967 г. на 50-сантиметровом рефлекторе ГАО АН УССР в трех участках спектра. Начиная с 31. VII 1967 г. совместно с фотометриче-

скими велись и спектральные наблюдения на пластинках ZU-2. Спектры снимались с помощью объективной призмы, установленной на двухкамерном астрографе ГАО АН УССР. Средняя экспозиция — 40 мин. Дисперсия у H_1 равнялась 125 Å/мм. Калибровка спектрограмм производилась на спектрографе АСП-21 с восьмиступенчатым ослабителем.

Звездные величины

При определении яркости Новой использовался фотометр, работающий в режиме счета фотонов, который был установлен на телескопе АЗТ-14. При оценках блеска звездой сравнения служила звезда

Таблица 1

| JD | V | $B-V$ | $U-B$ | JD | V | $B-V$ | $U-B$ | | |
|---------|---------|-------|-------|-------|---------|---------|-------|-------|-------|
| 2439 | 698.330 | 5.53 | +0.24 | —0.57 | 2439 | 707.426 | 5.55 | +0.19 | —0.45 |
| | .340 | 5.54 | 0.22 | 0.59 | | .430 | 5.54 | 0.21 | 0.50 |
| | .361 | 5.53 | 0.25 | 0.63 | | .434 | 5.56 | 0.23 | 0.51 |
| | .367 | 5.55 | 0.22 | 0.59 | | .438 | 5.55 | 0.22 | 0.51 |
| 702.372 | 5.46 | 0.11 | — | | .443 | 5.55 | 0.25 | 0.53 | |
| | .396 | 5.51 | 0.20 | 0.44 | | .448 | 5.54 | 0.25 | 0.57 |
| | .409 | 5.52 | 0.18 | 0.48 | | .452 | 5.54 | 0.23 | 0.50 |
| | .416 | 5.54 | 0.15 | 0.47 | | .456 | 5.58 | 0.22 | 0.46 |
| | .422 | 5.54 | 0.15 | 0.49 | | .462 | 5.56 | 0.20 | 0.40 |
| | .429 | — | — | 0.48 | | .466 | 5.58 | 0.20 | 0.47 |
| | .449 | 5.50 | 0.21 | 0.56 | | .469 | 5.56 | 0.22 | 0.49 |
| 703.403 | 5.34 | 0.20 | 0.36 | | .475 | 5.55 | 0.21 | 0.47 | |
| | .426 | 5.47 | 0.23 | 0.47 | 708.415 | 5.57 | 0.21 | 0.52 | |
| | .434 | 5.67 | 0.28 | 0.55 | | .418 | 5.57 | 0.20 | 0.50 |
| | .439 | 5.59 | 0.15 | 0.50 | | .422 | 5.59 | 0.19 | 0.51 |
| | .446 | 5.57 | 0.18 | 0.52 | | .426 | 5.58 | 0.22 | 0.52 |
| 705.470 | 5.56 | 0.22 | 0.50 | | .432 | 5.55 | 0.21 | 0.51 | |
| | .473 | 5.56 | 0.21 | 0.48 | | .436 | 5.53 | 0.21 | 0.45 |
| | .477 | 5.57 | 0.20 | 0.45 | 710.408 | 5.53 | 0.22 | 0.48 | |
| | .481 | 5.57 | 0.19 | 0.41 | | .412 | 5.49 | 0.22 | 0.45 |
| | .488 | 5.57 | 0.20 | 0.49 | | .419 | 5.54 | 0.23 | 0.56 |
| | .490 | 5.57 | 0.18 | 0.47 | | .424 | 5.59 | 0.16 | 0.50 |
| | .499 | 5.59 | 0.16 | 0.46 | | .430 | 5.52 | 0.21 | 0.48 |
| | .503 | 5.63 | 0.14 | 0.47 | | .434 | 5.54 | 0.26 | 0.51 |
| 706.401 | 5.55 | 0.22 | 0.48 | | 712.396 | 5.48 | 0.22 | 0.40 | |
| | .408 | 5.55 | 0.21 | 0.50 | | .400 | 5.49 | 0.23 | 0.41 |
| | .416 | 5.53 | 0.21 | 0.53 | | .405 | 5.48 | 0.26 | 0.41 |
| | .420 | 5.52 | 0.22 | 0.50 | | .408 | 5.50 | 0.24 | 0.42 |
| | .430 | 5.53 | 0.21 | 0.53 | | .419 | 5.49 | 0.20 | 0.40 |
| | .437 | 5.53 | 0.21 | 0.51 | | .441 | 5.50 | 0.19 | 0.38 |
| | .445 | 5.52 | 0.24 | 0.55 | | .449 | 5.48 | +0.21 | —0.47 |
| | .451 | 5.52 | +0.24 | —0.53 | | | | | |

BD+19°4490, величины которой определялись привязкой к стандартной звезде HD 197076 ($V=6^m.43$, $B=7^m.05$, $U=7^m.10$) [1] и после учета поправок оказались такими:

$$V=7^m.57, B=7^m.75, U=7^m.97.$$

Среднеквадратичная ошибка определения блеска составляла соответственно $0^m.014$, $0^m.011$, $0^m.016$ звездной величины в V_B и U -лучах. Значения блеска Новой приведены в табл. 1. За время наблюдений блеск Новой не испытывал существенных изменений, если таковыми не считать флуктуации блеска порядка 0.1 звездной величины. Отмечен единственный случай резкого изменения блеска в ночь с 31.VII на 1.VIII 1967 г., когда Новая, будучи ярче своего обычного состояния, ослабела и вернулась в нормальное состояние. Это колебание блеска произошло менее чем за час. Амплитуды равнялись соответственно

$0^m.22$, $0^m.41$ и $0^m.33$ в U , B , V -лучах. Во время ослабления блеска Новая «краснела», в то время как показатель $(U-B)$ уменьшался. Небольшие изменения блеска N Del также характеризовались тем, что при уменьшении показателя $(U-B)$ показатель $(B-V)$ увеличивался. Так, например, двухцветная диаграмма $(U-B)-(B-V)$, построенная для ID 2439 707 (рис. 1), показывает, что звезда, «краснея» в видимой области, «голубеет» в ультрафиолете.

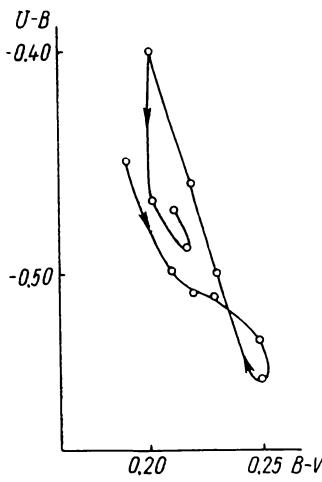


Рис. 1

Среднесуточные значения B и V хорошо коррелируют между собой, а изменения блеска в системе U происходят несколько отличным образом. Следует отметить, что излучение Новой характеризовалось большой яркостью в ультрафиолете. К концу наблюдений среднесуточный показатель $(U-B)$ увеличился на $0^m.18$, в то время как показатель цвета $(B-V)$ оставался практически неизменным.

Спектральные наблюдения

Обработка 11 снимков Новой с объективной призмой дала возможность определить распределение энергии в непрерывном спектре. Данные о наблюдениях приведены в табл. 2. Звездой сравнения служила звезда 29 Vul спектрального класса B9 ($V=4^m.72$; $B-V=-0^m.02$).

Для того чтобы по возможности исключить влияние эмиссионных линий, в спектре Новой, полученном с большой дисперсией [2], были выбраны участки, свободные от ярких линий. Измерения спектра проводились в интервале длин волн 4850—3900 Å, который точно совпадает с полосой B фотометрической системы UVB .

Таблица 2

| Дата | JD | № пла-стинки- | Экспо-зиция, мин |
|---------|--------------|---------------|------------------|
| 31.VII* | 2439 703.401 | 1947 | 42 |
| | .434 | 1948 | 42 |
| 2.VIII | 705.478 | 1949 | 34 |
| | .508 | 1950 | 33 |
| 4.VIII | 707.439 | 1951 | 43 |
| | .572 | 1952 | 42 |
| 5.VIII | 708.422 | 1953 | 55 |
| 6.VIII | 709.449 | 1955 | 40 |
| 7.VIII | 710.402 | 1956 | 40 |
| | .430 | 1957 | 33 |
| 9.VIII | 712.400 | 1958 | 37 |

* Наблюдения проводились в 1967 г.

Графики относительного распределения энергии показаны на рис. 2. На первых семи графиках обнаруживается присутствие ультрафиолетового избытка, косвенным подтверждением которого является ненормально отрицательный показатель $(U-B)$. Однако на регистограммах, полученных в последующие моменты, излучение в ультрафиолете ослаблено. Спектры № 1955—1958 отличаются от полученных ранее. Кроме того, что коротковолновый конец ослаблен, кривая относительного распределения имеет волнообразную форму. Создается впечатление, что волна дополнительного непрерывного излучения, появившись на регист-

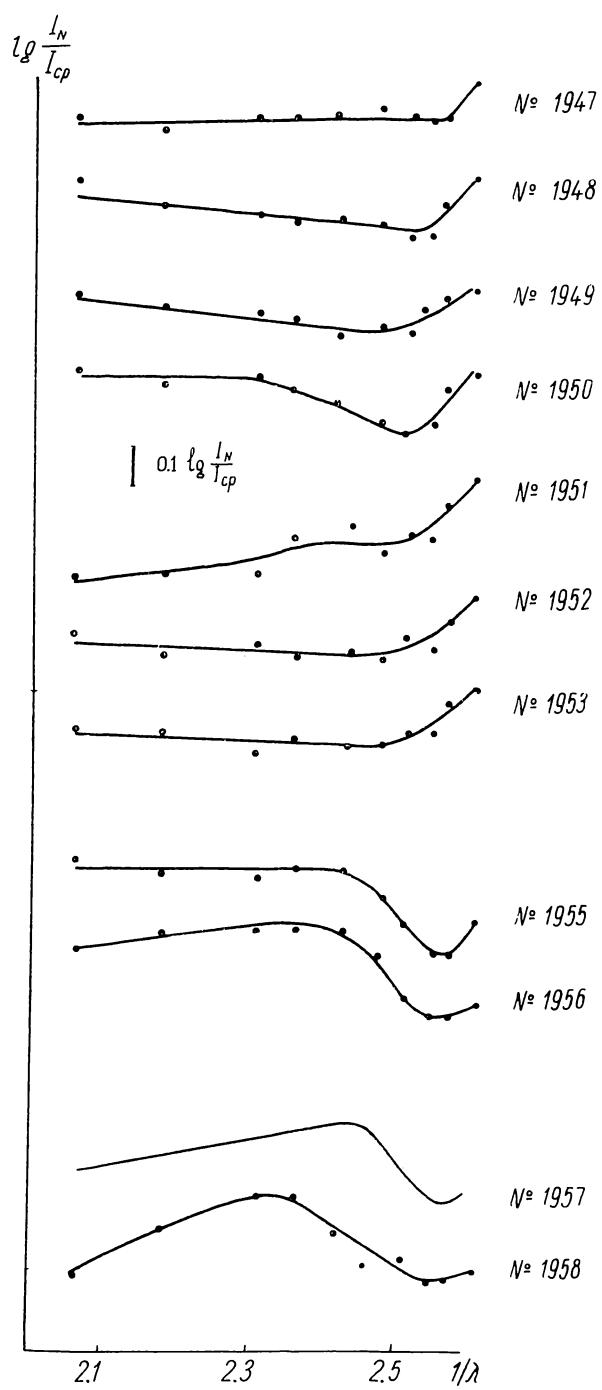


Рис. 2.

рограмме № 1955, стала смещаться в длинноволновую область, и на регистрограмме № 1958 ее максимум достиг $1/\lambda = 2.3$. Регистрограмме № 1957 следует придавать меньший вес, поскольку непрерывный спектр звезды сравнения на этой пластинке несколько ослаблен в области волновых чисел 2.4—2.5. График относительного распределения № 1957 построен с учетом поправок по контрольной звезде.

Учитывая, что звездой сравнения служила звезда спектрального класса B9, можно заключить, что распределение энергии в спектре Новой на участке 4850—4000 Å в среднем соответствовало распределению энергии звезды класса AO, так как определенный нами относительный спектрофотометрический градиент Новой $\Delta\Phi_\lambda = 0.03$.

Обсуждение результатов

Наличие одновременных спектральных и фотометрических данных позволяет провести их сравнение. Во время кратковременного изменения блеска Новой в ночь с 31.VII на 1.VIII 1967 г. получены две спектрограммы, одна из которых (№ 1947) получена в момент минимального блеска, а другая (№ 1948) — максимального. Из сопоставления величин V и B видно, что колор-индекс Новой увеличивался по мере того, как возрастал блеск. И в то же время уменьшалась спектрофотометрическая температура, что свидетельствует о более крутом наклоне прямолинейного участка регистрограммы № 1948 по сравнению с регистрограммой № 1947. Сопоставление количественных характеристик подтверждает то, что при увеличении показателя $(B-V)$ на 0^m.08 относительный спектрофотометрический градиент увеличился на 0.09. К сожалению, это единственный случай, когда изменение в блеске удалось связать с изменением в спектре. Однако надежность этого факта снижается тем обстоятельством, что точность получения относительных градиентов гораздо ниже точности определения колор-индексов.

В остальных случаях не удалось проследить связь между U , B , V величинами и распределением энергии. Более того, значительные отличия регистрограмм № 1955—1958 от предыдущих сопровождаются постоянством среднесуточного показателя $(B-V)$ для этих дат. На регистрограмме № 1958 кривая относительного распределения энергии имеет волнообразную форму. На подобный характер распределения энергии указывается в работе [3]. Интересно, что именно в этот момент показатель $(U-B)$ резко увеличился на 0^m.09.

Выходы

1. Колебания блеска Новой в общем незначительны, хотя в ультрафиолетовых лучах больше, чем в синих и желтых. Отмечено быстрое изменение блеска на несколько десятых звездной величины во всех трех лучах.

2. В большинстве случаев четко прослеживается связь между увеличением показателя $(B-V)$ и уменьшением показателя $(U-B)$.

3. При уменьшении спектрофотометрической температуры колор-индекс увеличивается.

4. При изменении распределения энергии в непрерывном спектре не обнаружено изменения показателя $(B-V)$.

5. За время наблюдений показатель $(U-B)$ увеличивался.

ЛИТЕРАТУРА

1. Grygag J. — BAC, 19, 2, 101, 1968.
2. Vaidis J. — P. — L'Astronomie, 82, 345—348, 1968.
3. Woszczyk A. — Astrophys. and Space Sci., 1, 2, 264, 1968.

SIMULTANEOUS ELECTROPHOTOMETRIC AND SPECTRAL OBSERVATIONS OF N Del 1967

E. I. LENDERMAN AND A. F. PUGACH

Summary

Eleven spectrograms of low dispersion and more than sixty observations in the *UBV* system are obtained. The light of the Nova is found to be unchanging except for J. D. 2439703. With the increase of $(B-V)$ both $(U-B)$ and spectrophotometric temperature decrease. An attempt was made to connect the light variations with the ones in the continuous spectrum.

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТР, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

А. Ф. Пугач

В ГАО АН УССР собран, испытан и введен в эксплуатацию звездный фотометр, работающий в режиме счета фотонов (импульсов) *. Электрофотометр смонтирован на 50-сантиметровом телескопе АЗТ-14 в фокусе Кассегрена; с ним можно проводить многоцветную фотометрию звезд до 14-звездной величины.

Блок-схема

Блок-схема фотометра показана на рис. 1. Приемной частью служит фотоумножитель ЕМІ типа 9502 В. Темновой шум умножителя при температуре 10° С составляет 50 имп/сек. Умножитель питается стабилизированным напряжением от прибора ВС-22. Рядом с фотоумножителем в экранированном стакане находится предварительный усилитель

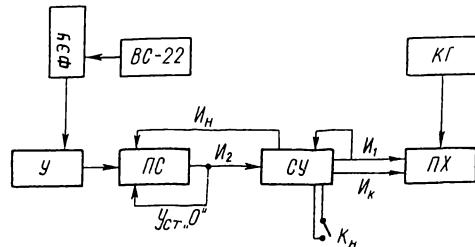


Рис. 1.

импульсов Y , собранный на триоде П-403 по схеме катодного повторителя. Питание предуслителя автономно. Во время работы усиленные импульсы фотоумножителя поступают на вход пересчетной схемы ПС. Счетными элементами служат четыре двоично-десятичные декады от серийного прибора ПС-10 000. Емкость счетчика — 10^4 импульсов. Разрешающее время входного триггера $\sim 1 \text{ мксек}$, чувствительность — не менее $5 \cdot 10^{-3}$ в. Время набора 10^4 импульсов регистрируется печатающим хронографом ПХ, мотор которого питается от квадратичного генератора КГ.

Принцип работы

Принцип работы фотометра состоит в том, что хронограф отбивает на ленте время прихода первого импульса на счетные декады (время открытия счетчика и время появления последнего, десятитысячного,

* Говоря о фотонах, мы имеем в виду только такие фотоны, которые при попадании на катод фотоумножителя вызывают фотоэффект.

импульса. Разность между этими двумя моментами дает интервал времени, за который на вход схемы пришло 10^4 импульсов. Порядок работы ПС и ПХ определяется схемой управления СУ и состоит в следующем. При нажатии кнопки КН схема управления вырабатывает импульс I_1 , по которому хронограф печатает момент начала счета. Этот же импульс I_1 в линии задержки СУ подвергается задержке на 0.098 сек, после чего в виде импульса I_n открывает счетные декады. Задержка предусмотрена для того, чтобы открыть счетные декады только тогда, когда сработают многочисленные реле и электромагниты. В противном случае на вход схемы в момент включения может поступить до 200 импульсов, вызванных наводками. После того, как на счетные декады придет десятитысячный импульс от ФЭУ, пересчетная схема вырабатывает импульс I_2 , который прекращает счет импульсов, устанавливает счетные декады в нуль и затем поступает в СУ. Схема управления импульсом окончания счета I_k приводит в действие хронограф ПХ, который печатает момент прихода десятитысячного импульса. Разность моментов конца и начала, уменьшенная на 0.098 сек, дает время накопления 10 000 импульсов.

Область использования

Диапазон пригодных для измерения на фотометре звездных величин определяется со стороны слабых звезд временем накопления 10 000 импульсов, а со стороны ярких звезд — разрешающим временем входного триггера. Так как фотоны, приходящие от звезды, распределены статистически и их временные распределение описывается уравнением Пуассона, то можно найти то количество фотонов, интервал времени между приходом которых меньше 1 мксек. В этот интервал времени могут прийти 3 импульса и более, но вероятность такого события пренебрежительно мала. Рассмотрим только двойные импульсы, отстоящие по времени на величину, меньшую чем 1 мксек. Такие пары импульсов регистрируются как один, и общее число пар дает количество незарегистрированных импульсов. Очевидно, что чем больше разрешающее время и чем больше интенсивность потока, тем больше количество незарегистрированных импульсов, число которых можно подсчитать по формуле

$$N_3 = N \left(1 - \frac{1}{2} n^2 \tau^2 \right),$$

где N_3 — число зарегистрированных импульсов, N — количество пришедших импульсов, n — число импульсов, приходящих в 1 сек (частота), τ — разрешающее время, т. е. количество просчетов пропорционально множителю $(n\tau)^2$.

При диаметре зеркала 50 см поток от звезды 9-й величины составляет 10 000 фотонов в 1 сек, и $1 - n^2 \tau^2 = 1 - 10^{-8} \cdot 10^{-12} = 0.9999$. Таким образом, при работе со звездой 9-й величины погрешность измерения, связанная со сдвоениями импульсов, составляет 0.01 %. Сохранить эту ошибку при измерении более ярких звезд можно в том случае, если уменьшить поток, прикрыв зеркало диафрагмой или поставив серые фильтры. Используя светофильтр НС-9 при диаметре зеркала 20 см, можно измерять поток от звезды 6-й величины с той же ошибкой 0.01 %.

С другой стороны, измерение слабых звезд не встречает принципиальных трудностей. Вся сложность заключается только в большом времени накопления. Например, измерение звезды 14-й величины занимает около 2 мин.

Теперь необходимо оценить ошибку, связанную с тем фактом, что мы регистрируем не равнотстоящие, а статистически распределенные во времени импульсы, и поэтому средняя частота следования импульсов n отличается от математического ожидания частоты. Эта ошибка тем

меньше, чем больше емкость счетчика. В первом приближении можно считать, что она обратно пропорциональна $\sqrt{N_3}$, т. е. в нашем случае ошибка $\mu \approx \frac{1}{\sqrt{N_3}} = 1 \cdot 10^{-2} = 0.01$; $\mu \approx 1\%$. Таким образом, емкость счетчика 10^4 импульсов вполне достаточна для точных измерений.

Точность измерений

С настоящим фотометром были проведены многочисленные наблюдения стандартных звезд или таких, у которых блеск можно считать неизменным. Непостоянство разности блеска двух таких звезд характеризует ошибку измерений. Характеристикой точности является среднеквадратичное отклонение σ этой разности от ее среднего значения. По нашим измерениям 29—30. V 1968 г., проводившимся при удовлетворительном состоянии неба, среднеквадратичное отклонение разности блеска двух звезд BD+28°3493 и BD+27°3517 составляло соответственно $\sigma_v=0^m.017$, $\sigma_b=0^m.011$, $\sigma_u=0^m.016$ в V , B и U -лучах. При более благоприятных метеорологических условиях ошибка измерений снижается до величины $\sigma_v=0^m.007$, $\sigma_b=0^m.008$ и $\sigma_u=0^m.012$, как это было в период наблюдений с 12 по 15. V 1967 г.

Следует отметить, что точность измерений существенно зависит от разности блеска звезд. Если разность между звездой сравнения и исследуемой звездой не превышает $1^m.5$, то влияние этой ошибки незаметно. Однако при $\Delta m=3^m.0$ ошибка может достигать $0^m.01$ — $0^m.02$, а при $\Delta m=4^m.0$ доходит до $0^m.03$.

Определение коэффициента поглощения для Киева

По измерению скоплений NGC 6709, 2169 и Плеяд в разные времена года определялась зависимость поглощения от воздушной массы. В каждом случае коэффициент поглощения определялся по 4 звездам

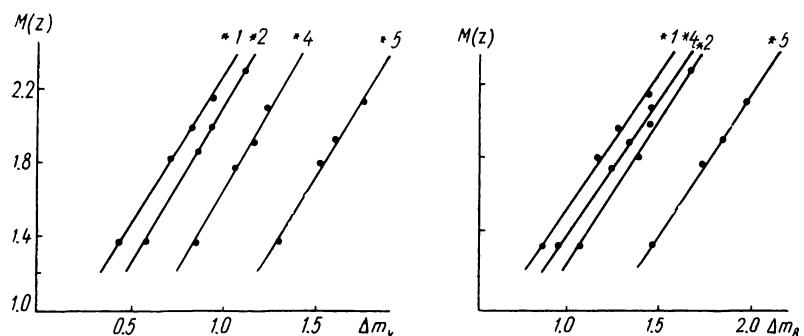


Рис. 2.

разных спектральных классов в визуальной, синей и ультрафиолетовой областях. В качестве эталона интенсивности использовался радиоактивный люминофор. Оказалось невозможным определить постоянство люминофора, но в каждую ночь находилась суммарная ошибка, связанная с изменением чувствительности аппаратуры и с нестабильностью люминофора. В худшем случае ошибка равнялась 1.7%, в лучшем — 0.86%. Следует указать, что эта ошибка характеризует относительную точность абсолютных измерений. При наших относительных измерениях, когда блеск одной звезды определяется по отношению к блеску другой, изменение чувствительности скажется на обеих звездах, а при измерении блеска переменных люминофор вообще не используется.

Как оказалось, коэффициент поглощения сильно меняется, оставаясь в среднем гораздо более высоким, чем на других обсерваториях Европы. На рис. 2—3 показана зависимость поглощения от воздушной массы, полученная по наблюдениям 23. IV 1968 г. Здесь поглощение выражено в разностях звездных величин Δm_v , Δm_b , Δm_u . Прямые линии свидетельствуют о том, что поглощение не менялось либо его изменение было линейным. Аналогичная картина наблюдалась и в другие ночи.

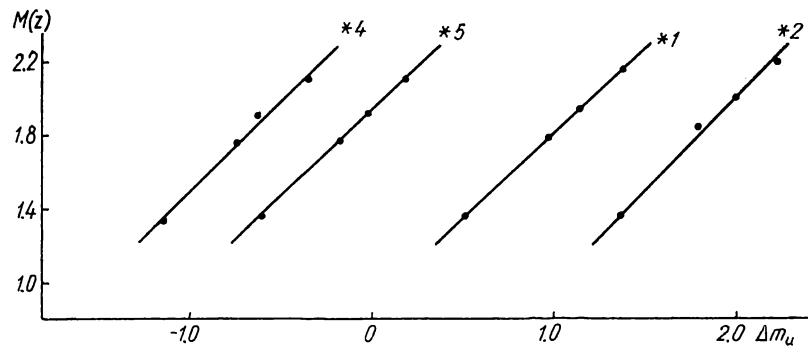


Рис. 3.

| Дата | Скопление | № звезды | CI | Коэффициент поглощения | | | Литературный источник |
|---------------|-----------|----------|-------|------------------------|------------|------------|-----------------------|
| | | | | α_v | α_b | α_u | |
| 13—14.Х 1967 | Плеяды | 597 | 1.25 | 0.52 | 0.60 | 1.07 | [1] |
| | | 569 | 1.35 | 0.50 | 0.54 | 1.10 | |
| | | 534 | 0.13 | 0.56 | 0.62 | 1.08 | |
| | | 510 | -0.01 | 0.44 | 0.57 | 1.04 | |
| 1—2.IV 1968 | NGC 2169 | 2 | -0.01 | 0.75 | 0.775 | 1.21 | [2] |
| | | 3 | 0.95 | 0.80 | 0.745 | 1.40 | |
| | | 5 | -0.06 | 0.75 | 0.84 | 1.23 | |
| | | 7 | 1.74 | 0.86 | 0.74 | 1.37 | |
| 23—24.IV 1968 | NGC 6709 | 1 | 1.31 | 0.63 | 0.73 | 1.07 | [2] |
| | | 2 | 1.55 | 0.58 | 0.645 | 1.01 | |
| | | 4 | 0.12 | 0.54 | 0.68 | 1.04 | |
| | | 5 | 0.17 | 0.62 | 0.66 | 1.08 | |

В таблице приведены значения коэффициентов поглощения для областей V , B , U , которые выражены в звездных величинах на одну воздушную массу. В связи с тем, что поглощение значительно меняется, кажется целесообразным при редукции звездных величин использовать не среднее значение α , а то, которое точнее соответствует метеорологическим условиям в момент наблюдений.

Величины и цвета стандартных звезд были взяты из [1], [2].

Привязка системы

При определении поглощения нам приходилось наблюдать звезды на разных зенитных расстояниях. Эти наблюдения были использованы для сравнения инструментальной системы с системой UBV . Величины всех наблюдавшихся звезд редуцировались за атмосферное поглощение с учетом того коэффициента, которым характеризовалось поглощение в данную ночь. Затем полученные внеатмосферные величины сравнива-

лись со стандартными *UBV*-величинами. Были получены цветовые уравнения и составлены уравнения перехода от инструментальной системы к системе *UBV*:

$$\Delta V_0 = 0.000 + 1.01[\Delta V_{\text{изм}} - 0.34 \cdot \Delta CI];$$
$$\Delta B_0 = -0.012 + 0.985[\Delta B_{\text{изм}} + 0.38 \cdot \Delta CI];$$
$$\Delta U_0 = 0.022 + 0.99[\Delta U_{\text{изм}} + 0.04 \cdot \Delta CI].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson H. L. — ApJ, 117, 3, 333, 1953.
2. Hoag A. A. — Publ. Naval Obs., 17, 7, 1961.

PHOTON COUNTER PHOTOMETER

A. F. PUGACH

Summary

The photon counter photometer constructed by the author allows one to carry out the *UBV* — photometry of stars from 6^m.0 to 14^m.0 with the accuracy of 0^m.007—0^m.017. The absorption coefficients in *U*, *B*, *V* are determined and the colour equations for transferring the observed magnitude differences to the *UBV* system are found.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ОБТЮРАТОРНЫЙ ЗАТВОР

K. E. Скорик

Большинство астрономических инструментов оборудовано фотографическими затворами, которые имеют различную сложность конструкций, различные габариты, разные диапазоны воспроизводимых экспозиций и многие другие параметры. Эти параметры изменяются в зависимости от того, с каким астрономическим инструментом работает данный затвор. Больше того, один и тот же астрономический инструмент может иметь несколько типов фотозатворов разной конструкции и с разными параметрами. Однако, объединив некоторые из них, можно изготовить фотозатвор, который сможет работать с несколькими типами астрономических инструментов как стационарными, так и экспедиционными.

Ниже приводится описание фотозатвора, который прост по конструкции, имеет большой диапазон экспозиций и надежен в работе. Описываемый фотозатвор дает минимальные экспозиции 0.01 сек, но без существенных переделок можно получать и экспозиции порядка тысячных долей секунды. Затвор может работать в одном из трех режимов:

а) короткие экспозиции 0.01—0.6 сек, обусловленные минимальной и максимальной шириной регулируемого сектора в диске затвора;

б) экспозиции от 1 сек и больше, получаемые от руки. В этом же режиме затвор может находиться в открытом состоянии как угодно долго, например, при фокусировке инструмента;

в) работа затвора от электронного или электромеханического реле времени. В нашем варианте затвор работает с электронным реле времени с экспозициями от 0.5 сек до 10 мин. Рабочее отверстие затвора 150×150 мм.

На рис. 1 изображены кинематическая и электрическая схемы затвора. На оси 1 наложен диск 2 из дюралюминия. Диск имеет секторный вырез 120°, закрываемый сектором 3, который может поворачиваться

рукойткой 4. Таким образом, ширину секторного выреза в диске 2 можно регулировать в зависимости от устанавливаемой экспозиции (режим *a*). Между диском и подвижным сектором находится тонкая резиновая прокладка 5, склеенная с диском 2. Пружина 6 прижимает сектор к прокладке, и таким образом осуществляется надежная установка ширины щели затвора.

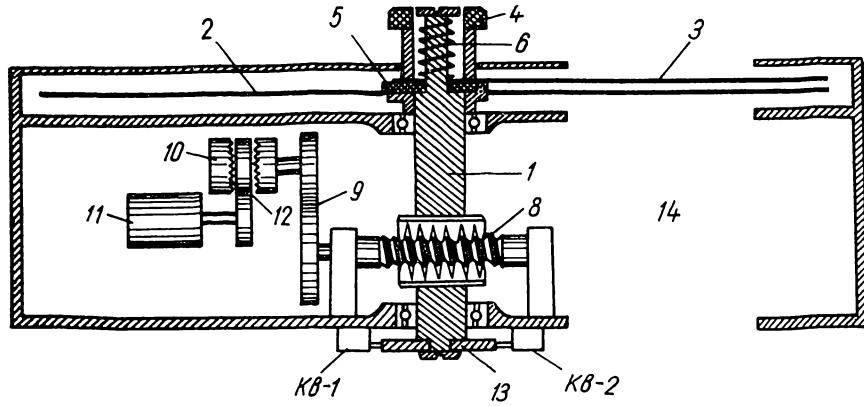


Рис. 1.

Ось 1 установлена в двух подшипниках и червячной передачей 8 и зубчатой 9 связана с электромагнитной муфтой 10 (ЭММ). На конце оси установлен фигурный диск 13, от которого работают концевые выключатели *KB-1* и *KB-2*. Приводом затвора является электромотор 11,

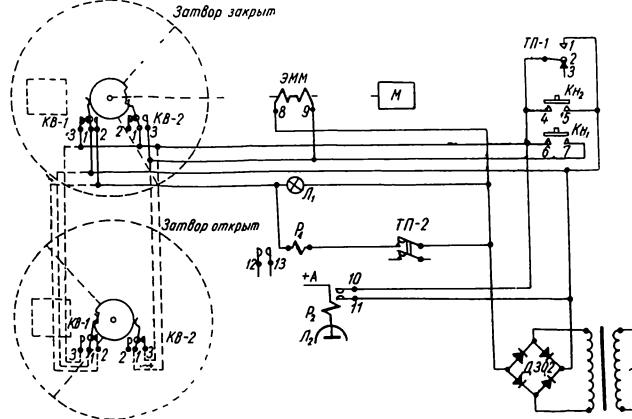


Рис. 2.

который также связан с ЭММ посредством зубчатой передачи 12. Электрическая схема затвора приведена на рис. 2 и работает следующим образом: выбирается один из трех режимов работы затвора и включается питание электросхемы. При этом начинает работать электромотор *M*. Если работа ведется с короткими экспозициями (режим *a*), тумблер *TП-1* ставят в положение, когда контакты *1—2* замкнуты, и кратковременно нажимают кнопку *Кн₁*. Напряжение с выпрямителя поступает на ЭММ по цепи, образованной контактами *1—2* переключателя *TП-1* и *6—7* кнопки *Кн₁*. ЭММ срабатывает и мотор начинает вращать диск затвора. При вращении диска срабатывает концевой выключатель *KB-2*, и питание ЭММ идет по вновь образованной цепи: выпрямитель, контакты *1—2*, *TП-1* и *1—3* концевого выключателя *KB-2*, контакты ЭММ

9—8, выпрямитель. Диск затвора сделает оборот (т. е. произойдет экспозиция) и остановится, так как контакты 3—1 концевого выключателя КВ-2 разомкнутся (рис. 2, затвор закрыт). При повторном нажатии кнопки K_{H_1} экспозиция повторится. Во время вращения диска замыкаются контакты 1—2 КВ-1, которые включают лампочку L_1 , сигнализирующую о срабатывании затвора.

Для работы затвора с любыми экспозициями (режим б) ТП-1 ставят в положение, в котором контакты 1—2 разомкнуты, и нажимают кнопку K_{H_1} . Затвор откроется и будет находиться в открытом состоянии до нажатия кнопки K_{H_2} . Цепи питания ЭММ, которые образуются при этом, легко проследить по схеме.

От электронного реле времени (на схеме показана только лампа L_2 и коммутирующее реле P_1 и P_2) затвор работает следующим образом: тумблером ТП-2 включается питание электронного реле времени и подключается реле P_1 . При кратковременном нажатии кнопки K_{H_1} затвор открывается, контакты 1—2 концевого выключателя КВ-1 замыкаются, реле P_1 срабатывает и контактами 12—13 подключает электронное реле времени. По истечении экспозиции замкнутся контакты 10—11 электронного реле времени, затвор закроется, реле P_1 обесточится и схема возвратится в исходное состояние. Затвор установлен на 70-санитметровом рефлекторе АЗТ-2 в фокусе Кассегрена для получения фотографий Луны и, как показала практика, работает длительное время вполне надежно.

GENERAL-PURPOSE ROTATING PHOTOSHUTTER

К. Е. СКОРИК

Summary

Construction and electrical circuit of a rotating photoshutter are described. The photo-shutter can operate, using both stationary and expeditional astronomical instruments under one from three conditions:

- a) short exposures from 0.01 to 0.06 sec. controlled by a mobile sector;
- b) exposures from 1 sec and more fixed by hand;
- c) exposures fixed by electronic or electromechanical timer. The working aperture of the shutter is 150×150 mm.

СПЕКТР СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА М В ОБЛАСТИ $\lambda\lambda$ 7000—6000 Å

М. Я. Орлов, М. Г. Родригес, А. В. Шаврина

1. Детальные спектрофотометрические исследования сверхгигантов класса М очень немногочисленны, особенно с большой дисперсией. Результатом этого является отсутствие сколько-нибудь надежных сведений даже о средних параметрах атмосфер этих звезд и об их химическом составе. Кроме того, в некоторых областях спектра измерения вообще не проводились.

В данной статье приводится общее описание спектра четырех звезд-сверхгигантов класса М, основанное на спектрограммах с высокой дисперсией, в области длин волн 7000—6000 Å, часть которой прежде не измерялась. Даны результаты измерений эквивалентных ширин атомных и молекулярных линий и полос.

2. Спектрограммы семи сверхгигантов различных подклассов М получены в июне—июле 1968 г. в фокусе куле 2-метрового телескопа

Шемахинской астрофизической обсерватории АН Аз. ССР М. Г. Родригесом. Использовалась камера с $f=1400$ мм, решетка 600 шт/мм во втором порядке, дисперсия 6 Å/мм. Все спектрограммы получены на пленке А-700. Калибровочные шкалки впечатывались одновременно с экспонированием звезды по обе стороны от основного спектра с помощью 6-ступенчатого ослабителя, освещаемого лампой накаливания через фильтр, который обеспечивает распределение энергии, соответствующее классу МО. Спектром сравнения служила железная дуга. Спектры расширялись до 0.4—0.5 мм, ширина щели спектрографа составляла 0.10 мм (0.15 Å на спектрограмме). Спектрограммы проявлялись в стандартных условиях в проявителе D-19.

Сведения об использованных в данной работе спектрограммах четырех звезд даны в табл. 1. Фотометрирование спектрограмм проводилось в ГАО АН УССР на регистрирующем микрофотометре МФ-4 с записью в интенсивностях в масштабе 120 : 1.

Таблица 1

| № спектро-грамм | Звезда Sp (MK [1]) | Дата | UT середина экспозиции | Продолжительность экспозиции |
|-----------------|-----------------------|---------------|---------------------------------|------------------------------|
| 425 | α Sco M1 Ib | 26.VI 1968 г. | 18 ^h 56 ^m | 30 ^m |
| 439 | α Sco | 8.VII 1968 г. | 18 ^h 25 ^m | 20 ^m |
| 433 | δ Sge M2+IIb+A | 27.VI 1968 г. | 21 ^h 42 ^m | 40 ^m |
| 434 | δ Sge | 27.VI 1968 г. | 22 ^h 16 ^m | 20 ^m |
| 427 | R Lyr M5 IIb | 26.VI 1968 г. | 21 ^h 00 ^m | 40 ^m |
| 440 | R Lyr | 8.VII 1968 г. | 19 ^h 53 ^m | 100 ^m |
| 431 | α Her A M5+Ib | 27.VI 1968 г. | 19 ^h 58 ^m | 20 ^m |
| 432 | α Her A | 27.VI 1968 г. | 20 ^h 37 ^m | 40 ^m |

3. Проведение непрерывного спектра у поздних звезд связано со значительными трудностями. В рассматриваемую спектральную область попадают сильные молекулярные полосы (в основном γ -системы TiO), а также многочисленные теллурические линии O₂ и H₂O.

При общем обзоре регистрограмм отобраны наиболее высокие пики интенсивности. Они были нанесены для каждой звезды на график в зависимости от λ (в очень сжатом масштабе). При этом оказалось, что у ранних подклассов M1—M2 выделяются пики вблизи $\lambda\lambda$ 6845, 6540, 6468, 6130, 6050 Å. Наиболее подавлены молекулярными полосами участки $\lambda\lambda$ 6780—6600, 6400—6150 Å. У поздних подклассов M4—M5 наиболее сильны пики вблизи $\lambda\lambda$ 6540, 6468, 6145 Å. Вся область от 6560 до 6870 Å характеризуется значительно большей (по сравнению с ранними подклассами) депрессией непрерывного спектра, что вызвано усиливением молекулярных полос. Некоторые количественные характеристики интенсивности полос приведены далее.

На упомянутых графиках с нанесенными на них пиками (с учетом кривой спектральной чувствительности эмульсии) был проведен непрерывный спектр, который затем переносился на регистрограммы. Найденный таким путем уровень непрерывного спектра неизбежно занижен, а отнесенные к нему эквивалентные ширины — это так называемые усеченные эквивалентные ширины [2]. Усечение проявляется в том, что у профилей линий, даже наиболее сильных, нет явно выраженных крыльев.

Сначала с помощью планиметра были измерены эквивалентные ширины небольшого числа (до нескольких десятков) небледнированных

линий с наиболее четкими профилями. Затем по ним строилась зависимость эквивалентной ширины W от центральной глубины R_0 в координатах $\lg R_0$, $\lg \frac{W}{\lambda} 10^6$. Пример такой зависимости показан на рис. 1.

Для остальных линий эквивалентные ширины определялись из этой зависимости по измеренным центральным глубинам. Для отождествления линий использовались таблицы мультиплетов Мур [3] и список Девис для β Peg [4].

Таблица 2

| λ , Å | Полоса TiO | α Sco | μ Сер | δ Sge | R Lyr | α Her A |
|---------------|-------------------|--------------|-----------|--------------|-------|----------------|
| 6849.8 | γ (3.2) Rc | 0.32 | 0.29 | 0.39 | 0.56 | 0.58 |
| 6747.6 | γ (2.1) Rb | 0.42 | 0.42 | 0.52 | 0.66 | 0.66 |
| 6680.6 | γ (1.0) Rb | 0.38 | 0.45 | 0.49 | 0.66 | 0.68 |
| 6651.1 | γ (1.0) Ra | 0.44 | 0.43 | 0.47 | 0.68 | 0.68 |
| 6414.8 | γ (3.1) Rc | 0.33 | 0.31 | 0.36 | 0.51 | 0.54 |

4. Результаты измерений приведены в табл. 3, где даны: лабораторная длина волн $\lambda_{\text{лаб}}$ (для атомных линий из [3], а для молекулярных линий — приближенно, с точностью 0.1 Å, из [4]; длины волн неотождествленных линий даны также приближенно до 0.1 Å); название элемента и номер мультиплета по [3]; данные о блендирующих линиях, эквивалентные ширины в виде $\lg \frac{W}{\lambda} 10^6$ для четырех звезд. Дополнительные символы во втором и четвертом столбцах соответствуют обозначениям Девис [4]. В табл. 3 выделены эквивалентные ширины линий, по которым строилась зависимость $(\lg R_0, \lg \frac{W}{\lambda} 10^6)$. Для значи-

тельный числа линий не удается надежно определить эквивалентные ширины или даже центральные глубины из-за сильного блендинования или наложения теллургических линий. Такие линии в таблицу не включены. Их число составляет для ранних подклассов приблизительно 30%, для поздних — 50% общего числа линий, отождествленных на наших спектрограммах.

Интересно проследить поведение полос молекул при переходе от ранних подклассов к поздним. В табл. 2 приведены данные о глубинах голов некоторых полос (в нее дополнительно включены измерения для μ Сер). Все они, как и можно было ожидать, увеличиваются при переходе к поздним подклассам. Заключение Ямашита [5] об ослаблении полосы $\lambda 6651$ TiO у R Lyr по сравнению с более ранними звездами несомненно связано с занижением им уровня непрерывного спектра в соответствующей области. Наши данные из табл. 2 вместе с данными Ямашита приведены на рис. 2.

Представляет интерес сравнение полученных нами результатов с определениями других авторов. Как уже отмечалось, такие измерения весьма немногочисленны и в основном выполнены в других спектральных областях. Мерчант [6, 7], определяя содержание лития в атмосферах

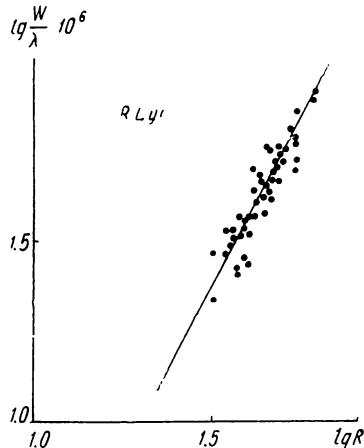


Рис. 1.

Таблица 3

| $\lambda_{\text{лаб}}$ | Элемент и номер мультиплета | Блендирующие линии | | $\lg \frac{W}{\lambda} 10^6$ | | | |
|------------------------|-----------------------------|------------------------|----------|------------------------------|--------------|-------|----------------|
| | | $\lambda_{\text{лаб}}$ | Элемент | α Sco | δ Sge | R Lyr | α Her A |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| 6945.21 | Fe 111 | | | 1.63 | | | |
| 29.6 | | | | | 1.51 | | |
| 29.1 | | | | 1.69 | | | |
| 28.3 | | | | 1.55 | | | |
| 26.1 | Ti (M) | 26.04 | Cr 222 | 1.64 | 1.54 | | |
| 25.24 | Cr 222 | | | 1.44 | 1.39 | | |
| 16.70 | Fe 1052 | <i>bl</i> | | 1.23 | 1.17 | | |
| 14.56 | Ni 62 | | | 1.56 | | | |
| 11.52 | Fe 109 | | | 1.31 | 1.10 | | |
| 03.3 | | | | | 1.00 | | |
| 6898.4 | TiO | 98.31 | Fe 1078 | 1.29 | 1.10 | | |
| 94.9 | TiO | | | 1.18 | | | |
| 94.4 | TiO | | | | 1.03 | | |
| 83.1 | | | | 1.42 | | | |
| 82.48 | Cr 222 | | | 1.29 | 1.09 | 1.60 | |
| 81.7 | TiO | 81.64 | Cr 222 | 1.29 | 1.23 | | |
| 65.1 | TiO | | | 1.31 | 1.07 | | |
| 64.3 | | | | | 1.58 | | |
| 63.5 | TiO | | | 1.07 | | 1.78 | 1.86 |
| 61.93 | Fe 109 | | | 1.36 | | | |
| 61.47 | Ti 237 | | | | 1.70 | | |
| 60.96 | Fe 341p? | | | | 1.70 | 1.80 | |
| 60.29 | Fe 205 | | TiO | 1.36 | 1.29 | 1.76 | 1.82 |
| 59.7 | | | | | 1.72 | | |
| 59.2 | TiO | | | | 1.72 | | |
| 58.7 | TiO | | | | 1.76 | | 1.84 |
| 58.2 | TiO | 58.16 | Fe 1173 | 1.44 | 1.33 | 1.80 | 1.82 |
| 29.6 | | | | | 1.72 | | |
| 57.2 | TiO | | | 1.31 | 1.10 | 1.82 | 1.86 |
| 56.3 | TiO | | | | 1.80 | | |
| 55.7 | TiO | 55.74 | Fe 1194? | 1.37 | 1.07 | 1.80 | 1.82 |
| 55.18 | Fe 1195 | | | 1.59 | 1.17 | | |
| 51.64 | Fe 34 | | TiO | 1.44 | 1.17 | 1.72 | |
| 51.0 | | | | | | 1.84 | |
| 49.8 | TiO $\gamma(3, 2)$ Rc | | | | | | |
| 47.4 | TiO? | | | 1.05 | | | 1.77 |
| 46.9 | TiO? | | | 1.41 | | | |
| 46.4 | TiO? | | | 1.25 | | 1.60 | |
| 45.9 | | | | | 1.70 | | 1.79 |
| 45.24 | Y 16 | | | | 1.56 | | 1.70 |
| 44.67 | Fe 34p | | | 1.31 | 1.22 | 1.66 | 1.80 |
| 43.67 | Fe 1173 | | | 1.39 | | | |
| 42.7 | TiO | 42.67 | Fe 1197 | 1.27 | 1.15 | 1.72 | |
| 42.0 | TiO? | 41.89 | V 31 | 1.46 | 1.15 | 1.64 | |
| | | 42.07 | Ni 126 | | | | |
| 41.35 | Fe 1195 | | TiO? | 1.47 | 1.09 | | |
| 39.83 | Fe 205 | | | 1.60 | 1.31 | 1.72 | 1.84 |
| 38.9 | TiO | | Fe u? | 1.13 | 1.21 | 1.74 | 1.84 |
| 37.9 | TiO | | | | | 1.80 | |
| 37.4 | TiO | | | | | 1.84 | |
| 36.2 | TiO | | | | 1.74 | | 1.80 |
| 35.6 | TiO | | | | 1.74 | | 1.84 |
| 35.2 | TiO? | | Sc u? | | 1.67 | | |
| 34.6 | TiO? | | | | 1.70 | | 1.80 |
| 33.7 | TiO | | | | 1.72 | | 1.86 |
| 32.9 | TiO | | | 1.51 | 1.33 | | 1.86 |
| 32.44 | V 31 | | | 1.40 | 1.25 | | |
| 30.7 | TiO | | | | | 1.88 | |
| 30.2 | TiO | | | | | 1.84 | |
| 29.2 | TiO | | | | 1.82 | | 1.86 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------|-----------------------|-------|---------------|--------------|-------------|-------------|-------|
| 6828.61 | Fe 1195 | | | <u>1.62</u> | 1.09 | 1.74 | 1.82 |
| 27.7 | TiO | | | | | | 1.88 |
| 27.1 | TiO | | | | | 1.78 | 1.85 |
| 26.1 | TiO? | | | | | 1.84 | 1.90 |
| 24.7 | TiO? | | | | | 1.82 | 1.92 |
| 23.9 | TiO? | | | | | 1.78 | |
| 23.1 | TiO? | | | | | 1.84 | 1.92 |
| 21.7 | TiO? | | | | | 1.84 | 1.92 |
| 20.8 | TiO? | | | | | | 1.90 |
| 20.5 | | | | 1.46 | | | |
| 20.1 | TiO? | | | | | 1.82 | |
| 19.6 | TiO? | | | 1.35 | | 1.82 | |
| 18.8 | TiO? | | | | | 1.82 | 1.94 |
| 17.4 | TiO? | | | | | 1.88 | 1.94 |
| 14.6 | TiO $\gamma(3, 2)$ Rb | | | | | | |
| 12.4 | TiO | 12.40 | V 31 | 1.66 | 1.33 | | 1.94: |
| 10.9 | TiO? | | | | | 1.78 | |
| 10.3 | | | | 1.52 | 1.25 | | |
| 10.1 | TiO? | | | | | 1.84 | 1.94 |
| 08.9 | TiO | | | 1.51 | 1.23 | 1.82 | 1.94 |
| 07.7 | TiO | | | 1.40: | 1.20 | 1.82 | 1.94 |
| 06.9 | TiO | 06.85 | Fe 268 | 1.59 | 1.53 | 1.82 | 1.94 |
| 05.8 | | | | | | 1.80 | |
| 05.3 | TiO | | | 1.35: | 1.25 | | |
| 04.1 | TiO | | | 1.46: | 1.28 | | 1.96 |
| 02.9 | TiO | | | 1.40: | 1.20 | 1.86 | 1.96 |
| 01.8 | TiO | | | 1.65 | 1.47 | 1.88 | 1.96 |
| 00.8 | TiO | | | <u>1.44:</u> | 1.37 | 1.88 | 1.95 |
| 6799.9 | | | | 1.31: | 1.17 | 1.86 | |
| 99.0 | | | | 1.42 | 1.28 | | |
| 98.3 | | | | 1.51: | 1.49 | | |
| 96.7 | | | | | 1.39 | 1.90 | |
| 96.1 | | | | 1.69 | 1.43 | 1.88 | |
| 95.2 | | | | 1.63 | 1.47 | 1.90 | 1.96 |
| 93.5 | | | | 1.60 | 1.49 | | |
| 91.8 | | | | 1.46: | | | |
| 91.2 | TiO | 91.02 | Sr 3 | | | 1.92 | |
| 90.3 | | | | 1.62 | 1.46 | | |
| 89.1 | | | | 1.46: | | | |
| 86.8 | | | | 1.52 | | | |
| 85.0 | TiO | 84.98 | V 31 | 1.70 | 1.60 | | 2.00 |
| 84.3 | TiO | | | | | | 2.00 |
| 83.7 | TiO | 83.71 | Fe 205 | 1.63 | 1.44 | | |
| 83.1 | TiO | | | 1.62 | | 1.98 | 2.02: |
| 81.8 | TiO $\gamma(2, 1)$ Rc | | | | | | |
| 80.3 | TiO | | | 1.32 | 1.23 | 1.88 | 1.96 |
| 79.3 | TiO | | | | | 1.82 | |
| 78.6 | TiO? | | Sm II (M)? | | | | 1.97: |
| 77.4 | TiO | 77.44 | Fe 1010, 1013 | 1.44 | 1.43 | 1.90 | 1.96 |
| 76.5 | TiO | | | | | 1.91 | 1.92 |
| 76.0 | TiO | | | | | <u>1.88</u> | 1.94: |
| 74.8 | TiO | | | | | 1.82 | 1.86 |
| 74.28 | La II 2 | | | <u>1.58</u> | <u>1.54</u> | | |
| 74.1 | TiO | | | | | 1.90 | |
| 73.5 | TiO | | | | | 1.78 | |
| 72.9 | TiO | | | | | 1.86 | 1.88 |
| 72.3 | TiO | 72.36 | Ni 127 | 1.53 | 1.47 | | |
| 71.0 | TiO | 71.04 | Co 54 | 1.66 | 1.44 | | 1.97 |
| 69.8 | | | | 1.63 | 1.41 | 1.88 | |
| 68.9 | | | | 1.44 | 1.36 | 1.88 | 1.94 |
| 67.78 | Ni 57 | | | <u>1.73</u> | <u>1.58</u> | 1.92 | 1.97 |
| 66.49 | V 31 | | TiO | <u>1.66</u> | <u>1.67</u> | 1.92 | 1.97 |
| 65.4 | TiO? | | | 1.33 | 1.32 | 1.90 | 1.96 |
| 64.7 | TiO? | | | | 1.20 | | |
| 64.4 | TiO? | | | | | 1.92 | |
| 64.0 | TiO? | | | 1.48 | 1.43 | 1.90 | 1.98 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|----------------------|-------|----------|------|------|------|-------|
| 6762.2 | TiO | 62.38 | Zr 1 | 1.77 | 1.61 | 1.96 | 2.00: |
| 61.6 | TiO | | | 1.35 | 1.46 | 1.97 | 1.96 |
| 60.7 | TiO | | | 1.52 | 1.46 | | 2.00: |
| 59.5 | TiO | | | | | 1.96 | |
| 59.1 | TiO | | | | | 1.96 | |
| 57.5 | TiO | | | 1.48 | 1.60 | 1.96 | 2.00 |
| 56.8 | TiO | | | | | 1.94 | |
| 56.1 | TiO | | | 1.51 | 1.53 | | 2.02 |
| 54.6 | TiO | | Sm II ? | 1.58 | 1.48 | 1.96 | |
| 53.5 | TiO | | | | | 2.00 | 2.01 |
| 53.00 | V 31 | 52.72 | Fe 1195 | 1.94 | 1.64 | 1.96 | |
| 52.2 | TiO | | | | | 2.00 | 2.01 |
| 51.7 | TiO | | | 1.48 | | 1.98 | |
| 50.15 | Fe 111 | | TiO | 1.85 | 1.60 | 1.98 | 2.01 |
| 49.2 | TiO? | | | | | 2.00 | |
| 48.9 | | | | 1.56 | 1.54 | | |
| 47.6 | TiO $\gamma(2,1)$ Rb | | | | | | |
| 46.8 | TiO | | | | | 1.96 | |
| 45.56 | Ti 226p | | | | | 1.92 | |
| 44.5 | TiO | | | 1.29 | 1.44 | 1.94 | 1.98 |
| 43.12 | Ti 48 | | | 1.81 | 1.74 | 1.94 | 1.98 |
| 42.2 | TiO | | | | 1.48 | | |
| 41.7 | TiO | | | | | | 2.00 |
| 40.6 | TiO | | | | 1.48 | | 2.00 |
| 40.0 | | | | | | 1.92 | |
| 39.54 | Fe 34 | | | 1.82 | 1.56 | | |
| 38.9 | TiO | bl | | 1.46 | | | |
| 37.3 | TiO? | | | 1.40 | | | |
| 35.00 | Fe 1157p? | | | 1.51 | | 1.96 | 2.02 |
| 34.1 | TiO | | | 1.44 | | 1.94 | |
| 33.2 | TiO | 33.16 | Fe 1195? | 1.48 | | 1.94 | 2.02 |
| 32.1 | TiO | 32.06 | Fe 1225? | 1.48 | | 1.96 | |
| 28.2 | TiO | | Gd? | 1.48 | | 1.94 | 2.04 |
| 27.2 | TiO? | | | | | 1.98 | |
| 26.5 | TiO? | | | | | 1.98 | |
| 25.8 | TiO? | | | | | 1.98 | |
| 23.0 | TiO? | | | 1.52 | | | |
| 19.7 | TiO $\gamma(1,0)$ Qc | | | | | | |
| 17.68 | Ca 32 | | TiO | 1.82 | 1.41 | 2.00 | 2.06: |
| 17.4 | TiO $\gamma(2,1)$ Rc | | | | | | |
| 16.8 | TiO | 16.68 | Ti 273 | 1.50 | 1.56 | 1.98 | 2.04 |
| 16.0 | TiO | 16.24 | Fe 1225 | 1.56 | 1.54 | | |
| 15.4 | TiO | 15.41 | Fe 1174 | 1.60 | 1.60 | 2.00 | |
| 14.6 | TiO $\gamma(1,0)$ Rc | | | | | | |
| 14.0 | TiO | | | 1.57 | 1.51 | | |
| 13.1 | | | | 1.40 | | | |
| 12.7 | | | | | | 1.90 | |
| 10.31 | Fe 34 | | TiO | 1.74 | 1.49 | 1.90 | |
| 09.1 | TiO | | | 1.23 | | 1.82 | |
| 07.74 | } Li 1 | | | | 1.92 | | |
| .89 | | | | | | | |
| 06.8 | | | | | | 1.88 | |
| 05.8 | | | | | | 1.88 | |
| 04.7 | TiO | | | 1.48 | 1.41 | | 2.00 |
| 03.57 | Fe 268 | | TiO | 1.68 | 1.51 | | 1.96 |
| 02.6 | TiO | | | 1.50 | 1.43 | 1.88 | 1.98 |
| 01.5 | TiO | | | 1.47 | 1.43 | 1.88 | 1.99 |
| 00.5 | TiO | | | 1.23 | 1.47 | 1.90 | 1.98 |
| 6699.6 | TiO | | | 1.45 | 1.44 | 1.94 | 1.98 |
| 99.2 | TiO | | | | | 1.90 | |
| 98.6 | TiO | 98.63 | Al 5 | 1.52 | 1.51 | 1.90 | 1.97 |
| 98.0 | TiO? | | | | | 1.90 | 1.98 |
| 97.1 | TiO? | | | | | 1.90 | |
| 96.1 | TiO | 95.97 | Al 5 TiO | 1.72 | 1.56 | 1.92 | 2.00 |
| 95.3 | TiO | | | 1.25 | 1.46 | 1.92 | |
| 94.3 | TiO | | | | | 1.94 | |
| 93.2 | TiO | | | | | 1.92 | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|----------------------|-------|-----------|-------|------|------|-------|
| 6692.7 | TiO | | | | | | 2.00 |
| 92.4 | TiO | | | | | 1.94 | |
| 91.8 | TiO | | | 1.48 | | 1.96 | 2.02 |
| 91.0 | TiO | | | 1.51 | | 1.92 | |
| 90.3 | TiO | | | 1.37 | | 1.96 | 2.02 |
| 89.4 | TiO | | | | | 1.92 | |
| 88.7 | TiO | | | | | 1.92 | |
| 87.9 | TiO | | | | | 1.94 | |
| 87.6 | TiO | 87.57 | Y 1 | 1.60 | 1.54 | 1.94 | 2.02 |
| 85.9 | TiO $\gamma(1,0)$ Qb | | | | | | |
| 84.9 | | | | 1.44 | | | |
| 83.3 | | | | 1.41 | | | |
| 80.6 | TiO $\gamma(1,0)$ Rb | | | | | | |
| 79.4 | TiO | | | | 1.32 | 1.88 | |
| 78.8 | TiO | | | 1.51 | | 1.84 | |
| 77.99 | Fe 268 | 77.25 | Ti 274? | 1.87 | 1.56 | | 1.94 |
| 77.1 | TiO | | | 1.52 | 1.41 | 1.86 | 1.94 |
| 76.0 | TiO | | | 1.25 | 1.25 | 1.82 | 1.92 |
| 75.0 | TiO | | | 1.29 | 1.25 | 1.82 | 1.93 |
| 73.8 | TiO | | | 1.31 | | 1.86 | 1.93 |
| 72.7 | TiO | | | | | 1.84 | 1.93 |
| 72.4 | TiO | | | 1.31 | | | |
| 71.7 | TiO | | | | | 1.84 | 1.94 |
| 71.5 | TiO | | | 1.29: | | | |
| 70.7 | TiO | | | | | 1.82 | 1.94 |
| 70.4 | TiO | | | 1.29: | | | |
| 69.7 | TiO | | | | | 1.82 | 1.94 |
| 68.9 | TiO | | | | | 1.82 | 1.94 |
| 68.0 | TiO | | | | | 1.86 | 1.94 |
| 67.4 | TiO | | | | 1.32 | | |
| 67.1 | TiO | | | | 1.33 | | |
| 66.3 | TiO | | | 1.46 | 1.43 | 1.86 | 1.97 |
| 65.4 | TiO | 65.43 | Fe 34p | 1.56 | 1.58 | 1.86 | 1.92 |
| 64.5 | TiO | | Y (M) ? | 1.44 | 1.50 | 1.90 | 1.92 |
| 63.8 | TiO | | | | | 1.90 | 1.94 |
| 63.45 | Fe 111 | | | 1.87 | 1.63 | | |
| 62.9 | TiO | | | | | 1.82 | |
| 62.4 | TiO | | | | | 1.86 | |
| 61.8 | TiO | | | | | 1.86 | |
| 61.2 | TiO | 61.08 | Cr 282 | 1.46 | 1.41 | 1.90 | 1.96 |
| 60.5 | TiO | | | | | 1.86 | 1.96: |
| 57.7 | TiO $\gamma(1,0)$ Qa | | | | | | |
| 51.1 | TiO $\gamma(1,0)$ Ra | | | | | | |
| 50.3 | TiO | | | 1.34 | 1.25 | | |
| 49.6 | TiO | | | 1.29 | 1.20 | 1.82 | 1.93 |
| 48.8 | TiO | | | | 1.07 | | |
| 48.08 | Fe 13p | | | 1.64 | 1.44 | | 1.84 |
| 46.9 | TiO | 46.98 | Fe 206 | 1.50 | 1.32 | | |
| 45.11 | Eu II 8 | | TiO? | 1.44 | 1.25 | | |
| 43.64 | Ni 43 | | | 1.80 | 1.64 | 1.80 | |
| 42.4 | TiO? | | | 1.15 | 1.05 | | |
| 41.6 | TiO? | | | 1.15 | 1.08 | 1.74 | 1.84 |
| 40.4 | TiO | | | | | | 1.82 |
| 39.7 | TiO | 39.71 | Fe 1195 | 1.63 | 1.32 | 1.70 | 1.84 |
| 37.9 | TiO | | | 1.31 | 1.17 | | |
| 35.0 | TiO | | | | | | 1.88 |
| 34.2 | TiO | 34.10 | Fe 1258p? | 1.63 | | 1.72 | 1.84 |
| 33.3 | V(Ms) | 33.44 | Fe 1258 | 1.61 | 1.32 | 1.70 | |
| 32.44 | Co 111 | | | 1.35 | | | 1.80 |
| 31.8 | TiO | | | | 1.20 | 1.66 | 1.80 |
| 31.1 | TiO | | | 1.18 | | | |
| 30.01 | Cr 16 | | | 1.64 | 1.42 | 1.68 | |
| 29.4 | TiO | | | | | | 1.82: |
| 28.2 | TiO | | | 1.13 | 1.28 | 1.80 | 1.84 |
| 27.56 | Fe 1174 | | | 1.44 | 1.08 | | |
| 27.0 | TiO | | | | 1.35 | 1.80 | 1.86: |
| 26.0 | TiO | | | 1.46 | 1.32 | 1.82 | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------|------------|-------|-----------|------|-------|------|-------|
| 6624.86 | V 48 | 25.04 | Fe 13 | 1.85 | 1.72 | 1.66 | 1.78 |
| 23.4 | V(M)? | | | | | 1.70 | 1.80 |
| 22.8 | TiO | | | | | 1.68 | 1.78 |
| 21.7 | TiO | | | | | 1.66 | 1.78 |
| 20.2 | TiO | | | | | 1.70 | 1.82 |
| 18.6 | TiO | | | | | 1.72 | 1.80 |
| 18.0 | TiO | | | | | 1.62 | |
| 16.5 | TiO | | | | | 1.64 | |
| 15.9 | TiO | | | | | 1.66 | |
| 15.2 | TiO | | | | | 1.66 | |
| 14.3 | TiO | | | | 1.07 | 1.62 | 1.72 |
| 13.83 | Fe 13p | 13.74 | Y II 26 | 1.74 | 1.58 | | |
| 13.5 | | | | | | 1.68 | |
| 12.8 | TiO | | | | 1.03: | 1.67 | 1.68 |
| 12.0 | TiO | | | 1.42 | 1.20 | 1.66 | 1.91 |
| 11.3 | TiO | | | | | 1.76 | 1.74 |
| 10.5 | TiO | | | | | 1.68 | |
| 09.68 | Fe 13p | | TiO | 1.93 | 1.50 | | |
| 09.12 | Fe 206 | | | | 1.52 | 1.64 | 1.72 |
| 08.4 | TiO | | | | | 1.66 | 1.70 |
| 07.82 | V 59 | | | | 1.64 | 1.61 | 1.74 |
| 07.1 | TiO | | | | 1.21 | 1.10 | 1.61 |
| 06.5 | TiO | | | | | 1.23 | 1.74: |
| 05.98 | V 48 | | | | 1.61 | 1.55 | 1.76 |
| 04.60 | Sc II 19 | 04.67 | Fe 1254 | | 1.51 | 1.35 | 1.68 |
| 03.67 | Fe 860p | | | | | 1.58 | |
| 03.20 | Fe 862p | | | | 1.22 | 1.10 | 1.64 |
| 02.8 | | | | | | 1.61 | |
| 02.3 | TiO | | | | 1.22 | 1.13 | 1.64 |
| 01.0 | TiO | | | | | 1.64 | 1.74 |
| 00.6 | TiO | | | | | 1.62 | 1.72 |
| 6599.11 | Ti 49 | | | | 1.78 | 1.73 | 1.81 |
| 97.5 | TiO | 97.61 | Fe 1253 | | 1.45 | 1.23 | 1.58: |
| 96.6 | TiO | | | | | 1.61 | 1.70 |
| 95.9 | TiO | 95.87 | Co 174 | | 1.47 | 1.13 | 1.70 |
| 95.1 | TiO | | | | 1.36 | | 1.70: |
| 93.88 | Fe 168 | | | | 1.79 | 1.54 | 1.78 |
| 92.92 | Fe 268 | 92.91 | Ti 102p | | 1.84 | 1.54 | 1.62: |
| 92.4 | TiO | | | | | 1.58 | 1.66 |
| 91.4 | TiO | 91.32 | Fe 1229? | | 1.42 | 1.13 | 1.58 |
| 90.8 | TiO | | | | | 1.07 | 1.61 |
| 89.3 | TiO | | | | 1.36 | 1.20 | 1.58 |
| 88.6 | | | | | | 1.46 | 1.58 |
| 87.2 | TiO | | | | | 1.07 | 1.63 |
| 86.33 | Ni 64 | | TiO | | | | 1.68 |
| 83.9 | TiO? | | | | | 1.54 | 1.64 |
| 83.2 | TiO | | | | 1.27 | | |
| 82.4 | | | | | | 1.50 | 1.58 |
| 81.22 | Fe 34 | | | | 1.84 | | |
| 80.96 | Cr 16 | | TiO | | | 1.68 | |
| 80.3 | TiO | | | | | 1.61 | 1.68: |
| 78.96 | V 32 | bl? | | | 1.61 | 1.44 | 1.72 |
| 77.8 | TiO | 78.0 | | | 1.18 | 1.35 | |
| 77.1 | | | | | | 1.50 | |
| 76.5 | TiO | | Zr (M) ? | | 1.54 | 1.44 | 1.62 |
| 75.02 | Fe 206 | 75.18 | Ti 286 | | 1.69 | | 1.72 |
| 74.24 | Fe 13 | | | | 1.77 | 1.62 | 1.69 |
| 73.7 | TiO | | | | | | 1.68 |
| 72.78 | Ca 1 | 72.90 | Cr 16 | | 1.84 | 1.78 | 1.84 |
| 71.9 | | | | | | 1.20 | |
| 71.2 | TiO | 71.22 | Fe 1121? | | 1.23 | 1.33 | |
| 70.6 | Sm II (M)? | | | | 1.11 | 1.13 | 1.72 |
| 70.1 | TiO | | | | 1.13 | 1.23 | 1.54 |
| 69.5 | TiO | | | | | | 1.66 |
| 69.23 | Fe 1253 | 69.31 | Sm II 62? | | 1.64 | 1.47 | 1.62 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|----------------------|-------|----------------------|------|------|-------|-------|
| 6568.0 | | | | | 1.07 | 1.58 | |
| 67.5 | | | | | 1.17 | 1.58 | |
| 66.8 | TiO | | | 1.09 | 1.30 | 1.66 | 1.70: |
| 65.62 | Ti u | 65.88 | V 48 | 1.54 | 1.32 | 1.64 | 1.77 |
| 64.9 | TiO | | | | | 1.58 | 1.77 |
| 64.0 | TiO | | | | | 1.58 | |
| 60.2 | TiO | | | | 1.20 | 1.70 | |
| 59.58 | Ti II 91 | | | 1.38 | 1.11 | 1.31 | 1.45 |
| 58.7 | TiO | | | 1.05 | 1.25 | 1.56 | 1.70 |
| 58.02 | V 59 | 57.87 | Sc 24 | 1.51 | 1.39 | 1.54 | 1.64 |
| 57.40 | Y 1 | | | | 1.43 | | |
| 57.1 | TiO | 57.0 | TiO? | | | 1.46 | 1.57 |
| 56.07 | Ti 102 | | | 1.81 | 1.65 | 1.71 | 1.72 |
| 54.23 | Ti 102 | | | 1.74 | 1.71 | 1.68 | 1.60 |
| 53.7 | TiO | | | | | | 1.68 |
| 53.1 | TiO? | | | | | | 1.66 |
| 52.6 | TiO? | | | | | | 1.57 |
| 51.68 | Fe 13p | | | 1.76 | 1.56 | 1.64 | |
| 51.1 | TiO | | | | | 1.60 | 1.69 |
| 50.3 | | | | | 1.30 | | 1.52: |
| 49.6 | TiO | | | 1.44 | 1.46 | 1.62 | 1.77 |
| 49.0 | | | | | | | 1.62 |
| 47.58 | Fe 13p | | | | 1.23 | 1.44 | 1.47 |
| 46.6 | | | | | | | 1.37 |
| 46.28 | Ti 102 | 46.24 | Fe 268 | 1.80 | 1.62 | 1.60 | 1.75 |
| 44.8 | | | | 1.13 | | | |
| 43.51 | V 48 | | | | 1.54 | | |
| 42.0 | TiO | | | | | | 1.27 |
| 41.4 | TiO | | | | 1.03 | 1.46 | 1.42 |
| 40.4 | TiO | | | | | 1.30 | 1.43 |
| 40.1 | TiO | | | | 1.10 | 1.25 | |
| 39.4 | TiO | | | | | 1.07: | 1.21 |
| 38.9 | TiO? | | | | | | 1.02: |
| 37.92 | Cr 16 | | | 1.54 | 1.49 | | 1.45: |
| 36.5 | TiO | | | | 1.03 | 1.52 | 1.37 |
| 35.7 | TiO | | | | 1.07 | 1.33 | 1.41 |
| 34.6 | | | | | | 1.40 | 1.54 |
| 33.97 | Fe 1197 | | | 1.44 | 1.23 | 1.30 | 1.20 |
| 32.89 | Ni 64 | | | 1.56 | | | |
| 32.3 | TiO? | | | | | 1.35 | 1.26 |
| 31.44 | V 48 | | | 1.62 | 1.58 | 1.55 | 1.63 |
| 30.4 | TiO | | | | 1.13 | 1.48 | 1.50 |
| 29.6 | TiO | | | 1.13 | 1.17 | 1.50 | 1.45 |
| 28.6 | Fe u | | | 1.13 | 1.29 | | 1.48 |
| 28.0 | TiO? | | | 1.07 | | | 1.47 |
| 26.99 | La II 33 | | TiO | 1.72 | 1.54 | | 1.62 |
| 25.8 | | | | | 1.27 | 1.45 | 1.50 |
| 25.4 | | | | | | 1.43 | 1.52 |
| 23.7 | | | | | 1.21 | | |
| 23.2 | TiO | | | | | 1.43 | |
| 22.9 | TiO | | | | 1.41 | 1.25 | 1.38 |
| 22.5 | TiO | | | | | | 1.35 |
| 21.8 | | | | | 1.05 | | 1.50 |
| 16.05 | Fe II 40 | | | | | 1.43 | 1.64 |
| 14.9 | ZrO $\gamma(1,1)$ Xc | | | | | | |
| 12.5 | TiO $\gamma(5,3)$ Rb | | | | | | |
| 11.8 | TiO | | | | | 1.50 | 1.59 |
| 11.2 | TiO? | | | | | 1.42 | |
| 10.5 | TiO | | | | 1.21 | 1.20 | 1.60 |
| 09.8 | TiO? | | | | 1.32 | 1.44 | 1.50 |
| 08.9 | TiO, ZrO | 08.74 | Ca 18 | | 1.48 | | 1.53 |
| 08.13 | Ti 102 | | ZrO $\gamma(1,1)$ Rc | | | 1.58 | 1.66 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------|----------------------|-------|----------|------|------|------|-------|
| 6507.5 | TiO? | | | 1.18 | | 1.58 | 1.62: |
| 06.9 | TiO? | 07.0 | TiO? | | | 1.46 | |
| 06.4 | Zr | | | 1.35 | 1.41 | 1.37 | |
| 05.8 | | | | | | 1.50 | |
| 05.4 | TiO | | | 1.56 | 1.35 | 1.54 | 1.62: |
| 04.16 | V 48 | | | 1.69 | 1.54 | 1.50 | |
| 03.5 | TiO | | | 1.49 | 1.33 | 1.58 | |
| 02.3 | TiO | | | 1.41 | 1.31 | 1.58 | 1.64 |
| 01.21 | Cr 16 | | | 1.65 | 1.60 | 1.71 | 1.72 |
| 00.4 | TiO | | | 1.05 | 1.31 | 1.66 | 1.70 |
| 6499.65 | Ca 18 | | | 1.71 | 1.67 | 1.60 | |
| 98.95 | Fe 13 | | | 1.91 | 1.74 | 1.75 | |
| 98.3 | TiO | | | | 1.43 | 1.74 | 1.72: |
| 97.69 | Ti 102 | | | | 1.65 | 1.60 | |
| 96.90 | Ba II 2 | | | 2.02 | 1.82 | 1.89 | 1.81 |
| 94.98 | Fe 168 | | | 1.99 | 1.76 | 1.70 | 1.76 |
| 93.78 | Ca 18 | | | 1.80 | 1.74 | 1.72 | 1.82 |
| 93.3 | TiO | | | | | | 1.77 |
| 92.5 | TiO? | | | | 1.28 | 1.60 | |
| 91.71 | Mn 39 | 91.61 | Ti II 91 | TiO? | 1.60 | 1.47 | 1.66 |
| 90.34 | Co 81 | | | | 1.49 | | |
| 89.68 | Zr 65 | 89.7 | TiO | | | | 1.79 |
| 88.5 | TiO | | | | 1.43 | 1.62 | 1.74 |
| 87.8 | TiO | | | 1.32 | | 1.65 | 1.74 |
| 87.1 | | | | 1.37 | | | |
| 85.8 | TiO | | | | | 1.70 | 1.80 |
| 85.1 | TiO | | | 1.48 | | | |
| 82.81 | Ni 66 | | | | 1.56 | | 1.70 |
| 81.88 | Fe 109 | | | 1.85 | 1.61 | | |
| 81.0 | ZrO | | | | | | 1.64 |
| 80.0 | TiO | | | | | 1.64 | 1.80 |
| 79.6 | | | | | | 1.52 | |
| 78.9 | TiO | | | 1.52 | 1.25 | 1.58 | 1.80 |
| 78.1 | | | | | | 1.40 | 1.59 |
| 77.6 | TiO | | | | 1.13 | 1.52 | 1.63 |
| 76.8 | | | | | | 1.19 | |
| 76.2 | TiO | | ZrO | 1.29 | | 1.66 | 1.85 |
| 75.63 | Fe 206 | | | 1.87 | 1.54 | 1.48 | 1.72 |
| 75.0 | TiO | | | 1.71 | 1.33 | 1.62 | 1.59 |
| 73.8 | ZrO | | TiO? | 1.76 | 1.56 | | |
| 73.5 | ZrO $\gamma(0,0)$ Rc | | | | | | 1.70 |
| 72.7 | TiO | | | 1.21 | | 1.46 | 1.44 |
| 72.15 | Fe 1140 | | | 1.23 | | | |
| 71.66 | Ca 18 | | | 1.74 | 1.51 | 1.53 | 1.55 |
| 70.7 | | | | | | 1.44 | 1.49 |
| 70.25 | Zr 65 | | | | | | 1.36 |
| 69.12 | Fe 168p | 69.21 | Fe 1258 | 1.56 | 1.40 | 1.41 | 1.51 |
| 68.6 | | | | | | 1.37 | 1.57 |
| 67.5 | Ti (M)? | | | | | 1.46 | 1.57 |
| 66.97 | V 32 | | | 1.72 | 1.36 | 1.37 | 1.53 |
| 66.4 | | | | | | 1.41 | 1.55 |
| 65.6 | | | | | | 1.41 | 1.62 |
| 64.70 | Ca 19 | | | 1.56 | 1.34 | 1.51 | 1.62 |
| 63.9 | | | | | | | 1.60 |
| 63.2 | | | | | | 1.29 | 1.45 |
| 62.57 | Ca 18 | 62.72 | Fe 13p | 1.92 | 1.77 | 1.78 | 1.80 |
| 61.7 | | | | | | 1.33 | |
| 60.7 | | | | 1.05 | | | 1.62: |
| 59.9 | | | | 1.07 | | | |
| 59.1 | | | | 1.03 | | | 1.68 |
| 58.5 | | | | 1.37 | | 1.44 | 1.58 |
| 57.7 | Zr (M) | | | | | 1.56 | 1.66 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|----------------------|----------------------|----------|------|-------|-------|-------|
| 6457.1 | | | | | | 1.37 | 1.47 |
| 56.38 | Fe II 74? | | | 1.41 | | | |
| 55.60 | Ca 19 | | | 1.71 | 1.45 | 1.60 | 1.64 |
| 55.00 | Co 174 | | | 1.44 | | | 1.66 |
| 53.6 | | | | | | 1.54 | 1.64 |
| 52.35 | V 48 | | | 1.62 | 1.55 | 1.75 | 1.68 |
| 51.58 | Fe 921 | | | 1.35 | 1.23 | 1.60 | |
| 50.9 | | | | | | 1.46 | |
| 50.23 | Co 37 | | | 2.00 | 1.60 | | |
| 49.81 | Ca 19 | | | | 1.58 | | |
| 49.0 | | | | 1.41 | 1.23 | | |
| 48.10 | Sc 1 | TiO $\gamma(4,2)$ Rb | | 1.42 | 1.30 | | 1.86 |
| 46.62 | La II 104 | | | | 1.13 | 1.51 | 1.74 |
| 45.76 | Zr 57 | | | 1.07 | 1.02: | | 1.50: |
| 45.2 | TiO | | | 1.03 | | 1.44 | 1.74 |
| 44.3 | | | | | | 1.52 | |
| 43.9 | | | | | | 1.50 | |
| 42.7 | | | | | | 1.43 | |
| 42.1 | | | | | | 1.50 | 1.74 |
| 41.5 | TiO? | | | | | 1.35 | 1.57 |
| 40.97 | Mn 39 | TiO | | | | 1.37 | 1.59 |
| 39.8 | TiO | | | | | | 1.79 |
| 39.07 | Ca 18 | | | 1.83 | 1.63 | 1.85 | 1.90 |
| 37.8 | TiO? | 37.64 | Eu II 8 | 1.20 | 1.07 | 1.50 | 1.66 |
| 37.1 | | | | | | 1.50 | |
| 36.8 | TiO | | | | 1.03 | 1.54 | 1.78 |
| 36.1 | TiO | 36.15 | V 107 | | | 1.50 | |
| 35.02 | Y 2 | | | 1.73 | 1.49 | 1.70 | 1.77: |
| 32.8 | TiO? | | | | | 1.58 | 1.70 |
| 32.0 | TiO | 31.8 | TiO | | | | 1.80 |
| 30.85 | Fe 62 | | | 1.95 | 1.76 | 1.74 | |
| 29.5 | TiO | | | | | 1.56 | 1.72 |
| 28.7 | TiO | 28.80 | Fe 1138? | 1.54 | 1.49 | 1.68 | 1.84 |
| 26.9 | TiO | | | | | | 1.82 |
| 25.4 | TiO | | | | | 1.72 | 1.84 |
| 24.0 | TiO | | | | | | 1.92 |
| 23.2 | TiO | | V (Ms) | | | 1.62 | 1.79: |
| 22.5 | TiO | | | | | 1.74 | 1.82 |
| 21.35 | Fe 111 | | | 1.92 | 1.72 | | 1.94: |
| 19.98 | Fe 1258 | TiO | | 1.64 | 1.44 | | 1.84 |
| 19.15 | Ti 196 | | | 1.46 | 1.25 | | |
| 18.5 | TiO | | | | | 1.70 | |
| 17.82 | Co 111 | | | 1.46 | 1.13 | 1.54 | |
| 17.0 | Y (Ms) | | | 1.37 | | 1.66 | 1.82 |
| 15.5 | TiO | | | 1.29 | 1.23 | 1.72 | 1.86 |
| 14.8 | TiO $\gamma(3,1)$ Rc | | | | | | |
| 14.1 | | | | | | 1.46 | 1.59 |
| 13.35 | Sc 1 | 13.13 | Ti I p | 1.78 | 1.66 | | |
| 11.66 | Fe 816 | | | 1.71 | 1.45 | | |
| 10.9 | | | | | | 1.41 | 1.53 |
| 10.4 | TiO | | bl | | | | 1.66 |
| 09.6 | | | | | | 1.42 | 1.55 |
| 09.0 | TiO? | | | | | | 1.62 |
| 08.03 | Fe 816 | | | 1.76 | 1.43 | | 1.70 |
| 07.4 | | | | | | | 1.62 |
| 06.3 | | | | | | | 1.62 |
| 05.5 | TiO | | | 1.35 | 1.20 | 1.62 | 1.77 |
| 04.4 | | | | | | 1.71 | 1.70 |
| 03.4 | TiO | | | | | 1.56 | 1.69 |
| 02.3 | TiO | | | | | 1.58: | 1.74 |
| 01.4 | TiO | | | | | 1.57 | 1.86 |
| 00.33 | Fe 13 | | | 2.06 | 1.82 | 1.72 | 1.86 |
| 6399.5 | TiO | | | | | 1.64 | 1.74 |
| 99.04 | La II 104 | | | | | 1.52 | 1.71 |
| 98.0 | TiO? | | | | | 1.64 | 1.72 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|----------------------|-------|----------|------|------|-------|-------|
| 6397.3 | V (M)? | | | | | 1.66 | 1.74 |
| 96.6 | Co (M)? | 96.39 | Fe 921p | | | 1.64 | 1.67 |
| 95.9 | TiO | | | | | 1.61 | 1.63 |
| 95.0 | TiO | | | | | 1.72 | 1.81 |
| 94.4 | | | | | | 1.64 | 1.80 |
| 93.60 | Fe 168 | | | 1.91 | 1.64 | 1.80 | 1.86 |
| 92.53 | Fe 109 | | | 1.67 | 1.23 | | |
| 92.1 | TiO | | | | | 1.76: | 1.76 |
| 90.7 | Zr? | | | 1.56 | 1.44 | | |
| 89.9 | Sm II (M)? | | | | | 1.66 | 1.88 |
| 89.1 | TiO | | | | | 1.76: | 1.88 |
| 87.6 | TiO | | | | | 1.76: | 1.88 |
| 86.4 | TiO | | | | | 1.74 | |
| 85.20 | Nd II 85 | | | 1.54 | | 1.82 | 1.91 |
| 84.4 | TiO | | | 1.54 | 1.43 | 1.82 | 1.92 |
| 82.7 | TiO | | | | | 1.63 | 1.80 |
| 81.4 | TiO | 81.42 | Ti 196 | | | | 1.77 |
| 80.75 | Fe 1015 | | | 1.67 | 1.23 | | |
| 80.3 | TiO | | | | 1.20 | 1.66: | 1.77 |
| 79.5 | TiO | | | | | | 1.80 |
| 78.82 | Sc 1 | | | 1.71 | 1.48 | | |
| 76.8 | TiO | | | | | 1.60 | |
| 76.2 | TiO | | | 1.44 | | 1.65 | 1.79 |
| 72.8 | TiO | | Cr (M)? | | | 1.68 | 1.82 |
| 71.8 | TiO | | | | | 1.74 | 1.45 |
| 70.9 | TiO | | | | | 1.74 | 1.80 |
| 69.3 | TiO | | | | | | 1.85 |
| 68.0 | TiO | | | 1.35 | 1.13 | | 1.84: |
| 66.35 | Ti 103 | | | 1.82 | 1.63 | 1.82 | 1.90 |
| 65.6 | TiO | | | | | 1.70 | 1.82 |
| 64.92 | Ti 1 | 64.72 | Fe 1229? | 1.79 | 1.50 | 1.77 | |
| 63.8 | TiO | | | 1.51 | 1.23 | | |
| 62.87 | Cr 6 | 62.89 | Fe 1019 | 1.84 | 1.68 | 1.80 | 1.91 |
| 61.4 | TiO | 61.41 | Ti 196 | 1.64 | 1.31 | | |
| 59.90 | Ti 1 | | | 1.84 | 1.65 | | |
| 58.69 | Fe 13 | | | 2.02 | 1.73 | 1.90 | 2.02 |
| 57.4 | TiO | 57.30 | V 84 | 1.65 | 1.44 | | 2.02 |
| 56.4 | TiO | | | | | | 1.88 |
| 55.8 | TiO | | | | | 1.69 | 1.91 |
| 55.04 | Fe 342 | | | 1.96 | 1.43 | | |
| 53.84 | Fe 13p | | | 1.68 | 1.35 | | |
| 50.4 | TiO $\gamma(2,0)$ Rc | | | | | | |
| 49.48 | V 84 | | | 1.77 | 1.31 | | 1.82 |
| 46.5 | TiO | | | | | | 1.90 |
| 46.0 | TiO | | | | | | 1.79 |
| 45.0 | TiO | | Sc 1 | 1.68 | 1.58 | | |
| 44.15 | Fe 169 | 44.83 | | 1.88 | 1.55 | | 1.96 |
| 42.9 | TiO | | | | | | 1.88 |
| 41.9 | TiO | | | 1.54 | 1.13 | | 1.92 |
| 41.0 | | | | | | | 1.82 |
| 40.0 | TiO | | | | | | 1.88 |
| 39.09 | V 84 | | | 1.82 | 1.45 | | |
| 37.8 | TiO? | | | | | | 1.84 |
| 36.83 | Fe 816 | | | 1.84 | 1.51 | | |
| 36.10 | Ti 103 | | | 1.71 | 1.46 | | |
| 35.33 | Fe 62 | | | 1.96 | 1.65 | | 1.92 |
| 34.8 | TiO? | | | | | | 1.91 |
| 34.2 | | | | | | | 1.86 |
| 30.10 | Cr 6 | | | 1.87 | 1.57 | | 1.96 |
| 29.0 | | | | | | | 1.91 |
| 28.4 | TiO | | | | | | 1.92 |
| 27.60 | Ni 44 | | | 1.85 | 1.41 | | 1.90 |
| 26.84 | V 84 | | | 1.65 | 1.48 | | 1.92 |
| 25.22 | Ti 1 | | | 1.92 | 1.62 | | 1.96 |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------|-----------------------|-------|-----------------------|-------------|-------------|---|------|
| 6322.69 | Fe 207 | | | <u>1.84</u> | 1.44 | | |
| 21.8 | TiO γ (2,0) Rb | | | 1.76 | | | |
| 20.4 | | | | | | | |
| 19.8 | | | | | | | |
| 18.02 | Fe 168 | 18.03 | Ti 103 | 1.92 | 1.65 | | 1.92 |
| 16.4 | TiO | | | 1.48 | | | |
| 15.32 | Fe 1015 | | | 1.73 | 1.41 | | 1.92 |
| 14.67 | Ni 67 | | | 1.95 | 1.41 | | |
| 12.9 | TiO | 13.05 | Zr 65 | 1.65 | 1.43 | | |
| 12.24 | Ti 104 | | | 1.77 | 1.58 | | |
| 11.5 | TiO | 11.51 | Fe 342 | 1.75 | 1.41 | | |
| | | 11.29 | Ti 103 | | | | |
| 05.67 | Sc 2 | | | 1.98 | 1.75 | | 2.02 |
| 03.75 | Ti 104 | | | 1.97 | 1.53 | | 2.00 |
| 03.2 | TiO | | | | | | 2.02 |
| 02.51 | Fe 816 | | | 1.82 | 1.60 | | |
| 01.51 | Fe 816 | | | 1.84 | 1.56 | | |
| 6297.80 | Fe 62 | | | 1.91 | 1.56 | | 2.03 |
| 96.52 | V 19 | 96.65 | Ti 1 | 2.01 | 1.80 | | 2.04 |
| 95.25 | Ti 1 | | TiO | 1.81 | 1.65 | | 2.02 |
| 94.0 | TiO | | | | | | 2.00 |
| 92.86 | V 19 | 93.00 | Ti 103p | 2.03 | 1.66 | | |
| 92.0 | | | | 1.69 | | | |
| 87.2 | | | | 1.68 | | | |
| 85.18 | V 19 | | | <u>1.94</u> | <u>1.81</u> | | 2.09 |
| 84.1 | TiO | | | | <u>1.72</u> | | |
| 82.8 | TiO | 82.64 | Co 37 TiO | 1.88 | | | |
| 80.62 | Fe 13 | | | 2.01 | 1.84 | | 2.08 |
| 79.7 | TiO | | | 1.78 | | | 2.09 |
| 78.7 | TiO | | | 1.82 | | | 2.10 |
| 78.3 | | | | | 1.75 | | |
| 78.0 | TiO | | | | | | 2.10 |
| 77.7 | TiO | 77.52 | Ti 144 TiO | 1.88 | | | |
| 76.31 | Sc 2 | | | 1.86 | 1.70 | | |
| 74.67 | V 19 | | | 1.86 | 1.82 | | |
| 73.39 | Ti 1 | | | 1.82 | 1.65 | | |
| 70.24 | Fe 342 | | | 1.91 | 1.64 | | |
| 68.84 | V 20 | | | 1.88 | 1.73 | | |
| 68.1 | TiO α (3,6) Ra | | | | | | |
| 66.32 | V 20 | 66.02 | Ti 144 | 1.80 | 1.68 | | |
| 65.14 | Fe 62 | 64.82 | Ti 144 | 1.89 | 1.67 | | |
| 62.30 | La II 33 | | TiO | 1.77 | 1.73 | | |
| 61.10 | Ti 104 | 61.24 | V 20 | 1.92 | 1.75 | | |
| 58.96 | Sc 3 | 58.59 | V 19 | 1.97 | 1.82 | | |
| | | 58.71 | Ti 104 | | | | |
| 58.10 | Ti 104 | | | 2.11 | 1.76 | | |
| 56.91 | V 19 | | | 1.88 | | | |
| 56.37 | Fe 169 | 56.36 | Ni 43 | 1.89 | | | |
| 55.3 | | | | 1.65 | | | |
| 54.26 | Fe 111 | | TiO | 1.94 | | | |
| 52.56 | Fe 169 | | | 1.93 | | | |
| 51.83 | V 19 | | TiO | 1.90 | | | |
| 49.65 | Fe 685p? | | | 1.75 | | | |
| 46.33 | Fe 816 | | TiO | 1.80 | | | |
| 43.11 | V 19 | 42.80 | V 19 | 1.96 | | | |
| 37.1 | TiO | | | 1.77 | | | |
| 33.19 | V 20 | | TiO | 1.88 | | | |
| 29.2 | TiO | 29.23 | Fe 342 | 1.82 | | | |
| | | | ZrO γ (0,0) Ra | | | | |
| 26.7 | TiO | 26.77 | Fe 981 | 1.82 | | | |
| 24.51 | V 20 | | TiO | 1.88 | | | |
| 22.5 | TiO | 22.59 | Y 2 | 1.84 | | | |
| 21.66 | Fe 13 | 21.40 | Fe 981 | 1.84 | | | |
| 19.29 | Fe 62 | | TiO | 1.89 | | | |
| 16.37 | V 19 | | TiO | 1.94 | | | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------|-----------------------|-------|-------------|------|---|---|-------|
| 6215.1 | TiO | 15.15 | Fe 1018 | 1.81 | | | |
| | | 15.21 | Ti 293 | | | | |
| 13.87 | V 20 | | TiO | 1.91 | | | |
| 10.68 | Sc 2 | | TiO | 1.88 | | | |
| 00.32 | Fe 207 | | TiO | 1.82 | | | |
| 6199.20 | V 19 | | TiO | 1.91 | | | |
| 91.56 | Fe 169 | 91.73 | Y 2 | 1.93 | | | |
| 91.19 | Ni 45 | | | 1.93 | | | |
| 88.8 | TiO | 89.00 | Co 37 | 1.82 | | | |
| 81.8 | V (Ms) | | TiO | 1.66 | | | |
| 80.22 | Fe 269 | | TiO | 1.79 | | | |
| 77.26 | Ni 58? | | TiO | 1.71 | | | |
| 76.81 | Ni 228? | | TiO | 1.66 | | | |
| 75.3 | TiO | | | 1.68 | | | |
| 74.4 | TiO | | | 1.66 | | | |
| 73.4 | TiO | 73.34 | Fe 62 | 1.82 | | | |
| 69.56 | Ca 20 | | TiO | 1.82 | | | |
| 69.05 | Ca 20 | | TiO | 1.82 | | | |
| 66.44 | Ca 20 | | TiO | 1.73 | | | |
| 65.4 | TiO | 65.37 | Fe 1018 | 1.64 | | | |
| 63.56 | Fe 64 | 63.76 | Ca 20 TiO | 1.90 | | | |
| 62.17 | Ca 3 | | | 1.94 | | | |
| 61.29 | Ca 20 | | | 1.77 | | | |
| 60.75 | Na 5 | | | 1.80 | | | |
| 57.73 | Fe 1015 | | Zr (Ms) | 1.60 | | | |
| 56.0 | TiO | 56.10 | Ca 20 | 1.46 | | | |
| 54.22 | Na 5 | | | 1.50 | | | |
| 51.62 | Fe 62 | 51.51 | V 33 | 1.64 | | | 1.64 |
| 50.13 | V 20 | | | 1.73 | | | 1.80 |
| 48.8 | TiO | | | 1.46 | | | |
| 48.6 | TiO γ (5,2) Rc | | | | | | |
| 47.7 | | | | 1.18 | | | |
| 46.22 | Ti 153 | | | 1.59 | | | 1.31 |
| 43.23 | Zr 2 | | | 1.56 | | | 1.24 |
| 41.72 | Ba II 2 | 41.73 | Fe 816 | 1.91 | | | 2.07: |
| 40.50 | Zr 24 | | TiO | 1.18 | | | 1.27 |
| 37.70 | Fe 207 | | | 1.82 | | | |
| 36.62 | Fe 169 | | | 1.81 | | | |
| 35.36 | V 34 | 35.07 | V 60 | 1.75 | | | |
| 34.58 | Zr 2 | | | 1.57 | | | |
| 32.1 | TiO | | YO(0,0) | | | | 1.55 |
| 31.7 | | | | 1.15 | | | |
| 28.99 | Ni 42 | | | 1.49 | | | 1.33 |
| 27.49 | Zr 2 | | TiO | 1.65 | | | 1.21 |
| 26.22 | Ti 69 | | | 1.70 | | | 1.42 |
| 24.8 | TiO | 24.86 | Zr 24 | 1.32 | | | |
| 22.22 | Ca 3 | | | 1.92 | | | 2.11: |
| 21.01 | Ti 153 | 20.86 | Zr 24 | 1.46 | | | |
| 20.25 | Fe 14p | | | 1.49 | | | |
| 19.50 | V 34 | | | 1.70 | | | 1.49 |
| 17.0 | TiO | | ScO | 1.37 | | | |
| | | 16.99 | Co 37 | | | | |
| 16.2 | ScO | 16.18 | Ni 218, 251 | 1.32 | | | |
| 11.62 | V 34 | | | 1.66 | | | 1.33 |
| 10.2 | ScO | | TiO V (M) | 1.07 | | | 1.39 |
| 09.2 | TiO | | | 1.05 | | | |
| 08.12 | Ni 45 | | | 1.68 | | | |
| 06.97 | V 60 | | TiO | 1.48 | | | |
| 02.72 | Ca 3 | | | 1.93 | | | 1.60 |
| 6097.42 | V 33 | | TiO | 1.30 | | | |
| 93.9 | TiO | | V (M) | 1.46 | | | |
| 92.81 | Ti 153 | | | 1.66 | | | |
| 91.17 | Ti 238 | | | 1.59 | | | |
| 90.18 | V 34 | | | 1.76 | | | 1.55 |
| 87.48 | V 33 | | | 1.31 | | | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|--------|------------|-------|--------|-------|---|---|---|
| 6086.2 | TiO | 86.29 | Ni 249 | 1.27 | | | |
| 85.23 | Ti 69 | 85.27 | Fe 269 | 1.69: | | | |
| 82.72 | Fe 64 | | | 1.76 | | | |
| 81.42 | V 34 | | | 1.81 | | | |
| 79.3 | ScO Y(0,0) | | | 1.50 | | | |
| 65.49 | Fe 207 | | | 1.78 | | | |
| 64.63 | Ti 69 | | | 1.73 | | | |
| 62.89 | Fe 63 | 62.88 | Zr 3 | 1.82 | | | |
| | | 62.75 | Cr 185 | | | | |
| 58.11 | V 34 | | | 1.65 | | | |

ранних M-звезд, измерила эквивалентные ширины небольшого числа линий некоторых элементов в области $\lambda\lambda 6720$ — 5470 \AA , частично перекрывающейся с нашей. Общими звездами являются α Sco и δ Sge. Для R Lyr эквивалентные ширины линий в области $\lambda\lambda 6700$ — 5800 \AA опреде-

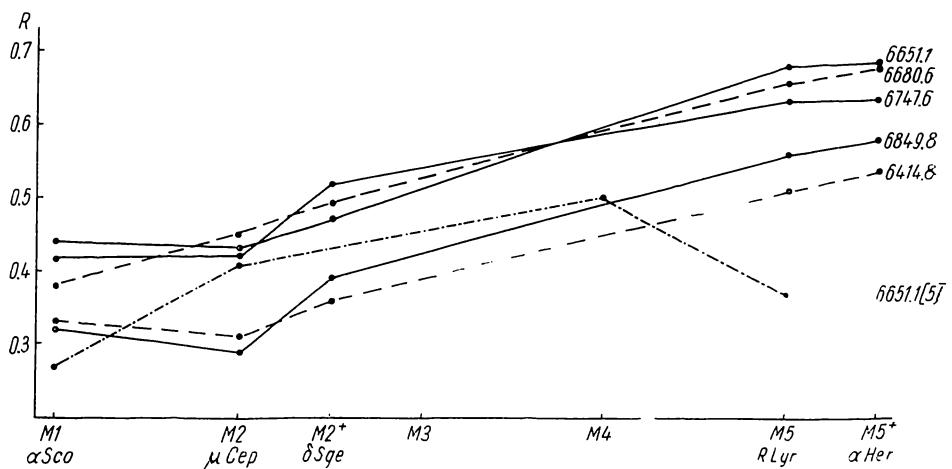


Рис. 2.

лены Ямашита [5]. Число общих линий весьма невелико, однако из рис. 3—5 видно, что наши значения эквивалентных ширин систематически выше соответствующих значений из [7] и особенно из [5]. (На оси абсцисс (рис. 3—5) — данные авторов; на оси ординат — данные Мерчант (рис. 3, 4) и Ямашита (рис. 5). Это, вероятнее всего, связано с различиями в уровне проведенного непрерывного спектра. По-видимому, расхождение с данными Мерчант вызвано тем, что на ее спектрограммах нет области с пиком $\lambda 6845 \text{ \AA}$.

5. В рассматриваемой спектральной области нами отождествлены линии 24 элементов (Cu, Gd, Yb представлены одной линией каждый), а также полосы молекул TiO, ZrO, ScO. Максимальный потенциал возбуждения для линий, встречающихся в этой области, исключая H_α , равен 4.81 э-в. Анализ полученных данных для определения физических характеристик атмосфер будет проведен в другой статье.

Приносим глубокую благодарность дирекции Шемахинской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность провести наблюдения на 2-метровом телескопе. Мы искренне благодарны И. А. Асланову за содействие и внимание, И. Р. Салманову за помощь в наблюдениях, а также Л. А. Яковине за участие в обработке спектрограмм.

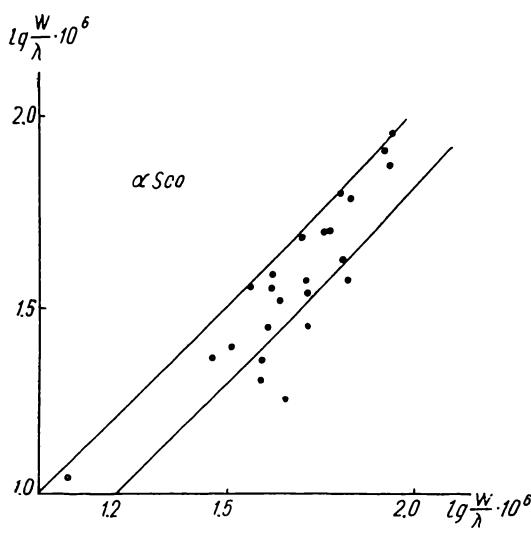


Рис. 3.

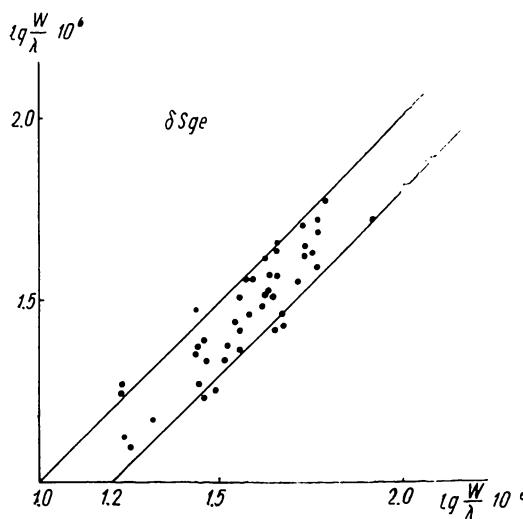


Рис. 4.

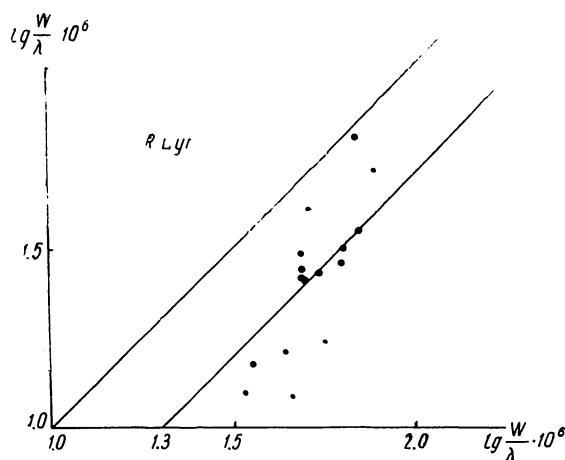


Рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yamashita Ya. — Publ. Dom. Obs. Victoria, **13**, 47, 1967.
2. Yamashita Ya. — Publ. Astron. Soc. Japan, **15**, 230, 1963.
3. Moore Ch. E. — A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Contr. Princeton Univ. Obs. № 20, 1945.
4. Davis D. N. — Astrophys. J. **106**, 28, 1947.
5. Yamashita Ya. — Publ. Astron. Soc. Japan, **17**, 27, 1965.
6. Merchant A. E. — Astrophys. J., **147**, 587, 1967.
7. Merchant A. E. — Lick. Obs. Bull. № 595, 1967.

THE SPECTRUM OF M-SUPERGIANTS IN THE REGION

$\lambda\lambda$ 7000—6000 Å

M. Ya. ORLOV, M. H. RODRIGUEZ, A. V. SHAVRINA

Summary

A general description is given of the spectrum of four M-supergiants (α Sco, δ Sge, R Lyr, α Her A) in the region $\lambda\lambda$ 7000—6000 Å from high-dispersion spectrograms (6 Å/mm). The equivalent widths of several hundred lines and depths of some molecular band heads were measured.

КАТАЛОГ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН И ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ПРОТУБЕРАНЦЕВ, НАБЛЮДЕННЫХ В 1964—1965 ГГ.

А. С. Рахубовский

Цель нашей большой по объему и продолжительной по наблюдениям работы — во-первых, изучение протуберанцев в процессе их развития, во-вторых, сравнение количественных спектральных характеристик протуберанцев, наблюдавшихся вне пределов и в пределах активных областей, а также в высоких широтах, в-третьих, связь этих характеристик с ходом цикла солнечной активности.

В настоящей статье приведены результаты обработки спектров протуберанцев, наблюденных в период 1964—1965 гг.

Солнечный дифракционный спектрограф

Почти все узлы солнечного дифракционного спектрографа Главной Астрономической обсерватории изготовлены в г. Киеве.

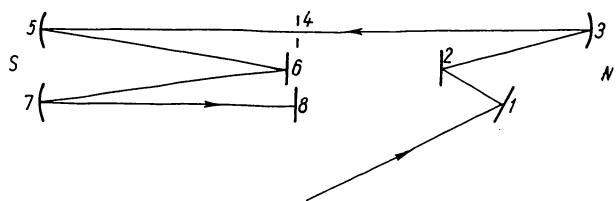
Целостат — АЗС-2 стандартный, экспедиционный с диаметром зеркала $d=225$ мм.

Схема работы спектрографа следующая (рисунок). Зеркало целостата 1 направляет солнечный луч на плоское зеркало 2, $d=240$ мм, которое отражает солнечный свет на сферическое зеркало 3, $d=200$ мм, фокусное расстояние $f=800$ мм. Сферическое зеркало строит изображение Солнца на щели 4. Диаметр изображения Солнца 75 мм. Щель типа УФ-2 (4) находится в фокусе второго сферического зеркала 5, $d=150$ мм, $f=6400$ мм. Параллельный пучок от этого зеркала направляется на дифракционную решетку 6 с заштрихованной площадью 80×100 мм, 600 штрих/мм.

Необходимый участок спектра для фотографирования устанавливается путем поворота дифракционной решетки, вращающейся вокруг вертикальной оси. Параллельный пучок света, отразившись от дифракционной решетки, направляется на сферическое зеркало 7, $d=150$ мм, $f=6400$ мм, которое фокусирует заданный участок спектра на фотопластинку 8.

Линейная дисперсия спектрографа в желтой области спектра для II и III порядков равна 1.21 и 0.74 Å/мм. Подробное описание спектрографа дано в [1].

Ширина раскрытия щели при фотографировании спектра протуберанца обычно устанавливалась 0.035 мм. Для менее чувствительных пластиноч она расширялась до 0.045 мм.



Механизм передвижения кассеты с фотопластинкой размером 130×180 мм позволял сфотографировать 12 участков спектра.

Наблюдения

Фотографирование спектра в линиях H_α , D_3 , H_β производилось в II порядке на фотопластинках Rot rapid фирмы Agfa, ORWO, а в линиях H_γ , H_δ , HCa^+ , KCa^+ III порядке на фотопластинках Blau rapid той же фирмы.

Линии H_α , D_3 фотографировались через желтый фильтр ЖС-17, обрезающий фиолетовую часть спектра III порядка. Длительность экспозиций задавалась на электронном реле времени в пределах 7—25 сек. С теми же экспозициями впечатывался спектр центра диска через 9-ступенчатый кварцевый ослабитель. Для «выравнивания» почернения на фотопластинке применялись нейтральные фильтры НС-8, НС-9.

Методика исследования ступенчатого ослабителя и спектральные кривые пропускания светофильтров НС-8 и НС-9 в комбинации со ступеньками ослабителя описаны в [2].

Продолжительность всего процесса фотографирования спектральных линий протуберанца H_α , H_β , H_γ , H_δ , H^ϵ , H_8 , D_3 , He_{4472} , HCa^+ , KCa^+ вместе с впечатыванием спектра диска Солнца через ослабитель составляла 10—15 мин.

Перед фотографированием спектра протуберанцев на дифракционном спектрографе производились их наблюдения на хромосферном телескопе АФР-2. Обычно делалась серия снимков хромосферы, в которой через определенные интервалы времени, зависящие от характера развития протуберанца, с более продолжительными экспозициями впечатывались отдельные кадры для протуберанцев.

Перед этим в журнале зарисовывался диск хромосферы и все визуально видимые в окуляр протуберанцы, волокна и активные области. Зарисовки в журнале значительно облегчали установку объекта на щели, а также выбор объекта и сечение его щелью при спектрофотографировании. В журнале отмечались условия наблюдения (облачность, ветер, кипение, дрожание, ореол, прозрачность).

Протуберанец просматривался в спектрографе в линиях H_α и D_3 , после чего производились выбор и установка сечения. Если наблюдалась линии натрия (D_1 , D_2) или магния ($\lambda\lambda = 5188.7$, 5172.7 , 5167.3 Å), то программа наблюдений расширялась; производилось фотографирование коротковолновых участков спектра, как в линиях водорода, так и в линиях гелия и металлов. До или после экспонирования спектра на специальный бумажный экран зарисовывалось положение Солнца на щели и производились разметки суточной параллели и положения щели по отношению к диску Солнца.

Наблюдения протуберанцев производились каждый день, пригодный для фотографирования спектров. Если погодные условия были благоприятны, то отдельные протуберанцы фотографировались по несколько раз с различными экспозициями.

В 1964—1965 гг. фотографировались спокойные протуберанцы в северном и южном полушариях. На эти годы приходится минимум солнечной активности, очень яркие протуберанцы не наблюдались. Мы постоянно фотографировали все протуберанцы, как относительно яркие для минимума, так и слабые, в линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , H_8 , D_3 , He_{4472} , HCa^+ , KCa^+ . Для некоторых слабых протуберанцев линии H_{γ} , H_{δ} иногда не прорабатывались даже при значительных экспозициях или были настолько слабые, что фотометрировать их невозможно.

В минимуме солнечной активности мы наблюдали только единичные протуберанцы, в которых можно было увидеть линии водорода до H_9 — H_{12} , а линии металлов почти не наблюдались. Исключение составляют протуберанцы № 124 от 15/V 1965 г., и № 163 от 20/VIII 1965 г., в которых наблюдались слабые линии Ti^+ ($\lambda = 3761.3$, 3759.3) и Mg ($\lambda = 3838.3$, 3832.3).

Мы считаем недостатком наблюдений то, что спектр протуберанца в линиях водорода, гелия и кальция невозможно было получить одновременно. Вследствие этого возможны случаи, когда сечение протуберанца в одной линии не совпадает с сечением в другой линии. Здесь могло оказаться неточное ведение зеркала целостата часовым механизмом. Иногда дополнительное смещение изображения Солнца на щели было обусловлено большой величиной «дрожания» и «кипения».

Фотометрия и построение контуров линий

Для обработки протуберанцев мы преимущественно отбирали спектrogramмы, полученные в утренние часы в период с 08^h30^m до 12^h00^m местного времени. В это время дрожание изображения Солнца на щели было значительно меньше, чем позже.

Если не было спектров протуберанцев, наблюденных в утренние часы, то материал дополнялся спектrogramмами, полученными днем.

Обработка эмиссионных линий протуберанца производилась на микрофотометре МФ-4. К нему была оборудована специальная приставка, позволяющая делать запись контуров эмиссионных линий на бумажную ленту электронного потенциометра (самописца) ЭПП-09.

Высота и ширина щели МФ-4 оставалась строго одинаковой для всех линий протуберанца. Для исключения рассеянного света одновременно с фотометрическими разрезами эмиссионной линии протуберанца делались фотометрические разрезы над протуберанцами.

Для совмещения длины волн эмиссионной линии с длинами волн рассеянного света выбирались две резкие фраунгоферовы линии (реперные) по обе стороны линии, которые фотометрировались вместе с рассеянным светом и эмиссионной линией. Эти реперные линии служили одновременно для определения дисперсии записи на бумажной ленте и для отсчета длин волн при построении контуров линий. Длины волн реперных линий определялись по атласу Миннаэргта.

При обработке спектrogramм инструментальный контур не учитывался, его полная полуширина для II и III порядка равна $\approx 0.07 \text{ \AA}$.

Запись на бумажную ленту производилась в почернениях. Для перевода в интенсивность необходимо было строить характеристические кривые. Строились они по записям ступенчатого ослабителя, впечатанного на тех же пластинках, что и эмиссионные линии протуберанца. Для каждой линии строились свои характеристические кривые. Интенсивность в контуре линии выражалась в единицах непрерывного спектра центра диска Солнца.

По атласу Миннаэрта выбирались подходящие участки по обе стороны эмиссионной линии и определялась их интенсивность по отношению к непрерывному спектру. Потом производили запись в почернении этих участков на определенной ступеньке ослабителя. С помощью характеристической кривой определяли их интенсивность в произвольных единицах. Для перевода этих участков в единицы интенсивности непрерывного спектра центра диска Солнца мы определяли коэффициент фильтра и ступеньки ослабителя, а также относительную интенсивность избранных участков по отношению к непрерывному спектру.

Для некоторых протуберанцев делали два или три фотометрических разреза эмиссионной линии, которые обозначали как сечение *a*, *b*, *v*. Фотометрический разрез, близкий к хромосфере, обозначался буквой *a*, самый высокий — *v*.

Если протуберанец был протяженный по широте или высокий, мы фотографировали различные части протуберанца и обозначали их сечение 1, 2 и т. д. Хотя промежуток времени между фотографированием эмиссионных линий и впечатыванием центра диска Солнца через ослабитель небольшой (5—10 мин), все же за это время могло оказаться изменение прозрачности атмосферы, что вносило иногда свои ошибки в определении интенсивности.

Ошибки возникают также при фотометрировании спектрограмм из-за влияния зернистости и вуали на определение фона. Зернистость пластиинок вызывает своего рода «шумы» на регистрограмме почернений, что дает какую-то неточность в построении характеристических кривых и контуров линий. Источником ошибок может быть также фотометрическая аппаратура.

Результаты обработки спектральных линий протуберанцев приведены в таблице.

Для определения эквивалентной ширины *W*, центральной интенсивности *I_ц* и наблюденной половинной полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ строились контуры в системе

$$[I_\lambda/I_\odot, \Delta\lambda].$$

Допплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$ определялась по наклону крыльев логарифмического контура. Когда линия свободна от самопоглощения, логарифмический контур представляет собой прямую линию, выраженную соотношением:

$$\lg \frac{I_\lambda}{I_\odot} = \lg I^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} = 0.434 \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 = \frac{0.434}{(\Delta\lambda_D)^2} \cdot (\Delta\lambda)^2. \quad (1)$$

Логарифмический контур построен для каждой симметрической линии протуберанца. В некоторых протуберанцах отдельные линии были асимметричны и $\Delta\lambda_D$ для них не определялась.

Таких линий немного, и для них в соответствующих столбцах поставлены прочерки.

Чтобы получить более точное значение $\Delta\lambda_D$, при построении контура в системе $[\lg I_\lambda/I_\odot, \Delta\lambda^2]$ мы старались брать как можно больше точек. Однако выбор количества точек этой зависимости ограничивался, с одной стороны, центральнойискаженной самопоглощением частью профиля и, с другой стороны, далекими крыльями, в которых, как правило, наблюдения не подчинялись зависимостям (1).

В среднем мы использовали интенсивности *I_λ* в пределах 15—85% центральной интенсивности линии *I_ц*.

Линия гелия D₃ состоит из трех компонент. Если две компоненты можно считать совпадающими, то третья компонента $\lambda=5875.99 \text{ \AA}$ обуславливает асимметрию линии D₃. Эквивалентная ширина *W* определялась для всего триплета в целом, а допплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$ — по одной половине контура.

| N _о | Номер объекта | Дата | Время наблю- дения | Коорди- наты | Спектраль- ные линии | $W \times 10^{-4} \text{ Å}$ | $I_u/I_{\odot} \times 10^{-4} \text{ Å}$ | $\Delta\lambda_{1/2}, \text{ Å}$ | $\Delta\lambda_D, \text{ Å}$ |
|----------------|------------------|------|--------------------------|-----------------|-------------------------|------------------------------|--|----------------------------------|------------------------------|
|----------------|------------------|------|--------------------------|-----------------|-------------------------|------------------------------|--|----------------------------------|------------------------------|

1964 год

| | | | | | | | | | |
|---|-----|---------|------|---------|--|--|--|---|---|
| 1 | 114 | 27.IV | 09.8 | +50° NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 602 74 27 — 41 68 68 | 970 165 75 — 115 270 270 | 0.325 0.205 0.180 — 0.145 0.130 0.115 | 0.335 0.215 0.213 — 0.174 0.134 0.127 |
| 2 | 115 | 8.VI | 06.8 | +45 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 670 128 24 7 115 36 47 | 1030 310 70 30 180 190 270 | 0.315 0.205 0.170 — 0.130 0.090 0.085 | 0.358 0.217 0.200 — 0.164 0.090 0.090 |
| 3 | 117 | 24.VI | 07.1 | +45 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 380 — — — 23 54 59 | 580 — — — 75 100 125 | 0.320 — — — 0.155 0.270 0.220 | 0.374 — — — 0.185 0.339 0.297 |
| 4 | 118 | 18.VIII | 09.3 | +55 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 600 67 19 — 24 15 16 | 720 150 55 — 50 30 35 | 0.400 0.235 0.160 — 0.235 — — | 0.409 0.283 0.200 — 0.288 — — |
| 5 | 123 | 29.IX | 09.3 | +55 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 478 54 24 — 50 70 74 | 580 160 65 — 140 180 180 | 0.410 0.165 0.160 — 0.150 0.190 0.210 | 0.425 0.187 0.190 — 0.179 0.228 0.205 |

1965 год

| | | | | | | | | | |
|---|-----|------|------|--------|--|--|---|---|---|
| 1 | 124 | 15.V | 09.5 | +50 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 1044 205 58 23 109 50 60 | 1000 410 165 70 320 170 170 | 0.510 0.240 0.170 0.165 0.160 0.150 0.170 | 0.448 0.270 0.202 0.195 0.190 0.168 0.170 |
|---|-----|------|------|--------|--|--|---|---|---|

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|---|-----|-------|------|--------|--|---|--|--|--|
| 2 | 126 | 21.V | 11.6 | +25 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 432 — 21 12 63 50 57 | 700 — 60 40 140 195 210 | 0.315 — 0.205 0.210 0.190 0.120 0.130 | 0.420 — 0.245 0.246 0.228 0.142 0.145 |
| 3 | 132 | 18.VI | 05.6 | -37 SE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 580 63 16 — — 64 97 | 760 160 50 — — 230 270 | 0.385 0.210 0.175 — — 0.140 0.170 | 0.452 0.255 0.211 — — 0.152 0.187 |
| 4 | 132 | 19.VI | 06.4 | -38 SE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 706 247 46 34 97 66 82 | 840 480 115 90 350 210 215 | 0.420 0.255 0.210 0.210 0.140 0.155 0.195 | 0.418 0.298 0.259 0.259 0.168 0.178 0.200 |
| 5 | 132 | 20.VI | 06.7 | -38 SE | H _α Сечение α H _β H _γ Наблюдатель Т. В. Орлова Прозрачность удовлетворительная | 412 — — 17 — — — — 24 27 | 600 — — 45 — — — — 180 200 | 0.340 — — 0.170 — — — — 0.065 0.070 | 0.362 — 0.205 — — — — — 0.080 0.080 |
| 6 | 132 | 20.VI | 06.7 | -38 SE | H _α Сечение β H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 386 — — 13 — — — — 26 33 | 625 — — 35 — — — — 170 200 | 0.310 — — 0.180 — — — — 0.075 0.075 | 0.344 — 0.210 — — — — — 0.090 0.095 |
| 7 | 133 | 25.VI | 06.4 | +47 NW | H _α Наблюдатель Н. Н. Мороженко H _β H _γ H _δ D ₃ Прозрачность удовлетворительная | 564 — — — 24 53 — — 54 50 | 800 — — — 70 125 — — 260 250 | 0.345 — — — 0.180 — — — 0.110 0.105 | 0.394 — — — 0.212 — — — 0.130 0.123 |
| 8 | 134 | 26.VI | 07.2 | +48 NE | H _α Сечение 1 Прозрачность удовлетворительная | 870 — — — 228 36 13 47 46 31 | 1000 — — — 570 125 40 155 165 145 | 0.410 — — — 0.200 0.150 0.150 0.160 0.140 0.100 | 0.390 0.235 0.178 0.180 0.192 0.127 0.090 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|------|-------|------|--------|--|---|--|---|---|
| 9 | 134 | 26.VI | 07.6 | +48 NE | H_α H_β Сечение 2 Прозрачность удовлетворительная | 666 181 H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 600 390 110 60 190 170 165 | 0.550 0.220 0.180 0.145 0.210 0.100 0.130 | 0.520 0.261 0.212 0.177 0.235 0.100 0.110 |
| 10 | 134 | 27.VI | 08.2 | +48 NE | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 976 146 22 8 67 42 48 | 1150 370 60 33 240 185 190 | 0.425 0.205 0.170 0.140 0.145 0.115 0.130 | 0.412 0.245 0.210 0.161 0.168 0.131 0.149 |
| 11 | 134 | 30.VI | 05.9 | +48 NE | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 154 15 — — 15 29 33 | 220 55 — — 45 90 95 | 0.365 0.155 — — 0.185 0.155 0.170 | 0.412 0.180 — — 0.228 0.195 0.205 |
| 12 | 135 | 30.VI | 06.3 | +47 NW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 420 42 13 6 26 32 30 | 560 90 40 20 90 180 170 | 0.375 0.230 0.170 0.140 0.145 0.085 0.090 | 0.410 0.247 0.190 0.170 0.198 0.089 0.100 |
| 13 | 136a | 7.VII | 06.8 | -30 SE | H_α H_β Наблюдатель Т. В. Орлова Прозрачность удовлетворительная | 510 95 H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 610 230 60 30 100 260 350 | 0.425 0.210 0.125 0.140 0.110 0.075 0.090 | 0.422 0.251 0.148 0.173 0.134 0.089 0.100 |
| 14 | 136б | 8.VII | 12.3 | -40 SE | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 708 96 15 — 35 55 77 | 830 190 45 — 95 210 270 | 0.425 0.250 0.200 — 0.210 0.130 0.145 | 0.428 0.299 0.222 — 0.253 0.158 0.168 |
| 15 | 136б | 9.VII | 06.2 | -40 SE | H_α H_β Наблюдатель Н. Н. Мороженко | — — H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | — — 27 90 — 140 160 | — — 0.190 0.160 — 0.190 0.170 | — — 0.217 0.214 — 0.192 0.192 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|------|--------|------|---|--|--|---|---|---|
| 16 | 137a | 8.VII | 13.3 | +40 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 520 78 — — 25 38 45 | 580 170 — — 70 120 150 | 0.440 0.250 — — 0.210 0.160 0.160 | 0.524 0.312 — — 0.245 0.174 0.170 |
| 17 | 1376 | 9.VII | 07.9 | +30 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 784 131 55 — — 94 105 | 700 225 140 — — 170 200 | 0.525 0.300 0.210 — — 0.235 0.205 | 0.510 0.360 0.253 — — 0.263 0.235 |
| 18 | 1376 | 10.VII | 07.1 | +30 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 1258 180 62 8 99 42 47 | 1300 350 170 35 190 190 200 | 0.440 0.240 0.180 0.140 0.240 0.120 0.130 | 0.430 0.300 0.212 0.170 0.294 0.127 0.134 |
| 19 | 138 | 9.VII | 08.7 | +48 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 334 37 — — 29 34 39 | 520 90 — — 65 155 160 | 0.375 0.210 — — 0.230 0.115 0.120 | 0.420 0.259 — — 0.281 0.130 0.140 |
| 20 | 138 | 10.VII | 05.7 | +48 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 154 — — — — 15 20 | 320 — — — — 70 80 | 0.260 — — — — 0.120 0.130 | 0.321 — — — — 0.149 0.149 |
| 21 | 139 | 10.VII | 07.7 | +48 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 366 49 11 — 46 59 58 | 540 125 35 — 105 170 180 | 0.320 0.220 0.170 — 0.230 0.165 0.165 | 0.529 0.270 0.212 — 0.299 0.198 0.184 |
| 22 | 141 | 14.VII | 07.3 | +35 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa ⁺ KCa ⁺ | 218 — — — 30 28 32 | 320 — — — 85 110 120 | 0.340 — — — 0.170 0.120 0.140 | 0.382 — — — 0.208 0.131 0.152 |
| | | | | Наблюдатель Т. В. Орлова Прозрачность удовлетворительная | | | | | |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|--------|------|--------|--|--|--|---|---|
| 23 | 142 | 14.VII | 07.7 | +50 NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 308 — 9 — — 27 47 | 470 — 35 — — 95 140 | 0.340 — 0.245 — — 0.120 0.140 | 0.400 — 0.260 — — 0.135 0.168 |
| 24 | 143 | 15.VII | 13.5 | +23 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 1892 275 85 36 163 101 126 | 1700 440 190 100 300 220 250 | 0.555 0.310 0.210 0.185 0.235 0.235 0.240 | 0.564 0.339 0.245 0.198 0.279 0.241 0.265 |
| 25 | 144 | 19.VII | 06.9 | +45 NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 176 — — — 19 16 20 | 600 — — — 50 105 110 | 0.280 — — — 0.140 0.075 0.085 | 0.341 — — — 0.165 0.077 0.084 |
| 26 | 145 | 20.VII | 06.6 | +55 NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 236 — — — 24 41 53 | 320 — — — 60 110 130 | 0.380 — — — 0.200 0.160 0.190 | 0.413 — — — 0.240 0.193 0.245 |
| 27 | 146 | 21.VII | 06.4 | -25 SW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 626 93 24 12 25 76 83 | 900 240 75 35 90 380 430 | 0.350 0.190 0.155 0.160 0.140 0.100 0.100 | 0.364 0.230 0.187 0.177 0.168 0.110 0.110 |
| 28 | 147 | 21.VII | 07.4 | +27 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 656 93 18 — 34 65 73 | 650 180 40 — 65 110 110 | 0.570 0.280 0.240 — 0.260 0.230 0.270 | 0.663 0.309 0.291 — 0.274 0.261 0.313 |
| 29 | 148 | 22.VII | 09.6 | — NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa+ KCa+ | 378 43 12 7 — 29 36 | 600 120 30 25 — 175 200 | 0.320 0.190 0.170 0.160 — 0.080 0.090 | 0.380 0.226 0.200 0.190 — 0.084 0.084 |
| | | | | | Наблюдатель Т. В. Орлова | | | | |
| | | | | | Наблюдатель Т. В. Орлова | | | | |
| | | | | | Наблюдатель М. С. Гейченко | | | | |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|------------------------------------|-----|--------|------|--------|--|---|---|---|---|
| 30 | 150 | 24.VII | 07.6 | +25 NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 524 53 — — 20 28 27 | 780 160 — — 80 185 180 | 0.330 0.180 — — 0.140 0.075 0.080 | 0.381 0.220 — — 0.174 0.090 0.100 |
| 31 | 150 | 25.VII | 08.7 | +25 NW | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 266 31 — — 29 39 44 | 460 90 — — 90 250 290 | 0.280 0.180 — — 0.135 0.075 0.070 | 0.347 0.174 — — 0.158 0.084 0.089 |
| 32 | 151 | 24.VII | 08.3 | +50 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 854 132 26 11 90 89 90 | 880 280 70 40 215 250 240 | 0.480 0.240 0.170 0.150 0.200 0.155 0.155 | 0.506 0.297 0.212 0.180 0.259 0.180 0.179 |
| 33 | 151 | 25.VII | 14.3 | +48 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 928 191 47 35 123 53 56 | 1070 420 140 85 260 180 200 | 0.415 0.230 0.165 0.190 0.190 0.140 0.120 | 0.418 0.283 0.190 0.217 0.233 0.161 0.130 |
| 34 | 151 | 25.VII | 14.3 | +48 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 816 168 45 34 87 45 68 | 960 400 140 85 210 175 215 | 0.405 0.225 0.170 0.175 0.160 0.130 0.140 | 0.413 0.281 0.195 0.205 0.193 0.134 0.130 |
| 35 | 151 | 26.VII | 06.6 | +48 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 948 99 60 38 195 91 113 | 950 200 145 90 390 200 260 | 0.510 0.245 0.200 0.180 0.250 0.230 0.220 | 0.520 0.285 0.239 0.233 0.300 0.210 0.230 |
| 36 | 151 | 26.VII | 06.6 | +48 NE | H_{α} H_{β} H_{γ} H_{δ} D_3 HCa^+ KCa^+ | 684 85 38 26 71 46 64 | 820 185 100 70 200 170 220 | 0.425 0.245 0.175 0.175 0.190 0.115 0.120 | 0.418 0.300 0.226 0.212 0.212 0.164 0.164 |
| Наблюдатель Р. И. Костык | | | | | | | | | |
| Прозрачность удовлетворительная | | | | | | | | | |
| Сечение <i>a</i> | | | | | | | | | |
| Сечение <i>б</i> | | | | | | | | | |
| Сечение <i>a</i> | | | | | | | | | |
| Сечение <i>б</i> | | | | | | | | | |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|------|--------|------------------------------------|--------|--------------|-----|-----|-------|-------|
| 37 | 152 | 25.VII | 12.1 | —33 SW | H_{α} | 652 | 790 | 0.360 | 0.436 |
| | | | | | H_{β} | — | — | — | — |
| | | | Сечение <i>a</i> | | H_{γ} | 15 | 45 | 0.165 | 0.198 |
| | | | | | H_{δ} | 8 | 25 | — | — |
| | | | | | D_3 | 41 | 105 | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 33 | 170 | 0.095 | 0.110 |
| | | | | | KCa^+ | 45 | 210 | 0.115 | 0.131 |
| 38 | 152 | 25.VII | 12.1 | —33 SW | H_{α} | 312 | 490 | 0.325 | 0.383 |
| | | | | | H_{β} | — | — | — | — |
| | | | Сечение <i>b</i> | | H_{γ} | 10 | 25 | — | — |
| | | | | | H_{δ} | 4 | 15 | — | — |
| | | | | | D_3 | 20 | 60 | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 28 | 140 | 0.110 | 0.127 |
| | | | | | KCa^+ | 39 | 170 | 0.115 | 0.141 |
| 39 | 153 | 25.VII | 12.6 | +51 NW | H_{α} | 700 | 890 | 0.390 | 0.421 |
| | | | | | H_{β} | 116 | 275 | 0.220 | 0.261 |
| | | | | | H_{γ} | 20 | 50 | 0.200 | 0.251 |
| | | | | | H_{δ} | 5 | 15 | — | — |
| | | | | | D_3 | 110 | 225 | 0.210 | 0.261 |
| | | | | | HCa^+ | 32 | 210 | 0.085 | 0.095 |
| | | | | | KCa^+ | 41 | 210 | 0.095 | 0.105 |
| 40 | 153 | 26.VII | 06.1 | +51 NW | H_{α} | 655 | 750 | 0.425 | 0.436 |
| | | | | | H_{β} | 118 | 300 | 0.200 | 0.230 |
| | | | | | H_{γ} | 32 | 110 | 0.150 | 0.173 |
| | | | | | H_{δ} | 14 | 50 | 0.135 | 0.164 |
| | | | | | D_3 | 74 | 170 | 0.175 | 0.205 |
| | | | | | HCa^+ | 53 | 215 | 0.125 | 0.151 |
| | | | | | KCa^+ | 72 | 250 | 0.125 | 0.141 |
| 41 | 153 | 28.VII | 06.6 | +55 NW | H_{α} | 908 | 980 | 0.455 | 0.464 |
| | | | Наблюдатель Т. В. Орлова | | H_{β} | 122 | 270 | 0.215 | 0.263 |
| | | | | | H_{γ} | — | — | — | — |
| | | | | | H_{δ} | 13 | 40 | 0.175 | 0.205 |
| | | | | | D_3 | 45 | 140 | 0.160 | 0.195 |
| | | | | | HCa^+ | 45 | 200 | 0.115 | 0.126 |
| | | | | | KCa^+ | 70 | 260 | 0.115 | 0.119 |
| 42 | 153a | 30.VII | 06.8 | +35 NW | H_{α} | 736 | 850 | 0.435 | 0.464 |
| | | | | | H_{β} | 105 | 225 | 0.235 | 0.300 |
| | | | Наблюдатель К. В. Аликаева | | H_{γ} | 18 | 55 | 0.180 | 0.224 |
| | | | | | H_{δ} | 8 | 25 | 0.160 | 0.179 |
| | | | | | D_3 | 26 | 100 | 0.120 | 0.127 |
| | | | | | HCa^+ | 53 | 210 | 0.135 | 0.138 |
| | | | | | KCa^+ | 54 | 185 | 0.160 | 0.168 |
| 43 | 154 | 4.VIII | 06.4 | +40 NW | H_{α} | 846 | 900 | 0.480 | 0.464 |
| | | | | | H_{β} | 110 | 285 | 0.200 | 0.235 |
| | | | Наблюдатель Т. В. Орлова | | H_{γ} | 67 | 140 | 0.190 | 0.205 |
| | | | | | H_{δ} | 25 | 90 | 0.150 | 0.190 |
| | | | Прозрачность удовлетворительная | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 67 | 150 | 0.235 | 0.300 |
| | | | | | KCa^+ | 99 | 220 | 0.235 | 0.308 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|------|----------------|------|--------|--------------|-----|------|-------|-------|
| 44 | 155 | 6.VIII | 10.0 | +40 NW | H_{α} | 965 | 1000 | 0.460 | 0.474 |
| | | | | | H_{β} | 185 | 400 | 0.220 | 0.255 |
| | | Наблюдатель | | | H_{γ} | 48 | 120 | 0.170 | 0.208 |
| | | К. В. Аликаева | | | H_{δ} | 13 | 40 | 0.155 | 0.185 |
| | | | | | D_3 | 112 | 250 | 0.190 | 0.200 |
| | | | | | HCa^+ | 80 | 210 | 0.150 | 0.161 |
| | | | | | KCa^+ | 75 | 210 | 0.170 | 0.185 |
| 45 | 155 | 7.VIII | 10.1 | +43 NW | H_{α} | 935 | 950 | 0.490 | 0.424 |
| | | | | | H_{β} | 98 | 240 | 0.200 | 0.241 |
| | | | | | H_{γ} | 86 | 180 | 0.240 | 0.256 |
| | | | | | H_{δ} | 34 | 95 | 0.160 | 0.195 |
| | | | | | D_3 | 56 | 155 | 0.150 | 0.203 |
| | | | | | HCa^+ | 99 | 245 | 0.185 | 0.198 |
| | | | | | KCa^+ | 101 | 235 | 0.220 | 0.224 |
| 46 | 155a | 8.VIII | 06.5 | +48 NW | H_{α} | 352 | 400 | 0.430 | 0.442 |
| | | | | | H_{β} | 83 | 190 | 0.225 | 0.249 |
| | | Сечение 1 | | | H_{γ} | 20 | 60 | 0.155 | 0.185 |
| | | | | | H_{δ} | 10 | 30 | 0.150 | 0.165 |
| | | | | | D_3 | 65 | 130 | 0.250 | 0.226 |
| | | | | | HCa^+ | 37 | 130 | 0.130 | 0.150 |
| | | | | | KCa^+ | 42 | 130 | 0.130 | 0.145 |
| 47 | 155a | 8.VIII | 06.8 | +48 NW | H_{α} | 728 | 720 | 0.475 | 0.539 |
| | | | | | H_{β} | 149 | 320 | 0.235 | 0.317 |
| | | Сечение 2 | | | H_{γ} | 47 | 115 | 0.190 | 0.219 |
| | | | | | H_{δ} | 17 | 40 | 0.200 | 0.219 |
| | | | | | D_3 | 62 | 165 | 0.170 | 0.210 |
| | | | | | HCa^+ | 96 | 190 | 0.220 | 0.249 |
| | | | | | KCa^+ | 117 | 200 | 0.280 | 0.323 |
| 48 | 155a | 9.VIII | 06.3 | +50 NW | H_{α} | 480 | 680 | 0.345 | 0.382 |
| | | | | | H_{β} | 41 | 105 | 0.200 | 0.245 |
| | | | | | H_{γ} | 14 | 35 | 0.180 | 0.207 |
| | | | | | H_{δ} | 10 | 25 | 0.170 | 0.200 |
| | | | | | D_3 | 55 | 115 | 0.210 | 0.255 |
| | | | | | HCa^+ | 39 | 150 | 0.125 | 0.142 |
| | | | | | KCa^+ | 52 | 170 | 0.155 | 0.161 |
| 49 | 155a | 10.VIII | 06.3 | +50 NW | H_{α} | 510 | 730 | 0.350 | 0.370 |
| | | | | | H_{β} | 43 | 125 | 0.175 | 0.219 |
| | | Сечение 1 | | | H_{γ} | 19 | 50 | 0.180 | 0.219 |
| | | Наблюдатель | | | H_{δ} | 11 | 30 | 0.190 | 0.229 |
| | | Р. И. Костык | | | D_3 | 25 | 80 | 0.155 | 0.207 |
| | | | | | HCa^+ | 63 | 180 | 0.165 | 0.195 |
| | | | | | KCa^+ | 59 | 160 | 0.165 | 0.200 |
| 50 | 155a | 10.VIII | 06.6 | +50 NW | H_{α} | 572 | 720 | 0.390 | 0.453 |
| | | | | | H_{β} | 66 | 150 | 0.230 | 0.284 |
| | | Сечение 2 | | | H_{γ} | 23 | 55 | 0.195 | 0.266 |
| | | Наблюдатель | | | H_{δ} | 19 | 40 | 0.220 | 0.260 |
| | | Р. И. Костык | | | D_3 | 29 | 100 | 0.140 | 0.161 |
| | | | | | HCa^+ | 98 | 225 | 0.220 | 0.245 |
| | | | | | KCa^+ | 128 | 210 | 0.270 | 0.281 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|------|--------------------|------|--------|------------|-----|------|-------|-------|
| 51 | 155a | 11.VIII | 09.9 | +52 NW | H_α | 458 | 690 | 0.330 | 0.347 |
| | | | | | H_β | 62 | 165 | 0.185 | 0.185 |
| | | Наблюдатель | | | H_γ | 16 | 65 | 0.130 | 0.164 |
| | | Т. В. Орлова | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | Прозрачность | | | D_3 | 18 | 50 | 0.190 | 0.222 |
| | | удовлетворительная | | | HCa^+ | 33 | 135 | 0.115 | 0.134 |
| | | | | | KCa^+ | 39 | 145 | 0.120 | 0.155 |
| 52 | 156 | 7.VIII | 08.3 | -40 SE | H_α | 784 | 1040 | 0.310 | 0.374 |
| | | | | | H_β | 72 | 200 | 0.190 | 0.202 |
| | | Сечение 1 | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 23 | 105 | 0.105 | 0.123 |
| | | | | | KCa^+ | 25 | 115 | 0.110 | 0.123 |
| 53 | 156 | 7.VIII | 08.5 | -43 SE | H_α | 642 | 1000 | 0.320 | 0.360 |
| | | | | | H_β | 70 | 190 | 0.205 | 0.249 |
| | | Сечение 2 | | | H_γ | 20 | 50 | 0.170 | 0.200 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 30 | 90 | 0.150 | 0.182 |
| | | | | | HCa^+ | 44 | 190 | 0.115 | 0.134 |
| | | | | | KCa^+ | 45 | 170 | 0.125 | 0.148 |
| 54 | 156 | 7.VIII | 08.7 | -45 SE | H_α | 588 | 780 | 0.330 | 0.371 |
| | | | | | H_β | 67 | 175 | 0.190 | 0.224 |
| | | Сечение 3 | | | H_γ | 22 | 70 | 0.155 | 0.195 |
| | | | | | H_δ | 11 | 35 | 0.150 | 0.180 |
| | | | | | D_3 | 18 | 75 | 0.120 | 0.155 |
| | | | | | HCa^+ | 46 | 195 | 0.095 | 0.119 |
| | | | | | KCa^+ | 48 | 200 | 0.100 | 0.119 |
| 55 | 156 | 8.VIII | 08.2 | -45 SE | H_α | 240 | 420 | 0.290 | 0.352 |
| | | | | | H_β | — | — | — | — |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 41 | 105 | 0.170 | 0.198 |
| | | | | | KCa^+ | 55 | 150 | 0.170 | 0.198 |
| 56 | 157 | 8.VIII | 08.6 | +52 NE | H_α | 266 | 450 | 0.290 | 0.340 |
| | | | | | H_β | 36 | 105 | 0.170 | 0.198 |
| | | | | | H_γ | 8 | 25 | 0.160 | 0.179 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 38 | 85 | 0.240 | 0.280 |
| | | | | | HCa^+ | 42 | 160 | 0.140 | 0.155 |
| | | | | | KCa^+ | 60 | 190 | 0.160 | 0.174 |
| 57 | 157 | 9.VIII | 07.1 | +52 NE | H_α | 154 | 280 | 0.280 | 0.318 |
| | | | | | H_β | — | — | — | — |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 37 | 160 | 0.100 | 0.126 |
| | | | | | KCa^+ | 46 | 190 | 0.110 | 0.134 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|---------|------|--------|--|---|--|---|---|
| 58 | 157 | 10.VIII | 07.2 | +55 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 568 75 — 24 56 41 53 | 670 190 — 60 110 180 180 | 0.410 0.175 — 0.180 0.185 0.125 0.130 | 0.412 0.212 — 0.217 0.225 0.138 0.142 |
| 59 | 157 | 11.VIII | 09.5 | +52 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 536 89 51 17 67 83 92 | 610 225 155 55 195 190 190 | 0.430 0.200 0.155 0.140 0.250 0.185 0.245 | 0.470 0.193 0.170 0.170 0.312 0.205 0.243 |
| 60 | 161 | 18.VIII | 06.4 | +27 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 854 78 26 — 32 59 67 | 1140 180 70 — 100 180 225 | 0.360 0.215 0.175 — 0.135 0.160 0.160 | 0.400 0.257 0.198 — 0.161 0.179 0.190 |
| 61 | 162 | 18.VIII | 06.9 | +45 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 550 80 27 19 65 37 37 | 700 185 90 60 190 180 160 | 0.390 0.220 0.150 0.150 0.160 0.115 0.125 | 0.385 0.255 0.176 0.176 0.193 0.110 0.114 |
| 62 | 163 | 19.VIII | 06.4 | +45 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 620 100 28 — 35 43 41 | 840 235 85 — 120 225 205 | 0.370 0.190 0.140 — 0.125 0.085 0.100 | 0.354 0.226 0.164 — 0.155 0.090 0.095 |
| 63 | 163 | 19.VIII | 06.4 | +45 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 570 108 35 — 46 43 52 | 700 265 105 — 160 190 170 | 0.410 0.205 0.155 — 0.130 0.095 0.155 | 0.354 0.235 0.179 — 0.160 0.095 0.130 |
| 64 | 163 | 19.VIII | 06.4 | +45 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 542 94 28 — 33 35 36 | 680 235 80 — 130 180 165 | 0.400 0.200 0.160 — 0.135 0.105 0.115 | 0.367 0.240 0.187 — 0.161 0.127 0.118 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|---|------|--------|------------|-----|-----|-------|-------|
| 65 | 163 | 20.VIII | 07.1 | +45 NE | H_α | 422 | 525 | 0.380 | 0.379 |
| | | | | | H_β | 119 | 270 | 0.210 | 0.241 |
| | | Сечение <i>а</i> | | | H_γ | 38 | 100 | 0.180 | 0.210 |
| | | | | | H_δ | 24 | 80 | 0.150 | 0.180 |
| | | | | | D_3 | 30 | 95 | 0.135 | 0.167 |
| | | | | | $HCa+$ | 23 | 115 | 0.105 | 0.095 |
| | | | | | $KCa+$ | 26 | 125 | 0.115 | 0.110 |
| 66 | 163 | 20.VIII | 07.1 | +45 NE | H_α | 492 | 570 | 0.440 | 0.415 |
| | | | | | H_β | 159 | 380 | 0.200 | 0.239 |
| | | Сечение <i>б</i> | | | H_γ | 43 | 110 | 0.180 | 0.195 |
| | | | | | H_δ | 31 | 100 | 0.145 | 0.180 |
| | | | | | D_3 | 59 | 176 | 0.160 | 0.190 |
| | | | | | $HCa+$ | 131 | 110 | 0.110 | 0.095 |
| | | | | | $KCa+$ | 26 | 110 | 0.135 | 0.134 |
| 67 | 163 | 20.VIII | 07.1 | +45 NE | H_α | 302 | 400 | 0.375 | 0.370 |
| | | | | | H_β | 65 | 170 | 0.200 | 0.239 |
| | | Сечение <i>в</i> | | | H_γ | 22 | 60 | 0.160 | 0.195 |
| | | | | | H_δ | 15 | 40 | 0.165 | 0.202 |
| | | | | | D_3 | 11 | 45 | 0.110 | 0.127 |
| | | | | | $HCa+$ | 17 | 85 | 0.090 | 0.085 |
| | | | | | $KCa+$ | 15 | 85 | 0.100 | 0.097 |
| 68 | 163 | 21.VIII | 07.9 | +45 NE | H_α | 454 | 630 | 0.360 | 0.391 |
| | | Наблюдатель Т. В. Орлова | | | H_β | 73 | 200 | 0.190 | 0.249 |
| | | | | | H_γ | 18 | 45 | 0.170 | 0.200 |
| | | | | | H_δ | 15 | 45 | 0.170 | 0.202 |
| | | | | | D_3 | 38 | 130 | 0.125 | 0.155 |
| | | | | | $HCa+$ | 36 | 135 | 0.140 | 0.182 |
| | | | | | $KCa+$ | 47 | 125 | 0.195 | 0.219 |
| 69 | 163 | 22.VIII | 06.3 | +45 NE | H_α | 380 | 430 | 0.430 | 0.374 |
| | | Сечение <i>а</i> Наблюдатель Т. В. Орлова | | | H_β | 114 | 235 | 0.235 | 0.283 |
| | | | | | H_γ | 50 | 150 | 0.180 | 0.210 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 92 | 260 | 0.150 | 0.200 |
| | | | | | $HCa+$ | 33 | 105 | 0.140 | 0.127 |
| | | | | | $KCa+$ | 38 | 110 | 0.155 | 0.123 |
| 70 | 163 | 22.VIII | 06.3 | +45 NE | H_α | 314 | 490 | 0.320 | 0.326 |
| | | Сечение <i>б</i> | | | H_β | 65 | 165 | 0.205 | 0.233 |
| | | | | | H_γ | 22 | 62 | 0.155 | 0.180 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 44 | 135 | 0.160 | 0.193 |
| | | | | | $HCa+$ | 28 | 115 | 0.130 | 0.125 |
| | | | | | $KCa+$ | 34 | 132 | 0.135 | 0.134 |
| 71 | 163 | 22.VIII | 06.3 | +45 NE | H_α | 450 | 500 | 0.450 | 0.374 |
| | | Сечение <i>в</i> | | | H_β | 117 | 260 | 0.230 | 0.255 |
| | | | | | H_γ | 57 | 135 | 0.160 | 0.200 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 90 | 260 | 0.150 | 0.176 |
| | | | | | $HCa+$ | 37 | 120 | 0.140 | 0.138 |
| | | | | | $KCa+$ | 41 | 145 | 0.140 | 0.130 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|-----------------|------|--------|------------|-----|-----|-------|-------|
| 72 | 163 | 23.VIII | 13.2 | +45 NE | H_α | 630 | 600 | 0.525 | 0.438 |
| | | | | | H_β | 164 | 300 | 0.280 | 0.307 |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 66 | 170 | 0.175 | 0.212 |
| | | | | | HCa^+ | 74 | 210 | 0.185 | 0.149 |
| | | | | | KCa^+ | 90 | 250 | 0.195 | 0.160 |
| 73 | 164 | 19.VIII | 07.3 | +45 NW | H_α | 812 | 970 | 0.405 | 0.436 |
| | | | | | H_β | 170 | 315 | 0.230 | 0.275 |
| | | | | | H_γ | 37 | 110 | 0.160 | 0.208 |
| | | | | | H_δ | 23 | 65 | 0.160 | 0.187 |
| | | | | | D_3 | 36 | 105 | 0.145 | 0.178 |
| | | | | | HCa^+ | 64 | 240 | 0.130 | 0.134 |
| | | | | | KCa^+ | 64 | 240 | 0.135 | 0.135 |
| 74 | 165 | 24.VIII | 06.2 | +60 NW | H_α | 375 | 405 | 0.470 | 0.566 |
| | | Наблюдатель | | | H_β | — | — | — | — |
| | | Т. В. Орлова | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 84 | 140 | — | — |
| | | | | | KCa^+ | 88 | 160 | — | — |
| 75 | 166 | 3.IX | 08.1 | +35 NW | H_α | 680 | 810 | 0.420 | 0.439 |
| | | Наблюдатель | | | H_β | — | — | — | — |
| | | Н. Н. Мороженко | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 33 | 165 | 0.100 | 0.118 |
| | | | | | KCa^+ | 45 | 175 | 0.115 | 0.130 |
| 76 | 166 | 4.IX | 06.8 | +40 NW | H_α | 430 | 510 | 0.420 | 0.448 |
| | | | | | H_β | 115 | 250 | 0.230 | 0.241 |
| | | | | | H_γ | 29 | 80 | 0.150 | 0.170 |
| | | | | | H_δ | 15 | 40 | 0.180 | 0.220 |
| | | | | | D_3 | 60 | 150 | 0.180 | 0.228 |
| | | | | | HCa^+ | 80 | 170 | 0.210 | 0.237 |
| | | | | | KCa^+ | 86 | 170 | 0.230 | 0.245 |
| 77 | 167 | 3.IX | 09.1 | -45 SE | H_α | 572 | 780 | 0.360 | 0.418 |
| | | Наблюдатель | | | H_β | — | — | — | — |
| | | Н. Н. Мороженко | | | H_γ | 24 | 65 | 0.180 | 0.212 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | — | — | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 61 | 195 | 0.160 | 0.176 |
| | | | | | KCa^+ | 81 | 215 | 0.170 | 0.185 |
| 78 | 167 | 4.IX | 07.5 | -45 SE | H_α | 540 | 640 | 0.410 | 0.469 |
| | | | | | H_β | — | — | — | — |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 37 | 80 | 0.160 | 0.190 |
| | | | | | HCa^+ | — | — | — | — |
| | | | | | KCa^+ | — | — | — | — |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|-----------|------|--------|------------|------|-----|-------|-------|
| 79 | 168 | 4.IX | 08.1 | +55 NE | H_α | 350 | 520 | 0.340 | 0.367 |
| | | | | | H_β | 45 | 110 | 0.215 | 0.260 |
| | | Сечение 1 | | | H_γ | 16 | 40 | 0.180 | 0.239 |
| | | | | | H_δ | 12 | 35 | 0.190 | 0.245 |
| | | | | | D_3 | 33 | 110 | 0.140 | 0.174 |
| | | | | | HCa^+ | 40 | 200 | 0.100 | 0.110 |
| | | | | | KCa^+ | 50 | 220 | 0.120 | 0.130 |
| 80 | 168 | 4.IX | 08.5 | +60 NE | H_α | 400 | 610 | 0.340 | 0.370 |
| | | | | | H_β | 79 | 175 | 0.220 | 0.260 |
| | | Сечение 2 | | | H_γ | 46 | 135 | 0.175 | 0.202 |
| | | | | | H_δ | 9 | 30 | — | — |
| | | | | | D_3 | 52 | 130 | 0.150 | 0.176 |
| | | | | | HCa^+ | 51 | 235 | 0.115 | 0.135 |
| | | | | | KCa^+ | 60 | 235 | 0.130 | 0.147 |
| 81 | 169 | 6.IX | 06.1 | +26 NW | H_α | 1024 | 890 | 0.560 | 0.601 |
| | | | | | H_β | 185 | 315 | 0.290 | 0.335 |
| | | Сечение 1 | | | H_γ | 52 | 115 | 0.230 | 0.253 |
| | | | | | H_δ | 22 | 55 | 0.210 | 0.245 |
| | | | | | D_3 | 100 | 190 | 0.260 | 0.313 |
| | | | | | HCa^+ | 80 | 220 | 0.170 | 0.180 |
| | | | | | KCa^+ | 93 | 230 | 0.200 | 0.210 |
| 82 | 169 | 6.IX | 08.8 | +26 NW | H_α | 700 | 890 | 0.400 | 0.466 |
| | | | | | H_β | 111 | 240 | 0.250 | 0.307 |
| | | Сечение 2 | | | H_γ | 23 | 75 | 0.150 | 0.171 |
| | | | | | H_δ | 13 | 40 | 0.170 | 0.187 |
| | | | | | D_3 | 62 | 145 | 0.195 | 0.237 |
| | | | | | HCa^+ | 46 | 155 | 0.160 | 0.167 |
| | | | | | KCa^+ | 66 | 180 | 0.190 | 0.187 |
| 83 | 170 | 6.IX | 06.9 | +60 NE | H_α | 366 | 590 | 0.330 | 0.387 |
| | | | | | H_β | 30 | 85 | 0.200 | 0.205 |
| | | | | | H_γ | 18 | 55 | 0.160 | 0.190 |
| | | | | | H_δ | 10 | 30 | 0.180 | 0.182 |
| | | | | | D_3 | 30 | 95 | 0.130 | 0.155 |
| | | | | | HCa^+ | 32 | 170 | 0.105 | 0.115 |
| | | | | | KCa^+ | 29 | 150 | 0.105 | 0.110 |
| 84 | 171 | 6.IX | 08.5 | -50 SE | H_α | 446 | 640 | 0.350 | 0.418 |
| | | | | | H_β | 73 | 150 | 0.240 | 0.285 |
| | | | | | H_γ | 17 | 50 | 0.190 | 0.224 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 20 | 70 | 0.170 | 0.214 |
| | | | | | HCa^+ | 54 | 205 | 0.110 | 0.127 |
| | | | | | KCa^+ | 57 | 205 | 0.130 | 0.148 |
| 85 | 172 | 17.IX | 11.3 | -50 SW | H_α | 808 | 870 | 0.450 | 0.480 |
| | | | | | H_β | 138 | 310 | 0.220 | 0.260 |
| | | | | | H_γ | 50 | 115 | 0.190 | 0.229 |
| | | | | | H_δ | 30 | 75 | 0.180 | 0.207 |
| | | | | | D_3 | 78 | 215 | 0.160 | 0.192 |
| | | | | | HCa^+ | 105 | 270 | 0.160 | 0.195 |
| | | | | | KCa^+ | 130 | 285 | 0.180 | 0.210 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|-------|------|------------------|--|--|---|---|---|
| 86 | 172 | 18.IX | 11.5 | -50 SW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 734 99 — 31 98 92 95 | 870 200 — 75 250 215 215 | 0.420 0.250 — 0.180 0.165 0.195 0.210 | 0.417 0.274 — 0.226 0.209 0.215 0.228 |
| 87 | 173 | 17.IX | 12.3 | +40 NE | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 744 142 44 14 56 67 88 | 940 295 120 45 150 250 250 | 0.390 0.240 0.175 0.160 0.160 0.130 0.170 | 0.391 0.277 0.210 0.195 0.208 0.176 0.188 |
| 88 | 174 | 18.IX | 12.1 | +42 NW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 472 68 38 32 55 66 52 | 570 150 115 100 150 240 215 | 0.370 0.230 0.180 0.160 0.170 0.130 0.120 | 0.450 0.295 0.228 0.205 0.209 0.145 0.145 |
| 89 | 176 | 20.IX | 07.1 | +55 NW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 542 82 — — 40 25 33 | 600 190 — — 70 115 145 | 0.420 0.210 — — 0.280 0.120 0.115 | 0.424 0.235 — — 0.355 0.147 0.134 |
| 90 | 177 | 20.IX | 07.6 | +30 NE | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 304 35 27 12 35 38 49 | 460 115 72 40 93 170 210 | 0.340 0.165 0.170 0.165 0.170 0.115 0.120 | 0.380 0.209 0.207 0.200 0.214 0.145 0.145 |
| 91 | 178 | 23.IX | 08.8 | +55 NW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 462 50 16 — 48 49 76 | 640 140 45 — 95 175 260 | 0.350 0.200 0.200 — 0.200 0.110 0.120 | 0.413 0.261 0.240 — 0.245 0.134 0.148 |
| 92 | 178 | 23.IX | 08.8 | +55 NW | H_α H_β H_γ H_δ D_3 HCa+ KCa+ | 374 43 17 — 49 32 42 | 480 105 45 — 115 85 105 | 0.400 0.210 0.200 — 0.200 0.205 0.215 | 0.436 0.245 0.240 — 0.241 0.245 0.245 |
| | | | | Сечение <i>а</i> | | | | | |
| | | | | Сечение <i>б</i> | | | | | |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----|-----|-------|------|--------|------------|------|------|-------|-------|
| 93 | 178 | 24.IX | 11.3 | +55 NW | H_α | 500 | 515 | 0.450 | 0.490 |
| | | | | | H_β | 115 | 265 | 0.220 | 0.249 |
| | | | | | H_γ | 38 | 105 | 0.180 | 0.219 |
| | | | | | H_δ | 30 | 75 | 0.180 | 0.215 |
| | | | | | D_3 | 76 | 160 | 0.180 | 0.219 |
| | | | | | HCa^+ | 97 | 285 | 0.130 | 0.182 |
| | | | | | KCa^+ | 122 | 320 | 0.160 | 0.208 |
| 94 | 178 | 25.IX | 06.1 | +60 NW | H_α | 410 | 610 | 0.330 | 0.354 |
| | | | | | H_β | 38 | 115 | 0.200 | 0.247 |
| | | | | | H_γ | 11 | 35 | 0.170 | 0.215 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 41 | 100 | 0.180 | 0.222 |
| | | | | | HCa^+ | 40 | 125 | 0.150 | 0.200 |
| | | | | | KCa^+ | 45 | 140 | 0.150 | 0.200 |
| 95 | 179 | 24 IX | 11.8 | +35 NW | H_α | 1100 | 1160 | 0.465 | 0.428 |
| | | | | | H_β | 156 | 320 | 0.240 | 0.254 |
| | | | | | H_γ | 56 | 170 | 0.170 | 0.200 |
| | | | | | H_δ | 57 | 150 | 0.160 | 0.185 |
| | | | | | D_3 | 59 | 150 | 0.170 | 0.205 |
| | | | | | HCa^+ | 79 | 280 | 0.135 | 0.150 |
| | | | | | KCa^+ | 92 | 290 | 0.150 | 0.160 |
| 96 | 181 | 27.IX | 07.6 | +60 NW | H_α | 211 | 400 | 0.250 | 0.312 |
| | | | | | H_β | 34 | 90 | 0.200 | 0.226 |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 11 | 40 | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 30 | 175 | 0.090 | 0.100 |
| | | | | | KCa^+ | 35 | 195 | 0.090 | 0.100 |
| 97 | 182 | 27.IX | 09.1 | +20 NE | H_α | 346 | 540 | 0.330 | 0.336 |
| | | | | | H_β | 89 | 210 | 0.190 | 0.243 |
| | | | | | H_γ | 29 | 115 | 0.130 | 0.162 |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 29 | 70 | — | — |
| | | | | | HCa^+ | 54 | 260 | 0.105 | 0.119 |
| | | | | | KCa^+ | 54 | 240 | 0.110 | 0.123 |
| 98 | 183 | 27.IX | 08.2 | +50 NE | H_α | 300 | 500 | 0.280 | 0.317 |
| | | | | | H_β | 65 | 175 | 0.180 | 0.220 |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 24 | 50 | 0.210 | 0.254 |
| | | | | | HCa^+ | 49 | 205 | 0.115 | 0.142 |
| | | | | | KCa^+ | 45 | 185 | 0.130 | 0.166 |
| 99 | 184 | 29.IX | 07.9 | +32 NW | H_α | 700 | 650 | 0.520 | 0.592 |
| | | | | | H_β | 135 | 230 | 0.300 | 0.324 |
| | | | | | H_γ | — | — | — | — |
| | | | | | H_δ | — | — | — | — |
| | | | | | D_3 | 92 | 190 | 0.220 | 0.272 |
| | | | | | HCa^+ | 91 | 160 | 0.240 | 0.249 |
| | | | | | KCa^+ | 118 | 215 | 0.270 | 0.268 |

Продолжение таблицы

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-----|-----|-----|------|--------|--|---|--|---|---|
| 100 | 185 | 2.X | 11.2 | -42 SE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 404 105 27 — 40 56 60 | 500 250 70 — 105 180 175 | 0.400 0.215 0.210 — 0.160 0.150 0.175 | 0.391 0.258 0.253 — 0.205 0.185 0.188 |
| 101 | 186 | 2.X | 11.7 | +38 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 910 236 — — 105 115 135 | 875 420 — — 250 240 265 | 0.500 0.280 — — 0.195 0.240 0.250 | 0.526 0.325 — — 0.254 0.228 0.228 |
| 102 | 187 | 3.X | 07.9 | +40 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 780 173 — — 82 70 75 | 800 420 — — 180 190 200 | 0.495 0.250 — — 0.170 0.285 0.280 | 0.478 0.298 — — 0.205 0.205 0.198 |
| 103 | 188 | 4.X | 07.4 | +52 NE | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 615 — — — 43 73 90 | 670 — — — 100 150 190 | 0.460 — — — 0.200 0.215 0.210 | 0.505 — — — 0.239 0.249 0.263 |
| 104 | 189 | 4.X | 08.2 | +35 NW | H _α H _β H _γ H _δ D ₃ HCa+ KCa+ | 546 113 — — 84 94 103 | 550 200 — — 160 205 205 | 0.505 0.280 — — 0.230 0.225 0.240 | 0.533 0.327 — — 0.288 0.226 0.241 |

По данным зарисовок на бумажном экране положения Солнца на щели и снимкам хромосферы на АФР-2 мы смогли относительно точно определить координаты протуберанцев, спектры которых фотографировались. Координаты даны по картам Фраунгофера института [3].

В таблице приведены следующие данные (по номеру столбца): 2 — номер протуберанца, зафиксированный в журнале наблюдений; 3, 4 — дата и мировое время наблюдения; 5 — координаты протуберанца; 6 — спектральные линии; 7 — эквивалентные ширины W , выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра центра диска Солнца; 8 — относительные центральные интенсивности линий в единицах непрерывного спектра в центре диска Солнца $I_{\text{ц}}/I_{\odot}$; 9 — наблюденная половинная полуширина $\Delta\lambda_{\text{ц}}$, Å; 10 — допплеровская полуширина линии $\Delta\lambda_D$, Å.

Некоторые протуберанцы наблюдались не автором этой статьи. В этом случае фамилии наблюдателей отмечены в таблице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э. А., Дидаченко Е. И. — Изв. ГАО АН УССР, **3**, вып. 2, 138. Изд-во АН УССР, 1961.
2. Гуртовенко Э. А., Семенова Н. Н. — Изв. ГАО АН УССР, **4**, вып. 1, 31. Изд-во АН УССР, 1961.
3. Fraunhofer Institut Map of the Sun, 1964, 1965.

THE CATALOGUE OF THE EQUIVALENT WIDTHS AND INTENSITIES OF THE LINES OF THE PROMINENCES OBSERVED IN 1964—1965

A. S. RAKHUBOVSKY

Summary

The method of observation and processing of the prominence spectra are described briefly. The equivalent widths, central intensities, half-widths and Doppler half-widths are presented of the emission lines of the prominences and are observed during 1964—1965 at the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ В РАЗНЫХ ЧАСТЯХ КОНТУРА ФРАУНГОФЕРОВОЙ ЛИНИИ

Э. А. Гуртовенко

Решение ряда вопросов физики фотосферы, в частности изучение поля скоростей на разных ее уровнях, требует точного определения оптической глубины слоя, в котором исследуются соответствующие фотосферные характеристики. Для этого необходимо иметь однозначную связь между различными участками профиля фраунгоферовой линии и оптической глубиной в континууме. Трудности определения такой связи вызваны тем, что нет достаточно точной и приемлемой формулы, выражающей в конечном виде форму контура линии в зависимости от искомой оптической глубины и положения на диске Солнца. Кроме того, в конкретном случае остается неясным, какую схему фотосферы (Шустера—Шварцшильда или Милна—Эддингтона) следует принять и какому механизму взаимодействия атомов с полем излучения — истинному поглощению или рассеянию — следует отдать предпочтение. Решение же уравнения переноса для фотосферы с произвольной структурой в конечном виде не существует, а наиболее точные приближенные решения настолько сложны, что применить их для указанной цели практически невозможно.

Воспользуемся соотношением, выражающим интенсивность излучения в любой частоте ν как в линии, так и в континууме, выходящего наружу из фотосферы под углом Θ

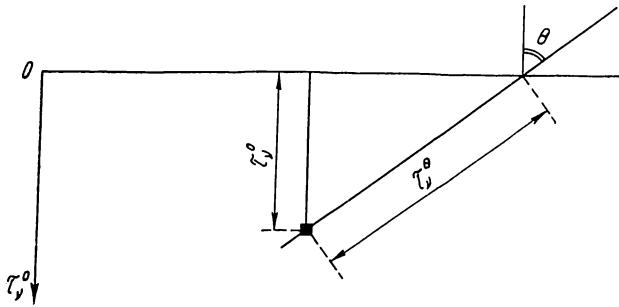
$$I_\nu(\Theta) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu^\Theta) e^{-\tau_\nu^\Theta} d\tau_\nu^\Theta. \quad (1)$$

В (1) τ_ν^Θ — оптическая глубина, отсчитываемая в направлении луча зрения под углом Θ к нормали (рисунок). В общем случае она представляется суммой $\tau_\nu^\Theta = \tau^0 + t_\nu^0$, где τ^0 — оптическая глубина в континууме близ линии, а t_ν^0 — оптическая глубина в частотах линии поглощения. В интервале частот в пределах линии поглощения $\tau^0 = \text{const}$. Введем еще обозначение $\tau_\nu^{0=0} = \tau^0 + t_\nu^0$. Считаем, что функция источника (отдача) S в (1) задана в зависимости от τ_ν^0 .

Примем единственное упрощение, являющееся математическим упрощением формулы (1), а именно:

$$I_v(\Theta) = S_v(\tau_v^0 = 1), \quad (2)$$

т. е. регистрируемое в частоте v излучение представим функцией источника некоторого эффективного слоя, расположенного в направлении луча зрения на оптической глубине $\tau_v^0 = 1$.



Вблизи линии в континууме $I_v(\Theta)$ не зависит от частоты; поэтому здесь можно написать $I_v(\Theta) = I(\Theta)$. Согласно (2),

$$I(\Theta) = S'(\tau^0 = 1). \quad (3)$$

Аналогично для излучения в частотах линии

$$I_v(\Theta) = S''(\tau_v^0 = 1). \quad (4)$$

Функции источника S в частотах линии и в континууме разные, потому в (3) и (4) они обозначены соответственно через S' и S'' .

В соответствии с (3) и (4) для глубины в контуре линии поглощения имеем

$$d_v = \frac{S'(\tau^0 = 1) - S''(\tau_v^0 = 1)}{S'(\tau^0 = 1)}. \quad (5)$$

Для Солнца в пределах $1 \geq \cos \Theta > 0,2$ можно считать

$$\begin{aligned} \tau^0 &= \tau^0 \sec \Theta; \\ \tau_v^0 &= \tau^0 \sec \Theta + t_v^0; \\ t_v^0 &= t_v^0 \sec \Theta. \end{aligned} \quad (6)$$

Принимая в соответствии с (3) и (4) $\tau^0 = 1$, $\tau_v^0 = 1$, получим оптические глубины эффективных слоев, излучающих в континууме близ линии и в частотах линии, выраженные в шкале τ^0 и равные соответственно $\cos \Theta$ и $(1 - t_v^0) \cos \Theta$. Величина t_v^0 здесь уже не является переменной, а определяет монохроматическую оптическую глубину эффективного слоя, излучающего в соответствующей частоте линии поглощения.

Если S' и S'' заданы аналитически или графически как некоторые функции B и B' , зависящие от τ^0 , то, принимая во внимание (6), соотношение (5) можно переписать в виде

$$d_v(\Theta) = \frac{B(\cos \Theta) - B'(\cos \Theta [1 - t_v^0])}{B(\cos \Theta)}. \quad (7)$$

Вообще говоря, функции источника в континууме (B) и в частотах линии (B') различаются. В большинстве случаев B является функцией

Планка и задается через температуру модели фотосферы в зависимости от τ^0 для $\lambda=5000 \text{ \AA}$.

Соотношение (7) описывает форму профиля линии поглощения при переходе центр—край, выраженную в зависимости от $\cos \Theta$ и t_v^0 . В какой степени эта формула верна? Допустим, что в слоях, где образуется линия, имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). Тогда $B'_v=B$. Допустим также, что B задана в линейном приближении, т. е. $B=a+b\tau$. При этих условиях (7) принимает вид

$$d_v(\Theta) = \frac{b \cos \Theta}{a + b \cos \Theta} t_v^0. \quad (8)$$

Обратимся к одной из более или менее точных формул [1], задающих остаточную интенсивность в конечном виде. Для условия ЛТР она имеет вид

$$d_v(\Theta) = \frac{b \cos \Theta}{a + b \cos \Theta} \frac{\eta_v}{1 + \eta_v}, \quad (9)$$

где η_v — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения. Эта формула выведена для структуры фотосферы Милна—Эддингтона ($\eta=\text{const}$). В этом случае для любых τ^0 , в том числе и на глубине эффективного слоя, справедливо соотношение

$$\eta_v = \frac{t_v^0}{\tau^0}. \quad \text{Но так как для эффективного слоя } \tau^0 + t_v^0 = 1, \quad \text{то } \frac{\eta_v}{1 + \eta_v} = t_v^0,$$

т. е. (8) и (9) тождественны.

Сравнение показывает, что соотношение (7) является более общим, из которого следуют частные случаи аналитического выражения формы контура фраунгоферовой линии.

Обычно данные об оптической глубине в различных частях контура линии необходимы при расчетах, ведущихся с использованием какой-либо модели солнечной фотосферы, т. е. при заданном значении $B(\tau^0)$. Удобство в практическом использовании (7) состоит в том, что значения $B(\cos \Theta)$ определяются непосредственно по температуре, соответствующей $\tau^0 = \cos \Theta$ в заданной модели фотосферы. Если же при этом допускается условие ЛТР в слоях, где образуется линия поглощения, что законно для большинства линий в спектре Солнца, то (7) не потребует даже элементарных преобразований. В этом случае $B'_v=B$. По известным $B(\cos \Theta)$ и d_v находим B'_v и, входя в модель фотосферы с уже найденным B'_v , определяем аргумент, который является искомой оптической глубиной τ^0 .

Заметим, что при условии ЛТР определение оптической глубины по заданному d_v из соотношения (7) принципиально не отличается от метода, предложенного де Ягером [2]. Однако, помимо удобства и простоты, соотношение (7) не требует использования наблюденных абсолютных значений монохроматической интенсивности в центре диска, а также коэффициента потемнения к краю в заданной длине волны. Это исключает возможность появления дополнительных ошибок в оценке τ^0 .

Поскольку модель фотосферы задается обычно для $\lambda=5000 \text{ \AA}$, то для линий, значительно отстоящих в спектре Солнца от указанной длины волны, необходимо производить пересчет оптической глубины τ^0 . В последней модели фотосферы и нижней хромосфере [3], принятой на симпозиуме в Бильдерберге и рекомендованной к использованию ее в международном масштабе, такой пересчет уже выполнен.

В таблице приводятся результаты сравнения τ^0 , вычисленных В. И. Троицким для различных глубин d в контурах нескольких линий

мультиплета TiI в области спектра близ $\lambda=5100 \text{ \AA}$. Оптические глубины, обозначенные через τ_1^0 , вычислены по методу де Ягера [2], примененному нами в работе [4]. Значения τ_2^0 вычислялись из соотношения (7). В обоих случаях предполагалось наличие ЛТР и принималась одна и та же модель фотосферы Т. Свихарта [5]. Хорошее совпадение данных свидетельствует о том, что использованные нами в [4] абсолютное значение $I_{\lambda=5000\text{\AA}}$ для центра диска и кривая потемнения к краю в этой области спектра достаточно хорошо согласуется с моделью фотосферы Т. Свихарта.

Если $B' \neq B$ (линии образуются в верхних слоях фотосферы или в хромосфере), то для определения τ^0 необходимо на основании каких-либо дополнительных исследований найти зависимость $B'_v = B'_v(\tau^0)$ или

| d | $\cos \Theta = 1$ | | $\cos \Theta = 0.6$ | | $\cos \Theta = 0.28$ | |
|------|-------------------|------------|---------------------|------------|----------------------|------------|
| | τ_1^0 | τ_2^0 | τ_1^0 | τ_2^0 | τ_1^0 | τ_2^0 |
| 0.05 | 0.91 | 0.91 | 0.55 | 0.56 | 0.28 | 0.26 |
| 0.10 | 0.83 | 0.83 | 0.50 | 0.51 | 0.25 | 0.22 |
| 0.15 | 0.76 | 0.75 | 0.46 | 0.44 | 0.21 | 0.20 |
| 0.20 | 0.68 | 0.67 | 0.41 | 0.42 | 0.19 | 0.18 |
| 0.25 | 0.60 | 0.60 | 0.38 | 0.38 | 0.17 | 0.15 |
| 0.30 | 0.53 | 0.54 | 0.37 | 0.32 | 0.13 | 0.12 |
| 0.35 | 0.48 | 0.48 | 0.28 | 0.28 | 0.12 | 0.11 |

фотосферы. Центральные глубины линий должны быть исправлены за инструментальный контур и эффект макротурбулентации. В результате для одной и той же линии, по данным наблюдения ее на разных расстояниях от центра диска, получаем из (7) ряд значений B'_v , соответствующих различным значениям $\cos \Theta$. B' задается в виде полинома второй степени, $B'(\tau^0) = a + b\tau^0 + c\tau^{02}$. Тогда в соответствии с (6) и (7) для эффективного слоя

$$B'_v = a + b(\cos \Theta - \tau^0) + c(\cos \Theta - \tau^0)^2, \quad (10)$$

где τ^0 — оптическая глубина эффективного слоя в центре линии поглощения, отсчитываемая в радиальном направлении. Эта величина, как и $\tau_{v_0}^0$, разная для разных значений $\cos \Theta$. Мы можем найти τ^0 в первом приближении, определив ее из (7) при условии, что $B' = B$. Обозначим первое приближение $\tau^0 = \tau_1^0$. Тогда в соответствии с (10) для ряда значений $\cos \Theta_i$ ($i=1-6$) можно составить условные уравнения

$$B'_{v_i} = a + b(\cos \Theta_i - \tau_{1i}^0) + c(\cos \Theta_i - \tau_{1i}^0)^2, \quad (11)$$

из которых по способу наименьших квадратов определяются постоянные a , b , c , а также невязки v_i каждого уравнения.

Если обозначить второе приближение $\tau_{2i}^0 = \tau_{1i}^0 + \Delta\tau_{1i}^0$ и подставить его в (11), то получим уравнение

$$v_i = (2c\tau_{1i}^0 - 2c \cos \Theta_i - b) \Delta\tau_{1i}^0 + c\Delta\tau_{1i}^{02}, \quad (12)$$

из которого находятся $\Delta\tau_{1i}^0$. Второе приближение τ_{2i}^0 после подстановки в (11) взамен τ_{1i}^0 дает возможность получить более точные значения коэффициентов a , b и c , с которыми при необходимости можно найти новые поправки $\Delta\tau_{2i}^0$ и построить третье приближение для τ^0 и т. д.

В результате будут найдены коэффициенты a , b , c , а также $\tau_i^0 = \cos \Theta_i - \tau_i^0$, где τ_i^0 — оптическая глубина в радиальном направлении

иже представить B'_v в явном виде в зависимости от τ_i^0 .

Мы предлагаем следующий простой метод определения функции источника в случае отсутствия ЛТР. Для этой цели лучше всего использовать центральные интенсивности средних и сильных линий поглощения, так как отклонение от ЛТР может быть существенным в более высоких слоях

фотосферы. Центральные глубины линий должны быть исправлены за инструментальный контур и эффект макротурбулентации.

В результате для одной и той же линии, по данным наблюдения ее

на разных расстояниях от центра диска, получаем из (7) ряд зна-

чений B'_v , соответствующих различным значениям $\cos \Theta$. B' задается

в виде полинома второй степени, $B'(\tau^0) = a + b\tau^0 + c\tau^{02}$. Тогда в соотв-

тествии с (6) и (7) для эффективного слоя

$$B'_v = a + b(\cos \Theta - \tau^0) + c(\cos \Theta - \tau^0)^2, \quad (10)$$

где τ^0 — оптическая глубина эффективного слоя в центре линии поглощения, отсчитываемая в радиальном направлении. Эта величина, как и $\tau_{v_0}^0$, разная для разных значений $\cos \Theta$. Мы можем найти τ^0 в первом приближении, определив ее из (7) при условии, что $B' = B$. Обозначим первое приближение $\tau^0 = \tau_1^0$. Тогда в соответствии с (10) для ряда значений $\cos \Theta_i$ ($i=1-6$) можно составить условные уравнения

$$B'_{v_i} = a + b(\cos \Theta_i - \tau_{1i}^0) + c(\cos \Theta_i - \tau_{1i}^0)^2, \quad (11)$$

из которых по способу наименьших квадратов определяются постоянные a , b , c , а также невязки v_i каждого уравнения.

Если обозначить второе приближение $\tau_{2i}^0 = \tau_{1i}^0 + \Delta\tau_{1i}^0$ и подставить его в (11), то получим уравнение

$$v_i = (2c\tau_{1i}^0 - 2c \cos \Theta_i - b) \Delta\tau_{1i}^0 + c\Delta\tau_{1i}^{02}, \quad (12)$$

из которого находятся $\Delta\tau_{1i}^0$. Второе приближение τ_{2i}^0 после подстановки в (11) взамен τ_{1i}^0 дает возможность получить более точные значения коэффициентов a , b и c , с которыми при необходимости можно найти новые поправки $\Delta\tau_{2i}^0$ и построить третье приближение для τ^0 и т. д.

В результате будут найдены коэффициенты a , b , c , а также $\tau_i^0 = \cos \Theta_i - \tau_i^0$, где τ_i^0 — оптическая глубина в радиальном направлении

в континууме для слоя, в котором функция источника равна $B_{\theta t}$. Чтобы охватить по возможности больший диапазон τ^0 , наблюдения следует произвести по линиям с различающимися центральными интенсивностями.

Найденная зависимость $B' = B'(\tau^0)$ может в принципе использоваться не только для определения оптической глубины в разных участках контура линии при отсутствии ЛТР, но также и для других задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы, гл. 13, § 3, 1960.
2. De Jager C., Neven L. — Memoires Soc R. Sc. Liege, 9, 1963.
3. Gingerich O., de Jager C. — Solar Physics, 3, № 1, 5, 1968.
4. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
5. Swihart T. L. — A. J., 64, 133, 1959.

ON THE DETERMINATION OF THE OPTICAL DEPTH FOR DIFFERENT PARTS OF FRAUNHOFER PROFILES

E. A. GURTOVENKO

Summary

The method of approximate determination of the optical depth τ in the profile of the Fraunhofer line is considered. In the method the observed profile and allocation of τ to the temperature in the photosphere must be known. If the source function $B'(\tau)$ in the line seems not to be equal to the Plank function, the dependence $B'(\tau)$ on τ is needed. The method for the determination of $B'(\tau)$, using the centre-to-limb observations of the central intensities of the line is suggested.

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЦЕНТР — КРАЙ СЛАБЫХ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ. I

Э. А. Гуртовенко, Н. Н. Кондрашова

Резюмируя в 1949 г. состояние исследований по одной из важнейших проблем физики Солнца — теории фраунгоферовых линий и истолкование ее в рамках наблюдательных данных, Э. Р. Мустель отметил: «...механизм образования линий поглощения в солнечной атмосфере является в настоящее время довольно спорным, гораздо более спорным, чем это могло бы показаться при чтении соответствующих разделов книги» (имеется в виду [1]).

Состояние этой проблемы за последующие 20 лет не улучшилось. Многочисленные теоретические исследования, выполненные по этому вопросу в основном в 20-е и 30-е годы, казалось, объяснили основные имеющиеся в то время данные о линиях поглощения. Однако получение более высококачественного наблюдательного материала в предвоенные и послевоенные годы и сравнение его с теорией вызвало значительные трудности в интерпретации наблюдений. Возможно, поэтому, а также из-за возросшего увлечения физикой активных образований на Солнце, интерес к этой проблеме в последующие годы иссяк. Он начал опять возрождаться в последнее десятилетие. Этому способствовало:

1) повышение точности наблюдений спектра Солнца, в частности, введение в арсенал солнечных инструментов двойных монохроматоров, показало, что те наблюдения, которыми пользовались ранее, недостаточно точны для сравнения данных наблюдений с хорошо разработанной

теорией. Например, для линий D_1 и D_2 Na ранее принималась центральная интенсивность лишь порядка 10%, тогда как сейчас можно уверенно считать, что интенсивность истинного «дна» этих линий меньше 4%;

2) новейшие данные о поле скоростей и тонкой структуре фотосферы, которые приводят к необходимости пересмотра теории с учетом этих эффектов;

3) освоение современных автоматических и счетно-решающих устройств, что открывает широкие возможности в области автоматизации наблюдений и проведения сложных теоретических расчетов.

Особенно немногочисленны в настоящее время исследования очень слабых фраунгоферовых линий. Это объясняется тем, что точность их наблюдений, особенно эквивалентных ширин, оказывалась чрезвычайно низкой.

Одна из основных ранних работ по изучению слабых линий [2] содержит результаты сравнения эквивалентных ширин близ края и в центре диска. Использованный наблюдательный материал недостаточно точный для тщательного исследования профилей линий, метод исследований носит в какой-то степени статистический характер. Наблюдения близ края в участках диска $\cos \theta = 0.28; 0.19; 0.39$ усреднялись.

В работе [3] (исследовалось 20 линий) наблюдения проведены для ряда расстояний от центра диска Солнца. К сожалению, контуры линий в этой работе не исследовались вовсе, определялись только центральные интенсивности и полуширины. Обработка данных (получение эквивалентных ширин, исправление за инструментальные искажения) выполнена приближенно. Важными результатами этой работы мы считаем выводы о неизотропности турбулентного поля скоростей (тангенциальная и радиальная составляющие равны соответственно 2.79 и 1.74 км/сек) и различие хода эквивалентных ширин центр—край для слабых и умеренных линий.

По исследованиям ширин слабых фраунгоферовых линий немного больше работ, так как полуширина определяется более точно, чем эквивалентная ширина. Из них основными являются [4—7]. Как правило, авторов интересовал в этих случаях вопрос о турбулентности в фотосфере. Работы выполнены на различном наблюдательном материале, и результаты их в общем противоречивы. Лишь наблюдения Бэлл и Мелтцер [5] и Уоддела [7] выполнены фотоэлектрически с точностью, достаточной для более или менее тщательного анализа профилей линий. Однако, к сожалению, наблюдения Бэлл и Мелтцер относятся только к центру диска, и исследования посвящены лишь изучению турбулентности. Большинство названных авторов использовали в своих работах не только слабые, но и умеренные линии.

Наблюдения, обработка материала

Мы поставили задачу всесторонне исследовать профили очень слабых фраунгоферовых линий при переходе центр—край по данным фотоэлектрических наблюдений на двойном солнечном монохроматоре.

В настоящей статье изложены первые результаты работы, проведенной в этом направлении в 1968 г.

Для исследования выбраны линии с глубиной не более 10%. Уже в процессе обработки и интерпретации данных мы пришли к выводу, что отбор линий произведен не надлежащим образом. Мы ограничивались областью близ $\lambda 6200 \text{ \AA}$ в IV порядке, в которой уже произведено тщательное исследование инструментального контура. Впоследствии оказалось, что коррекцию за наш инструментальный контур для столь слабых линий вводить необязательно. Из-за погодных условий и загруженности телескопа для некоторых линий записи получены в недоста-

точном количестве. Наблюдения, как показали результаты этой работы, следовало бы дополнить линиями легких элементов и ионизованных металлов, обратить более тщательное внимание на величину потенциала возбуждения и т. д. Следует также увеличить объем наблюдательного материала.

Наблюдения произведены фотоэлектрически в IV порядке спектра на двойном солнечном монохроматоре [8] в августе—сентябре 1968 г.

Скорость сканирования $4.5 \frac{\text{м}\AA}{\text{сек}}$. Впоследствии часть материала была

записана со скоростью $9 \frac{\text{м}\AA}{\text{сек}}$, так как в результате дополнительных

исследований выяснено, что скорость записи можно существенно увеличить.

Направление перехода центр—край обычно совпадало с направлением восток—запад или оказывалось близким к этому направлению. Перед наблюдениями диск Солнца просматривался в линии H_α на хромосферном телескопе с тем, чтобы на выбранные участки не попала часть активной области или флоккул. Параллельно с сигналом (линиями) по второму каналу усилителя электрофотометра в той же области спектра регистрировалось состояние прозрачности. Запись велась с фототумблителем EMI-6094. В общем для каждой линии было получено по четыре записи в последовательности прямая—обратная—прямая—обратная. Однако в некоторых случаях при обработке из-за какого-либо дефекта в одной из записей нам пришлось ограничиваться выбором только двух записей: прямой и обратной. Запись только в одном направлении мы не считаем «независимым измерением».

Вблизи выбранных для наблюдения восьми линий, отождествленных согласно каталогу [9], были две линии $\lambda\lambda 6057.251$ и 6055.407 , принадлежащие неизвестным элементам. Эти линии также обработаны. В табл. 1 в первом столбце приведены длина волны, элемент согласно отождествлению, потенциалы возбуждения нижнего уровня (E_p) и потенциалы ионизации (J_p). Во втором столбце даны значения $\cos \theta$. Количество записей каждой линии, а также качество наблюденного материала в трехбалльной шкале: 1 — плохое, 2 — удовлетворительное, 3 — хорошее, отмечены в третьем столбце табл. 1 в виде произведения для каждой линии и соответствующего значения $\cos \theta$. Произведение этих двух чисел может служить своего рода «весом», характеризующим точность построенного профиля данной фраунгоферовой линии.

Качество материала оценивалось по состоянию прозрачности, а также качеству функционирования усилительной и регистрирующей аппаратуры в процессе записи. Независимо от двух этих факторов качество материала всегда хуже близ самого края диска, где эффекты дрожания и гидрование обусловливают своего рода шумы. Последние не всегда можно учесть с достаточной точностью даже при тщательном исправлении записи основного канала в соответствии с контрольной записью по каналу регистрации прозрачности.

Обработка записей, полученных на бумажных лентах самописца ЭПП-09, заключалась в исправлении их за изменение прозрачности, построении профилей линий для отдельных записей в относительных единицах и усреднении данных. Средняя случайная ошибка δ , относительно интенсивности в контуре линии для одного «независимого» измерения представлена в табл. 2. «Независимым» измерением считалось среднее из двух записей в прямом и обратном направлениях, хотя мы и не замечали систематического различия между записями в прямом и обратном направлениях. Данные в табл. 2 получены в результате подсчета уклонений от средних профилей, построенных по двум независимым измерениям для линии серы $\lambda 6046.04 \text{ \AA}$. В данном случае мы

Таблица 1

| Линии | $\cos \Theta$ | Вес измерения | $W_{\text{н.}}, m\text{\AA}$ | $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | $d_0, \%$ | $\Delta\lambda_{\text{D}} m\text{\AA}$ | $W_{\text{в.}}, m\text{\AA}$ |
|--------------------|---------------|---------------|------------------------------|------------------------------|-----------|--|------------------------------|
| $\lambda 6045.497$ | 1.00 | 4×3 | 2.10 | 119 | 1.75 | 71.7 | 2.24 |
| Fe II | 0.80 | 4×1 | 1.95 | 119 | 1.44 | 71.7 | 2.02 |
| $E. P. = 6.21 ev$ | 0.60 | 4×2 | 1.50 | 128 | 1.17 | 77.1 | 1.60 |
| $I. P. = 16.16 ev$ | 0.44 | 4×2 | 1.08 | 86 | 1.05 | 51.8 | 0.964 |
| | | 0.28 | | | | | |
| $\lambda 6046.04$ | 1.00 | 4×3 | 19.77 | 239 | 6.40 | 144 | 16.3 |
| S I | 0.80 | 4×2 | 17.90 | 239 | 6.10 | 144 | 15.5 |
| $E. P. = 7.87 ev$ | 0.60 | 4×2 | 18.96 | 261 | 6.10 | 157 | 17.1 |
| $I. P. = 10.31 ev$ | 0.44 | 4×2 | 18.15 | | | | |
| | | 0.28 | | 269 | 5.85 | 162 | 16.9 |
| $\lambda 6055.407$ | 1.00 | 2×1 | 2.43 | 96 | 2.60 | 57.8 | 2.66 |
| | 0.80 | 2×2 | 3.13 | 111 | 2.60 | 67.0 | 3.08 |
| | 0.60 | 4×3 | 3.79 | 119 | 3.00 | 71.7 | 3.82 |
| | 0.44 | 4×2 | 3.68 | 126 | 2.79 | 75.9 | 3.76 |
| | 0.28 | 4×2 | 3.44 | 104 | 2.80 | 62.7 | 3.14 |
| $\lambda 6054.075$ | 1.00 | 2×2 | 9.40 | 86 | 8.90 | 51.8 | 8.15 |
| Fe I | 0.80 | 2×2 | 10.19 | 98 | 8.90 | 59.0 | 9.33 |
| $E. P. = 4.37 ev$ | 0.60 | 4×2 | 10.31 | 105 | 8.80 | 63.3 | 9.82 |
| $I. P. = 7.858 ev$ | 0.44 | 4×2 | 10.77 | 110 | 8.88 | 66.3 | 10.5 |
| | 0.28 | 4×2 | 10.32 | 117 | 8.74 | 70.5 | 10.9 |
| $\lambda 6055.097$ | 1.00 | 1×2 | 3.26 | 92 | 2.90 | 55.4 | 2.86 |
| Cr I ? | 0.80 | 2×2 | 4.17 | 126 | 2.85 | 75.9 | 3.84 |
| | 0.60 | 4×3 | 4.33 | 125 | 3.30 | 75.3 | 4.40 |
| | 0.44 | 4×2 | 4.13 | 141 | 2.84 | 84.9 | 4.28 |
| | 0.28 | 4×2 | 3.42 | 105 | 2.85 | 63.3 | 3.20 |
| $\lambda 6052.682$ | 1.00 | 2×3 | 13.34 | 209 | 5.90 | 126 | 13.2 |
| S I | 0.80 | 2×2 | 11.00 | 198 | 5.60 | 119 | 11.9 |
| $E. P. = 7.87 ev$ | 0.60 | 2×3 | 10.40 | 200.5 | 5.35 | 121 | 11.5 |
| $I. P. = 10.31 ev$ | 0.44 | 4×2 | 9.11 | 218 | 3.92 | 131 | 9.12 |
| | 0.28 | 2×2 | 5.61 | 221 | 2.70 | 133 | 6.40 |
| $\lambda 6058.172$ | 1.00 | 2×3 | 2.53 | 117 | 1.90 | 70.5 | 2.38 |
| V I | 0.80 | 2×2 | 3.17 | 145 | 2.15 | 87.3 | 3.28 |
| $E. P. = 1.04 ev$ | 0.60 | 2×3 | 3.95 | 174.5 | 2.30 | 105 | 4.30 |
| $I. P. = 6.71 ev$ | 0.44 | 4×2 | 4.39 | 152 | 2.70 | 91.6 | 4.40 |
| | 0.28 | 4×2 | 4.37 | 155 | 2.88 | 93.4 | 4.76 |
| $\lambda 6057.251$ | 1.00 | 2×3 | 6.105 | 91 | 5.05 | 54.8 | 4.92 |
| | 0.80 | 2×2 | 6.45 | 103 | 5.08 | 62.0 | 5.60 |
| | 0.60 | 2×3 | 7.07 | 115 | 5.10 | 69.3 | 6.27 |
| | 0.44 | 4×2 | 8.44 | 121 | 5.60 | 72.9 | 7.25 |
| | 0.28 | 4×2 | 7.92 | 122 | 5.28 | 73.5 | 6.95 |
| $\lambda 6092.818$ | 1.00 | 4×2 | 3.30 | 85.7 | 3.65 | 51.6 | 3.34 |
| Ti I | 0.80 | 4×2 | 3.58 | 92.5 | 3.575 | 55.7 | 3.52 |
| $E. P. = 1.89 ev$ | 0.60 | 4×2 | 4.125 | 108.8 | 3.75 | 65.5 | 4.35 |
| $I. P. = 6.81 ev$ | 0.44 | 2×2 | 4.70 | 109.1 | 4.45 | 65.7 | 5.17 |
| | 0.28 | 6×2 | 4.83 | 109.4 | 4.60 | 65.9 | 5.37 |
| $\lambda 6093.151$ | 1.00 | 4×2 | 7.68 | 117.8 | 6.20 | 71 | 7.80 |
| Co I | 0.80 | 4×2 | 7.450 | 114 | 6.50 | 68.7 | 7.90 |
| $E. P. = 1.74 ev$ | 0.60 | 4×2 | 9.30 | 119 | 7.30 | 72.6 | 9.40 |
| $I. P. = 7.84 ev$ | 0.44 | 4×2 | 12.04 | 125.6 | 9.20 | 75.7 | 12.3 |
| | 0.28 | 6×2 | 12.76 | 129.8 | 9.50 | 78 | 13.1 |

выбрали линию, которая в общей оценке качества использованного материала является не лучшей, но и не худшей. Для линий, полученных в результате обработки четырех записей, ошибка в контуре — $\frac{\delta_r}{\sqrt{2}}$ соответственно, для шести записей — $\frac{\delta_r}{\sqrt{3}}$ и т. д.

Как видно из табл. 2, ошибка заметно возрастает при переходе к краю диска. Ее можно считать не зависимой от силы (глубины) линии. Однако в пределах контура эта ошибка несколько больше в ядре, чем в дне и в крыльях линии. Более тщательный анализ этой ошибки произведен в [10].

При оценке ошибки δ_w эквивалентной ширины «независимым» измерением можно считать единичную запись в прямом или обратном направлениях. В настоящем материале ошибка δ_w , оцененная нами для такой единичной записи по данным обработки двух линий $\lambda 6057.25$ и $Co I$, составляет $\approx 8\%$, т. е. в случае усреднения двух записей мы получим ошибку $\delta_w \approx 6\%$, а по данным четырех записей $\delta_w \approx 4\%$. Полагаем, что эту ошибку можно существенно уменьшить при более тщательном выборе точек континуума близ линий. Учет рассеянного света производился в каждой отдельной записи. В данном случае речь идет об учете интегрального рассеянного света, налагающегося на спектр после второй дифракции. Этот рассеянный свет учитывается во время записи достаточно точно путем перекрытия спектрального пучка вблизи фокальной плоскости спектрографа после второй дифракции. Величина его в нашем монохроматоре обычно не превышает 1%. Другой, наиболее опасный вид рассеянного света, в том числе и рассеянный свет, обусловленный духами решетки, в системе двойного монохроматора практически полностью устраняется.

Коррекция построенных средних контуров за ошибку инструментального профиля произведена по методу, изложенному в [11]. Результаты показали, что даже для самых глубоких линий ($d_0 \approx 9\%$) эта ошибка не превышает 0.4%. Это не удивительно, так как крылья инструментального профиля в двойном монохроматоре ГАО АН УССР [12] слабы, а полуширина ядра составляет $\approx 14 \text{ m}\AA$. В дальнейшем контуры очень слабых линий, записанных на нашем приборе, будем считать практически идеальными.

Наблюденная эквивалентная ширина W_n , полная полуширина $\Delta\lambda$, центральная глубина (в %) d_0 допплеровская полуширина $\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda}{1.66}$, вычисленная эквивалентная ширина по данным наблюдений $W_b = \sqrt{\pi} d_0 \Delta\lambda_D$, приведены в 4—8 столбцах табл. 1. На рис. 1 для всех линий представлены графические значения W_n (кружочки), W_b (крестики), а также допплеровские полуширины $\Delta\lambda_D$ в зависимости от $\cos \theta = \mu$. На рис. 2 для некоторых характерных линий (FeI , Si , TiI , CrI , VII) представлены полностью профили центр—край.

Качественный анализ профилей линий

Анализ данных табл. 1, а также построенных для всех линий графиков типа рис. 1, 2, позволяет отметить следующие очевидные закономерности:

1. Эквивалентная ширина может: а) только уменьшаться, б) только увеличиваться, в) оставаться постоянной, г) увеличиваться, потом уменьшаться.

Не наблюдаются случаи уменьшения, а затем увеличения эквивалентной ширины. Для нейтральных элементов W_n увеличивается к краю, для ионизированного железа уменьшается к краю (наблюдения $FeII$ выполнены только в одной линии). Линии серы в отношении изменения эквивалентной ширины ведут себя по-разному: $W_n \lambda 6046.04$ остается почти неизменной, $W_n \lambda 6052.682$ заметно уменьшается. В общем эффект возрастания W_n к краю имеет место для большинства линий. Этот эффект отмечен и в [3]. Однако, по-видимому, из-за недостаточно доброкачественного наблюдательного материала, а также приближенной его обработки, Аллен пришел к выводу об эффекте только небольшого монотонного увеличения очень слабых линий при переходе к краю.

Таблица 2

| $\cos \theta$ | 1 | 0.8 | 0.44 |
|---------------|------|------|------|
| $\delta, \%$ | 0.14 | 0.16 | 0.17 |

2. Центральные остаточные интенсивности могут увеличиваться или уменьшаться, но в большинстве случаев остаются почти без изменений.

3. Полуширина, как правило, только увеличивается. Изредка бывает небольшое увеличение, а потом падение близ края.

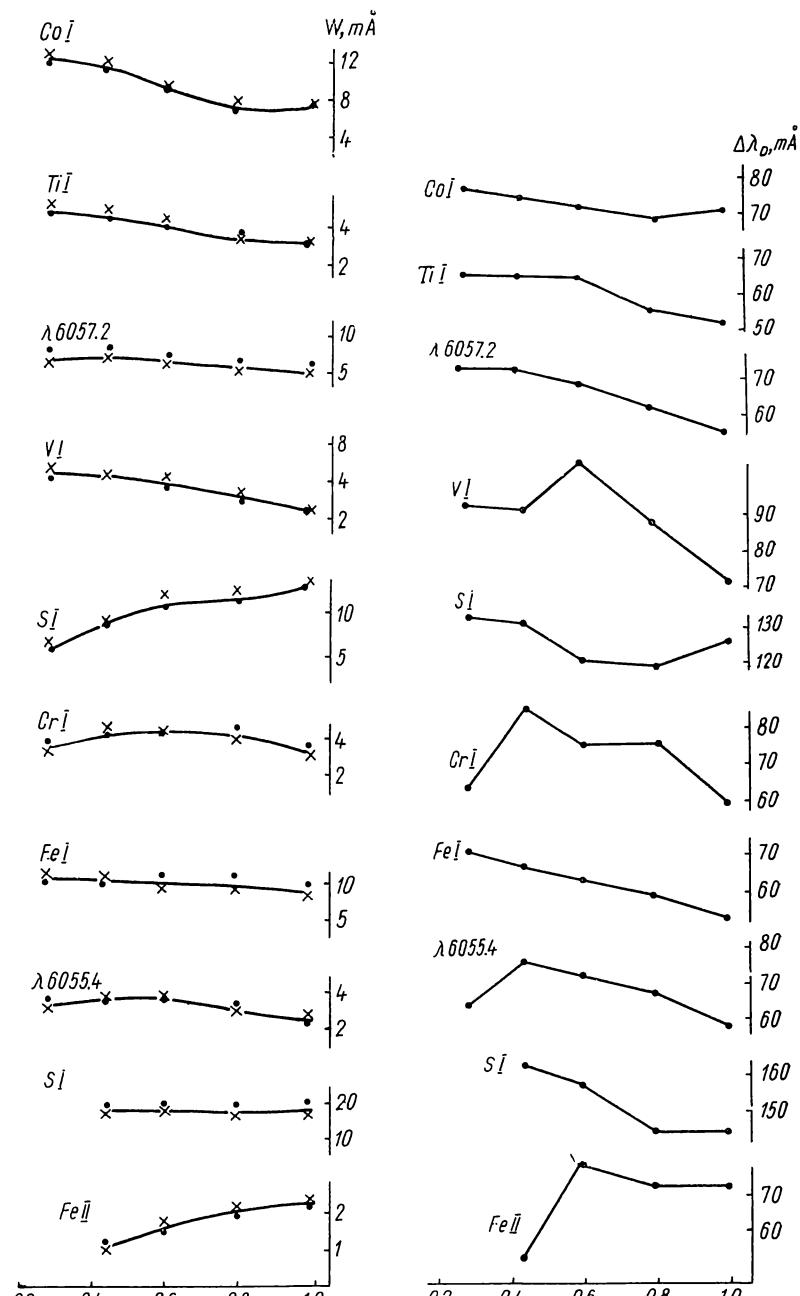


Рис. 1. Эквивалентные ширины и допплеровские полуширины линий при переходе центр—край.

4. Форма профилей. В большинстве случаев профили из остроконечных с небольшими крыльями (V-образные профили) приобретают форму U-образных профилей без четко выраженных крыльев (рис. 2, в, г, д). Лишь очень слабые линии сохраняют V-образную форму без четко выраженных крыльев (рис. 2, а, б). Линии серы очень широкие и асим-

метричны, с пологим фиолетовым крылом (рис. 2, в). Такой же характер асимметрии в наиболее широкой из металлических линий — линии ванадия (рис. 2, а).

Качественную интерпретацию отмеченных закономерностей можно произвести на основе имеющихся данных о строении фотосферы или некоторых физических соображений.

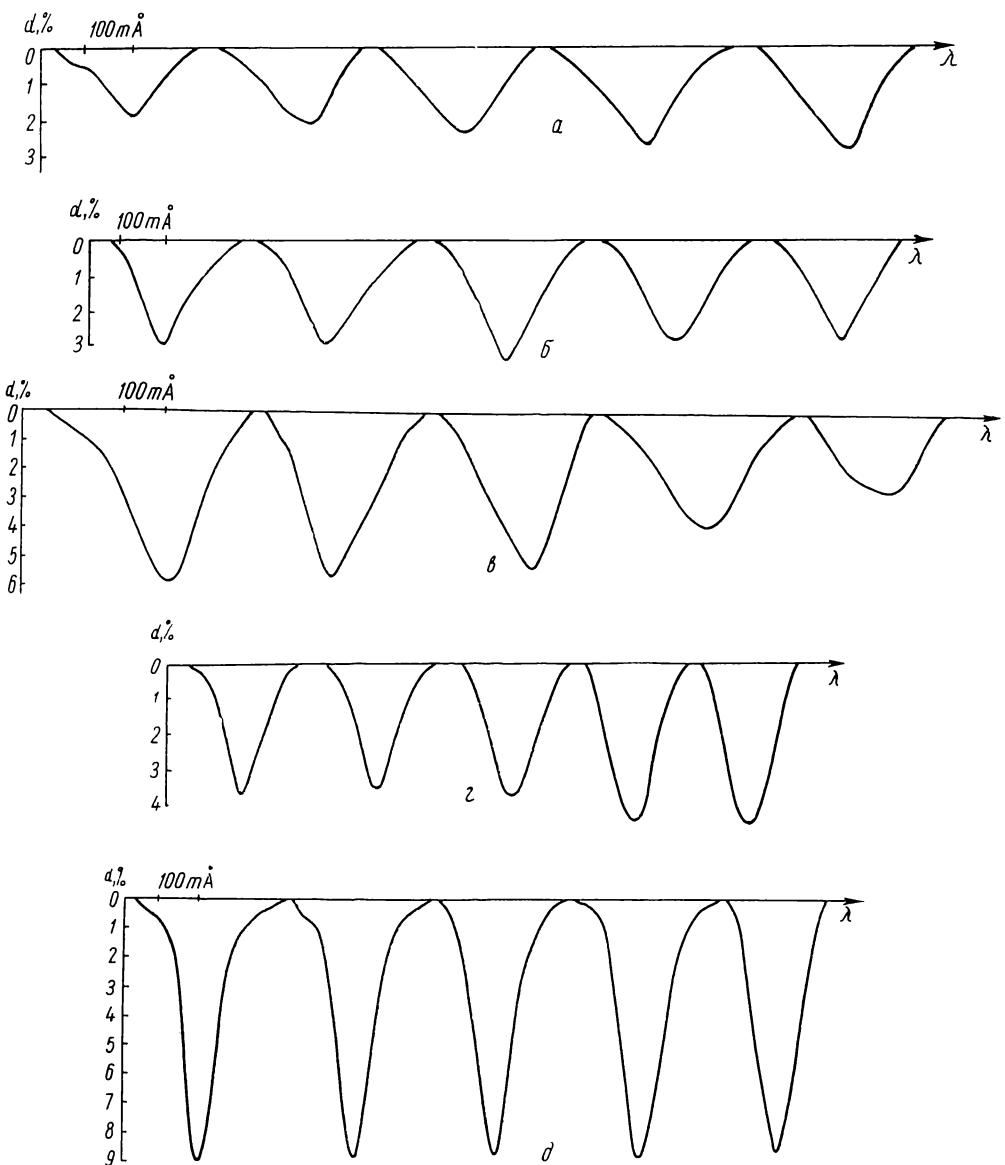


Рис. 2. Профили некоторых линий центр—край в порядке изменения $\cos \Theta = 1.0, 0.8, 0.6, 0.44, 0.28$.

а — VI $\lambda = 6058.172 \text{ \AA}$; б — CrI $\lambda = 6055.097 \text{ \AA}$; в — Si $\lambda = 6052.682 \text{ \AA}$; г — TiI $\lambda = 6092.818 \text{ \AA}$; д — FeI $\lambda = 6054.075 \text{ \AA}$.

1. Эквивалентная ширина. Профили слабых линий и эквивалентная ширина при переходе центр—край мало зависят от механизма взаимодействия поля излучения с атомами поглощающего вещества и определяются зависимостью $\eta = \frac{x_v}{x}$ с глубиной. Грубо эта зависимость реа-

лизуется в двух случаях структуры фотосферы: Шустера—Шварцшильда, когда поглощающее вещество расположено над фотосферой, и Милна—Эддингтона, когда $\eta = \text{const}$ по всей глубине фотосферы. В первом случае, если η растет резко с высотой, т. е. имеем приближение к схеме Ш.—Ш., должно происходить увеличение W к краю. В схеме М.—Э., наоборот, W линии должны уменьшаться к краю. Для металлов (FeI , VI), которые практически ионизированы в фотосфере, следует ожидать относительного увеличения числа поглощающих атомов с высотой (рост η с высотой) в результате уменьшения температуры. Таким образом, для нейтральных металлов схема Ш.—Ш. более приемлема. При переходе центр—край, т. е. с уменьшением эффективной глубины формирования линий, эквивалентные ширины линий нейтральных металлов должны возрастать, что и наблюдается. Для ионизованных металлов не следует ожидать увеличения η с высотой, т. е. для них должна быть более приемлемой схема М.—Э. Данные наблюдений, к сожалению только по одной линии FeII , не противоречат этим физическим соображениям. Мы можем допускать еще и более крайний случай, когда η растет с глубиной. В этом случае должно происходить резкое падение W_n к краю диска. Возможность такой зависимости можно подтвердить лишь конкретным количественным анализом профилей линий.

Промежуточные случаи между резким ростом η с глубиной и $\eta = \text{const}$ (схема фотосферы промежуточна между Ш.—Ш. и М.—Э.) в принципе могут обеспечивать любой ход эквивалентной ширины с $\cos \theta$: а) $W_n = \text{const}$; б) W_n увеличивается, а потом уменьшается; в) W_n уменьшается, а потом увеличивается. Можно отметить четко выраженную зависимость роста, а потом падения W_n для линии, которая отождествлена, хотя и сомнительно, с CrI ; почти неизменную W_n для линии серы $\lambda 6046.04$, слабое увеличение W_n для линии FeI . Не отмечено ни одного случая уменьшения, а потом увеличения W_n . Возможно, эти случаи более редки, так что имеющегося в нашем распоряжении материала недостаточно для выявления подобного эффекта.

Сопоставление хода эквивалентных ширин с расположением нижних и верхних уровней, соответствующих данной линии поглощения, не выявляет какой-либо зависимости. Линии серы $\lambda\lambda 6046.04$ и 6052.68 , например, принадлежат одному и тому же мультиплету. Однако ход «центр—край» их значительно отличается. Всех физических соображений для объяснения такой зависимости также нет, так как расположение уровней в какой-то степени может определить преобладание рассеяния или истинного поглощения в процессе образования линии. Но и тот и другой механизм не дают большого различия в изменении профилей слабых линий при переходе «центр—край».

2. Центральные остаточные интенсивности, полуширины. Исходя из того, что для слабых линий профиль является доплеровским, $W \sim \Delta\lambda_D \cdot d_0$. Доплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$ определяется микротурбу-

лентной и термической скоростями движения атомов $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{\mu}} + \xi_i^2$.

Если бы по всей глубине фотосферы ξ_i и T оставались постоянными, то d_0 в зависимости «центр—край» должна была бы точно следовать ходу эквивалентной ширины. Это не имеет места по той причине, что $\Delta\lambda_D$ изменяется с глубиной вследствие изменения T , и (в основном) микротурбулентной скорости. Кроме того, играет роль еще и эффект макротурбулентности, искажающей форму профиля по такому закону, как и инструментальный профиль прибора. Если допустить (а это наиболее вероятно), что распределение макротурбулентных скоростей описывает-

ся нормальным распределением, т. е. $\Phi(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}V_t} e^{-\frac{V^2}{2V_t^2}}$, то истинный

контур, искаженный макротурбулентностью для слабых линий, имеет профиль с полушириной $\Delta\lambda'_D = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_M^2}$, где $\Delta\lambda_M = \frac{\sqrt{2}V_t}{c}\lambda$.

Особенностью эффекта макротурбулентности является то, что он не изменяет эквивалентной ширины, т. е. одновременно с увеличением $\Delta\lambda_D$ в той же пропорции уменьшается d_0 . Поэтому макротурбулентность отделить от микротурбулентности по слабым линиям невозможно.

Значения ξ_t и V_t могут изменяться неодинаково при переходе центр—край как вследствие анизотропии микро- и макротурбулентных движений, так и вследствие зависимости ξ_t от глубины. Поэтому сопоставление $\Delta\lambda_D$ и d_0 с W с целью получения каких-либо качественных выводов не имеет смысла. Однако для слабых линий произведение $\Delta\lambda_D \cdot d_0$ пропорционально W , если затухание не играет существенной роли. Сравнение вычисленных значений $W_b = \sqrt{\bar{\lambda}}\Delta\lambda_D \cdot d_0$ (см. табл. 1 и рис. 1) с наблюдаемыми W_n показывает в общем очень хорошее совпадение. Это свидетельствует, во-первых, о том, что затухание пренебрежимо мало и, во-вторых, о том, что полученные в результате наблюдений значения W_n , d_0 и $\Delta\lambda_D$ достаточно точны, так как в противном случае наблюдался бы большой случайный разброс W_n и W_b . Детальное сопоставление W_n и W_b позволяет отметить небольшое систематическое расхождение $W_n > W_b$ для линии серы $\lambda 6046.04$.

Эффект может быть вызван наложением на фиолетовое крыло слабой бленды $\lambda 6045.772$. Бленда может давать как отмеченную асимметрию, так и дополнительное поглощение за счет протяженности фиолетового крыла линии. Возможно и другое объяснение: в этой линии, как одной из наиболее сильных линий, оказывается влияние затухания.

Можно также отметить слабо выраженную тенденцию $W_n > W_b$ близ центра диска и $W_n < W_b$ близ края. Особенно четко она проявляется для линии FeI. Первая закономерность может быть объяснена наличием затухания, которое, несомненно, больше оказывается близ центра диска, где наблюдения соответствуют большим эффективным оптическим глубинам. Для линии FeI это заключение напрашивается из формы профилей: в центре диска достаточно хорошо видны слабые крылья. Второй эффект, когда $W_n < W_b$, объяснить трудно. Он связан, по-видимому, с явлением, общим почти для всех линий — увеличением $\Delta\lambda_D$ к краю диска (см. рис. 1, табл. 1). Возможно, он обусловлен макротурбулентностью, которая близ края диска искажает форму истинных профилей так, что $\Delta\lambda_D$ возрастает не по закону $\Delta\lambda'_D = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_M^2}$, а в значительно большей степени.

Рост ширины линий к краю, несомненно, связан с турбулентностью. При этом могут действовать следующие эффекты: а) увеличение микротурбулентности (ξ_t) с высотой в атмосфере; б) анизотропия микротурбулентности ($\xi_t^{tg} > \xi_t^{rad}$); в) анизотропия макротурбулентности ($V_t^{tg} > V_t^{rad}$). Вопрос о природе и характере турбулентных скоростей на разных уровнях в фотосфере еще неясен, изменение формы профилей «центр—край» в связи с изучением этого вопроса требует специальных исследований.

3. *Форма профилей.* Для слабых линий форма профилей, при переходе центр—край, в основном определяется характером поля скоростей в солнечной фотосфере. В данном случае мы лишь отметим, что U-образность формы профилей близ края может объясняться условием $V_t^{tg} \gg V_t^{rad}$, резким увеличением ξ_t^{tg} с высотой, а также П-образной формой закона распределения тангенциальных макротурбулентных скоростей.

Вопрос об асимметрии профилей является темой отдельных исследований.

Изменение эквивалентной ширины линий при переходе центр — край

Для слабых линий глубину контура d_λ можно представить достаточно точными и простыми аналитическими выражениями (например, §§ 64, 65 в [1]). При условии, что коэффициент поглощения имеет допплеровскую форму, после интегрирования по длине волны эти соотно-

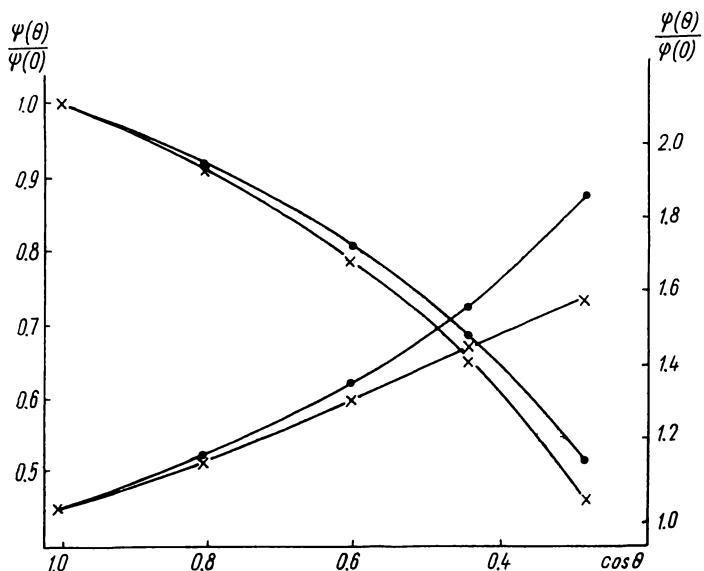


Рис. 3. Теоретическая зависимость отношений $\frac{\psi(\theta)}{\psi(0)}$ и $\frac{\phi(\theta)}{\phi(0)}$.
× — рассеяние, · — истинное поглощение.

шения могут быть представлены для фотосферы Шустера—Шварцшильда и Милна—Эддингтона соответственно в следующем общем виде:

$$\begin{aligned} \text{Ш. — Ш.: } & W(\theta) = \varphi(\theta, \beta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} N f, \\ \text{М. — Э.: } & W(\theta) = \psi(\theta, \beta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} \frac{n f}{\kappa}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $c = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2}$, f — сила осциллятора линии, N — полное число поглощающих частиц над 1 см^2 основания фотосферы, n — число поглощающих частиц в 1 см^3 фотосферы, κ — коэффициент поглощения в континууме близ линии. Функции φ и ψ мало зависят от вида взаимодействия поля излучения с веществом и определяются значениями $\cos \theta$ и β . Величина β для длины волны $\lambda 6050 \text{ \AA}$ по данным [13] составляет $\simeq 1.85$. Независимо оценку β мы произвели следующим образом. По данным «Бильдербергерской» модели фотосферы [14] была построена графически зависимость $B(\tau)$ для $\lambda 6050 \text{ \AA}$ в пределах $0.1 < \tau < 3.0$. Прямая линия $B(\tau) = a + b\tau$, наилучшим образом аппроксимирующая эту зависимость в указанных пределах τ , дает значение $\frac{b}{a} = \beta \simeq 1.7$. Мы приняли в вычислениях среднее значение $\beta = 1.8$. Как видно из (1), отношение $\frac{W(\theta)}{W(0)}$ определяется отношением функций $\frac{\varphi(\theta)}{\varphi(0)}$ или $\frac{\psi(\theta)}{\psi(0)}$. Эти теоретические отношения вычислены нами и построены графически на рис. 3. Таким

образом, сопоставляя вычисленные по данным наблюдений $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ с кривыми рис. 3, можно оценивать, в какой степени реальная линия ведет себя в соответствии с тем или другим ее теоретическим представлением. Отношения $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ для каждой линии представлены графически на рис. 4

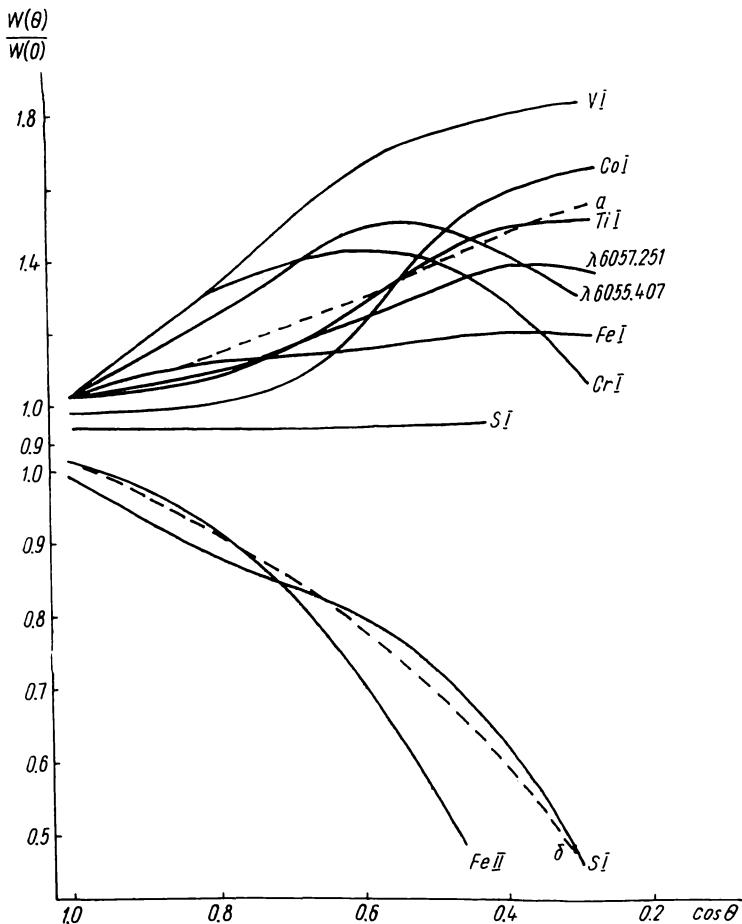


Рис. 4. Отношение $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ по данным наблюдений.

a — теоретическое отношение $\frac{\phi(\Theta)}{\phi(0)}$, рассеяние; b — $\frac{\psi(\Theta)}{\psi(0)}$, рассеяние.

кривыми, сглаженными в пределах ошибок ($\approx 4\%$). Из них только две линии $\lambda\lambda 6092.82$ TiI и 6052.68 Si в какой-то степени можно было аппроксимировать соответственно теоретическими кривыми: «Ш.—Ш. рассеяние» и «М.—Э. рассеяние» (см. рис. 4). Значения Nf и $\frac{nf}{\chi}$, вычисленные по наблюденным данным $W(\Theta)$ для этих двух линий в соответствии с (1), приведены в табл. 3.

Подобного рода анализ эквивалентных ширин может использоваться для определения Nf или $\frac{nf}{\chi}$ в солнечной фотосфере. Однако, как видно, возможности этого метода весьма ограничены, и точные наблю-

дения профилей отдельных слабых линий целесообразно интерпретировать в рамках более общей теории.

Мы применим для произвольной структуры фотосферы метод весовых функций А. Унзольда (§ 67 в [1]). Если допустить линейное приближение функций источника в зависимости от τ , то с достаточной точностью глубину контура линии d_λ можно представить соотношением

$$d_\lambda = \frac{\beta}{1 + \beta \cos \Theta} \int_0^\infty \eta(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} d\tau \quad (2)$$

или, в результате интегрирования по λ ,

$$W(\cos \Theta) = \Phi(\Theta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} \int_0^\infty \frac{n_f}{\chi}(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} \sec \Theta d\tau, \quad (3)$$

где

$$\Phi(\Theta) = \frac{\beta \cos \Theta}{1 + \beta \cos \Theta}.$$

Если представить интеграл в правой части (3) приближенным соотношением

$$\int \frac{n_f}{\chi}(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} \sec \Theta d\tau \approx \frac{n_f}{\chi}(\tau = \cos \Theta), \quad (4)$$

то анализ эквивалентных ширин центр—край дает возможность исследовать изменение отношения $\eta_\lambda = \frac{d_\lambda}{\chi} \sim \frac{n_f}{\chi}$ с глубиной в фотосфере, не прибегая к громоздким теоретическим расчетам.

Следует отметить, что точность наблюдений, с которой получены профили линий в настоящей работе, позволяет пользоваться в частном случае (соотношения (1)), и в случае произвольной структуры фотосферы (соотношения (3), (4)) не эквивалентными ширинами, а лишь центральными интенсивностями и наблюденными допплеровскими полуширинами, так как по данным наших наблюдений зависимость $W = d_0 \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D$ удовлетворяется с достаточной точностью. Однако и выражения для глубины в контуре линии, из которых следуют соотношения (1), и соотношение (2) в принципе могут быть исполь-

Таблица 3

| $\cos \Theta$ | SI | | Ti I $N_f(10^{10})$ |
|---------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------|
| | $\frac{n_f}{\chi}(10^{10})$ | $\frac{n_f}{\chi}(10^{10})$ | |
| 1.00 | 6.52 | 1.67 | |
| 0.80 | 6.16 | 1.58 | |
| 0.60 | 6.82 | 1.65 | |
| 0.44 | 6.85 | 1.72 | |
| 0.28 | 6.34 | 1.62 | |

зованы для анализа N_f или $\frac{n_f}{\chi}$ без привлечения эквивалентных ширин, а по наблюдениям центральных интенсивностей, если последние измерены достаточно точно. Например, из (3) и (4) следует

$$d_0 = \Phi(\Theta) c \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda_D} \frac{n_f}{\chi}(\tau = \cos \Theta). \quad (5)$$

Центральные глубины d_0 могут быть искажены макротурбулентностью, учесть которую трудно. Однако если использовать наблюденные $\Delta \lambda_D$, то произведение $\Delta \lambda_D d_0$ в первом приближении не зависит от величины макротурбулентности для линий, ядра которых еще можно представить допплеровским контуром. С этой точки зрения такой метод менее ограничивает выбор материала; для исследования можно брать и более

сильные линии, чем в случае использования эквивалентных ширин. Необходимо только, чтобы ядро линии в пределах глубин $d > \frac{d_0}{2}$ оставалось допплеровским без ощутимого насыщения.

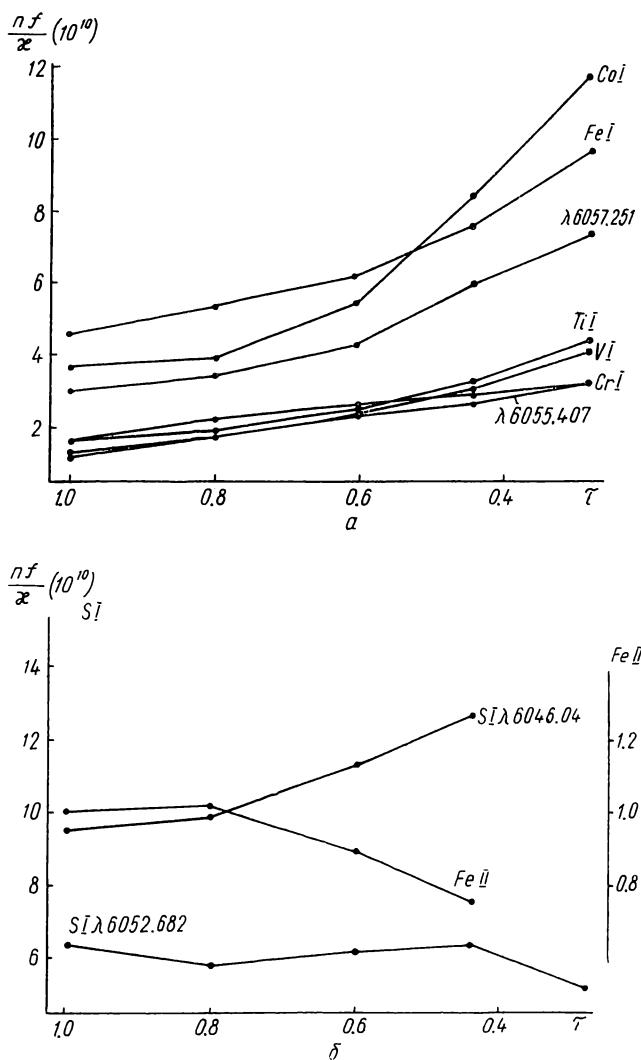


Рис. 5. Изменение $\frac{n_f}{z}$ с глубиной в фотосфере.

Значения $\frac{n_f}{z}$ были вычислены нами в соответствии с (3) и (4) для всех линий. Результаты представлены графически на рис. 5, а, б. Для всех линий нейтральных металлов (рис. 5, а) наблюдается увеличение $\frac{n_f}{z}$ с высотой, для ионизованного железа (рис. 5, б) — эффект противоположного характера. Линии серы (рис. 5, б) в какой-то степени занимают промежуточное положение — ход $\frac{n_f}{z}$ с глубиной у них различный.

Последнее, по-видимому, объясняется особенностью расположения уровней, соответствующих данным линиям: это субординатные линии с высоким потенциалом возбуждения нижнего уровня.

Для металлов эффект хода $\frac{nf}{\chi}$ с оптической глубиной отражает

изменение состояния их ионизации: к верхним слоям увеличивается относительное число нейтральных атомов и уменьшается соответственно число ионизованных атомов.

Конкретный расчет хода $\frac{nf}{\chi}$ с τ и сравнение с данными наблюдений будут произведены в отдельной работе.

Полуширины линий и турбулентные скорости в фотосфере

Поле турбулентных скоростей изменяется с глубиной в фотосфере. Поэтому отдельным участкам контура линии соответствуют отдельные «эффективные» значения $\Delta\lambda_D$. Для слабых линий в величину $\Delta\lambda_D$ входит также и составляющая макротурбулентности, т. е. общая скорость

$$V_t = \sqrt{\xi_t^2 + V_t^2}.$$

В данном случае $\Delta\lambda_D$ вычислялись по наблюденной $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, т. е. они соответствуют глубине в контуре линии $d = \frac{d_0}{2}$. Соответствующие оптические

глубины τ снимались нами из графической зависимости $B' = B'(\tau)$, в которой B' представляет функцию источника на глубине «эффективного» слоя, излучающего в линии поглощения. $B'(\tau)$ определялась согласно [15] из соотношения $B'(\tau) = (1-d) \cdot B(\tau = \cos \theta)$. Величина B снималась из той же графической зависимости $B' = B'(\tau)$, B' и B в данном случае являются функциями Планка для длины волны $\lambda 6050 \text{ \AA}$.

Зависимость $B' = B'(\tau)$ построена на основе «Бильдербергской» модели фотосферы [14]. Турбулентные скорости определялись из обычного соотношения между $\Delta\lambda_D$ и V_t^2 . Поправки за термическую допплеровскую скорость $\left(\frac{2kT}{m}\right)$, в общем незначительные, вносились в каждом конкретном случае; при этом температура T бралась в соответствии с оптической глубиной τ из указанной модели фотосферы. Для неотождествленных линий $\lambda\lambda 6055.407$ и 6057.251 , которые, по-видимому, принадлежат металлам, мы вычислили V_t , приняв $m=50$. Данные вычислений представлены в табл. 4 и графически на рис. 6.

Являются очевидными два эффекта.

1. Рост V_t по мере перехода к краю и вместе с тем с уменьшением оптической глубины.

2. Различие V_t по линиям разных элементов.

Как видно из рис. 6, характер роста V_t по всем линиям в общем одинаковый. Небольшая тенденция увеличения, а потом уменьшения турбулентной скорости обнаруживается по четырем линиям FeII, VI, СгI и $\lambda 6055.4$. Поскольку эти линии наиболее слабые (центральная глубина $\leqslant 3\%$), то, по-видимому, этот эффект не случайный. Он потребует проверки на более многочисленном наблюдательном материале.

Эффект увеличения турбулентной скорости при переходе к краю не является неожиданным, если учесть, что ширина линий при переходе к краю заметно возрастает. Этот эффект отмечен еще Алленом [3]. Он четко проявляется также при исследовании турбулентных скоростей методом Гольдберга—Унно по линиям мультиплетов [16]. Тем не менее трудности интерпретации его к настоящему времени не уменьшились, а, наоборот, даже возросли в связи со сложностью вопроса о характере общего поля скоростей в солнечной фотосфере.

Таблица 4

| $\cos \theta$ | SI $\lambda 6052$ | | Fe I $\lambda 6054$ | | Fe II $\lambda 6045$ | | SI $\lambda 6046$ | | Cr I $\lambda 6055$ | |
|---------------|----------------------|-------|------------------------|-------|-------------------------|-------|----------------------|-------|------------------------|-------|
| | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t |
| 1.00 | 0.925 | 5.97 | 0.89 | 2.17 | 0.975 | 3.29 | 0.926 | 6.92 | 0.97 | 2.34 |
| 0.80 | 0.750 | 5.62 | 0.73 | 2.59 | 0.80 | 3.30 | 0.745 | 6.92 | 0.775 | 3.48 |
| 0.60 | 0.565 | 5.74 | 0.545 | 2.84 | 0.59 | 3.59 | 0.56 | 7.60 | 0.575 | 3.46 |
| 0.44 | 0.420 | 6.25 | 0.395 | 3.02 | 0.435 | 2.21 | 0.415 | 7.86 | 0.43 | 3.97 |
| 0.28 | 0.275 | 6.37 | 0.255 | 2.36 | | | | | 0.275 | 2.84 |

| $\cos \theta$ | VI $\lambda 6058$ | | Ti I $\lambda 6092$ | | Co I $\lambda 6093$ | | $\lambda 6055$ | | $\lambda 6057$ | |
|---------------|----------------------|-------|------------------------|-------|------------------------|-------|----------------|-------|----------------|-------|
| | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t | τ | V_t |
| 1.00 | 0.975 | 3.18 | 0.96 | 2.06 | 0.93 | 3.22 | 0.97 | 2.47 | 0.935 | 2.30 |
| 0.80 | 0.775 | 4.08 | 0.765 | 2.32 | 0.745 | 3.11 | 0.775 | 3.00 | 0.755 | 2.72 |
| 0.60 | 0.585 | 5.005 | 0.575 | 2.89 | 0.555 | 3.33 | 0.58 | 3.26 | 0.565 | 3.14 |
| 0.44 | 0.43 | 4.32 | 0.42 | 2.92 | 0.395 | 3.51 | 0.43 | 3.49 | 0.415 | 3.33 |
| 0.28 | 0.275 | 4.42 | 0.270 | 2.93 | 0.255 | 3.635 | 0.275 | 2.79 | 0.265 | 3.38 |

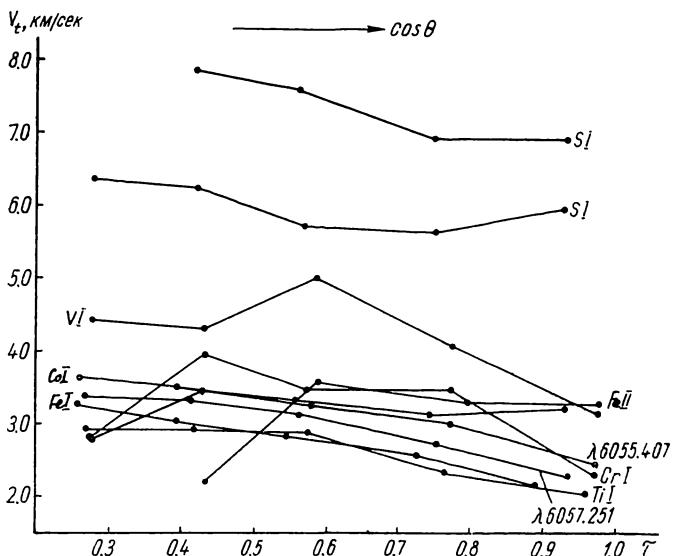


Рис. 6. Изменение турбулентной скорости в зависимости от τ при переходе центр—край. Изменение τ соответствует также изменению $\cos \theta$ в процессе наблюдений.

Обсудим кратко возможности объяснения этого эффекта.

1. В рамках макротурбулентности. Поскольку размеры макротурбулентных элементов имеют порядок шкалы высот в фотосфере, то говорить о каком-либо увеличении макротурбулентности с высотой в фотосфере трудно. Это физически неправдоподобно, если предположить, что макротурбулентность обусловлена конвективными движениями, скорости которых должны возрастать с глубиной и в основном направлены радиально. Можно лишь предположить наличие волновых колебаний, распространяющихся преимущественно в тангенциальном направлении (анизотропия макротурбулентности, обусловленной волновыми движе-

ниями). Возможно, это звуковые волны, распространяющиеся в направлении, близком к тангенциальному. В этом случае амплитуды и скорости колеблющихся частиц должны возрастать с высотой в фотосфере, что не противоречит наблюдениям.

2. В рамках микротурбулентности.

а) Возрастание микротурбулентной скорости с высотой. В глубоких слоях фотосферы это предположение малоправдоподобно. Кроме того, оно противоречит результатам, получаемым методом Гольдберга.

б) Значительное преобладание горизонтальной составляющей микротурбулентности над радиальной (анизотропия микротурбулентности). Последний вариант представляется более правдоподобным. По линиям металлов, согласно данным табл. 4 и рис. 6, трубулентная скорость V_t в направлении луча зрения возрастает от 2.5 км/сек в центре $\left(V_t^{rad} \approx 2.5 \frac{\text{км}}{\text{сек}}\right)$ до 3.5 км/сек для $\cos \theta = 0.28$. Если допустить, что V_t не изменяется с глубиной, то для тангенциальной составляющей, согласно соотношению

$$V_t^2 = (V_t^{rad})^2 \cos^2 \Theta + (V_t^{tg})^2 \sin^2 \Theta,$$

получим $V_t^{tg} = 3.6$ км/сек.

Это близко к значениям $V_t^{tg} = 2.9$ км/сек и $V_t^{rad} = 1.8$ км/сек, выведенным Уодделом [7] путем сравнения теоретически рассчитанных профилей слабых линий металлов TiI, VI и FeI с достаточно точными фотоэлектрическими наблюдениями этих линий. В действительности картина более сложная, так как имеет место еще и изменение микротурбулентной скорости с глубиной.

Различие V_t по линиям разных элементов нам сейчас не представляется объяснимым. Никакие ошибки в оценке τ не могут объяснить чрезвычайно большие V_t для серы и даже для ванадия. Некоторое различие в оценке τ для линий разных элементов может в принципе иметь место, если для них резко различаются зависимости $\eta = \eta(\tau)$. Однако для линии ванадия эта зависимость (рис. 5) в общем такая же, как и для всех металлов. Тем не менее турбулентная скорость, полученная по этой линии, в полтора раза больше, чем по линиям других металлов, а по линиям серы она почти в три раза больше. Однако этот эффект реальный, так как исследования Бэлл и Мелтцер [5] его также подтверждают, хотя названные авторы интерпретируют его иначе. В [5] турбулентные скорости по легким и тяжелым элементам принимались одинаковыми и определялись одновременно с определением кинетической температуры из соотношения зависимости $\Delta\lambda_D$ от T и V_t по двум или нескольким линиям элементов с разным атомным весом. Неудивительно, что при такой интерпретации данных полученные авторами температуры в фотосфере достигают 10—12 тыс. градусов. Значительная часть их работы посвящена дискуссии о возможных объяснениях столь высокой температуры, не укладывающейся ни в какие рамки представлений о физических условиях в фотосфере.

Следует отметить, что подобный факт — исключительно большая наблюденная ширина линии VI $\lambda 6150,132 \text{ \AA}$ — отмечен также в [7].

Возможно, случаи аномально большой ширины линий некоторых элементов нехарактерны и связаны с эффектом тонкой структуры, которая не разрешается на спектроэлектрофотограмме. Во всяком случае этот вопрос еще ожидает дальнейшего решения.

1. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. ГИЛ, М., 1949.
2. Adam M.—MN, **98**, 112, 1938; **100**, 595, 1940.
3. Allen C. — MN, **109**, 343, 1949.
4. Bell B. — Harvard Coll. Obs. Spec. Rep., 35, 1951.
5. Bell B., Meltzer A. — Smith. Contr. Aph., **3**, 5, 1959.
6. Rogerson J. — APJ, **125**, 275, 1957.
7. Waddell J. H. — APJ, **127**, 285, 1958.
8. Гуртовенко Э. А. Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
9. Moore C. E. — The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å, National Bureau of Standards, Washington, 1966.
10. Костык Р. И., Орлова Т. В. — см. наст. сб.
11. Гуртовенко Э. А. — Астрон. журн., **43**, 659, 1966.
12. Гуртовенко Е. — Solar Physics, **6**, 465—475, 1969.
13. Вальдмайер. В кн.: Результаты и проблемы исследования Солнца. ГИЛ. М., 1950.
14. Gingerich O., de Jager C. — «Solar Physics», **3**, 5, 1968.
15. Гуртовенко Э. А. — см. наст. сб.
16. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.

CENTER-TO-LIMB VARIATION OF THE FAINT

FRAUNHOFER LINES

E. A. GURTOVENKO, N. N. KONDRAHOVA

Summary

The precise photoelectric center-to-limb observations of the ten very faint lines ($d_0 < 10\%$) were made, using a double-pass spectrograph. The profiles of more intensive lines ($3\% < d_0 < 10\%$) undergo a center-to-limb change from the V-shaped form with very faint wings to the U-shaped one without appreciable wings. The equivalent width changes differently and in general satisfies no simplified photospheric scheme (Schuster—Schwarzshild and Milne—Eddington).

If the equivalent widths are treated according to arbitrary photospheric scheme, the allocation of τ to $\frac{\chi_v}{\chi} = \eta(\tau)$ displays various character. However, $\eta(\tau)$ decreases with an increasing of τ for all lines of neutral metals. The widths of all lines increases monotonously to the limb. But for the faintest lines ($d_0 < 3\%$) the $\Delta\lambda_D$ values display the tendency to fall near the limb. The last effect needs to be tested.

If the interpretation of the line widths is based on non-depth-dependent anisotropic turbulence, one can conclude that $V_{t\text{rad}} \approx 2.5 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ and $V_{t\text{tang}} \approx 3.6 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, using the metal lines (except for VI).

The $\Delta\lambda_D$ values for VI $\lambda = 6058.172$ and SI $\lambda\lambda 6046.04; 6052.682$ lines are considerably larger than those for rest lines. The turbulence velocities, along the line-of-sight obtained from VI and Si lines are ≈ 1.5 and ≈ 3.0 times respectively as great as those obtained from other lines.

The further investigation of the large differences in turbulence velocities, deduced from the various lines, is urgently needed. The influence of the micro- and macroturbulence on the line profiles is considered qualitatively in brief.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО КОНТУРА

В. И. ТРОЯН

Изучение поля нетепловых скоростей в атмосфере Солнца имеет большое практическое значение при решении многих задач, связанных со строением и динамикой солнечной атмосферы. В настоящее время выполнено много работ, посвященных данной проблеме. Следует отметить их противоречивость, что можно объяснить применением авторами

различных методов, а также использованием наблюдательного материала недостаточно высокого качества. Краткий обзор работ дан в [1].

Турбулентные скорости в солнечной фотосфере и их зависимость от глубины могут быть определены тремя различными методами. При наличии некачественных наблюдений особенно эффективен метод криевых роста. Повышение точности наблюдений дало возможность применить второй метод — метод детального анализа профилей линий. И наконец, третьим методом изучаются теоретические профили линий, построенные с использованием определенной модели турбулентности. В большинстве работ применяется второй метод, наиболее простой и удобный в том виде, в котором его применяли Гольдберг [2] и Унно [3]. Наиболее полное исследование турбулентности в солнечной фотосфере по методу Гольдберга выполнено Унно [3]. Используя наблюдения 25 пар фраунгоферовых линий различных мультиплетов для центра диска Солнца, он нашел, что турбулентная скорость увеличивается с глубиной.

Но использование метода Гольдберга — Унно ограничивается рядом факторов, обсуждаемых в [3—5]. Так, Ольсон [4], исследуя этот метод, нашел, что применение его ограничено выбором таких $\Delta\lambda$, для которых выполняется условие $\Delta\lambda \leq \Delta\lambda_D$. К подобному выводу приходит и Бенос [5], но он вводит еще ограничение для параметра затухания a :

$$a = \frac{\gamma\lambda^2}{4\pi c \Delta\lambda_D} < 0,01. \quad (1)$$

Если в фотосфере существуют макротурбулентные движения, то применение метода Гольдберга — Унно может привести к ложным выводам [5]. Поэтому выводы Унно [3] требуют дополнительного обоснования: необходимо детальное исследование причин, которые могут давать ложный эффект увеличения $\Delta\lambda_D$ при переходе от ядра линии к ее крыльям. Этими причинами могут быть следующие:

1) влияние инструментального контура; 2) искажение наблюденного профиля макротурбулентностью; 3) влияние затухания излучения. Не исключена также возможность влияния некогерентности рассеяния и эффекта насыщения в допплеровском ядре линии поглощения.

Цель данной работы — исследовать турбулентность в фотосфере Солнца на основании наблюдений 10 пар линий Унно с последующим учетом влияния инструментального профиля. Настоящая работа является первым этапом в изучении влияния перечисленных причин на ход турбулентной скорости с глубиной в солнечной фотосфере.

Метод исследования и наблюдения

Суть метода, используемого в работе, состоит в следующем. Если коэффициент поглощения в двух линиях A и B одного и того же мультиплета определяется эффектом Допплера и обе линии имеют близкие λ , то селективные оптические глубины для равных значений интенсивности излучения в этих линиях равны. Следовательно, мы можем определить $\Delta\lambda_D$ из соотношения

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{(\Delta\lambda_A)^2 - (\Delta\lambda_B)^2}{\ln \left[\frac{(gf)_A}{(gf)_B} \right]}}. \quad (2)$$

Зная значение остаточной интенсивности, для которой было определено $\Delta\lambda_D$, свяжем $\Delta\lambda_D$ с t_0 . Для этого используем способ, изложенный в [6]. Остаточную интенсивность записываем в виде:

$$r = \frac{I^0 - I}{I^0}, \quad (3)$$

где I^0 — интенсивность излучения в непрерывном спектре, I — интенсивность излучения в линии.

Величины I^0 и I при выполнении условия Л. Т. Р. в фотосфере выражаем через функцию Планка, т. е. $I^0 = B(T_0)$ и $I = B(T^*)$. Следовательно, для определенного значения r с достаточной точностью можно определить T^* , используя соотношение:

$$T^* = \frac{T_0}{1 - \frac{\lambda k}{hc} \cdot T_0 \cdot \ln r}. \quad (4)$$

Здесь T_0 — значение температуры, соответствующей оптической толще в непрерывном спектре, равной единице; T^* — температура эффективного слоя, отвечающего за данное значение интенсивности излучения в линии.

Значения T_0 и τ_0 берутся из выбранной модели фотосферы. В работе использовалась «Бильдербергская» модель фотосферы (BCA) [7].

Отобранные 10 пар линий Унно в течение лета 1968 г. наблюдались на солнечном горизонтальном телескопе АЦУ-5 ГАО АН УССР в системе двойной дифракции фотоэлектрическим способом. Описание и характеристики прибора даны в [8]. Линии выбирались в большом спектральном интервале, разной интенсивности, разных элементов. Исследуемые линии представлены в табл. 1. Здесь обозначены соответственно номер пары, элемент, длина волны, экспериментальные и теоретические значения сил осцилляторов. Наблюдения велись в IV и V порядках для центра диска Солнца. Каждая линия записывалась в прямом

и обратном направлениях несколько раз. Брались наиболее увереные записи, которые затем усреднялись. В процессе обработки материала учитывались: рассеянный свет спектрографа, который в данном случае составлял величину порядка 1%, а также поправки за изменение прозрачности атмосферы. Средние ошибки для $\Delta\lambda$ и r в построенных контурах спектральных линий не превышают 0,5 Å и 0,3% соответственно. Центральные остаточные интенсивности наблюденных линий несколько ниже, чем центральные остаточные интенсивности, опубликованные Унно [3]. Это свидетельствует о высоком качестве проведенных наблюдений.

Таблица 1

| № пары | Элемент | $\lambda, \text{Å}$ | (gf) | S |
|--------|---------|---------------------|-------|-------|
| 1 | V I | 6081.458 | 720 | 6.40 |
| | | 6090.222 | 2500 | 24.0 |
| 2 | V I | 6199.195 | 102 | — |
| | | 6243.120 | 490 | — |
| 3 | Na I | 6154.235 | — | 2.0 |
| | | 6160.759 | — | 4.0 |
| 4 | Sc II | 5657.883 | — | 11.25 |
| | | 5684.201 | — | 3.75 |
| 5 | Cr I | 5296.704 | 165.8 | — |
| | | 5300.755 | 34.64 | — |
| 6 | Ti I | 4617.280 | 3400 | 27.0 |
| | | 4639.948 | 1300 | 7.0 |
| 7 | Cr I | 5300.755 | 34.64 | — |
| | | 5348.327 | 270.0 | — |
| 8 | Fe I | 5217.398 | — | 7.5 |
| | | 5253.470 | — | 1.25 |
| 9 | Ti I | 4518.034 | 750 | 11.0 |
| | | 4548.775 | 735 | 10.5 |
| 10 | Ti I | 4617.280 | 3400 | 27.0 |
| | | 4623.103 | 1700 | 14.0 |

Анализ измерений

Работа выполнена в два этапа. Вначале рассчитывались величины $\Delta\lambda_D$ и их связь с оптической глубиной τ_0 . При расчете использовались наблюденные контуры спектральных линий, не исправленные за влияние инструментального контура. Подобные вычисления выполнены Унно [3]. Расчет $\Delta\lambda_D$ проводился для $r=0.90; 0.85; 0.80$ и т. д., кроме слабых линий, где $r=0.95; 0.925; 0.90$ и т. д. Результаты измерений и расчета представлены в табл. 2. Здесь в первом и во втором столбцах указаны номер пары и значения остаточных интенсивностей, в третьем, четвертом и пятом — соответственно значения оптической глубины τ_0 , значения

Таблица 2

| № пары | r | τ_0 | $\xi_t, \frac{км}{сек}$ | $\log \xi_t \times X(Ti I)$ | № пары | r | τ_0 | $\xi_t, \frac{км}{сек}$ | $\log \xi_t \times X(Ti I)$ |
|--------|-------|----------|-------------------------|-----------------------------|--------|-------|----------|-------------------------|-----------------------------|
| 1 | 0.950 | 0.76 | 1.84 | 0.373 | 6 | 0.800 | 0.73 | 1.84 | 0.372 |
| | 0.925 | 0.73 | 1.79 | 0.364 | | 0.750 | 0.65 | 1.65 | 0.342 |
| | 0.900 | 0.69 | 1.83 | 0.371 | | 0.700 | 0.58 | 1.63 | 0.338 |
| | 0.875 | 0.64 | 1.76 | 0.358 | | 0.650 | 0.50 | 1.52 | 0.320 |
| 2 | 0.950 | 0.75 | 2.18 | 0.420 | 7 | 0.600 | 0.44 | 1.39 | 0.300 |
| | 0.925 | 0.71 | 2.29 | 0.435 | | 0.560 | 0.38 | 1.37 | 0.294 |
| | 0.915 | 0.68 | 2.35 | 0.442 | | 0.900 | 0.78 | 3.07 | 0.533 |
| 3 | 0.925 | 0.72 | 3.58 | 0.581 | | 0.850 | 0.69 | 2.40 | 0.450 |
| | 0.900 | 0.68 | 2.80 | 0.500 | | 0.800 | 0.60 | 1.98 | 0.389 |
| | 0.875 | 0.64 | 2.73 | 0.490 | | 0.750 | 0.54 | 1.68 | 0.346 |
| | 0.850 | 0.59 | 2.45 | 0.454 | | 0.700 | 0.47 | 1.49 | 0.316 |
| | 0.825 | 0.55 | 2.43 | 0.452 | | 0.650 | 0.40 | 1.52 | 0.318 |
| | 0.800 | 0.50 | 2.41 | 0.448 | | 0.600 | 0.34 | 1.30 | 0.283 |
| | 0.775 | 0.47 | 2.42 | 0.449 | | 0.550 | 0.28 | 1.04 | 0.241 |
| | 0.750 | 0.43 | 2.05 | 0.397 | | 0.500 | 0.23 | 0.82 | 0.207 |
| | 0.720 | 0.39 | 1.97 | 0.384 | | 0.450 | 0.19 | 0.68 | 0.185 |
| 4 | 0.900 | 0.73 | 2.71 | 0.448 | 8 | 0.390 | 0.13 | 0.17 | 0.131 |
| | 0.850 | 0.68 | 2.56 | 0.470 | | 0.800 | 0.63 | 3.48 | 0.577 |
| | 0.800 | 0.57 | 2.32 | 0.436 | | 0.750 | 0.56 | 2.89 | 0.510 |
| | 0.750 | 0.49 | 1.98 | 0.389 | | 0.700 | 0.49 | 2.42 | 0.450 |
| | 0.700 | 0.43 | 1.95 | 0.383 | | 0.650 | 0.42 | 2.11 | 0.405 |
| 5 | 0.665 | 0.37 | 1.86 | 0.369 | 9 | 0.600 | 0.35 | 1.90 | 0.374 |
| | 0.900 | 0.78 | 1.68 | 0.349 | | 0.550 | 0.29 | 1.67 | 0.338 |
| | 0.850 | 0.70 | 1.39 | 0.305 | | 0.500 | 0.24 | 1.46 | 0.305 |
| | 0.800 | 0.60 | 1.24 | 0.280 | | 0.450 | 0.20 | 1.27 | 0.271 |
| | 0.750 | 0.54 | 1.19 | 0.272 | | 0.400 | 0.15 | 1.03 | 0.231 |
| | 0.700 | 0.47 | 1.04 | 0.248 | | 0.350 | 0.10 | 0.75 | 0.185 |
| | 0.650 | 0.40 | 0.84 | 0.218 | | 0.305 | 0.07 | 0.54 | 0.154 |
| | 0.600 | 0.34 | 0.70 | 0.197 | | 0.850 | 0.81 | 2.82 | 0.502 |
| | 0.550 | 0.28 | 0.55 | 0.176 | | 0.800 | 0.75 | 2.27 | 0.432 |
| 6 | 0.500 | 0.23 | 0.40 | 0.159 | | 0.750 | 0.67 | 1.41 | 0.306 |
| | 0.450 | 0.19 | 0.26 | 0.144 | | 0.700 | 0.59 | 1.28 | 0.286 |
| | 0.390 | 0.13 | 0.28 | 0.138 | | 0.650 | 0.53 | 1.04 | 0.165 |
| | 0.900 | 0.89 | 2.15 | 0.416 | 10 | 0.405 | 0.21 | 0.70 | 0.188 |
| | 0.850 | 0.79 | 1.95 | 0.388 | | | | | |

найденной турбулентной скорости, а также логарифмы турбулентной скорости, исправленной за тепловое движение TiI.

На рис. 1 для сравнения показаны значения ξ_t для центральных остаточных интенсивностей более слабых линий из каждой пары. Точками обозначены данные Унно, кружками — результаты нашей работы. Как видно из рис. 1, все результаты, кроме значений второй пары, хорошо согласуются между собой. Значения ξ_t для этой пары по Унно значительно отличаются от ξ_t для остальных 24 пар; они, по-видимому, ошибочны. Результаты, полученные из девятой пары, не приведены из-за равенства значений остаточных интенсивностей линий. В линии $\lambda 4623.103$ (десятая пара) наблюдается бледирование. Результаты этой пары также не учитывались, кроме значений ξ_t для центральной остаточной интенсивности. Большая относительная ошибка в определении ξ_t для малых значений τ_0 объясняется незначительным вкладом ξ_t на этих глубинах в суммарную скорость, определяемую из ΔL_D . Поэтому все найденные турбулентные скорости различных элементов были исправлены за тепловое движение для сравнения с турбулентными скоростями TiI. Результаты исправления представлены в табл. 2 и на рис. 2. На рис. 2 показан ход $\log \xi_t(TiI)$ с глубиной. Анализ рис. 2 показывает, что характер изменения $\log \xi_t(TiI)$ с глубиной в обоих случаях один и тот же: наблюдается уверенный рост значений турбулентных скоростей с глубиной. Исключение составляет вторая пара, где существует обратный ход. Возможность подобного отклонения дискутируется в [3].

На основании приведенных данных выполнено усреднение для трех значений τ_0 . Для $\tau_0 = 0.2; 0.4; 0.6$ значения $\xi_t(TiI)$ равняются 1,58; 2,15; $2.40 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ соответственно. Эти результаты несколько превышают результаты Унно для этих же значений τ_0 $\xi_t(TiI) = 0.75; 1.08; 1.55 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Однако следует учесть тот факт, что усреднение проводилось только по части материала.

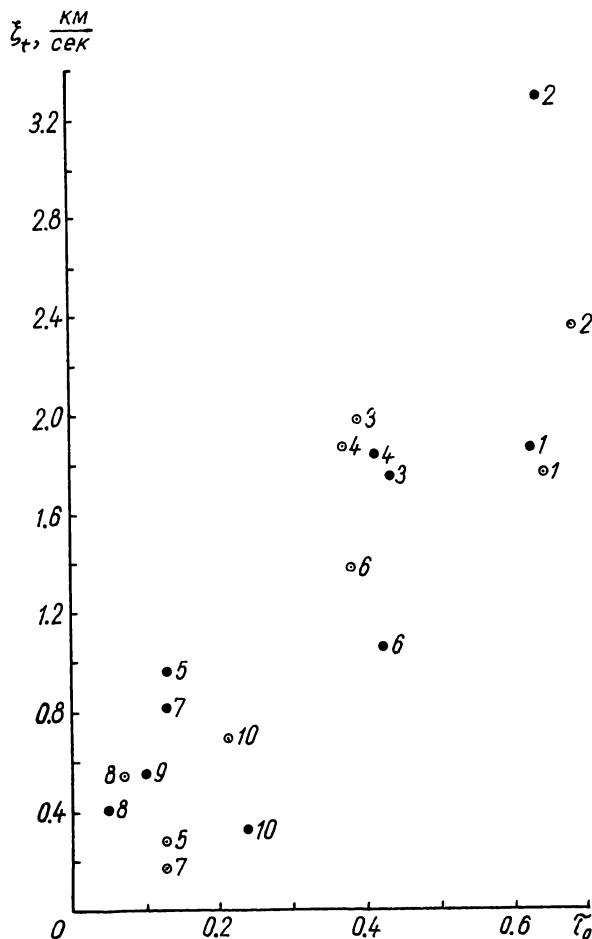


Рис. 1. Сравнение значений турбулентных скоростей ξ_t , полученных в настоящей работе (кружки), и результатов Унно (точки) для центральных остаточных интенсивностей более слабых линий пар. Цифры обозначают номера пар, как и на рис. 2 и 3.

Причиной превышения может быть также различие наблюдательного материала.

Итак, можно сделать вывод, что при принятых предположениях и без учета влияния факторов, искажающих линию, турбулентная скорость в фотосфере Солнца уменьшается с высотой. Выведенные нами значения $\xi_t(TiI)$ по величине согласуются с результатами Унно [3].

На втором этапе настоящей работы учитывалось влияние инструментального контура на характер изменения турбулентной скорости в солнечной фотосфере. Известно, что инструментальный контур искажает спектральную линию, расширяя ее и увеличивая ее остаточную

интенсивность. В подавляющем большинстве работ этот эффект не учитывался.

Инструментальный контур используемого спектрографа детально изучался во II и IV порядках спектра [9]. Поэтому поставленная задача осложнилась тем, что исправление за инструментальный контур можно было выполнить только для линий, которые наблюдались в IV порядке. Это были линии, входящие в первую—третью пары. При исправлении

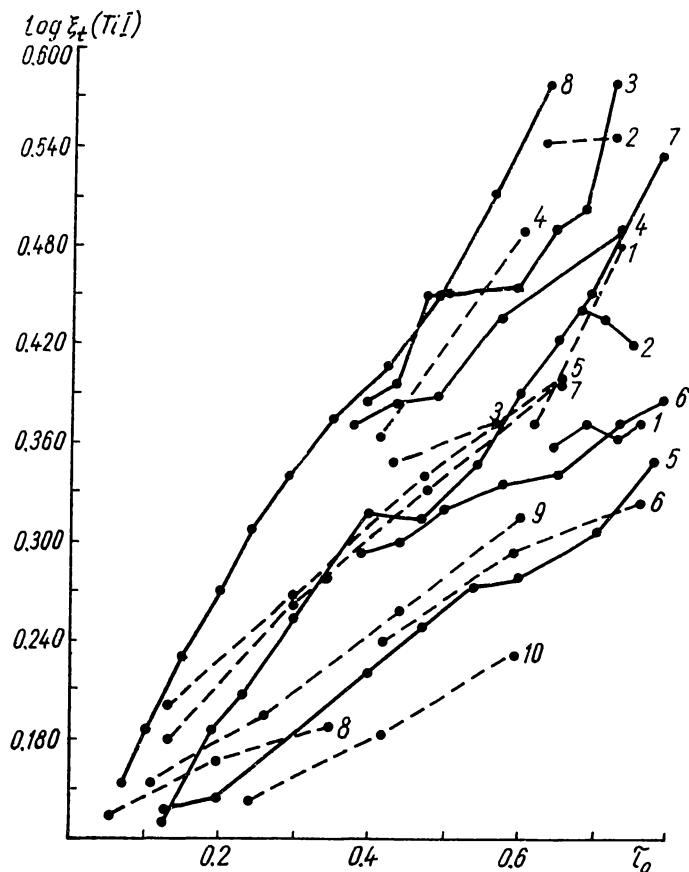


Рис. 2. Зависимость логарифма турбулентной скорости $\xi_t(\text{TiI})$, исправленной за тепловое движение TiI, от оптической глубины τ_0 — найденные нами значения $\log \xi_t(\text{TiI})$, — — — — данные Унно.

использовался так называемый «метод двойного размазывания». При повторном воздействии инструментального контура на наблюденный мы можем в первом приближении найти истинный контур, исходя из соотношения

$$f(x_k) = 2g(x_k) - \sum_{i=-m}^{i=+m} g(x_k + i\Delta x) \cdot h(i\Delta x) \Delta x, \quad (5)$$

где $f(x_k)$ — истинный контур; $g(x_k)$ — наблюдаемый контур; $h(i\Delta x)$ — инструментальный контур. Ошибка при этом незначительна [10].

Расчет проводился через интервал $\Delta x = 4 \text{ м}\text{\AA}$ для $m = 19$ на ЭЦВМ «Промінь» ГАО АН УССР. Результаты расчета приведены в табл. 3, где затабулированы остаточные интенсивности неисправлений и исправленных контуров через интервал $\Delta x = 16 \text{ м}\text{\AA}$. Как видно из табл. 3, исправлению подверглись линии различной интенсивности.

Таблица 3

| $\lambda 6160, 759 \text{ \AA}$ | | $\lambda 6154, 235 \text{ \AA}$ | | $\lambda 6243, 120 \text{ \AA}$ | |
|---------------------------------|-------|---------------------------------|-------|---------------------------------|-------|
| Неиспр. | Испр. | Неиспр. | Испр. | Неиспр. | Испр. |
| 0.980 | 0.980 | 0.983 | 0.983 | 0.983 | 0.983 |
| 0.979 | 0.979 | 0.983 | 0.985 | 0.982 | 0.983 |
| 0.978 | 0.979 | 0.981 | 0.983 | 0.981 | 0.983 |
| 0.976 | 0.977 | 0.978 | 0.982 | 0.978 | 0.980 |
| 0.973 | 0.975 | 0.970 | 0.974 | 0.975 | 0.980 |
| 0.968 | 0.970 | 0.959 | 0.964 | 0.967 | 0.972 |
| 0.962 | 0.964 | 0.945 | 0.953 | 0.957 | 0.964 |
| 0.955 | 0.958 | 0.923 | 0.931 | 0.940 | 0.949 |
| 0.946 | 0.950 | 0.898 | 0.908 | 0.915 | 0.929 |
| 0.935 | 0.939 | 0.864 | 0.873 | 0.882 | 0.889 |
| 0.923 | 0.929 | 0.823 | 0.828 | 0.848 | 0.853 |
| 0.908 | 0.917 | 0.785 | 0.787 | 0.815 | 0.819 |
| 0.885 | 0.897 | 0.751 | 0.749 | 0.782 | 0.781 |
| 0.850 | 0.866 | 0.727 | 0.719 | 0.757 | 0.752 |
| 0.805 | 0.816 | 0.719 | 0.708 | 0.742 | 0.731 |
| 0.757 | 0.770 | 0.728 | 0.715 | 0.746 | 0.733 |
| 0.700 | 0.707 | 0.752 | 0.740 | 0.768 | 0.755 |
| 0.645 | 0.646 | 0.787 | 0.777 | 0.805 | 0.796 |
| 0.602 | 0.597 | 0.825 | 0.816 | 0.845 | 0.839 |
| 0.572 | 0.558 | 0.868 | 0.864 | 0.886 | 0.883 |
| 0.568 | 0.551 | 0.907 | 0.908 | 0.923 | 0.922 |
| 0.590 | 0.573 | 0.933 | 0.933 | 0.953 | 0.955 |
| 0.633 | 0.620 | 0.953 | 0.954 | 0.971 | 0.974 |
| 0.680 | 0.667 | 0.965 | 0.967 | 0.980 | 0.982 |
| 0.732 | 0.720 | 0.975 | 0.975 | 0.985 | 0.986 |
| 0.788 | 0.780 | 0.983 | 0.983 | 0.988 | 0.989 |
| 0.843 | 0.839 | 0.990 | 0.991 | 0.990 | 0.991 |
| 0.893 | 0.894 | 0.993 | 0.994 | 0.990 | 0.990 |
| 0.927 | 0.929 | | | | |
| 0.947 | 0.948 | | | | |
| 0.961 | 0.962 | | | | |
| 0.970 | 0.970 | | | | |
| 0.977 | 0.977 | | | | |
| 0.982 | 0.982 | | | | |
| 0.987 | 0.988 | | | | |
| 0.989 | 0.989 | | | | |

| $\lambda 6090, 222 \text{ \AA}$ | | $\lambda 6199, 195 \text{ \AA}$ | | $\lambda 6081, 458 \text{ \AA}$ | |
|---------------------------------|-------|---------------------------------|-------|---------------------------------|-------|
| Неиспр. | Испр. | Неиспр. | Испр. | Неиспр. | Испр. |
| 0.997 | 0.998 | 1.000 | 1.001 | 0.995 | 0.995 |
| 0.995 | 0.996 | 0.999 | 0.999 | 0.995 | 0.996 |
| 0.993 | 0.994 | 0.998 | 0.999 | 0.993 | 0.994 |
| 0.991 | 0.993 | 0.995 | 0.996 | 0.991 | 0.994 |
| 0.987 | 0.990 | 0.992 | 0.994 | 0.998 | 0.991 |
| 0.980 | 0.985 | 0.987 | 0.989 | 0.978 | 0.983 |
| 0.969 | 0.974 | 0.981 | 0.983 | 0.965 | 0.970 |
| 0.955 | 0.962 | 0.973 | 0.975 | 0.948 | 0.952 |
| 0.936 | 0.947 | 0.963 | 0.965 | 0.929 | 0.932 |
| 0.907 | 0.920 | 0.953 | 0.955 | 0.911 | 0.912 |
| 0.866 | 0.878 | 0.943 | 0.944 | 0.894 | 0.892 |
| 0.817 | 0.825 | 0.932 | 0.932 | 0.881 | 0.876 |
| 0.767 | 0.769 | 0.923 | 0.922 | 0.877 | 0.869 |
| 0.717 | 0.704 | 0.917 | 0.915 | 0.887 | 0.880 |
| 0.696 | 0.675 | 0.915 | 0.912 | 0.903 | 0.896 |
| 0.712 | 0.691 | 0.917 | 0.913 | 0.927 | 0.924 |
| 0.758 | 0.744 | 0.924 | 0.920 | 0.948 | 0.947 |
| 0.810 | 0.801 | 0.935 | 0.931 | 0.967 | 0.968 |
| 0.862 | 0.857 | 0.948 | 0.945 | 0.978 | 0.979 |
| 0.908 | 0.908 | 0.963 | 0.962 | 0.987 | 0.988 |
| 0.940 | 0.941 | 0.975 | 0.974 | 0.991 | 0.991 |
| 0.960 | 0.961 | 0.985 | 0.885 | 0.993 | 0.993 |
| 0.973 | 0.974 | 0.992 | 0.993 | | |
| 0.982 | 0.983 | 0.995 | 0.995 | | |
| 0.986 | 0.986 | 0.998 | 0.998 | | |
| 0.991 | 0.992 | 1.000 | 1.001 | | |
| 0.995 | 0.996 | | | | |
| 0.998 | 0.995 | | | | |

Исправленные профили в дальнейшем обрабатывались таким же образом, как и неисправленные. Результаты вычислений приведены в табл. 4 и на рис. 3. Порядок размещения данных и их обозначение в табл. 4 такой же, как и в табл. 2. На рис. 3 представлены три пары кривых; кружками обозначены значения ξ_t , отвечающие центральным остаточным интенсивностям более слабых линий пары. Ясно видно, что после исправления произошло смещение кривых по оси ξ_t в сторону ее

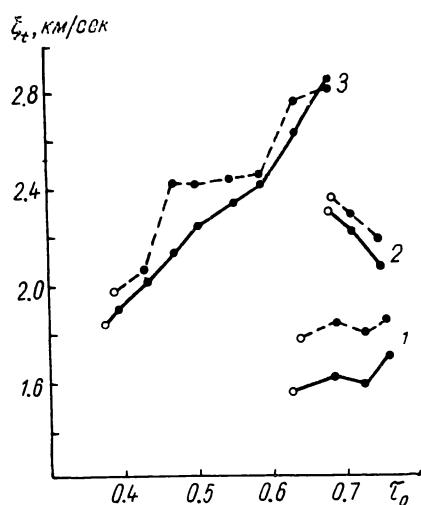


Рис. 3. Зависимость турбулентной скорости ξ_t от оптической глубины τ_0 . —— ход ξ_t с τ_0 до исправления контуров линий за ошибку инструментального профиля, —— после исправления.

Таблица 4

| № пары | r | τ_0 | ξ_t , км/сек |
|--------|-------|----------|------------------|
| 1 | 0.950 | 0.76 | 1.69 |
| | 0.925 | 0.73 | 1.58 |
| | 0.900 | 0.69 | 1.61 |
| | 0.875 | 0.64 | 1.55 |
| | 0.868 | 0.63 | 1.54 |
| 2 | 0.950 | 0.75 | 2.07 |
| | 0.925 | 0.71 | 2.27 |
| | 0.915 | 0.68 | 2.28 |
| | 0.910 | 0.68 | 2.29 |
| 3 | 0.900 | 0.68 | 2.84 |
| | 0.875 | 0.64 | 2.65 |
| | 0.850 | 0.59 | 2.41 |
| | 0.825 | 0.55 | 2.32 |
| | 0.800 | 0.50 | 2.23 |
| | 0.775 | 0.47 | 2.13 |
| | 0.750 | 0.43 | 2.00 |
| | 0.720 | 0.39 | 1.89 |
| | 0.707 | 0.37 | 1.83 |

уменьшения, но характер изменения турбулентной скорости с высотой остался прежним. Разброс в средней части третьей пары, по-видимому, вызван ошибками наблюдений. Степень воздействия инструментального контура на приведенные пары различна. Так, для первой пары отклонение максимальное. Наибольшая относительная ошибка в определении для этой пары составляет величину порядка $\approx 13.6\%$, в то время как для других пар она несколько меньше. Это объясняется тем, что линии первой пары наиболее узкие по сравнению с другими и поэтому в большей степени подвергаются влиянию инструментального контура.

Таким образом, при исследовании турбулентности в солнечной фотосфере влиянием инструментального контура для большинства линий можно пренебречь, кроме сильных, узких линий.

Но постановка подобной задачи интересна и с другой точки зрения. Известно, что макротурбулентность в чистом виде должна смещать фраунгоферовую линию в целом в ту или иную сторону спектра. Но в фотосфере Солнца существуют макротурбулентные элементы, которые не разрешаются спектрографом, т. е. существует неразрешенная макротурбулентность. Эта макротурбулентность, которая может зависеть и от глубины, и от направления, расширяет спектральную линию, но не изменяет общее количество энергии, поглощенной в линии. Таким образом, влияние неразрешенной макротурбулентности на контур линии во многом подобно влиянию инструментального контура. Следовательно, исходя из рис. 3, можно качественно судить о влиянии неразрешенной макротурбулентности на ход определяемой величины ξ_t с глубиной. Эта

величина должна быть меньшей по абсолютной величине, но характер роста должен сохраняться.

И наконец, в этом свете особенно интересно было бы рассмотреть расхождение в определении ξ_{tg} , найденное в работе [1], так как степень влияния инструментального контура и неразрешенной макротурбулентности может меняться при переходе от центра диска Солнца к его краю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
2. Goldberg L. — ApJ, 127, 308, 1958.
3. Unno W. — ApJ, 129, 375, 1959.
4. Olson E. C. — ApJ, 143, 913, 1966.
5. Vapros G. — Annales D'Astrophysique, 31, 501, 1968.
6. Гуртовенко Э. А. — см. наст. сб.
7. Gingerich O., de Jager C. — Solar Physics, 3, 1, 5, 1968.
8. Гуртовенко Э. А. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
9. Gurtovenko E. A. — Solar Physics, 6, 465—475, 1969.
10. Гуртовенко Э. А. — АЖ, 18, 659, 1966.

ON THE INVESTIGATION OF SOLAR PHOTOSPHERE TURBULENCE WITH TAKING INTO ACCOUNT THE EFFECT OF INSTRUMENTAL CONTOUR

V. I. TROYAN

Summary

The solar photosphere turbulence was investigated with taking into account the effect of the instrumental profile. Ten Unno's pairs for the centre of the solar disc were observed. The main results are as follows:

1. Without taking into account the factors distorting a line, the turbulent velocity in solar photosphere would decrease with height. The values of ξ_t are similar to those of Unno.

2. Taking into account the instrumental profile, the value of turbulent velocity becomes less, but its dependence on height is the same.

The maximum relative error of ξ_t is equal to $\approx 13.6\%$.

ОБ АСИММЕТРИИ ИЗБРАННЫХ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ. I

R. I. Костык, T. B. Орлова

Для теории солнечной фотосферы решение проблем асимметрии фраунгоферовых линий исключительно важно. По-прежнему остаются очень нужными высокоточные наблюдения линий поглощения в спектре Солнца.

С помощью спектрографов в системе двойной дифракции удалось установить, что асимметрия фраунгоферовых линий обусловлена не инструментальнымиискажениями, а физическими условиями в фотосфере [1—3].

К сожалению, большая часть опубликованных профилей спектральных линий либо совсем не исправлена за ошибку инструментального контура, либо исправлена недостаточно точными методами. Это обстоятельство приводит к неправильным количественным оценкам, а в некоторых случаях даже меняет характер асимметрии (см. [3]).

В июне—сентябре 1968 г. на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 ГАО АН УССР с монохроматором двойной дифракции были начаты фотоэлектрические наблюдения избранных фраунгоферовых линий. Эта статья — первая часть исследования по этому вопросу.

Инструмент и наблюдения

В [4] подробно описан телескоп АЦУ-5 со спектрографом АСП-20 в системе двойной дифракции. Приведем лишь основные характеристики прибора. 440-миллиметровое главное зеркало строит на входной щели спектрографа изображение диска Солнца диаметром около 160 мкм. Верхняя часть 500-миллиметрового зеркала спектрографа с фокусным расстоянием 7000 мм служит коллиматорным зеркалом, а нижняя —

камерным. Дифракционная решетка — 140×150 мм, 600 штрихов на 1 мм.

Наблюдения велись в IV порядке, где реальная разрешающая сила прибора составляет приблизительно 450 000. Ширина входной и выходной щели — 45 мкм, а промежуточной — 350 мкм. Развертка спектра производилась передвижением параллельно дисперсии каретки с эккером. В зависимости от глубины исследуемой линии скорость сканирования выбиралась равной 1.5 или 4.5 мкм/сек, что на диаграммной ленте самописца ЭПП-09 соответствует дисперсии около 1 и 3 мкм/мм.

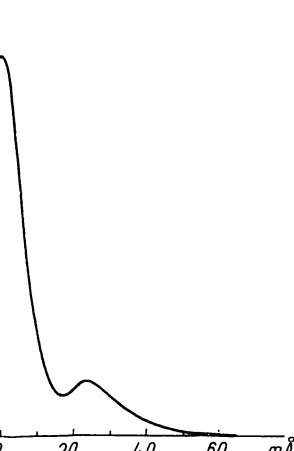


Рис. 1.

Приемником излучения служили фотоумножители ФЭУ-64, ЕМИ-6094. Усилитель — двухканальный (для регистрации основного сигнала и сигнала прозрачности), постоянного тока. Вся электронно-регистрирующая система (ФЭУ — усилитель, самописец) была исследована на линейность. Для определения инструментального контура фотоэлектрическим способом применялся гелиево-неоновый лазер ЛГ-75 $\lambda=6328.3 \text{ \AA}$ [5]. На рис. 1 показан инструментальный контур спектрографа в IV порядке.

Каждая спектральная линия записывалась четыре—восемь раз в центре ($\cos \theta=1$) и на краю ($\cos \theta=0.44$) солнечного диска. При этом одна половина записей производилась при движении каретки в сторону увеличения длин волн («прямая» запись), а вторая — при движении каретки в сторону уменьшения длин волн («обратная» запись). Параллельно на другом самописце регистрировалась прозрачность атмосферы. Нужно отметить, что наблюдения велись только при хорошей прозрачности. С помощью H_{α} -фильтра на диске Солнца выбирались невозмущенные области.

Отбор линий для наблюдений

При выборе линий мы руководствовались следующими соображениями: прежде всего линии не должны быть искажены блендами, должны как можно больше различаться по эквивалентным ширинам и центральным остаточным интенсивностям, иметь различный потенциал возбуждения, принадлежать элементам, находящимся в разной степени

ионизации и по возможности представлять собой мультиплеты элементов. Нами были отобраны 99 линий. Из них 20 записаны летом 1968 г. Их основные характеристики приведены в табл. 1.

Таблица 1

| λ | Элем- ент | Потенц. возд. бужд. | Экви- вал. шири- на $m\text{\AA}$ | Дата наблюдений | | ε | | Приме- чание |
|-----------|--------------|---------------------------|--|-----------------|--------|---------------|------|-----------------|
| | | | | центр | края | центр | края | |
| 5304.185 | Cr I | 3.46 | 14 | 8.IX | 8.IX | 0.11 | 0.12 | |
| 5305.866 | Cr II | 3.83 | 25 | 8.IX | 8.IX | 0.18 | 0.24 | |
| 5318.361 | Sc II | 1.36 | 12 | 8.IX | 8.IX | 0.12 | 0.13 | |
| 5318.776 | Cr I | 3.44 | 14 | 8.IX | 8.IX | 0.11 | 0.12 | Бл. |
| 5806.732 | Fe I | 4.61 | 51 | 7.VI | 15.VI | 0.14 | 0.19 | " |
| 5852.228 | Fe I | 4.55 | 36 | 7.VI | 15.VI | 0.13 | 0.15 | " |
| 6064.626 | Ti I | 1.05 | 7 | 6.VI | 9.VI | 0.12 | 0.13 | |
| 6084.105 | Fe II | 3.20 | 22 | 24.VII | 24.VII | 0.15 | 0.17 | |
| 6085.257 | Ti I | 1.05 | 40 | 6.VI | 9.VI | 0.15 | 0.20 | |
| 6086.288 | Ni I | 4.26 | 43 | 24.VII | 24.VII | 0.13 | 0.15 | |
| 6098.250 | Fe I | 4.56 | 16 | 24.VII | 24.VII | 0.11 | 0.12 | |
| 6098.664 | Ti I | 3.06 | 7 | 24.VII | 24.VII | 0.08 | 0.09 | |
| 6126.224 | Ti I | 1.07 | 20 | 6.VI | 9.VI | 0.14 | 0.18 | |
| 6149.249 | Fe II | 3.89 | 35 | 27.VI | 27.VI | 0.14 | 0.18 | |
| 6150.154 | V I | 0.30 | 12 | 24.VII | — | 0.07 | — | |
| 6238.390 | Fe II | 3.89 | 41 | 27.VI | 27.VI | 0.11 | 0.12 | |
| 6239.361 | Sc I | 0.00 | 6 | 27.VI | — | 0.09 | — | |
| 6261.106 | Ti I | 1.43 | 40 | 5.VI | 9.VI | 0.18 | 0.42 | Бл. |
| 6303.461 | Fe I | 4.32 | 4 | 5.VI | 9.VI | 0.06 | 0.06 | |
| 6312.241 | Ti I | 1.46 | 5 | 5.VI | 9.VI | 0.05 | 0.05 | |

В процессе обработки у четырех из записанных линий были обнаружены незначительные бленды. В таблице они отмечены в примечании. Из рассмотрения эти линии не были исключены, поскольку они входят в мультиплеты, где кроме них есть линии, полностью свободные от бленд.

Обработка наблюдательного материала

Контуры спектральных линий прежде всего исправлялись за нестабильность прозрачности атмосферы. Поскольку масштабы записей основного сигнала и сигнала прозрачности одинаковы, то простое совмещение диаграммных лент давало возможность легко учесть влияние прозрачности атмосферы.

Каждый контур спектральной линии получался в результате усреднения четырех—восьми записей. По формуле

$$\varepsilon = \frac{1}{V^m} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta I_i}{n}.$$

находилась средняя арифметическая ошибка усредненного контура. Здесь m — число записей данной линии, ΔI — отклонения единичных измерений от среднего контура, n — число точек. Величина ε составляет 0.05—0.4% $I_{\text{непр}}$ для линий, записанных на краю диска, и 0.05—0.20% $I_{\text{непр}}$ в центре диска (см. табл. 1). Значения ε получены для ядра контура. В крыльях эта ошибка на 0.01—0.05% $I_{\text{непр}}$ меньше.

Приводимые величины ε являются верхними пределами, поскольку в ε входит систематическая ошибка единичного измерения, которая исключается при осреднении «прямой» и «обратной» записей.

Для исправления контуров за аппаратную функцию мы пользовались способом «двойного размазывания» [6—7], заключающимся в искажении наблюденного профиля линии инструментальным контуром прибора, с которым велись наблюдения. Если $g(\lambda)$ — наблюденный контур, $h(\lambda)$ — аппаратная функция, $f(\lambda)$ — истинный контур, то

$$g(\lambda) = \int_{-a}^b f(\lambda - x) h(x) dx,$$

причем

$$\int_{-a}^b h(\lambda) d\lambda = 1.$$

Отсюда

$$f_n(\lambda) = f_{n-1}(\lambda) + g(\lambda) - \int_{-a}^b f_{n-1}(\lambda - x) h(x) dx, \quad (1)$$

где

$$f_1(\lambda) = 2g(\lambda) - \int_{-a}^b g(\lambda - x) h(x) dx.$$

Вычисления по формуле (1) велись до тех пор, пока не выполнялось условие

$$|f_n(\lambda) - f_{n-1}(\lambda)| \leq \epsilon.$$

Интервал $\Delta\lambda$ принимался равным $4 m\text{\AA}$: Для коррекции всех наблюдаемых нами линий потребовалось только одно приближение. Расчеты производились на ЭВМ «Промінь» ГАО АН УССР.

Исправления за нелинейность регистрирующей аппаратуры не производились, так как максимальная величина поправки 0.15% нужна только для очень глубоких линий поглощения (наибольшее отклонение от линейности достигается на расстоянии 1/3 шкалы, считая от нулевого отброса самописца).

Профили спектральных линий приведены в табл. 2. На рис. 2—10 показана ось симметрии этих контуров.

Таблица 2

| $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | $\lambda 6126 \cdot 224$ | | $\lambda 60867 \cdot 288$ | | $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | $\lambda 5305 \cdot 866$ | | $\lambda 5304 \cdot 185$ | |
|------------------------------|--------------------------|-------|---------------------------|-------|------------------------------|--------------------------|-------|--------------------------|-------|
| | центр | края | центр | края | | центр | края | центр | края |
| —185 | | 1.000 | | | —136 | | 1.000 | 1.000 | |
| —170 | 1.000 | 0.996 | | | —124 | 1.000 | 0.996 | 0.999 | |
| —155 | 0.995 | 994 | | 1.000 | —112 | 0.997 | 992 | 998 | 1.000 |
| —140 | 994 | 990 | 1.000 | 0.992 | —100 | 993 | 986 | 997 | 0.999 |
| —125 | 993 | 987 | 0.998 | 980 | —88 | 989 | 973 | 994 | 991 |
| —110 | 991 | 980 | 988 | 963 | —76 | 978 | 952 | 990 | 975 |
| —95 | 988 | 969 | 973 | 933 | —64 | 955 | 925 | 982 | 955 |
| —80 | 983 | 950 | 941 | 893 | —52 | 914 | 891 | 961 | 929 |
| —65 | 965 | 922 | 891 | 843 | —40 | 854 | 852 | 923 | 900 |
| —50 | 931 | 884 | 820 | 787 | —28 | 796 | 811 | 886 | 872 |
| —35 | 877 | 849 | 738 | 730 | —16 | 745 | 782 | 847 | 847 |
| —20 | 818 | 812 | 657 | 689 | —4 | 729 | 770 | 833 | 840 |
| —5 | 787 | 788 | 610 | 666 | 0 | 729 | 769 | 833 | 840 |
| 0 | 785 | 787 | 608 | 666 | 4 | 731 | 771 | 834 | 841 |
| 5 | 788 | 788 | 611 | 667 | 16 | 762 | 782 | 857 | 850 |
| 20 | 825 | 812 | 652 | 695 | 28 | 804 | 821 | 892 | 874 |
| 35 | 877 | 844 | 735 | 740 | 40 | 856 | 860 | 925 | 900 |
| 50 | 926 | 882 | 823 | 792 | 52 | 904 | 893 | 948 | 926 |
| 65 | 958 | 916 | 882 | 844 | 64 | 935 | 921 | 966 | 953 |
| 80 | 979 | 948 | 932 | 896 | 76 | 955 | 948 | 976 | 968 |
| 95 | 990 | 972 | 957 | 941 | 88 | 971 | 969 | 988 | 977 |
| 110 | 997 | 986 | 973 | 966 | 100 | 980 | 985 | 991 | 984 |
| 125 | 1.000 | 994 | 985 | 979 | 112 | 985 | 993 | 997 | 990 |
| 140 | | 1.000 | 995 | 988 | 124 | 988 | 996 | 999 | 995 |
| 155 | | | 1.000 | 993 | 136 | 992 | 999 | 1.000 | 998 |
| 170 | | | | 997 | 148 | 995 | 1.000 | | 999 |
| 185 | | | | 1.000 | 160 | 997 | | | 1.000 |
| | | | | | 172 | 1.000 | | | |

Продолжение табл. 2

| $\Delta\lambda$, $m\text{\AA}$ | $\lambda 6084 \cdot 102$ | | $\lambda 6150 \times$ $\times 154$ | $\lambda 6239 \times$ $\times 361$ |
|------------------------------------|--------------------------|-------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| | центр | кра́й | центр | кра́й |
| —148 | | 1.000 | | |
| —136 | | 0.997 | | |
| —124 | | 993 | 1.000 | 1.000 |
| —112 | | 988 | 0.996 | 0.998 |
| —100 | 1.000 | 981 | 990 | 996 |
| —88 | 0.989 | 968 | 983 | 993 |
| —76 | 973 | 948 | 974 | 988 |
| —64 | 950 | 925 | 965 | 982 |
| —52 | 920 | 900 | 957 | 972 |
| —40 | 883 | 876 | 949 | 962 |
| —28 | 845 | 852 | 942 | 951 |
| —16 | 815 | 831 | 936 | 941 |
| —4 | 798 | 821 | 933 | 935 |
| 0 | 797 | 821 | 933 | 935 |
| 4 | 800 | 822 | 983 | 937 |
| 16 | 823 | 832 | 936 | 944 |
| 28 | 851 | 852 | 940 | 953 |
| 40 | 887 | 878 | 946 | 962 |
| 52 | 917 | 902 | 955 | 972 |
| 64 | 941 | 925 | 965 | 979 |
| 76 | 956 | 944 | 973 | 984 |
| 88 | 969 | 960 | 981 | 988 |
| 100 | 979 | 974 | 989 | 992 |
| 112 | 985 | 982 | 995 | 995 |
| 124 | 990 | 987 | 998 | 997 |
| 136 | 993 | 992 | 1.000 | 999 |
| 148 | 996 | 996 | | 1.000 |
| 160 | 1.000 | 998 | | 1.000 |
| 172 | | 1.000 | | |

| $\Delta\lambda$, $m\text{\AA}$ | $\lambda 5318 \cdot 361$ | | $\lambda 5318 \cdot 776$ | |
|------------------------------------|--------------------------|-------|--------------------------|-------|
| | центр | кра́й | центр | кра́й |
| —148 | | 1.000 | | 1.000 |
| —136 | | 0.999 | 1.000 | 0.998 |
| —124 | | 999 | 0.996 | 997 |
| —112 | | 996 | 989 | 997 |
| —100 | | 993 | 981 | 996 |
| —88 | | 988 | 971 | 989 |
| —76 | | 972 | 957 | 975 |
| —64 | | 952 | 937 | 954 |
| —52 | | 927 | 916 | 921 |
| —40 | | 902 | 893 | 880 |
| —28 | | 882 | 876 | 843 |
| —16 | | 876 | 871 | 820 |
| —4 | | 877 | 871 | 820 |
| 0 | | 880 | 876 | 823 |
| 4 | | 895 | 884 | 850 |
| 16 | | 912 | 901 | 883 |
| 28 | | 930 | 920 | 901 |
| 40 | | 948 | 939 | 947 |
| 52 | | 964 | 955 | 965 |
| 64 | | 975 | 970 | 979 |
| 76 | | 982 | 981 | 989 |
| 88 | | 995 | 996 | 999 |
| 100 | | 998 | 988 | 994 |
| 112 | | 992 | 993 | 997 |
| 124 | | 995 | 996 | 1.000 |
| 136 | | 998 | 998 | 999 |
| 148 | | 999 | 1.000 | 1.000 |
| 160 | | 1.000 | | |

| $\Delta\lambda$, $m\text{\AA}$ | $\lambda 6149 \cdot 249$ | | $\lambda 6085 \cdot 257$ | |
|------------------------------------|--------------------------|-------|--------------------------|-------|
| | центр | кра́й | центр | кра́й |
| —185 | | 1.000 | | 1.000 |
| —170 | | 0.998 | 1.000 | 0.998 |
| —155 | 1.000 | 997 | 0.996 | 995 |
| —140 | 0.998 | 995 | 992 | 987 |
| —125 | 993 | 990 | 985 | 978 |
| —110 | 986 | 978 | 974 | 957 |
| —95 | 971 | 959 | 956 | 924 |
| —80 | 944 | 930 | 918 | 876 |
| —65 | 902 | 886 | 862 | 818 |
| —50 | 840 | 837 | 789 | 762 |
| —35 | 769 | 792 | 722 | 707 |
| —20 | 703 | 748 | 650 | 658 |
| —5 | 665 | 727 | 610 | 641 |
| 0 | 661 | 727 | 606 | 640 |
| 5 | 662 | 729 | 611 | 641 |
| 20 | 698 | 748 | 658 | 665 |
| 35 | 767 | 788 | 730 | 712 |
| 50 | 836 | 837 | 802 | 770 |
| 65 | 888 | 885 | 876 | 830 |
| 80 | 930 | 923 | 926 | 886 |
| 95 | 956 | 949 | 952 | 930 |
| 110 | 972 | 968 | 970 | 957 |
| 125 | 983 | 982 | 981 | 973 |
| 140 | 990 | 989 | 988 | 984 |
| 155 | 993 | 993 | 992 | 992 |
| 170 | 996 | 997 | 995 | 998 |
| 185 | 998 | 1.000 | 999 | 1.000 |
| 200 | 1.000 | | 1.000 | |

| $\Delta\lambda$, $m\text{\AA}$ | $\lambda 5852 \cdot 228$ | | $\lambda 6064 \cdot 626$ | |
|------------------------------------|--------------------------|-------|--------------------------|-------|
| | центр | кра́й | центр | кра́й |
| —160 | 1.000 | 1.000 | | |
| —148 | 0.997 | 0.996 | | |
| —136 | 995 | 991 | 1.000 | 1.000 |
| —124 | 991 | 985 | 0.999 | 0.999 |
| —112 | 985 | 973 | 998 | 996 |
| —100 | 978 | 960 | 997 | 992 |
| —88 | 967 | 939 | 996 | 986 |
| —76 | 949 | 907 | 994 | 979 |
| —64 | 921 | 868 | 988 | 968 |
| —52 | 867 | 825 | 978 | 957 |
| —40 | 786 | 780 | 962 | 944 |
| —28 | 714 | 732 | 945 | 931 |
| —16 | 643 | 691 | 931 | 920 |
| —4 | 608 | 673 | 923 | 914 |
| 0 | 607 | 671 | 923 | 913 |
| 4 | 613 | 671 | 924 | 914 |
| 16 | 651 | 680 | 935 | 920 |
| 28 | 713 | 714 | 948 | 932 |
| 40 | 792 | 766 | 962 | 945 |
| 52 | 851 | 818 | 973 | 958 |
| 64 | 896 | 863 | 982 | 968 |
| 76 | 930 | 902 | 989 | 976 |
| 88 | 953 | 932 | 993 | 982 |
| 100 | 966 | 953 | 994 | 987 |
| 112 | 975 | 971 | 995 | 991 |
| 124 | 982 | 986 | 995 | 994 |
| 136 | 989 | 995 | 998 | 997 |
| 148 | 994 | 998 | 1.000 | 1.000 |
| 160 | 997 | 1.000 | | |
| 172 | | | 1.000 | |

| Продолжение табл. 2 | | | | | | | |
|--------------------------|-------|------------------------------|-------|------------------------------|-------|------------------------------|-------|
| | | | | $\lambda 6098 \cdot 664$ | | | |
| | | $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | | $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | | $\Delta\lambda, m\text{\AA}$ | |
| | | центр | | центр | | центр | |
| $\lambda 6261 \cdot 106$ | | $\lambda 6098 \cdot 250$ | | $\lambda 6239 \cdot 390$ | | $\lambda 5806 \cdot 732$ | |
| -200 | 1.000 | -215 | 1.000 | -136 | 1.000 | -120 | 1.000 |
| -185 | 0.998 | -200 | 0.995 | -128 | 0.997 | -112 | 0.999 |
| -170 | 0.996 | -185 | 0.991 | -120 | 0.994 | -104 | 1.000 |
| -155 | 0.993 | -170 | 0.986 | -112 | 1.000 | -96 | 0.999 |
| -140 | 0.990 | -155 | 0.979 | -104 | 0.998 | -88 | 0.997 |
| -125 | 0.985 | -140 | 0.969 | -96 | 0.996 | -80 | 0.996 |
| -110 | 0.975 | -125 | 0.958 | -88 | 0.992 | -72 | 0.993 |
| -95 | 0.951 | -110 | 0.946 | -80 | 0.988 | -64 | 0.990 |
| -80 | 0.911 | -95 | 0.932 | -72 | 0.985 | -56 | 0.983 |
| -65 | 0.852 | -80 | 0.907 | -64 | 0.980 | -48 | 0.977 |
| -50 | 0.781 | -65 | 0.865 | -56 | 0.974 | -40 | 0.970 |
| -35 | 0.691 | -50 | 0.814 | -48 | 0.966 | -32 | 0.963 |
| -20 | 0.601 | -35 | 0.751 | -40 | 0.953 | -24 | 0.958 |
| -5 | 0.549 | -20 | 0.685 | -32 | 0.948 | -16 | 0.952 |
| 0 | 0.53 | -5 | 0.643 | -24 | 0.939 | -8 | 0.947 |
| 5 | 0.543 | 0 | 0.637 | -16 | 0.931 | 0 | 0.944 |
| 20 | 0.584 | 5 | 0.634 | -12 | 0.927 | 0 | 0.948 |
| 35 | 0.685 | 20 | 0.665 | -8 | 0.926 | 8 | 0.947 |
| 50 | 0.783 | 35 | 0.734 | -0 | 0.926 | 16 | 0.951 |
| 65 | 0.859 | 50 | 0.710 | 0 | 0.922 | 24 | 0.958 |
| 80 | 0.908 | 65 | 0.655 | 0 | 0.923 | 32 | 0.964 |
| 95 | 0.941 | 80 | 0.923 | 0 | 0.933 | 40 | 0.970 |
| 110 | 0.957 | 95 | 0.949 | 0 | 0.940 | 48 | 0.975 |
| 125 | 0.969 | 110 | 0.967 | 0 | 0.949 | 56 | 0.981 |
| 140 | 0.978 | 99 | 0.977 | 0 | 0.958 | 64 | 0.985 |
| 155 | 0.984 | 99 | 0.982 | 0 | 0.967 | 72 | 0.988 |
| 170 | 0.988 | 99 | 0.987 | 0 | 0.979 | 80 | 0.991 |
| 185 | 0.992 | 99 | 0.991 | 0 | 0.985 | 88 | 0.993 |
| 200 | 0.995 | 99 | 0.995 | 0 | 0.987 | 96 | 0.995 |
| 215 | 1.000 | 99 | 0.998 | 0 | 0.991 | 104 | 0.997 |
| 230 | 0.996 | 1.000 | 0.996 | 0 | 0.999 | 112 | 0.997 |
| 245 | 1.000 | 230 | 1.000 | 0.998 | 1.000 | 120 | 1.000 |

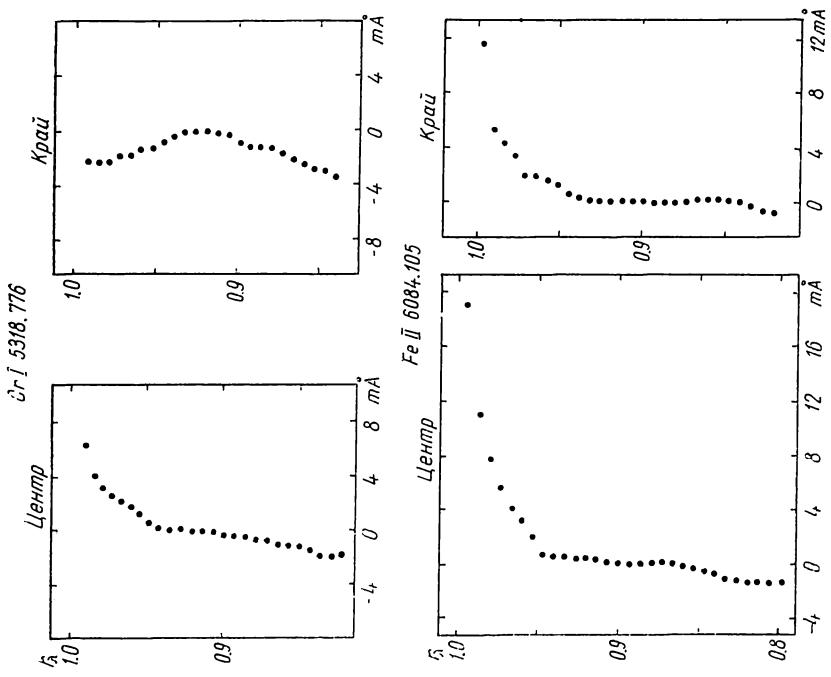


Рис. 2.

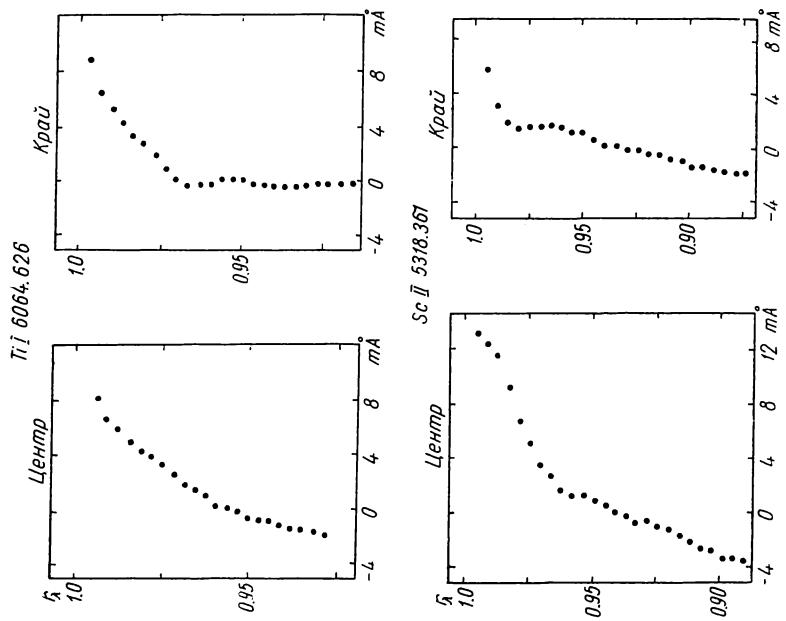


Рис. 3.

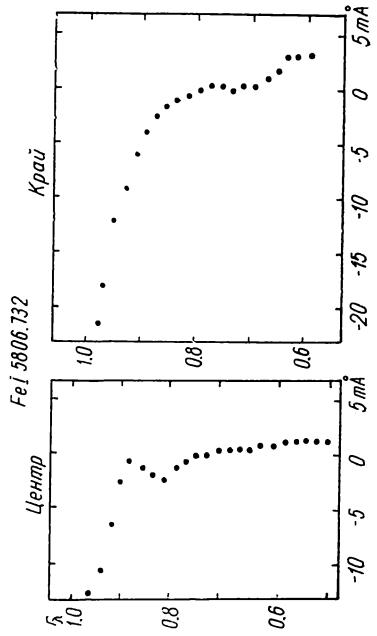
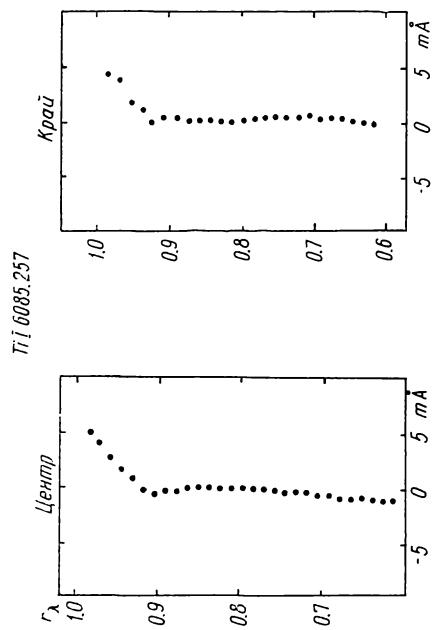
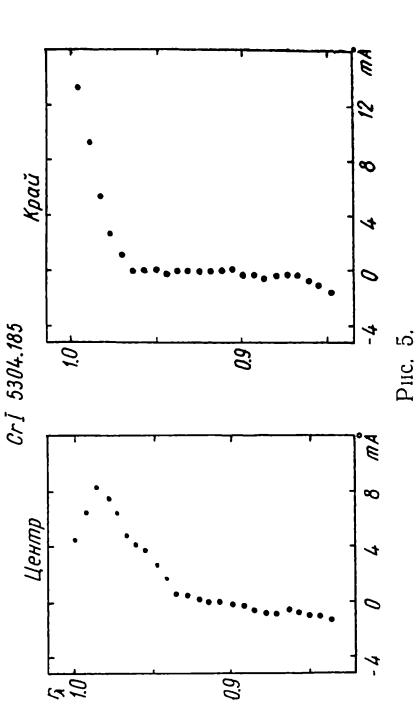
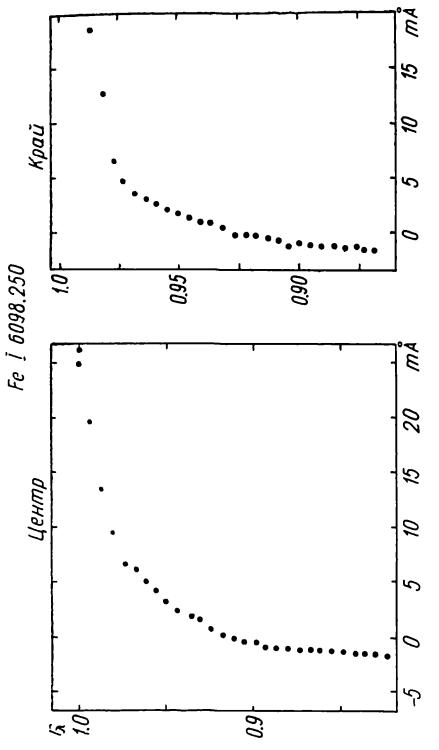


Рис. 4.

Рис. 5.

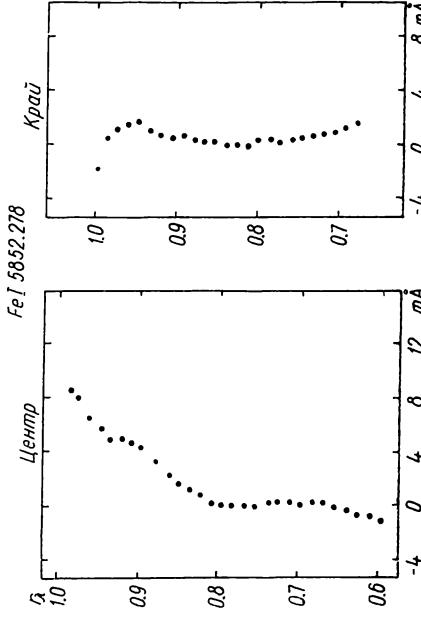
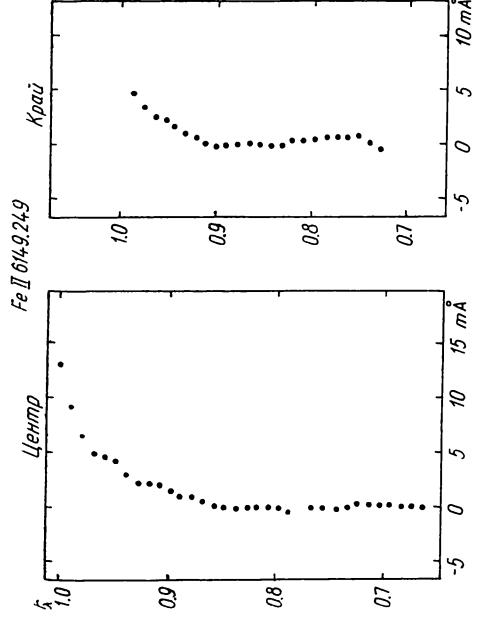


Рис. 6.

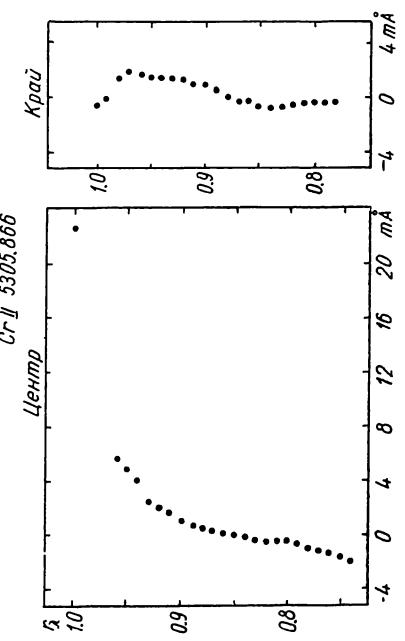
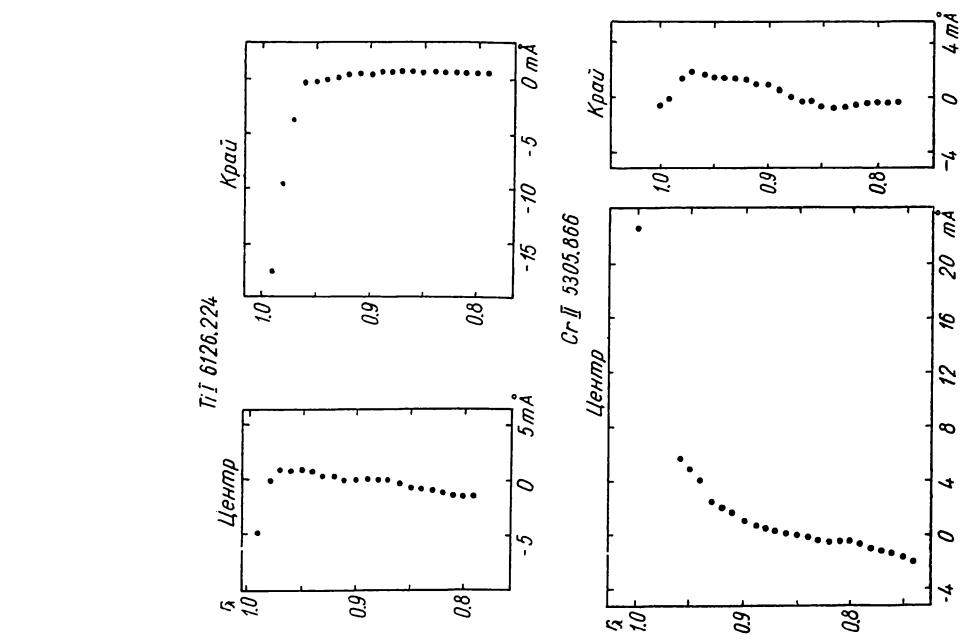
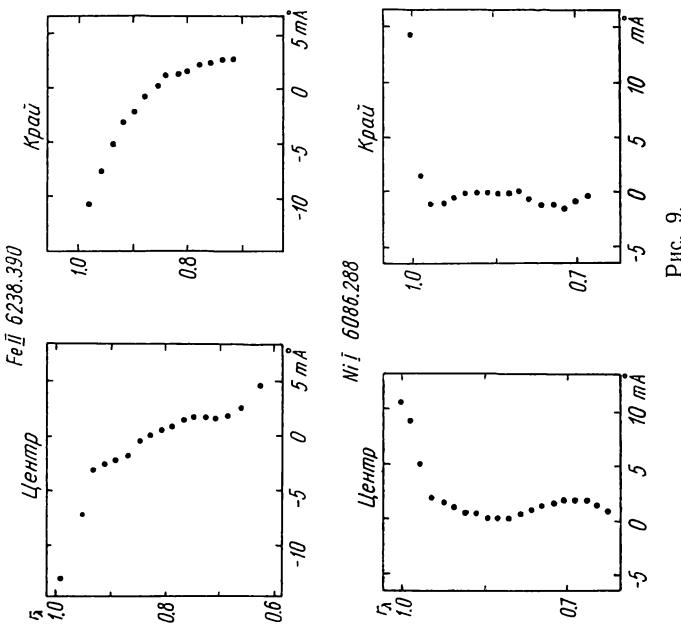
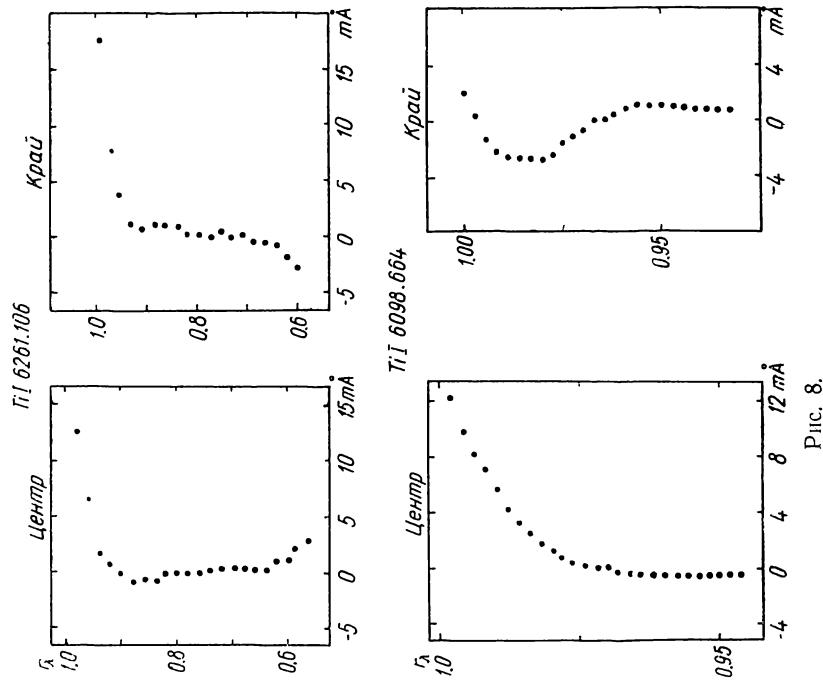


Рис. 7.



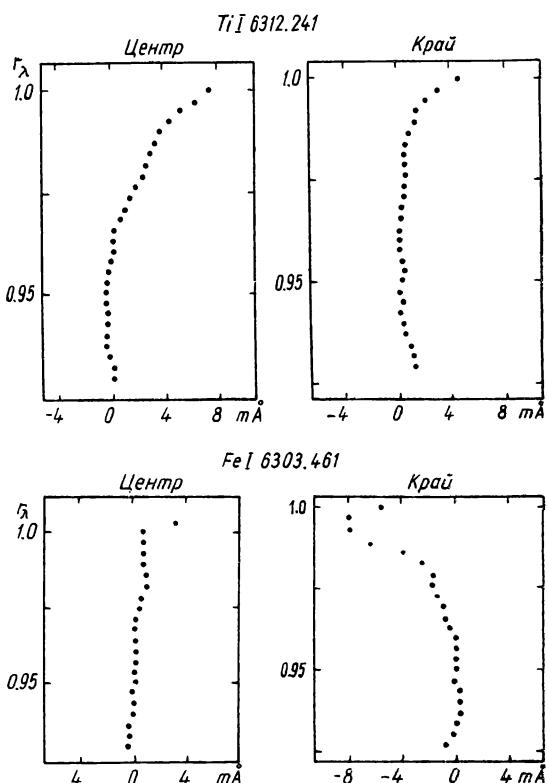


Рис. 10.

Ось симметрии (см. рис. 2—10) находилась по серединам хорд, соединяющих точки контура линий с одинаковой интенсивностью. По оси x отложены $m\text{\AA}$, причем за нуль условно принята середина хорды, проведенная на уровне половины интенсивности. По оси y отложены остаточные интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. de Yager C. and Neven L. — Utrechtse Sterrekundige overdrukken, No 37, 27, 1966.
2. Higgs L. A. — MN, 124, 51, 1962.
3. Бабий Б. Т. — Солнечные данные, 12, 57, 1962.
4. Гуртовенко Э. А. — Астрометрия и астрофизика, 8. «Наукова думка», К., 1969.
5. Gurtovenko E. A. — Solar Physics, 6, 465—475, 1969.
6. Burger H. C., van Citter P. — Phys. Z., 79, 722, 1932.
7. Гуртовенко Э. А. — Астроном. журн., 43, 659, 1966.

ON ASYMMETRY OF THE SELECTED FRAUNHOFER LINES

R. I. KOSTIK, T. V. ORLOVA

Summary

The profiles of 20 Fraunhofer lines at the centre of the solar disk and near the limb ($\cos \Theta=0.44$) were obtained, using the double-pass system. After correcting for the influence of the apparatus, the line profiles were investigated for the asymmetry run.

МАТРИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. IV

Р. И. Костык

В работе [1] предложена методика расчета профилей линий излучения и функции источника в плоском слое конечной оптической толщины τ_0 , основанная на матричном представлении уравнений теории диффузии излучения. В [2] для $\tau_0=1-100$ составлены таблицы, позволяющие элементарным образом находить поле излучения внутри среды и интенсивность излучения, покидающего среду под любым углом θ к нормали [1].

В данной работе матрицы A^{-1} и T вычислены для $\tau_0=0.1-1.0$.

Приведем основные формулы, по которым производились вычисления. Как известно, интегральные уравнения для функции источника $B(\tau)$ и интенсивности выходящего из среды излучения $I(\tau_0, \theta, x)$ при изотропном рассеянии и полном перераспределении энергии по частотам для плоского слоя имеют вид:

$$I(\tau_0, \Theta, x) = \int_0^{\tau_0} B(\tau) \alpha(x) e^{-\alpha(x)\tau \sec \theta} \sec \Theta d\tau, \quad (1)$$

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|t - \tau|) B(t) dt + g(\tau).$$

Здесь $\alpha(x)$ — контур коэффициента поглощения; λ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния;

$$K(y) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \right]^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^2(x) E_1[\alpha(x)y] dx;$$

$E_1(y)$ — интегральная показательная функция первого порядка; $g(\tau)$ характеризует распределение первичных источников возбуждения в слое газа.

Систему интегральных уравнений (1) можно заменить системой матричных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} AB + G &= 0, \\ I - CB &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $A = [a_{ik} - \delta_{ik}]^m$, $C = [c_{jk}]^m$,

$$B = \begin{bmatrix} B(\tau_1) \\ B(\tau_2) \\ \vdots \\ B(\tau_m) \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} g(\tau_1) \\ g(\tau_2) \\ \vdots \\ g(\tau_m) \end{bmatrix}, \quad I = \begin{bmatrix} I(\tau_0, \Theta, x_1) \\ I(\tau_0, \Theta, x_2) \\ \vdots \\ I(\tau_0, \Theta, x_m) \end{bmatrix},$$

причем

$$a_{ik} = \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} K\left(\left|t - \frac{\tau_{i-1} + \tau_i}{2}\right|\right) dt, \quad i, k = 1, 2, \dots, m,$$

$$c_{jk} = \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} \alpha(x_j) e^{-\alpha(x_j) \sec \theta \tau} \sec \Theta d\tau, \quad j = 1, 2, \dots, m,$$

δ_{ik} — символ Кронекера.

Из (2) следует, что

$$I = TG,$$

$$B = -A^{-1}G, \quad (3)$$

где $T = -CA^{-1}$.

По (3) можно легко найти функцию источника и контур линии излучения при заданном распределении источников возбуждения в среде. Матрицы $-A^{-1}$ и T приведены в таблице ($\tau_0=0.1, 0.2, \dots, 1.0; \lambda=1; m=5; a(x)=e^{-\lambda x}$). Для безразмерной частоты x выбраны значения:

Матрицы $-A^{-1}$

$\tau_0=0.1$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|----|------|----|------|----|
| 1041 | 1 | 293 | -1 | 242 | -1 | 212 | -1 | 190 | -1 |
| 293 | -1 | 1041 | 1 | 296 | -1 | 243 | -1 | 212 | -1 |
| 242 | -1 | 296 | -1 | 1041 | 1 | 296 | -1 | 242 | -1 |
| 212 | -1 | 243 | -1 | 296 | -1 | 1041 | 1 | 293 | -1 |
| 190 | -1 | 212 | -1 | 242 | -1 | 293 | -1 | 1041 | 1 |

$\tau_0=0.2$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|----|------|----|------|----|
| 1075 | 1 | 523 | -1 | 420 | -1 | 359 | -1 | 311 | -1 |
| 523 | -1 | 1077 | 1 | 533 | -1 | 425 | -1 | 358 | -1 |
| 420 | -1 | 533 | -1 | 1077 | 1 | 533 | -1 | 420 | -1 |
| 358 | -1 | 425 | -1 | 533 | -1 | 1077 | 1 | 523 | -1 |
| 311 | -1 | 358 | -1 | 420 | -1 | 523 | -1 | 1075 | 1 |

$\tau_0=0.3$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|----|------|----|------|----|
| 1108 | 1 | 736 | -1 | 582 | -1 | 488 | -1 | 414 | -1 |
| 736 | -1 | 1111 | 1 | 757 | -1 | 592 | -1 | 488 | -1 |
| 582 | -1 | 757 | -1 | 1112 | 1 | 757 | -1 | 582 | -1 |
| 488 | -1 | 592 | -1 | 757 | -1 | 1111 | 1 | 736 | -1 |
| 414 | -1 | 488 | -1 | 582 | -1 | 736 | -1 | 1108 | 1 |

$\tau_0=0.4$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|----|------|----|------|----|
| 1139 | 1 | 942 | -1 | 735 | -1 | 608 | -1 | 505 | -1 |
| 942 | -1 | 1145 | 1 | 976 | -1 | 753 | -1 | 608 | -1 |
| 735 | -1 | 976 | -1 | 1146 | 1 | 976 | -1 | 735 | -1 |
| 608 | -1 | 753 | -1 | 976 | -1 | 1145 | 1 | 942 | -1 |
| 505 | -1 | 608 | -1 | 735 | -1 | 942 | -1 | 1139 | 1 |

$\tau_0=0.5$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|----|------|----|------|----|
| 1170 | 1 | 114 | 0 | 883 | -1 | 722 | -1 | 590 | -1 |
| 114 | 0 | 1179 | 1 | 119 | 0 | 909 | -1 | 722 | -1 |
| 883 | -1 | 119 | 0 | 1181 | 1 | 119 | 0 | 883 | -1 |
| 722 | -1 | 909 | -1 | 119 | 0 | 1179 | 1 | 114 | 0 |
| 590 | -1 | 722 | -1 | 883 | -1 | 114 | 0 | 1170 | 1 |

$\tau_0=0.6$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|---|------|----|------|----|
| 1201 | 1 | 134 | 0 | 103 | 0 | 832 | -1 | 664 | -1 |
| 134 | 0 | 1212 | 1 | 141 | 0 | 106 | 0 | 832 | -1 |
| 103 | 0 | 141 | 0 | 1215 | 1 | 141 | 0 | 103 | 0 |
| 832 | -1 | 106 | 0 | 141 | 0 | 1212 | 1 | 134 | 0 |
| 664 | -1 | 832 | -1 | 103 | 0 | 134 | 0 | 1201 | 1 |

$\tau_0=0.7$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|----|------|---|------|----|------|----|
| 1232 | 1 | 154 | 0 | 117 | 0 | 940 | -1 | 745 | -1 |
| 154 | 0 | 1247 | 1 | 163 | 0 | 122 | 0 | 940 | -1 |
| 117 | 0 | 163 | 0 | 1251 | 1 | 163 | 0 | 117 | 0 |
| 940 | -1 | 122 | 0 | 163 | 0 | 1247 | 1 | 154 | 0 |
| 745 | -1 | 940 | -1 | 117 | 0 | 154 | 0 | 1232 | 1 |

$\tau_0=0.8$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|---|------|---|------|---|------|----|
| 1262 | 1 | 174 | 0 | 132 | 0 | 105 | 0 | 817 | -1 |
| 174 | 0 | 1281 | 1 | 185 | 0 | 137 | 0 | 105 | 0 |
| 132 | 0 | 185 | 0 | 1286 | 1 | 185 | 0 | 132 | 0 |
| 105 | 0 | 137 | 0 | 185 | 0 | 1281 | 1 | 174 | 0 |
| 817 | -1 | 105 | 0 | 132 | 0 | 174 | 0 | 1262 | 1 |

$\tau_0 = 0.9$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|---|------|---|------|---|------|----|
| 1293 | 1 | 194 | 0 | 146 | 0 | 115 | 0 | 887 | -1 |
| 194 | 0 | 1316 | 1 | 207 | 0 | 153 | 0 | 115 | 0 |
| 146 | 0 | 207 | 0 | 1322 | 1 | 207 | 0 | 146 | 0 |
| 115 | 0 | 153 | 0 | 207 | 0 | 1316 | 1 | 194 | 0 |
| 887 | -1 | 115 | 0 | 146 | 0 | 194 | 0 | 1293 | 1 |

 $\tau_0 = 1.0$

| | | | | | | | | | |
|------|----|------|---|------|---|------|---|------|----|
| 1323 | 1 | 213 | 0 | 160 | 0 | 125 | 0 | 955 | -1 |
| 213 | 0 | 1350 | 1 | 230 | 0 | 168 | 0 | 126 | 0 |
| 160 | 0 | 230 | 0 | 1358 | 1 | 230 | 0 | 160 | 0 |
| 126 | 0 | 168 | 0 | 230 | 0 | 1350 | 1 | 213 | 0 |
| 955 | -1 | 125 | 0 | 160 | 0 | 213 | 0 | 1323 | 1 |

Матрицы CA^{-1} $\tau_0 = 0.1$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 223 | -1 | 222 | -1 | 219 | -1 | 213 | -1 | 208 | -1 |
| 190 | -1 | 191 | -1 | 187 | -1 | 184 | -1 | 180 | -1 |
| 118 | -1 | 120 | -1 | 118 | -1 | 116 | -1 | 114 | -1 |
| 520 | -2 | 557 | -2 | 524 | -2 | 555 | -2 | 512 | -2 |
| 169 | -2 | 188 | -2 | 164 | -2 | 181 | -2 | 162 | -2 |

 $\tau_0 = 0.2$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 656 | -1 | 656 | -1 | 459 | -1 | 441 | -1 | 419 | -1 |
| 563 | -1 | 563 | -1 | 398 | -1 | 382 | -1 | 365 | -1 |
| 353 | -1 | 355 | -1 | 254 | -1 | 247 | -1 | 239 | -1 |
| 161 | -1 | 163 | -1 | 115 | -1 | 115 | -1 | 113 | -1 |
| 529 | -2 | 529 | -2 | 386 | -2 | 386 | -2 | 379 | -2 |

 $\tau_0 = 0.3$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 758 | -1 | 742 | -1 | 713 | -1 | 675 | -1 | 625 | -1 |
| 651 | -1 | 643 | -1 | 620 | -1 | 591 | -1 | 553 | -1 |
| 409 | -1 | 410 | -1 | 402 | -1 | 391 | -1 | 368 | -1 |
| 186 | -1 | 190 | -1 | 190 | -1 | 185 | -1 | 179 | -1 |
| 608 | -2 | 632 | -2 | 626 | -2 | 649 | -2 | 582 | -2 |

 $\tau_0 = 0.4$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 105 | 0 | 103 | 0 | 977 | -1 | 909 | -1 | 822 | -1 |
| 908 | -1 | 894 | -1 | 856 | -1 | 805 | -1 | 734 | -1 |
| 575 | -1 | 578 | -1 | 566 | -1 | 541 | -1 | 504 | -1 |
| 265 | -1 | 268 | -1 | 270 | -1 | 262 | -1 | 249 | -1 |
| 871 | -2 | 898 | -2 | 923 | -2 | 868 | -2 | 851 | -2 |

 $\tau_0 = 0.5$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 137 | 0 | 133 | 0 | 125 | 0 | 114 | 0 | 101 | 0 |
| 118 | 0 | 116 | 0 | 110 | 0 | 102 | 0 | 916 | -1 |
| 753 | -1 | 758 | -1 | 737 | -1 | 701 | -1 | 644 | -1 |
| 347 | -1 | 357 | -1 | 358 | -1 | 345 | -1 | 324 | -1 |
| 114 | -1 | 121 | -1 | 120 | -1 | 118 | -1 | 113 | -1 |

 $\tau_0 = 0.6$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 169 | 0 | 163 | 0 | 152 | 0 | 137 | 0 | 120 | 0 |
| 147 | 0 | 143 | 0 | 135 | 0 | 124 | 0 | 109 | 0 |
| 943 | -1 | 949 | -1 | 921 | -1 | 867 | -1 | 782 | -1 |
| 438 | -1 | 454 | -1 | 452 | -1 | 435 | -1 | 403 | -1 |
| 145 | -1 | 155 | -1 | 152 | -1 | 152 | -1 | 141 | -1 |

 $\tau_0 = 0.7$

| | | | | | | | | | |
|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 204 | 0 | 195 | 0 | 180 | 0 | 161 | 0 | 137 | 0 |
| 177 | 0 | 172 | 0 | 161 | 0 | 146 | 0 | 126 | 0 |
| 114 | 0 | 115 | 0 | 111 | 0 | 104 | 0 | 927 | -1 |
| 535 | -1 | 556 | -1 | 553 | -1 | 531 | -1 | 488 | -1 |
| 179 | -1 | 189 | -1 | 191 | -1 | 186 | -1 | 173 | -1 |

| $\tau_0=0.8$ | | | | | | | |
|--------------|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 239 | 0 | 228 | 0 | 208 | 0 | 183 | 0 |
| 208 | 0 | 202 | 0 | 187 | 0 | 168 | 0 |
| 135 | 0 | 137 | 0 | 132 | 0 | 122 | 0 |
| 637 | -1 | 667 | -1 | 664 | -1 | 632 | -1 |
| 214 | -1 | 227 | -1 | 232 | -1 | 224 | -1 |
| | | | | | | 205 | -1 |

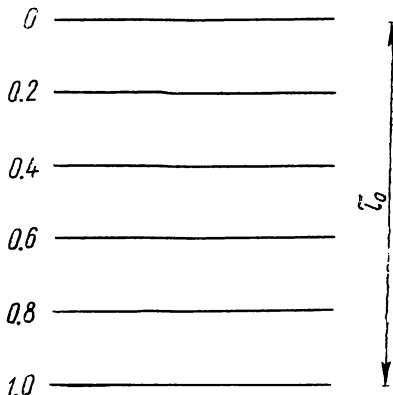
 $\tau_0=0.9$

| $\tau_0=0.9$ | | | | | | | |
|--------------|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 275 | 0 | 261 | 0 | 236 | 0 | 206 | 0 |
| 240 | 0 | 232 | 0 | 214 | 0 | 189 | 0 |
| 157 | 0 | 159 | 0 | 152 | 0 | 140 | 0 |
| 747 | -1 | 784 | -1 | 775 | -1 | 743 | -1 |
| 250 | -1 | 270 | -1 | 272 | -1 | 265 | -1 |
| | | | | | | 244 | -1 |

 $\tau_0=1.0$

| $\tau_0=1.0$ | | | | | | | |
|--------------|----|-----|----|-----|----|-----|----|
| 311 | 0 | 294 | 0 | 264 | 0 | 227 | 0 |
| 272 | 0 | 263 | 0 | 241 | 0 | 211 | 0 |
| 180 | 0 | 182 | 0 | 174 | 0 | 159 | 0 |
| 859 | -1 | 908 | -1 | 901 | -1 | 851 | -1 |
| 291 | -1 | 312 | -1 | 319 | -1 | 307 | -1 |
| | | | | | | 280 | -1 |

0, 0.4, 0.8, 1.2, 1.6. Величины $g(\tau)$ следует задавать на следующих оптических глубинах τ (в единицах τ_0): 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 (рисунок).



Погрешность определения $I(\tau_0, \theta, x)$ и $B(\tau)$ при $g(\tau)=\text{const}$ не превышает 2—3 единиц третьей значащей цифры. Численные значения элементов матриц A^{-1} и T представлены в форме $s \cdot 10^n$ ($0.1 \leq s < 1$).

Вычисления выполнены на ЭВМ «Промінь» ГАО АН УССР.

ЛИТЕРАТУРА

- Яковкин Н. А., Костик Р. И. — Астрофизика, 2, 379, 1966.
- Костик Р. И. — Астрофизика, 3, 17, 1967.

THE MATRIX EQUATIONS OF THE DIFFUSION OF RADIATION

R. I. KOSTIK

Summary

The matrices A^{-1} and $T (\tau_0=0.1-1.0)$ are tabulated, permitting a source function and profile of emission line to be easily calculated. It is assumed that the radiation diffuses with complete redistribution in frequency.

ТЕЛЛУРИЧЕСКИЕ ЛИНИИ В ОБЛАСТИ

$\lambda\lambda 6327.5-6330.0 \text{ \AA}$

К. В. Аликаева

В течение наблюдательного сезона 1967 г. в отделе физики Солнца ГАО АН УССР проводились наблюдения участка солнечного спектра $\lambda\lambda=6327.5-6330.0 \text{ \AA}$. Цель работы — выявление теллурических линий в этой спектральной области и их исследование. Работа выполнялась сотрудниками отдела под руководством Э. А. Гуртовенко.

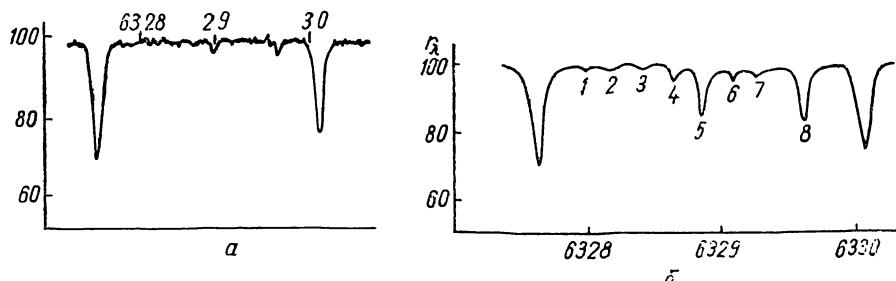


Рис. 1. *a* — участок солнечного спектра $\lambda 6327.5-6330.0 \text{ \AA}$; *б* — тот же участок по записям на АЦУ-5 ($z=77^{\circ}17'$; $t=19^{\text{h}}20^{\text{m}}$; 20.VII 1967 г.).

Фотоэлектрические наблюдения избранной области производились на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции. Подробное описание установки дано в [1]. Фотоэлектрическая запись осуществлялась одновременно по двум каналам: основной сигнал поступал на фотоумножитель ЕМ1-6094 (канал № 1), а на фотоумножитель ФЭУ-19А посыпался участок спектра Солнца, близкий к регистрируемой области (канал № 2). Второй канал служит для регистрации прозрачности неба. Сигналы обоих каналов записывались с помощью самописцев ЭПП-09. Описание регистрирующей аппаратуры приводится также в [1].

Спектр центра Солнца записывался в IV порядке. Скорость сканирования спектра 9 \AA/сек , линейная дисперсия после двойного прохождения $\approx 0.19 \text{ \AA/мм}$. Продолжительность единичной записи участка $\approx 8 \text{ мин}$.

Если позволяла погода, то наблюдения велись на протяжении всего дня с небольшими перерывами. Вблизи меридиана перерывы между наблюдениями были продолжительностью около 1 ч. У горизонта наблюдения проводились без перерывов. Каждая серия наблюдений состояла из двух записей, следующих друг за другом без паузы. Одна запись производилась в направлении увеличения длин волн (прямая запись), а другая — в противоположном направлении (обратная запись).

Для дальнейшей обработки отобраны дни, когда удавалось провести полный цикл наблюдений на различных расстояниях от меридиана до горизонта: 10 июля, 20 июля, 5 сентября, 26 октября 1967 г. Все записи за эти дни были перестроены в единицах непрерывного спектра Солнца. Положение непрерывного спектра определялось в фиксированных местах данного участка, свободных от линий поглощения, и интерполировалось на всю область. При этом принимались во внимание колебания прозрачности атмосферы во время наблюдений. С помощью записи по второму каналу производилась коррекция непрерывного спектра. При определении длин волн в качестве реперных линий использованы солнечные линии, длины волн которых, согласно [2], равны $\lambda 6327.604$ и 6330.096 \AA .

Для каждой серии результаты обработки прямой и обратной записей усреднялись. Время наблюдения определялось как середина интервала записи всей серии. После усреднения каждая серия относилась к этому моменту, и для него вычислялось соответствующее зенитное расстояние Солнца.

Перейдем к рассмотрению полученного материала. На рис. 1 приведен один из полученных графиков (r_λ, λ) и для сравнения воспроизведен этот же участок из атласа Миннаэрта [3]. Как видно из рисунка, кроме упоминавшихся реперных солнечных линий, в атласе есть лишь две теллурические линии молекулярного кислорода $\lambda = 6328.913$ и 6329.636 \AA (отождествление согласно [2]). На наших же графиках есть линии, не отмеченные ни в атласе Миннаэрта, ни в таблицах Мур. Максимальное число этих линий — шесть.

На рис. 1, б цифры — номера теллурических линий. Длины волн их определялись с помощью реперных линий. Погрешность при определении λ не превышает 0.01 \AA . В табл. 1 приведены средние по всем наблюдениям значения длин волн этих линий.

На отдельных графиках (r_λ, λ) истинные значения λ теллурических линий отличаются от средних на 0.01 — 0.02 \AA . Такие смещения линий частично можно объяснить движениями воздушных масс в атмосфере, в меньшей мере — движением Земли по орбите и вращением вокруг оси.

О том, что рассматриваемые линии теллурические, свидетельствует изменение их интенсивности в зависимости от зенитного расстояния. Все без исключения линии наиболее интенсивны при наблюдениях у горизонта, а при приближении к меридиану некоторые из них совсем исчезают.

Наиболее сильная из неопознанных линий — линия № 4. Она существует в спектре всегда, глубина ее вблизи горизонта 5 — 7% , а 5. IX 1967 г. ($z=84^\circ$) остаточная интенсивность этой линии $r_\lambda=81\%$ (глубина $d_\lambda=19\%$).

Наиболее слабая линия № 1. Она изредка видна на больших зенитных расстояниях ($z > 70^\circ$) и только в вечернее время.

Линии № 2, 6, 7, как правило, появляются только во второй половине дня. Несмотря на небольшую интенсивность, эти линии просматриваются и на средних высотах ($z=45^\circ$).

Интересно проследить и сопоставить поведение теллурических линий в течение дня. Были измерены эквивалентные ширины линий по всем сериям. На рис. 2 представлена зависимость эквивалентных ширин (W) от зенитного расстояния (z) за 20. VII 1967 г. Для всех линий W увеличивается к горизонту. Однако ход W не является плавным. На него накладываются нерегулярные кратковременные флюктуации интенсивности. Эти флюктуации нельзя объяснить неточностями наблюдений или обработки, так как они значительно превосходят возможные ошибки. Скорее всего их можно объяснить присутствием на луче зрения атмосферных неоднородностей.

Сопоставление хода W в течение дня для различных линий позволяет выделить две группы линий, характеризующихся синхронным изменением W . Первая группа включает линии № 2, 6, 7, вторая — № 3, 4, 5, 8. Это подтверждается наблюдениями, проведенными в другие дни. По-видимому, линии второй группы, включая неотождествленные линии

Таблица 1

| № линии | $\lambda, \text{\AA}$ | Относительная интенсивность | Примечание |
|---------|-----------------------|-----------------------------|--------------|
| 1 | 6328.05 | 1 | |
| 2 | 6328.27 | 2 | |
| 3 | 6328.51 | 3 | |
| 4 | 6328.71 | 5 | |
| 5 | 6328.913 | 10 | см. [2], [3] |
| 6 | 6329.12 | 3 | |
| 7 | 6329.29 | 2 | |
| 8 | 6329.636 | 10 | см. [2], [3] |

№ 3 и 4, принадлежат молекулярному кислороду. Принадлежность линий № 2, 6, 7 установить труднее. Можно привести лишь некоторые косвенные соображения. Эти линии интенсивнее в дни, когда влажность

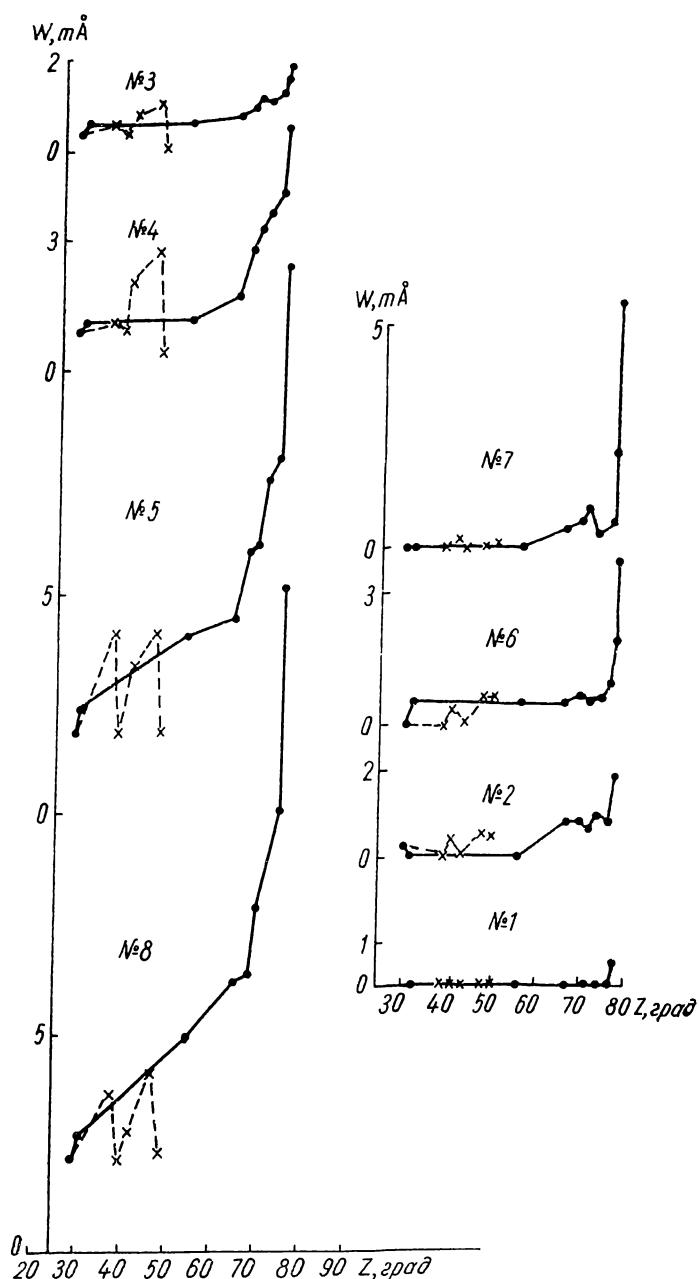


Рис. 2. Изменение эквивалентных ширин теллурических линий 20. VII 1967 г.
— — — утренние наблюдения, — вечерние наблюдения.

выше. На рис. 3 приведены эквивалентные ширины линии № 7 за 20.VII, 5.IX и 26.X 1967 г. Согласно данным Киевского института метеорологии, влажность в эти дни в приземном слое была соответственно 28, 49 и 71 % ($t=14^{\text{h}}30^{\text{m}}$). На зенитном расстоянии $z=55^{\circ}$ 20 июля эта линия уже не видна, тогда как в другие дни она была видна и на меньших z . Возможно, линии № 2, 6, 7 принадлежат водяному пару.

Особо выделяется линия № 1, но она наблюдается очень редко, и поэтому делать какие-либо предположения относительно нее трудно.

С состоянием атмосферы тесно связана форма профилей теллурических линий. Показательны в этом отношении полные ширины линий. В течение дня они претерпевают небольшие изменения в пределах

Таблица 2

| z, град | Линия №2 | | Линия №4 | | Линия №8 | | Линия №6 | |
|---------|----------|------|----------|------|----------|------|----------|------|
| | 20.VII | 5.IX | 20.VII | 5.IX | 20.VII | 5.IX | 20.VII | 5.IX |
| 50 | — | — | 0.09 | 0.19 | 0.11 | 0.25 | — | 0.13 |
| 67 | 0.12 | 0.17 | 0.11 | 0.20 | 0.19 | 0.39 | 0.09 | 0.27 |
| 71 | 0.12 | 0.15 | 0.15 | 0.28 | 0.18 | 0.23 | 0.10 | 0.14 |

| | | | | | | | | |
|----|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 50 | — | — | 0.09 | 0.19 | 0.11 | 0.25 | — | 0.13 |
| 67 | 0.12 | 0.17 | 0.11 | 0.20 | 0.19 | 0.39 | 0.09 | 0.27 |
| 71 | 0.12 | 0.15 | 0.15 | 0.28 | 0.18 | 0.23 | 0.10 | 0.14 |

нескольких сотых долей ангстрема. Но в различные дни их ширины могут сильно отличаться, что видно из табл. 2. Наиболее широкие крылья отмечаются 5. IX и 26. X 1967 г. Так, 26. X уже на зенитном расстоянии $z=72^{\circ}45'$ переналожение крыльев линий приводит к понижению уровня континуума в исследуемом участке спектра, которое на $z=80^{\circ}$ усиливается и достигает 6%. Однако 5. IX на тех же зенитных расстояниях понижения уровня континуума еще нет. Оно становится заметным лишь на $z=81^{\circ}19'$ (рис. 4). На записях 10. VII и 20. VII переналожение крыльев почти не возникает.

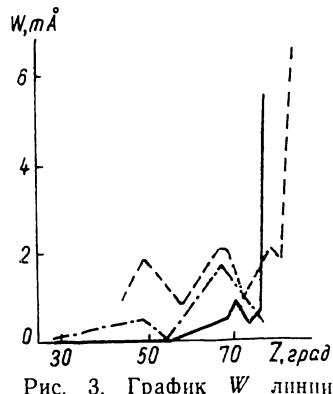


Рис. 3. График W линии $\lambda 6329.29 \text{ \AA}$ (№ 7).

— 20.VII, - - - 5.IX,

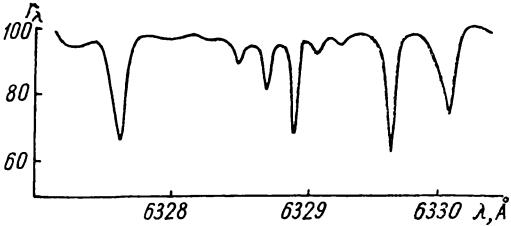


Рис. 4. Переналожение крыльев теллурических линий ($z=84^{\circ}30'$; $t=19^{\text{h}}00^{\text{m}}$; 5.IX 1967 г.).

Поскольку форма контура теллурических линий обусловлена затуханием, то степень переналожения линий определяется постоянными затуханиями ψ , а те, в свою очередь, зависят от физического состояния атмосферы. Сопоставление с данными об атмосферном давлении и с ходом температуры в приземных слоях (H — до 30 км) за дни наблюдений не дает ответа на вопрос о причинах появления широких крыльев линий в некоторые дни. Решение вопроса, по-видимому, следует искать в динамическом состоянии атмосферы. Но материал, которым мы располагаем, не позволяет это сделать.

С имеющимися спектральными данными была предпринята попытка определить эффективную высоту слоя атмосферы, ответственного за образование теллурических линий. Обозначим высоту этого слоя H , толщину — h , R — радиус Земли, $o\alpha$ — направление на зенит (рис. 5). Поскольку эквивалентная ширина пропорциональна воздушной массе, то

$$W \sim M_z \sim x \sim \frac{h}{\cos \alpha}.$$

При этом предполагается, что атмосфера однородна. Отношение эквивалентных ширин на двух зенитных расстояниях

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1}. \quad (1)$$

Из треугольника, образованного радиусом Земли и стороной $R+H$ (см. рис. 5), имеем

$$\frac{R+H}{\sin z} = \frac{R}{\sin \alpha}. \quad (2)$$

Используя соотношения (2) и (1), получим

$$\frac{W_1^2}{W_2^2} = \frac{(R+H)^2 - R^2 \sin^2 z_2}{(R+H)^2 - R^2 \sin^2 z_1}. \quad (3)$$

Выражение (3) позволяет определить высоту слоя H . Определения по этой формуле не отличаются высокой точностью, так как условие однородности атмосферы не выполняется, о чем свидетельствуют флюктуации W . Кроме того, накладываются ошибки определения эквивалентных ширин линий, особенно слабых. Поэтому вычисления носят характер прикидки. Но даже такие грубые оценки позволяют сделать некоторые выводы.

Эти вычисления показывают, что линии, отнесенные ко второй группе, образуются на высотах 30—180 км. Средняя высота слоя, ответственного за линии O_2 , составляет ≈ 90 км. Согласно [4], зона молекулярного кислорода простирается до высоты ≈ 100 км, причем содержание O_2 до этой высоты несколько нарастает. Выше 100 км содержание O_2 быстро уменьшается. Таким образом, наши вычисления согласуются с данными геофизических исследований.

Рис. 5. Схема для определения высоты образования теллурических линий.

Вычисление высоты с использованием линий № 2, 6, 7 лежит за пределами возможной точности, что приводит к значениям $H=0$. Здесь мы имеем дело с линиями, которые образуются непосредственно в приземном слое.

Таковы выводы, которые можно получить на основании проведенных наблюдений. Более детальный анализ возможен при наличии большого количества наблюдений, а также сопоставлении их с данными метеорологических и геофизических исследований.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность Э. А. Гуртовенко, руководившему работой, и сотрудникам отдела физики Солнца, помогавшим при наблюдениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э. А. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
2. Mooge C. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J. The Solar Spectrum, NBS Monograph 61, 1966.
3. Minnaert M., Mulders G. F. W., Houtgast J. Photometric Atlas of the Solar Spectrum, 1940.
4. «Успехи СССР в исследовании космического пространства». «Наука», М., 1968.

TELLURIC LINES IN THE REGION

$\lambda\lambda=6327.5-6330.0 \text{ \AA}$

K. V. ALIKAYEVA

Summary

Solar spectrum region $\lambda\lambda 6327.5-6330.0 \text{ \AA}$ was investigated. Six new telluric lines were found. The behaviour of two of them ($\lambda 6328.51$ and $\lambda 6328.71 \text{ \AA}$) is the same as identified molecular oxygen lines in the region. The lines $\lambda 6328.27$; 6329.12 ; 6329.29 \AA are more intensive when there are days with high humidity. All the lines used to change with a zenith distance and furthermore they used to show irregular fluctuations. The heights where telluric lines are formed were estimated.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГЕЛИЯ И СТРУКТУРА СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

H. H. Мороженко

I. Возбуждение гелия

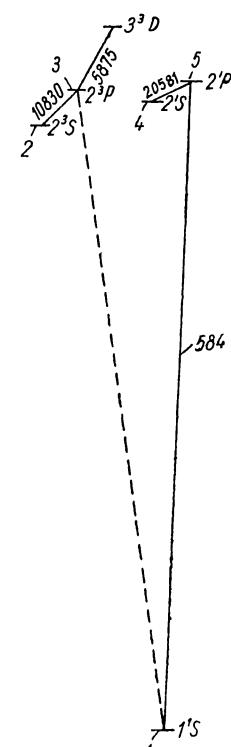
Проблема возбуждения гелия на Солнце давно привлекает к себе внимание и тем не менее до сих пор далека от разрешения. Механизмы возбуждения гелия в протуберанцах рассматривались многими авторами. Полученные ими выводы имеют весьма противоречивый характер. Так, И. С. Шкловский [1] пришел к выводу о возможности возбуждения гелия в протуберанцах ультрафиолетовым излучением короны. В. М. Соболев [2] считает, что уровни гелия 2^3S , 2^3P могут возбуждаться только электронным ударом. Хирама [3] подсчитал, что ультрафиолетового излучения Солнца вполне достаточно для возбуждения и ионизации гелия в спокойных протуберанцах. А Фалкиани и Ригутти [4] нашли, что даже возбуждение линии ионизованного гелия $\lambda=4686 \text{ \AA}$ может объясняться ультрафиолетовым излучением короны и активных областей Солнца. К аналогичным выводам о фотоионизационно-рекомбинационном механизме возбуждения метастабильного уровня 2^3S гелия в спикалах пришла К. И. Никольская [5].

По существу, спорным в настоящее время является механизм возбуждения метастабильного уровня гелия 2^3S . Легко наблюдаемы субординатные линии триплетной серии в протуберанцах возбуждаются фотосферной радиацией. Это достаточно убедительно было показано В. М. Соболевым [2] в работе по исследованию возбуждения и ионизации водорода и гелия в протуберанцах.

В данной работе предпринята попытка найти условия возбуждения метастабильного уровня 2^3S гелия в спокойных протуберанцах и прежде всего выяснить, может ли гелий светиться в местах свечения водорода.

Для получения ответа на этот вопрос были решены уравнения стационарности основного уровня и континуума (уравнение ионизационного равновесия). В атоме гелия учитывались уровни 1^1S , 2^3S , 2^3P , 2^1S , 2^1P .

Континуум



(рисунок, соответственно 1, 2, 3, 4, 5). Континуум обозначался буквой С. При составлении уравнения стационарности основного уровня рассматривались процессы, разрушающие уровень: электронный удар первого рода из 1^1S в 2^3S , 2^3P , 2^1S -состояния, ионизация электронным ударом, фотоионизация, и процессы, населяющие уровень: электронный удар второго рода, рекомбинации.

Переход на уровень 2^1P не учитывался. Вычисления показали, что резонансная линия $\lambda=584 \text{ \AA}$ является достаточно оптически толстой (минимальная оптическая толщина $\tau \approx 10^4$) для установления в ней детального равновесия, при котором число возбуждений равно числу деактиваций для каждого процесса в отдельности.

Уравнение ионизационного равновесия составлялось с учётом ионизации электронным ударом и фотоионизации с пятью уровнями (включая и уровень 2^1S), которые уравновешивались общим числом рекомбинаций.

Составленные таким образом уравнения стационарности основного уровня и континуума, записанные относительно неизвестных N_1/N_2 , N^+/N_2 , имеют следующий вид:

$$\frac{N_1}{N_2} \left[\Phi_1 + n_e (Z_{12} + Z_{13} + Z_{14} + Z_{1c} - \frac{N_4}{N_1} Z_{41}) \right] = \frac{N^+}{N_2} n_e R_1 + n_e \left(Z_{21} + \frac{N_3}{N_2} Z_{31} \right); \quad (1)$$

$$\frac{N_1}{N_2} \left[(n_e Z_{1c} + \Phi_1) + \frac{N_4}{N_1} (n_e Z_{4c} + \Phi_4) + \frac{N_5}{N_1} (n_e Z_{5c} + \Phi_5) \right] = \frac{N^+}{N_2} n_e \Sigma R_n - \left[(n_e Z_{2c} + \Phi_2) + \frac{N_3}{N_2} (n_e Z_{3c} + \Phi_3) \right]. \quad (2)$$

Здесь N_n — населенности соответствующих уровней; Z_{1n} , Z_{n1} , Z_{nc} — коэффициенты возбуждения, деактивации и ионизации электронным ударом уровня n ; R_n — коэффициент рекомбинаций на данный уровень; ΣR_n — сумма рекомбинаций; Φ_n — коэффициент фотоионизации с уровня n .

Коэффициенты возбуждения электронным ударом Z_{1n} находились численным интегрированием на ЭЦВМ «Промінь» с использованием зависимости сечения возбуждения от энергии электронов, полученной И. П. Запесочным [6]. Коэффициенты ионизации электронным ударом вычислялись по формуле Гуляева [7]. Коэффициенты деактивации подсчитывались по формуле

$$Z_{mn} = Z_{nm} \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{\hbar v}{k T_e}}.$$

Коэффициенты рекомбинации на отдельные уровни и сумма рекомбинаций взяты из работы Берджесса и Ситона [8]. Коэффициенты фотоионизации находились по формуле

$$\Phi_n = \int_{v_n}^{\infty} E_v \frac{k_n}{h\nu} dv,$$

где E_v — плотность ионизирующего излучения, v_n — частота предела серии n , k_n — коэффициент поглощения за границей серии n .

Для всех уровней, кроме основного, плотность ионизирующего излучения можно представить планковской функцией с температурой 5800° [9]. Оптическая толщина в континуумах уровней 2^3S , 2^3P , 2^1S , 2^1P мала. Поэтому изменение плотности излучения, по мере проникновения его

в протуберанец, можно не учитывать. Значения коэффициентов поглощения k_n и зависимость их от частоты найдены из соотношения [9]:

$$T_e^{1/2} R_n = 2.61 \cdot 10^6 (\chi_n + \epsilon)^2 \frac{g_n}{2g^+} k_n,$$

где g_n , g^+ — статистические веса уровня n и иона гелия, χ_n , ϵ — потенциал ионизации уровня n и энергия фотоэлектрона, выраженные в ридбергах. Значения $T_e^{1/2} R_n$ взяты из [8].

Значение Φ_1 можно подсчитать следующим образом. Весь диапазон спектра с $\lambda \leq 504 \text{ \AA}$ представляет собой слабый континуум с налагающимися на него эмиссионными линиями разной интенсивности. Используя наблюдения [10], можно разбить исследуемый промежуток спектра $\lambda = 504 - 160 \text{ \AA}$ на самостоятельные участки, интегрирование вести по каждой области в отдельности, вынося среднее значение потока энергии за знак интеграла, а результаты суммировать. При этом приходится предполагать, что ультрафиолетовое излучение свободно проникает в протуберанец. С точки зрения волокнистой структуры протуберанцев такое предположение достаточно оправдано. В результате вычислений получено значение $\Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}$.

Необходимые при вычислениях отношения N_3/N_2 , N_4/N_1 , N_5/N_1 в первом приближении находились из условий равенства фотопроцессов возбуждения и деактивации в линиях $\lambda = 10830$, 584 , 20581 \AA . Эти равенства выполняются с достаточно высокой степенью точности, так как линия $\lambda = 584 \text{ \AA}$ резонансная, а нижние уровни линий $\lambda = 10830$, 20582 \AA метастабильны.

Затем значения $\frac{N_3}{N_2}$, $\frac{N_4}{N_1}$ уточнялись вторым приближением, в котором учитывались и ударные переходы между уровнями 2^3S , 2^3P и 2^1S . Сечения возбуждения этих ступенчатых переходов взяты из [11]. Вычисления показали, что при $T_e = 6000 - 10000^\circ$, $n_e = 10^{12}$ ударные процессы при ступенчатых переходах слабо влияют на населенность уровня 2^3S . Числа переходов с уровней 2^3P и 2^1S на уровень 2^3S под действием электронных ударов при $T_e = 7000^\circ$, $n_e = 10^{12}$ соответственно равны:

$$\frac{N_3}{N_2} n_e Z_{32} = 3.0 \cdot 10^4, \quad \frac{N_4}{N_2} n_e Z_{42} = 3.5 \cdot 10^2.$$

В то же время число спонтанных переходов на уровень 2^3S

$$\frac{N_3}{N_2} A_{32} = 1.30 \cdot 10^5.$$

Влияние процессов, разрушающих уровень 2^3S , распределяется следующим образом: числа деактиваций под действием электронных ударов на уровни 2^3P и 2^1S соответственно равны $n_e Z_{23} = 1.2 \cdot 10^5$, $n_e Z_{24} = 3.9 \cdot 10^3$. Число возбуждений излучением в линии $\lambda = 10830 \text{ \AA}$, $Q_{23} B_{23} = 1.18 \cdot 10^6$. Значение $\frac{N_3}{N_2} = 1.22 \cdot 10^{-4}$, полученное в результате второго приближения, отличается от первоначального лишь на 8%.

Ударные процессы вносят более существенный вклад в населенности уровня 2^1S . Уже при $T_e = 7000^\circ$ $n_e = 10^{12}$, возбуждающее действие электронных ударов становится равным влиянию поля радиации. Окончательное рассмотрение уравнения стационарности основного уровня атома гелия показало, что при интересующих нас условиях в водородных волокнах протуберанцев ($T_e = 6000^\circ - 10000^\circ$ и $n_e = 10^{10} - 10^{12}$) основным процессом, разрушающим уровень 1^1S , является фотоионизация ультра-

фиолетовым излучением с $\lambda \leqslant 504 \text{ \AA}$. Ударными возбуждениями и ионизацией с этого уровня можно пренебречь. В заполнение уровня 1^1S примерно равную долю вносят как рекомбинации, так и электронный удар второго рода с уровня 2^3S .

Для большей убедительности приведем значения соответствующих коэффициентов, полученные при $T_e = 7000^\circ$, $n_e = 10^{12}$. Числа разрушений уровня 1^1S : фотоионизацией $\Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}$, электронным ударом первого рода на уровни 2^3S , 2^3P , 2^1S соответственно $n_e Z_{12} = 7.28 \cdot 10^{-11}$, $n_e Z_{13} = 7.90 \cdot 10^{-10}$, $n_e Z_{14} = 1.50 \cdot 10^{-12}$; ионизацией электронным ударом $n_e Z_{1c} = 0.8 \cdot 10^{-14}$. Процессы, населяющие уровень 1^1S : рекомбинации $\frac{N^+}{N_1} n_e R_1 = 3.78 \cdot 10^3$; электронный удар второго рода с соответствующими уровнями $n_e Z_{21} = 4.28 \cdot 10^3$, $\frac{N_3}{N_2} n_e Z_{32} = 1.39 \cdot 10^2$, $\frac{N_4}{N_1} n_e Z_{41} = 1.91 \cdot 10^{-6}$.

В уравнении ионизационного равновесия при указанных выше условиях можно не учитывать ионизацию электронным ударом с уровней 1^1S , 2^1S , 2^1P и фотоионизацию с двух последних уровней.

$$\left(\Phi_1 = 1.85 \cdot 10^{-3}; n_e Z_{1c} = 0.8 \cdot 10^{-14}; \frac{N_4}{N_1} \Phi_4 = 3.82 \cdot 10^{-6}; \right. \\ \frac{N_4}{N_1} n_e Z_{4c} = 5.65 \cdot 10^{-7}; \frac{N_5}{N_1} \Phi_5 = 8.63 \cdot 10^{-6}; \\ \frac{N_5}{N_1} n_e Z_{5c} = 2.24 \cdot 10^{-7}; \Phi_2 = 2.90 \cdot 10^2; n_e Z_{2c} = 6.45 \cdot 10; \\ \left. \frac{N_3}{N_2} \Phi_3 = 7.38 \cdot 10^2; \frac{N_3}{N_2} n_e Z_{3c} = 1.22 \cdot 10 \right).$$

Следовательно, уравнения (1) и (2) могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{N_1}{N_2} \Phi_1 - \frac{N^+}{N_2} n_e R_1 = n_e \left(Z_{21} + \frac{N_3}{N_2} Z_{31} \right); \quad (3)$$

$$\frac{N_1}{N_2} \Phi_1 - \frac{N^+}{N_2} n_e \Sigma R_n = - \left[(n_e Z_{2c} + \Phi_2) + \frac{N_3}{N_2} (n_e Z_{3c} + \Phi_3) \right]. \quad (4)$$

Уравнения (4) и (3) были решены относительно N_1/N_2 и N^+/N_2 при разных n_e и T_e . Результаты решения записаны в табл. 1. Там же даны и отношения $\frac{N_3}{N_1} = \frac{N_3}{N_2} \cdot \frac{N_2}{N_1}$.

Чтобы ответить на вопрос, может ли гелий светиться в местах свечения водорода, лучше всего вычислить значение N_3 населенности уровня 2^3P (нижнего уровня легкого наблюдаемой линии D_3), соответствующее условиям в водородных волокнах, и сравнить его с наблюдениями. Вычисления были проделаны для $T_e = 6000^\circ$ и $n_e = 10^{12}$, при которых значения N_3 минимальны. При таких T_e и n_e степень ионизации гелия очень низкая и населенность его основного уровня равна обилию гелия в водородных волокнах, которое легко оценить, задавая конкретное значение относительного обилия гелия. Нами было взято минимальное из принятых в настоящее время $N(H)/N(He) = 5$.

Обилие водорода можно найти, зная населенность основного уровня и степень ионизации $\frac{N^+}{N_1}(H)$. Расчеты показывают, что при $T_e = 6000^\circ$, $n_e = 10^{12}$ в ионизации водорода основную роль играет фотоионизация

с основного уровня, т. е. $\frac{N^+}{N_1}(H) = \frac{\Phi_1}{n_e \sum R_n} = 0.06$. При этом значение Φ_1 находилось так же, как соответствующая величина для гелия, $\sum_{n=1}^{\infty} R_n$ была взята из [8].

Таблица 1

| T_e , К | $n_e = 10^{10}$ | | | $n_e = 10^{11}$ | | |
|-----------|-------------------|-------------------|----------------------|-------------------|-------------------|----------------------|
| | N_1/N_2 | N^+/N_2 | N_3/N_1 | N_1/N_2 | N^+/N_2 | N_3/N_1 |
| 6000 | $2.28 \cdot 10^5$ | $3.16 \cdot 10^5$ | $4.95 \cdot 10^{-7}$ | $3.74 \cdot 10^5$ | $4.46 \cdot 10^4$ | $3.02 \cdot 10^{-7}$ |
| 7000 | $2.19 \cdot 10^5$ | $3.14 \cdot 10^5$ | $5.16 \cdot 10^{-7}$ | $3.56 \cdot 10^5$ | $4.41 \cdot 10^4$ | $3.18 \cdot 10^{-7}$ |
| 8000 | $2.10 \cdot 10^5$ | $3.12 \cdot 10^5$ | $5.38 \cdot 10^{-7}$ | $3.40 \cdot 10^5$ | $4.37 \cdot 10^4$ | $3.32 \cdot 10^{-7}$ |
| 9000 | $1.97 \cdot 10^5$ | $3.07 \cdot 10^5$ | $5.74 \cdot 10^{-7}$ | $3.19 \cdot 10^5$ | $4.32 \cdot 10^4$ | $3.54 \cdot 10^{-7}$ |
| 10000 | $1.85 \cdot 10^5$ | $3.02 \cdot 10^5$ | $6.10 \cdot 10^{-7}$ | $3.00 \cdot 10^5$ | $4.26 \cdot 10^4$ | $3.77 \cdot 10^{-7}$ |

Используя данные табл. 1 и значения $N_1(H)$, приведенные в [12], легко найти величину N_3 гелия при $n_e = 10^{12}$, $T_e = 6000^\circ$ для разных протуберанцев. Вычисленные таким образом и наблюденные значения N_3 помещены в табл. 2. Наблюденные N_3 получены методом, описанным в [13]. Сравнение показывает, что минимальные вычисленные значения N_3 не меньше наблюденных значений этой величины. С уменьшением n_e до 10^{10} вычисленное значение N_3 увеличивается примерно на два порядка. Изменение T_e мало влияет на величину N_3 . Поэтому можно с большой степенью уверенности утверждать, что в спокойных протуберанцах гелий светится в местах свечения водорода, причем возбуждение

| T_e , К | Продолжение табл. 1 | | |
|-----------|---------------------|-------------------|----------------------|
| | $n_e = 10^{12}$ | N_1/N_2 | N^+/N_2 |
| 6000 | $1.92 \cdot 10^6$ | $1.52 \cdot 10^4$ | $5.88 \cdot 10^{-8}$ |
| 7000 | $1.81 \cdot 10^6$ | $1.46 \cdot 10^4$ | $6.25 \cdot 10^{-8}$ |
| 8000 | $1.71 \cdot 10^6$ | $1.41 \cdot 10^4$ | $6.60 \cdot 10^{-8}$ |
| 9000 | $1.62 \cdot 10^6$ | $1.41 \cdot 10^4$ | $6.98 \cdot 10^{-8}$ |
| 10000 | $1.52 \cdot 10^6$ | $1.40 \cdot 10^4$ | $7.43 \cdot 10^{-8}$ |

| Дата наблюдений | $N_1(H)$ | $N_3(\text{He})^b$ | $N_3(\text{He})^h$ |
|-----------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 13.VII 1960 г. | $1.61 \cdot 10^{20}$ | $1.90 \cdot 10^{12}$ | $1.45 \cdot 10^{11}$ |
| 24.VII 1960 г. | $7.45 \cdot 10^{19}$ | $8.76 \cdot 10^{11}$ | $0.60 \cdot 10^{11}$ |
| 24.IX 1961 г. | $3.17 \cdot 10^{20}$ | $3.73 \cdot 10^{12}$ | $2.89 \cdot 10^{11}$ |
| 13.IX 1962 г. | $3.46 \cdot 10^{18}$ | $4.07 \cdot 10^{10}$ | $1.08 \cdot 10^{10}$ |
| 21.VI 1963 г. | $6.75 \cdot 10^{18}$ | $7.95 \cdot 10^{10}$ | $5.95 \cdot 10^{10}$ |
| 3.VII 1963 г. | $1.81 \cdot 10^{19}$ | $1.54 \cdot 10^{11}$ | $1.52 \cdot 10^{11}$ |
| 8.VI 1964 г. | $7.75 \cdot 10^{18}$ | $9.11 \cdot 10^{10}$ | $3.67 \cdot 10^{10}$ |

метастабильного уровня гелия 2^3S обусловлено ионизационно-рекомбинационным механизмом при ионизации гелия ультрафиолетовым излучением Солнца с $\lambda \leqslant 504 \text{ \AA}$.

Оценка физических условий и структура протуберанцев

Возможность свечения гелия вместе с водородом исключает необходимость существования отдельных гелиевых волокон с повышенной электронной температурой. Однако вопрос о наличии в протуберанцах холодных металлических волокон остается открытым. Нет достаточно надежных расчетов, которые в сопоставлении с наблюдениями подтверждали бы существование таких волокон. Неопределенность в значениях

атомных констант сложных атомов и ионов настолько велика, что по спектральным линиям металлов трудно получить уверенные значения электронных плотностей и температур. А поскольку возбуждение атомов металлов в протуберанцах обусловлено фотосферным излучением, они могут светиться и в водородных волокнах.

Предположим, что металлы светятся в местах свечения водорода, т. е., что в протуберанцах вообще нет деления волокон на гелиевые, водородные и металлические. При этом предположении найдем электронную температуру протуберанцев по формуле:

$$c^2 \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right)^2 = \frac{2RT_e}{\mu} + V_t^2.$$

Здесь v_t — турбулентная скорость, определяемая одновременно с T_e , R и μ — газовая постоянная и атомный вес соответственно.

Будем рассматривать только яркие протуберанцы, в спектре которых наблюдается много линий металлов, линии гелия $\lambda=5875, 4472, 3888 \text{ \AA}$, бальмеровская серия водорода до $H_{15}-H_{20}$. В работе использовались наблюдения ярких протуберанцев, опубликованные в [14—17]. Результаты определения T_e и V_t этих протуберанцев даны в табл. 3.

В среднем электронные температуры составляют 7000° . Отклонения от этого значения вряд ли имеют реальный смысл и обусловлены, вероятнее всего, ошибками в допплеровских полуширинах.

С определением электронной плотности в протуберанцах дело обстоит значительно хуже. Нет методов непосредственного определения n_e даже в предположении совместного свечения всех элементов. Контуры спектральных линий, которые являются единственным источником информации о физических условиях в местах их излучения, заметно изменяются только под влиянием больших электронных плотностей, порядка 10^{13} и более. Плотности, характерные для протуберанцев ($10^{10}-10^{12}$), вносят настолько малые изменения в контуры спектральных линий, что отделить их от ошибок обработки невозможно. Поэтому приходится прибегать к косвенным методам, которые не всегда достаточно надежны.

В данной работе для оценки электронной плотности сравниваются вычисленные и наблюденные населенности второго уровня водорода и 2^3P уровня гелия. Вычисления производились следующим образом. За основу было взято обилие стронция. Стронций был выбран потому, что в ярких протуберанцах легко наблюдается оптически тонкая резонансная линия $SrII \lambda=4078 \text{ \AA}$. Населенности основного уровня иона стронция $N_1(SrII)$ (о методе определения населеностей сказано далее) сразу дают нам обилие этого элемента, так как стронций в протуберанцах находится главным образом в однажды ионизованном состоянии. Затем по обилию стронция и данным о химическом составе атмосферы Солнца [18] находили обилие водорода $N(H)$ и гелия $N(He)$. При этом считалось, что гелия на порядок меньше, чем водорода. В условиях протуберанцев $n_e=10^{10}-10^{12}$, $T_e=7000^\circ$ водород и гелий находятся главным образом в основном состоянии. (В указанных пределах плотностей степень ионизации водорода имеет наибольшее значение, равное единице, при $n_e=10^{10}$). Поэтому найденные значения обилия водорода и гелия сразу определяют населенности их основных уровней $N_1(H)$ и $N_1(He)$.

Населенности второго уровня водорода $N_2(H)$ вычислялись из соотношения $\frac{N_2}{N_1}(H)=1.7 \cdot 10^{-7}$, действительного для $T_e=7000^\circ$. Кроме того, очень близкое значение $\frac{N_2}{N_1}(H)$ было получено Н. А. Яковкиным и М. Ю. Зельдиной в работе по исследованию поля L_α -излучения в хромосферном волокне [19].

Населенности 2^3P уровня гелия $N_3(\text{He})$ находились по данным в табл. 2 отношениям $\frac{N_3}{N_1}$ (He). Полученные в результате вычислений при $n_e = 10^{12}$, $T_e = 7000^\circ$ населенности $N_2(\text{H})$ и $N_3(\text{He})$ помещены в табл. 3 (Эти населенности в таблице обозначены $N_2^{\text{в}}(\text{H})$, $N_3^{\text{в}}(\text{He})$).

Наблюденные населенности $N_2(\text{H})$ и $N_3(\text{He})$ (обозначим их $N_2^{\text{н}}(\text{H})$, $N_3^{\text{н}}(\text{He})$) получены следующим образом. Для водорода были использованы отношения $\frac{N_m}{N_2}$ (H) [20]. Населенности высоких уровней $N_m(\text{H})$ определялись по эквивалентным ширинам бальмеровских линий, не искаженных самопоглощением. $N_1(\text{SrII})$, $N_3^{\text{в}}(\text{He})$ находились по оптическим толщам линий $\text{SrII} \lambda = 4078 \text{ \AA}$ и D_3 методом, описанным в [13]. При этом были использованы силы осцилляторов из [21] и [22] соответственно. Наблюдаемые значения $N_2^{\text{н}}(\text{H})$, $N_3^{\text{н}}(\text{He})$ и $N_1(\text{SrII})$ помещены в табл. 3.

Сравнение вычисленных и наблюденных значений населенностей второго уровня водорода показывает их хорошую сходимость при $n_e = 10^{12}$ и $T_e = 7000^\circ$. Уменьшение электронной плотности до 10^{10} почти не оказывается на результатах вычислений, так что соотношение $N_2^{\text{в}}(\text{H})$ и $N_2^{\text{н}}(\text{H})$ остается тем же. А поскольку населенности водорода мы получили, используя обилие металлов (стронция), то факт неплохого соответствия $N_2^{\text{в}}(\text{H})$ и $N_2^{\text{н}}(\text{H})$ говорит о возможности совместного свечения металлов и водорода.

Удовлетворительного согласия величин $N_3^{\text{в}}(\text{He})$ и $N_3^{\text{н}}(\text{He})$ получить не удается. Приведенные в таблице значения $N_3^{\text{в}}(\text{He})$, вычисленные для $n_e = 10^{12}$, расходятся с наблюдениями в некоторых случаях более чем на порядок. Увеличением n_e до 10^{13} можно получить удовлетворительную сходимость этих величин, но само по себе значение $n_e = 10^{13}$ в спокойных протуберанцах кажется нереальным.

Причину расхождения вычисленных и наблюденных населенностей уровня 2^3P гелия, вероятно, нужно искать не в физических условиях протуберанцев. Обращает внимание тот факт, что вычисленные значения превышают наблюденные. Поскольку населенности уровня 2^3S (а следовательно, и 2^3P) определяются интенсивностью ультрафиолетового излучения, то ошибки в оценке этой интенсивности непосредственно войдут в отношение $\frac{N_3}{N_1}$ (He). Значительную неопределенность вносит предположение о свободном проникновении ультрафиолетового излучения в протуберанец. Велики также ошибки в оценке оптических толщин линий D_3 и $\text{SrII} \lambda = 4078 \text{ \AA}$. Эти факты, а также возможность увеличения электронных плотностей до $2 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{12}$ вполне могут объяснить полученное нами расхождение вычисленных и наблюденных значений населенностей уровня 2^3P гелия.

Остановимся на величине электронной плотности в ярких протуберанцах $n_e = 10^{12}$ и попытаемся оценить эффективную толщу каждого протуберанца в отдельности. Для этого используем населенности основного уровня, записанные в табл. 3, и степень ионизации водорода, равную $1.3 \cdot 10^{-2}$ при $T_e = 7000^\circ$, $n_e = 10^{12}$. При условии $n^+ = n_e$ эффективная толща может быть рассчитана как

$$H = \frac{N_1}{n_e} \cdot \frac{n^+}{n_1}.$$

Полученные таким образом H помещены в табл. 3. В среднем величина эффективной толщи в ярких протуберанцах равна $4 \cdot 10^6 \text{ см}$. Малая величина эффективной толщи свидетельствует о волокнистой структуре протуберанцев с очень тонкими и плотными волокнами, разделенными промежутками, в сотни и тысячи раз большими толщины волокон.

II. Физические условия между волокнами

Попробуем оценить электронные плотности и температуры в пространстве между волокнами. Обращает внимание тот факт, что в некоторых случаях [2, 23] в протуберанцах наблюдается линия ионизованного гелия $\lambda=4686 \text{ \AA}$. Вполне возможно, что эта линия присутствует в спектрах всех протуберанцев; только яркость ее настолько мала, что она не может быть зарегистрирована обычными методами. В. М. Соболев наблюдал эту линию в спектрах слабых протуберанцев на коронографе в высокогорных условиях.

По данным [23] полное количество энергии, изученное в линии $\lambda=4686 \text{ \AA}$ спокойным протуберанцем, равно $1.25 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Это дает населенность четвертого уровня иона гелия $N_4=2.5 \cdot 10^6$.

При условиях $n_e=10^{12}$, $T_e=7000^\circ$ эта линия светиться никак не может. Ионов гелия слишком мало для того, чтобы обеспечить такую населенность четвертого уровня. Решение уравнений ионизационного равновесия нейтрального и ионизированного гелия определяет границы T_e , при которых число ионов гелия наибольшее. Так, при $T_e=20\,000^\circ$ и $n_e \geq 10^8$ степень ионизации нейтрального гелия $\frac{N^+}{N_1}(\text{HeI}) \geq 3$ и при $T_e=70\,000^\circ$ и тех же n_e степень ионизации ионизированного гелия $\frac{N^+}{N_1}(\text{HeII}) \approx 1$, т. е. при $T_e=20\,000^\circ$ начинается быстрое накопление ионов гелия, которое достигает максимума при $T_e=70\,000^\circ$, а затем идет на убыль из-за вторичной ионизации гелия.

Для оценки условий, при которых населенность четвертого уровня иона гелия может достигать наблюдаемой величины, решим уравнения стационарности первого, второго и третьего уровней иона гелия:

$$\begin{aligned} N_1(\rho_{12}B_{12} + n_eZ_{12} + \rho_{13}B_{13} + n_eZ_{13}) &= \\ = N_2(A_{21} + n_eZ_{21}) + N_3(A_{31} + n_eZ_{31}); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} N_2(\rho_{23}B_{23} + n_eZ_{23} + \rho_{24}B_{24} + n_eZ_{24} + A_{21} + n_eZ_{21}) &= \\ = N_1(Z_{12} \cdot n_e + \rho_{12}B_{12}) + N_3(A_{32} + n_eZ_{32}) + N_4(A_{42} + n_eZ_{42}); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} N_3(A_{31} + n_eZ_{31} + A_{32} + n_eZ_{32} + \rho_{34}B_{34} + n_eZ_{34}) &= \\ = N_1(Z_{13}n_e + \rho_{13}B_{13}) + N_2(\rho_{23}B_{23} + n_eZ_{23}) + N_4(A_{43} + n_eZ_{43}). \end{aligned} \quad (7)$$

Ионизационные члены, из-за их малости, в этих уравнениях опущены. Расчет числа возбуждений электронным ударом Z_{nm} был произведен по формуле Берджесса [24]:

$$Z_{nm} = 4.75 \cdot 10^{-5} \frac{n^2 m^2}{m^2 - n^2} \frac{f}{Z^2 T_e^{1/2}} \exp \left[\frac{1.58 \cdot 10^5 \cdot Z^2 (m^2 - n^2)}{n^2 m^2 T_e} \right].$$

Поле возбуждающего излучения $\rho_{nm}B_{nm}$ подсчитывалось по формуле:

$$\rho_{nm}B_{nm} = WI_{nm}A_{mn} \frac{g_m}{g_n} \frac{\lambda^5}{2hc^2},$$

где I_{nm} — интенсивности соответствующих ультрафиолетовых линий, взятые из [10]. Диллюция излучения полагалась равной 0.5. В результате для разных n_e и T_e получены значения N_4/N_1 , приведенные в табл. 4. Там же помещены и рассчитанные значения населенностей четвертого уровня N_4 .

Расчет значений N_4 для разных n_e и T_e производился следующим образом. Населенности ионов гелия $N_1(\text{HeII})$ полагались равными его обилию, которое считалось в десять раз меньшим обилия водорода. При

Таблица 3

| Дата наблюдений | $v_t \cdot 10^5$ км/сек | $n_e = 10^{12}$ | | | | | | Литератур- ный источник | | | |
|-----------------|----------------------------|-----------------------|---|--------------------------------|---|---|---|-------------------------------|------|------|------|
| | | $T_e, ^\circ\text{K}$ | $(N_1(\text{S}_{\text{II}})) \times 10^{-11}$ | $N_1(\text{H}) \cdot 10^{-21}$ | $N_2^{\text{B}}(\text{H}) \cdot 10^{-14}$ | $N_2^{\text{H}}(\text{H}) \cdot 10^{-14}$ | $N_3^{\text{B}}(\text{He}) \times 10^{-12}$ | | | | |
| 26.IX | 1959 г. | 3.20 | 6775 | 4.53 | 1.13 | 1.92 | 1.61 | 7.05 | 1.41 | 0.77 | [17] |
| 30.VI | 1960 г. | 3.77 | 7520 | 0.61 | 0.15 | 0.26 | 0.25 | 0.96 | 0.55 | 0.12 | [17] |
| 26.IV | 1959 г. (a) | 5.53 | 8300 | 1.42 | 0.57 | 0.61 | 0.60 | 2.24 | 0.87 | 0.44 | [16] |
| 26.IV | 1959 г. (6) | 4.75 | 8030 | 0.53 | 0.13 | 0.22 | 0.30 | 0.81 | 0.72 | 0.10 | |
| 26.IV | 1959 г. (B) | 5.35 | 7060 | 0.91 | 0.23 | 0.39 | 0.26 | 1.44 | 0.59 | 0.18 | |
| 23.VII | 1959 г. | 6.78 | 6775 | 1.31 | 0.33 | 0.56 | 0.28 | 2.05 | 3.48 | 0.25 | [16] |
| 8.VI | 1959 г. | 6.23 | 5800 | 0.43 | 0.11 | 0.18 | 0.31 | 0.68 | 1.01 | 0.10 | [14] |
| 23.VI | 1960 г. (a) | 5.48 | 6440 | 1.18 | 0.30 | 0.50 | 0.40 | 1.84 | 0.79 | 0.23 | [14] |
| 23.VI | 1960 г. (6) | 5.84 | 6200 | 0.99 | 0.25 | 0.42 | 0.42 | 1.56 | 1.38 | 0.19 | |
| 25.VI | 1957 г. | 5.75 | 6500 | 1.50 | 0.38 | 0.64 | 1.19 | 2.34 | 1.65 | 0.29 | [15] |
| 18.IX | 1960 г. | 4.80 | 6200 | 5.10 | 1.28 | 0.22 | 0.57 | 8.00 | 1.22 | 0.00 | [15] |

Таблица 4

| T_e, K | $n_e = 10^9$ | | | $n_e = 10^{10}$ | | | $n_e = 10^{11}$ | | | $n_e = 10^{12}$ |
|-----------------|-------------------|--------------|-------------------|-----------------|-------------------|--------------|-------------------|--------------|-------------------|-----------------|
| | $\frac{N_4}{N_1}$ | N_4 | $\frac{N_4}{N_1}$ | N_4 | $\frac{N_4}{N_1}$ | N_4 | $\frac{N_4}{N_1}$ | N_4 | $\frac{N_4}{N_1}$ | |
| 20000 | 2.66. 10^{-13} | 2.66. 10^4 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^5 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^6 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^6 | 2.73. 10^{-13} | 1.36. 10^7 |
| 30000 | 2.66. 10^{-13} | 2.66. 10^4 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^5 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^6 | 2.70. 10^{-13} | 2.70. 10^6 | 2.81. 10^{-13} | 2.80. 10^7 |
| 40000 | 2.68. 10^{-13} | 2.68. 10^4 | 2.86. 10^{-13} | 2.86. 10^5 | 4.15. 10^{-13} | 4.15. 10^6 | 4.15. 10^{-13} | 4.15. 10^6 | 7.71. 10^{-13} | 1.71. 10^8 |
| 50000 | 2.88. 10^{-13} | 2.88. 10^4 | 5.12. 10^{-13} | 5.12. 10^5 | 2.68. 10^{-13} | 2.68. 10^6 | 2.68. 10^{-13} | 2.68. 10^6 | 2.42. 10^{-13} | 2.42. 10^9 |
| 60000 | 3.03. 10^{-13} | 3.03. 10^4 | 1.85. 10^{-12} | 1.85. 10^6 | 1.61. 10^{-11} | 1.61. 10^6 | 1.61. 10^{-11} | 1.61. 10^6 | 1.59. 10^{-10} | 1.59. 10^9 |
| 70000 | 3.92. 10^{-13} | 3.92. 10^4 | 6.28. 10^{-13} | 6.28. 10^5 | 6.10. 10^{-11} | 6.10. 10^6 | 6.10. 10^{-11} | 6.10. 10^6 | 6.08. 10^{-10} | 6.08. 10^{10} |

$T_e = 20\ 000 - 70\ 000^\circ$ водород полностью ионизован, и плотность его равна плотности электронов. Обилие водорода легко найти умножением плотности электронов на геометрическую толщину протуберанца, равную в среднем 10^9 см . Такая операция вполне оправдана, поскольку видимые волокна протуберанца занимают лишь тысячную долю его объема, так что в основном протуберанец заполнен горячей субкорональной материи.

После нахождения обилия водорода и гелия с помощью отношения $\frac{N_4}{N_1}$ легко определить значение N_4 для разных n_e и T_e .

Сравнение расчетных населенностей четвертого уровня иона гелия с наблюденным $N_4 = 2.5 \cdot 10^6$ дает возможность найти пределы электронных плотностей в межволоконном пространстве протуберанцев. При просматривании таблицы сразу отпадает значение $n_e = 10^9$, так как при такой электронной плотности во всем диапазоне температур $20\ 000 - 70\ 000^\circ$ расчетные значения N_4 на два порядка меньше наблюдаемых. Отпадает также и значение $n_e = 10^{12}$. В этом случае расчетные N_4 на 1—4 порядка превышают наблюдения. Оставшиеся $n_e = 10^{10}$ и $n_e = 10^{11}$ могут комбинироваться только с $T_e = 63\ 000^\circ$ и $T_e = 20\ 000 - 30\ 000^\circ$ соответственно.

Если предположить, что наблюдаемые значения N_4 для разных протуберанцев могут меняться в пределах одного порядка, то диапазон возможных электронных плотностей расширится, причем уменьшение N_4 вызовет уменьшение n_e , и наоборот.

Из табл. 4 можно сделать вывод, что равенство расчетных и наблюденных N_4 возможно и при $n_e \geqslant 10^{12}$, но при температурах, меньших $20\ 000^\circ$. Однако комбинация высоких n_e и низких T_e вызывает усиленную рекомбинацию электронов с ионами водорода. Этот процесс ведет к высвечиванию и сжатию межволоконной материи, т. е. к нарушению стационарного состояния протуберанца.

Заключение

1. В работе сделаны расчеты, показывающие возможность совместного свечения гелия, водорода и металлов.

2. При этом электронные температуры в ярких протуберанцах в среднем равны 7000° , электронные плотности $n_e = 10^{12}$ или немного больше.

3. Эффективные толщи ярких протуберанцев близки друг к другу и в среднем равны $5 \cdot 10^6\text{ см}$, т. е. протуберанцы состоят из множества тонких волокон, отстоящих друг от друга на расстояния, в тысячи раз большие, чем их собственные размеры.

4. Электронные плотности и температуры в пространстве между волокнами находятся в пределах $T_e = 20\ 000^\circ - 70\ 000^\circ$, $n_e = 10^{10} - 10^{11}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский И. С. Солнечная корона, ГИТЛ, 1951.
2. Соболев В. М. — Изв. ГАО АН СССР, XX, № 158, 12, 1958.
3. Нугаута Т. — Astron. J., 78, № 5, 563, 1968.
4. Falciani R., Rigutti M. — The Observatory, 87, № 959, 170, 1967.
5. Никольская К. И. — Астрон. журн. 43, № 5, 936, 1967.
6. Запесочный И. П. — Там же.
7. Гуляев Р. А. — Там же.
8. Burgess A., Seaton M. J. — Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 121, 471, 1960.
9. Аллен К. У. Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960.
10. Хинтереггер Х. Е. Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда. ИИЛ, 47, 1962.

11. Moiseiwitsch B. L., Smith S. J. — Rev. mod. Phys., **40**, № 2, 238, 1968.
- 12—13. Мороженко Н. Н. — Солнечные данные, №№ 4, 6, 1968.
14. Зельдина М. Ю., Сергеева А. Н. — Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 36, 1966.
15. Зельдина М. Ю., Сергеева А. М. — Вісн. Київськ. ун-ту, № 8, 25, 1967.
16. Сергеева А. Н. — Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 138, 1967.
17. Мороженко Н. Н. — Изв. ГАО АН УССР, 5, № 1, 93, 1963.
18. Goldberg L., Müller E. A., Aller L. Å. — Astrophys. J., Suppl. Series, 5, № 45, 1, 1960.
19. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю. — Астрон. журн., **45**, № 1, 50, 1968.
20. Соболев В. М. — Изв. ГАО АН СССР, 22, № 167, 53, 1961.
21. Warner B. — Monthly Notices Roy. Soc., 139, № 1, 115, 1968.
22. Green L. C., Johnson N. C., Kolchin E. K. — Astrophys. J., **144**, 389, 1966.
23. Zirin H., Tandberg-Hassen E. — Astrophys. J., **131**, № 3, 717, 1960.
24. Burgess A. — Mem. Soc. Roy. Sci., Liege, 4, 299, 1961.

HELIUM EXCITATION AND STRUCTURE OF QUIESCENT SOLAR PROMINENCES

N. N. MOROZHENKO

Summary

The theoretical and observed level populations are compared. These levels are: helium 2^3P , hydrogen second, ionized helium fourth ones. The obtained results are as follows:

1. Helium, hydrogen and metals may be emitted by the same filaments.
2. Bright quiescent prominence filaments have electron temperature, electron density in the line of sight near $T_e = 7000^\circ$, $n_e = 10^{12}$, $\alpha = 10^{-3}$.
3. Under these conditions the average effective thickness are $5 \cdot 10^6$ cm. Hence quiescent prominences have a fine filamentari structure.
4. The conditions in the inter-filament areas are $T_e = 20\,000^\circ - 70\,000^\circ$, $n_e = 10^{10} - 10^{11}$ cm $^{-3}$.

К ТЕОРИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

И. А. Климишин, А. Ф. Новак

В ряде задач космической газодинамики необходимо рассматривать распространение ударной волны в движущейся среде (например, в атмосфере пульсирующей звезды, в солнечной короне, в межпланетной среде).

Среди известных приближенных методов лучшим является метод фиктивной вязкости. Однако использование его возможно лишь с помощью мощных ЭВМ. Краткий обзор приближенных методов решения системы уравнения газодинамики дан в [1].

Во многих случаях достаточно точные решения можно получить и с помощью более простых методов — Чизнелла или Бринкли — Кирквуда, где расчеты проводятся сравнительно легко. Обобщение метода Чизнелла — Уизема на случай стационарного движения газа перед фронтом ударной волны проведено в [2]. Учитывая, однако, приближенность этого метода, следует иметь аналогичный простой метод для соответствующего контроля. Оказалось, что аналогичное обобщение можно сделать и для метода Бринкли — Кирквуда, что мы и приводим здесь.

Хорошо известные условия сохранения массы, импульса и энергии запишем в следующем виде:

$$\rho(D-u) = \rho_0(D-V), \quad (1a)$$

$$P = \rho_0(u-V)(D-V), \quad (1b)$$

$$\Delta H = \frac{p}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho} \right), \quad (1c)$$

где ρ_0 и V — плотность и скорость перед фронтом ударной волны, D — скорость фронта относительно неподвижной системы координат (например, по отношению к центру звезды), ΔH — прирост удельной энталпии элемента газа после пересечения им фронта, $p = p_1 - \rho_0$ — превышение давления на фронте волны. Систему уравнений непрерывности и движения представим в форме Лагранжа:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho^2 c^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (p + p_0)}{\partial x} &= -g, \end{aligned} \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести, $c^2 = \frac{d(p + p_0)}{dp}$ — квадрат скорости звука за фронтом волны.

Систему [2] можно сделать замкнутой относительно частных производных функций u и p и тем самым найти выражение для их полных производных, если дополнить систему еще двумя уравнениями. Первое из них получается при дифференцировании условия сохранения импульса на фронте ударной волны (1б). Используя оператор $\frac{d}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial t}$ и учитывая, что $D = D(\rho_0, p_0, p_1 V)$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + D \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{D - V} \cdot \frac{k}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{k}{\rho_0} \cdot \frac{D}{D - V} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= \\ = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{pD}{D - V} \cdot \frac{d \ln \rho_0}{dx} - \frac{p}{\rho_0} \cdot \frac{D}{(D - V)^2} \cdot \frac{dD}{\partial C_0} \cdot \frac{dC_0}{dx} - \frac{p}{\rho_0} \cdot \frac{D}{(D - V)^2} \cdot \frac{\partial D}{\partial p_0} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x} + \\ + \left[D - V + \frac{p}{\rho_0 (D - V)} \left(1 - \frac{\partial D}{\partial V} \right) \right] \frac{D}{D - V} \cdot \frac{dV}{dx}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$k = 1 - \frac{p}{D - V} \cdot \frac{dD}{dp}. \quad (4)$$

Четвертое уравнение записывается, как обычно в этом методе, из энергетических соображений. Интеграл энергии ударной волны, фронт которой в момент времени t находится в точке x , преобразуем в виде:

$$S(x) = \int p' (u - V)' dt' = p(u - V) \circ \chi, \quad (5)$$

где величины со штрихом относятся к одному и тому же лагранжевому слою, χ , как обычно, — безразмерная функция:

$$\chi = \int_0^\infty \frac{p' (u - V)'}{p (u - V)} d\tau,$$

а безразмерное время τ определяется из условия $\tau = \frac{t' - t}{\sigma}$, причем $\frac{1}{\sigma} = - \left[\frac{\partial}{\partial t} \ln p' (u - V)' \right]_{t'=t}$. Из последнего для стационарного движения перед фронтом волны $\left(\frac{\partial V}{\partial t} = 0 \right)$ находим:

$$\frac{1}{\sigma} = - \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{u - V} \frac{\partial u}{\partial t},$$

откуда, исключив σ с помощью (5), имеем:

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{u-V} \cdot \frac{du}{dt} = - \frac{p(u-V)\chi}{S(x)}. \quad (6)$$

С помощью (1), (2), (3), (6), подставляя частные производные $\frac{\partial p}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial t}$ в выражение $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t}$, находим полную производную давления по направлению распространения плоской ударной волны:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \left\{ 2 + k - L + \frac{kD}{D-V} \right\}^{-1} \left\{ - \frac{\kappa L_0 p^3}{S(x) \rho_0 D (D-V)} - \right. \\ &\quad \left. - \left[2 - L - \frac{c_0 p (2D-V)}{2p_0 (D-V)^2} \frac{\partial D}{\partial C_0} - \frac{p (2D-V)}{(D-V)^2} \frac{\partial D}{\partial p_0} \right] \right. \\ &\quad \left. \frac{dp_0}{dx} + \frac{p (2D-V)}{2(D-V)} \frac{d \ln \rho_0}{dx} - \frac{2D-V}{D} \left[\rho_0 D + \frac{p D}{(D-V)^2} \left(1 - \frac{\partial D}{\partial V} \right) \right] \frac{dV}{dx} - \right. \\ &\quad \left. - (2-L) \rho_0 g \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$L_0 = 1 - \frac{\rho_0^2 D^2}{\rho^2 c^2}, \quad L = 1 - \frac{\rho_0^2 (D-V) D}{\rho^2 c^2}. \quad (8)$$

Закон сохранения энергии для ударной волны может быть записан в виде:

$$\frac{dS}{dx} = - \rho_0 h - \rho_0 \frac{(u-V)^2}{2}, \quad (9)$$

где h — прирост удельной энталпии элемента газа после того, как этот элемент достигает начального значения давления ρ_0 [3], другой член учитывает изменения кинетической энергии элемента. Здесь же можно учесть и работу в поле силы тяжести [1].

Уравнения (7) и (9) основные в данной задаче. Их численное интегрирование не встречается с принципиальными трудностями. Воспользовавшись обозначениями $\xi = p/p_0$, уравнением (1) и законом газового состояния $p = \rho RT$, после несложных преобразований получаем:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1 + \lambda \xi}{1 + (1-\lambda) \xi}, \quad D = c_0 (\eta + \sqrt{1 + \lambda \xi}), \quad u = \frac{c_0}{\gamma \sqrt{1 - \lambda \xi}} (\xi + \gamma \eta \sqrt{1 + \lambda \xi}), \quad (10)$$

где $\lambda = \frac{\gamma+1}{2\gamma}$, $\eta = \frac{V}{c_0}$, $c_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$. Здесь предполагается, что $\eta > 0$, если поток газа имеет то же направление, что и ударная волна. В частности, для сильных ударных волн, когда $\xi \gg 1$, для встречного потока $\left(\frac{\partial D}{\partial V} = 1\right)$ уравнение (7) запишется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dx} &= - \frac{2p_0 \chi \xi^2 [\lambda^2 \xi - \eta (1-\lambda) (\eta + 2\sqrt{\xi})]}{\lambda \gamma S(x) [\eta + \sqrt{\lambda \xi}] \{2(3-\lambda) \sqrt{\lambda \xi} + \eta (3-2\lambda)\}} - \\ &\quad - \xi \frac{d \ln p_0}{dx} + \frac{\xi (\eta + 2\sqrt{\lambda \xi})}{\eta (3-2\lambda) + 2(3-\lambda) \sqrt{\lambda \xi}} \frac{d \ln \rho_0}{dx} - \\ &\quad - \frac{2\gamma}{c_0} \frac{V \lambda \xi (\eta + 2\sqrt{\lambda \xi})}{\eta (3-2\lambda) + 2(3-\lambda) \sqrt{\lambda \xi}} \frac{dV}{dx} - \frac{2\gamma g}{c_0^2} \frac{\eta (1-\lambda) + (2-\lambda) V \sqrt{\lambda \xi}}{\eta (3-2\lambda) + 2(3-\lambda) \sqrt{\lambda \xi}}. \quad (11) \end{aligned}$$

Далее, если падающий вниз поток является изотермическим $\frac{d \ln \rho_0}{dx} = \frac{d \ln \rho_0}{dx}$, а энергия ударной волны велика ($S(x) \rightarrow \infty$), то, записывая (10) в виде $\frac{dD}{dx} = \frac{dV}{dx} + \frac{\lambda c_0}{2\sqrt{\lambda\xi}} \cdot \frac{d\xi}{dx}$ и учитывая (11), получаем:

$$\frac{dD}{dx} = \frac{\{\eta[3-\lambda(2+\gamma)]+2\sqrt{\lambda\xi}[3-\lambda(1+\gamma)]\} \frac{dV}{dx}}{\eta(3-2\lambda)+2(3-\lambda)\sqrt{\lambda\xi}} - \\ - c_0 V \sqrt{\lambda\xi} \frac{\eta(1-\lambda)+\sqrt{\lambda\xi}(2-\lambda)}{\eta(3-2\lambda)+2\sqrt{\lambda\xi}(3-\lambda)} \frac{d \ln \rho_0}{dx} - \frac{\lambda \gamma g}{c_0 V \sqrt{\lambda\xi}} \frac{\eta(1-\lambda)+(2-\lambda)\sqrt{\lambda\xi}}{\eta(3-2\lambda)+2(3-\lambda)V\sqrt{\lambda\xi}}. \quad (12)$$

Это уравнение легко решается при соответствующих значениях исходных параметров задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Климишин И. А. — Проблемы космической физики, 2, 61, 1967.
2. Birk G. A. — Astrophys. J., 139, 675, 1964.
3. Brinkley S. R., Kirkwood J. G. — Phys. Rev., 71, 606, 1947.

ON THE THEORY OF THE SHOCK WAVES IN THE MOVING MEDIUM

I. A. KLIMISHIN, A. F. NOVAK

Summary

The generalization is presented of the known gasodynamical method of the Brinkley — Kirkwood for the case of plane shock wave propagation in the stationary moving medium.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----|
| Б. Е. Жиляев, В. В. Порфириев, Л. М. Шульман. К теории группового рождения звезд | 3 |
| Э. П. Полищук. Анализ данных о поглощении в северной части Млечного Пути | 16 |
| Л. Н. Колесник. Строение звездного поля в направлении на скопление NGC 6913. II. Пространственное распре- деление звезд | 23 |
| Э. С. Хейло. Исследование изменений блеска WZ Cas в фо- тографических и визуальных лучах | 27 |
| Ф. И. Лукацкая, Э. С. Хейло. Исследование изменения блеска MZ Cas и TZ Cas в B- и V-лучах | 30 |
| Ф. И. Лукацкая. Новая переменная BD+60°2633 | 36 |
| Ф. И. Лукацкая. Свойства оптического излучения пере- менных звезд и квазаров | 38 |
| Е. И. Лендерман, А. Ф. Пугач. Одновременные элек- трофотометрические и спектральные наблюдения N Del 1967 | 42 |
| А. Ф. Пугач. Электрофотометр, работающий в режиме сче- та фотонов | 47 |
| К. Е. Скорик. Универсальный обтюраторный затвор | 51 |
| М. Я. Орлов, М. Г. Родригес, А. В. Шаврина. Спектр сверхгигантов класса M в области $\lambda\lambda$ 7000—6000 Å | 53 |
| А. С. Рахубовский. Каталог эквивалентных ширин и ин- тенсивностей линий протуберанцев, наблюденных в 1964—1965 гг. | 69 |
| Э. А. Гуртовенко. Об определении оптической глубины в разных частях контура фраунгоферовой линии | 89 |
| Э. А. Гуртовенко, Н. Н. Кондрашова. Изменение профилей центр—край слабых фраунгоферовых линий | 93 |
| В. И. Троян. Исследование турбулентности в фотосфере Солнца с учетом влияния инструментального контура | 109 |
| Р. И. Костык, Т. В. Орлова. Об асимметрии избранных фраунгоферовых линий | 117 |
| Р. И. Костык. Матричные уравнения диффузии излуче- ния. IV. | 128 |
| К. В. Аликаева. Теллурические линии в области $\lambda\lambda =$ $=6327.5—6330.0 \text{ \AA}$ | 132 |
| Н. Н. Мороженко. Возбуждение гелия и структура спокой- ных солнечных протуберанцев | 137 |
| И. А. Климишин, А. Ф. Новак. К теории ударных волн в движущейся среде | 147 |

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| Zhilyaev B. E., Porfiriev V. V., Shulman L. M. On the Theory of Group Star Formation | 15 |
| Polishchuk E. P. Analysis of Data on Absorption in the Northern Part of the Milky Way | 22 |
| Kolesnik L. N. The Structure of the Milky Way Field around NGC 6913. II. The stellar space distribution | 26 |
| Kheylo E. S. Investigation of Light Variations of WZ Cas in Photographic and Visual Regions | 30 |
| Lukatskaya F. I., Kheylo E. S. Investigation of Light Variation of MZ Cas and TZ Cas in B and V | 33 |
| Lukatskaya F. I. New Variable BD+60° 2633 | 37 |
| Lukatskaya F. I. The Properties of the Optical Radiation of Variable Stars and Quasars | 42 |
| Lenderman E. I. and Pugach A. F. Simultaneous Electro- photometric and Spectral Observations of N Del 1967 | 47 |
| Pugach A. F. Photon Counter Photometer | 51 |
| Skorik K. E. General-Purpose Rotating Photoshutter | 53 |
| Orlov M. Ya., Rodriguez M. H., Shavrina A. V. The Spectrum of M-Supergiants in the Region $\lambda\lambda$ 7000— 6000 Å | 69 |
| Rakhubovsky A. S. The Catalogue of the Equivalent Widths and Intensities of the Lines of the Prominences Observed in 1964—1965 | 89 |
| Gurtovenko E. A. On the Determination of the Optical Depths for Different Parts of Fraunhofer Profiles | 93 |
| Gurtovenko E. A., Kondrashova N. N. Center-To-Limb Variation in the Faint Fraunhofer Lines | 109 |
| Troyan V. I. On the Investigation of Solar Photosphere Turbulence with Taking into Account the Effect of Instru- mental Contour | 117 |
| Kostik R. I., Orlova T. V. On Asymmetry of the Selected Fraunhofer Lines | 127 |
| Kostik R. I. The Matrix Equations of the Diffusion of Ra- diation | 131 |
| Alikayeva K. V. Telluric Lines in the Region $\lambda\lambda$ 6327.5— 6330.0 Å | 137 |
| Morozhenko N. N. Helium Excitation and Structure of Quiescent Solar Prominences | 147 |
| Klimishin I. A., Novak A. F. On the Theory of the Shock Waves in the Moving Medium | 150 |

УДК 523.12

К теории группового рождения звезд. Жиляев Б. Е., Порфириев В. В., Шульман Л. М. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Предлагается гипотеза об изменении топологии вращающегося протозвездного облака в процессе гравитационного сжатия. Рассмотрена динамика тонкого тора и его фрагментация благодаря развитию джинсовской неустойчивости. Получено полное число фрагментов и их распределение по массам. Проводится качественный анализ для объяснения существования тесных звездных пар, распределения углового момента вращения в зависимости от спектрального класса и полярного характера магнитного поля у звезд.

Рис. — 3, табл. — 1, библ. — 11 назв.

УДК 523.854.12

Анализ данных о поглощении в северной части Млечного Пути. Полищук Э. П. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

В статье исследован ход поглощения с галактической долготой по рассеянным скоплениям. Значение отношения общего поглощения к избытку цвета в V -лучах принималось равным: 1) $R=3.0$; 2) R -переменное.

Найдено, что расстояние до точки, с которой начинается выпрямление кривой распределения поглощения по лучу зрения, зависит от предельной величины каталога (уменьшение предельной величины каталога приводит к смещению точки влево и вниз) и от плотности поглощающего вещества на первом килопарсеке.

Картина распределения поглощающего вещества в северной части Млечного Пути показывает, что оно распределено довольно симметрично относительно плоскости Галактики. Асимметрия наблюдается для образований, поглощение в которых больше 2^m . Для исследованной части Галактики они имеют тенденцию располагаться выше плоскости.

Кроме того, плотные пылевые образования расположены как в спиральных руках, так и между ними. В двух направлениях они образуют пылевые перемычки между ветвями: 1) в интервале долгот $20-30^\circ$ между ветвями Киля—Лебедя и Стрельца; 2) в интервале долгот $90-100^\circ$ между ветвями Киля—Лебедя и Персея.

Рис. — 8, табл. — 1, библ. — 13 назв.

УДК 523.854.12

Строение звездного поля в направлении на скопление NGC 6913. II. Пространственное распределение звезд. Колесник Л. Н. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

В площадке диаметром 1° , расположенной в галактической плоскости вокруг скопления NGC 6913, определены пространственные плотности звезд всех спектральных классов. Материалом для исследования послужила двухцветная фотометрия и спектральная классификация звезд площадки. Из полученных данных можно заключить, что звезды О—B3 наблюдаются на расстоянии далее 1 kpc , максимум их плотности приходится на расстояние 1,6 kpc , группировки звезд О—B3 заметны также на расстояниях 1,9 и 2,5 kpc . Звезды спектральных классов AV—FV обнаруживают максимум плотности на расстоянии 400—500 pc , наибольшие плотности вблизи $r=500 pc$ обнаруживаются также гиганты FIII—KIII. Проведено сопоставление распределения звезд высоких светимостей, облаков поглощающего вещества и областей HI.

Рис. — 1, табл. — 2, библ. — 6 назв.

УДК 523.841.3

Исследование изменений блеска WZ Cas в фотографических и визуальных лучах. Хейло Э. С. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Проведена статистическая обработка наблюдений WZ Cas в фотографических и визуальных лучах. Использованы опубликованные наблюдения и звездные величины, определенные автором по снимкам Службы неба ГАО АН УССР. Все визуальные ряды сведены к гарвардской системе величин, фотографические — к голосеевской.

Построены функции распределения блеска в обоих лучах, определены параметры аппроксимирующих распределений (по методу сумм и как гаммараспределений). Наблюденные функции распределения асимметричны — типа a для визуальных величин и типа c для фотографических.

Значения периодов, приводимых прежними исследователями WZ Cas, не подтвердились. Результаты проведенного корреляционного анализа свидетельствуют о том, что период WZ Cas не меньше 400 дней.

Рис. — 4, табл. — 2, библ. — 12 назв.

УДК 523.841.3

Исследование изменения блеска MZ Cas и TZ Cas в B- и V-лучах. Лукацкая Ф. И. Хейло Э. С. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

В статье приводятся результаты статистической обработки наблюдений MZ Cas и TZ Cas по материалам Службы неба ГАО АН УССР. Использовано 207 экспозиций на пластинах Agfa Astro без фильтра и 174 — на пластинах Agfa Astro Panchromatisch с оранжевым фильтром.

Построены распределения звездных величин переменных, определены их средние значения, дисперсии и статистические амплитуды в B- и V-лучах.

Для обеих звезд наблюденные распределения аппроксимируются нормальными

B- и V-величины каждой переменной описываются одними и теми же нормальными распределениями с дисперсиями 0.0560 для MZ Cas и 0.0448 для TZ Cas.

Подтверждается вывод о нормальном распределении блеска полуправильных и неправильных переменных с амплитудами около 1^m.

В приложении дана сводка наблюдений.

Рис. — 4, табл. 3, библ. — 4 назв.

УДК 523.841.3

Новая переменная BD+60°2633. Лукацкая Ф. И. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9. (Исследования Солнца и звезд).

Сообщается о переменности BD+60°2633. Приведены наблюдения и функция распределения блеска. Даны ее теоретическая аппроксимация.

Рис. — 1, табл. 1, библ. — 3 назв.

УДК 523.841.3

Свойства оптического излучения переменных звезд и квазаров. Лукацкая Ф. И. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Проводится анализ фотоэлектрических наблюдений в UVB-лучах для 42 физических переменных звезд разных типов, шести квазаров и ScoXR-1. Для каждого объекта определены $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta U}{\Delta A}$, характеризующие свойства оптического излучения механизма, ответственного за изменение блеска. На плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B} - \frac{\Delta U}{\Delta B}$ переменные разных типов разделились и расположились вдоль полос, пересекающихся в точке: $\frac{\Delta V}{\Delta B} = 1.0$, $\frac{\Delta U}{\Delta B} = 1.0$. Направления этих полос описываются формулой:

$$\frac{\Delta U}{\Delta B} = A + 1 - A \frac{\Delta V}{\Delta B},$$

где $A = \frac{\Delta (U - B)}{\Delta (B - V)}$ для некоторого механизма излучения. Положения квазаров и ScoXR-1 на плоскости $\frac{\Delta V}{\Delta B} - \frac{\Delta U}{\Delta B}$ не согласуются с синхронной природой их излучения.

Рис. — 1, табл. — 1, библ. — 37 назв.

УДК 523.035.332.3 + 523.035.242

Одновременные электрофотометрические и спектральные наблюдения N Del 1967. Лендерман Е. И., Пугач А. Ф. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Одновременно с получением оценок блеска в системе UVB велись спектральные наблюдения с объективной призмой. Сделана попытка связать изменения блеска с распределением энергии в непрерывном спектре. При увеличении показателя (B-V) показатель (U-B) уменьшался. Вместе с этим падала спектрофотометрическая температура. Цвет Новой почти не менялся. К концу наблюдений показатель (U-B) увеличился на 0^m.18.

Рис. — 2, табл. — 2, библ. — 3 назв.

УДК 522.617

Электрофотометр, работающий в режиме счета фотонов. Пугач А. Ф. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

В ГАО АН УССР введен в эксплуатацию фотометр, работающий в режиме счета фотонов. Приводится блок-схема фотометра и дается описание принципа работы. Фотометр дает возможность проводить UVB фотометрию звезд от 6^m.0 до 14^m.0 с точностью от ± 0^m.007 до ± 0^m.017. Сообщается об определении коэффициента поглощения атмосферы с помощью фотометра.

Рис. — 3, табл. — 1, библ. — 2 назв.

УДК 522.61

Универсальный обтюораторный затвор. Скорик К. Е. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследование Солнца и звезд).

В статье описывается конструкция и электрическая схема обтюораторного фото-затвора. Фотозатвор может работать как на стационарных, так и экспедиционных астрономических инструментах в одном из трех режимов:

- а) короткие экспозиции от 0.01 до 0.6 сек, регулируемые подвижным сектором;
- б) экспозиции от 1 сек и больше, задаваемые от руки;
- в) экспозиции, задаваемые электронным или электромеханическим реле времени.

Рабочее отверстие фотозатвора 150×150 мм.

Рис. — 2.

УДК 523.877

Спектр сверхгигантов класса M в области $\lambda\lambda$ 7000—6000 Å. Орлов М. Я., Родригес М. Г., Шаврина А. В. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Приводится общее описание спектра четырех сверхгигантов класса M (α Sco, δ Sge, R Lyg, α Heg. A) в области $\lambda\lambda$ 7000—6000 Å. Спектрограммы получены в июне—июле 1968 г. в фокусе кюде 2-метрового телескопа Шемахинской астрофизической обсерватории АН АзССР (дисперсия 6 Å/mm). Определены интенсивности голов некоторых молекулярных полос для звезд ранних и поздних подклассов M. Даны результаты измерения эквивалентных ширин нескольких сотен линий.

Рис. — 5, табл. — 3, библ. — 7 назв.

УДК 523.75/77

Каталог эквивалентных ширин и интенсивностей линий протуберанцев, наблюденных в 1964—1965 гг. Рахубовский А. С. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Приводится краткое описание методики наблюдений и обработки спектров протуберанцев.

В таблице даны эквивалентные ширины, центральные интенсивности, допплеровские полуширины и половинные полуширины эмиссионных линий протуберанцев, наблюдавшихся в Главной астрономической обсерватории АН УССР в течение 1964—1965 гг.

Рис. — 1, табл. — 1, библ. — 3 назв.

УДК 523.774

Об определении оптической глубины в разных частях контура фраунгоферовой линии. Гуртовенко Э. А. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Рассматривается метод определения оптической глубины τ эффективного слоя, ответственного за излучение в заданном участке контура фраунгоферовой линии. Метод удобен тем, что для определения τ потребуется только наблюденный контур линии и распределение температуры с оптической глубиной в фотосфере. Последнее обычно задается принятой моделью фотосферы.

Если функция источника B' в линии не является функцией Планка, то для определения τ в контуре линии потребуется известная зависимость B' от τ . Предлагается метод определения $B'(\tau)$ путем интеграций по данным наблюдения центральной интенсивности линии при переходе центр—край на диске Солнца.

Рис. — 1, табл. — 1, библ. — 5 назв.

УДК 523.774

Изменение профилей центр—край слабых фраунгоферовых линий. Гуртовенко Э. А., Кондрашова Н. Н. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Точные фотоэлектрические наблюдения центр—край 10 очень слабых линий ($d < 10\%$) произведены с монохроматором двойной дифракции. Исследован характер изменения эквивалентных ширин и формы профилей линий при переходе центр—край.

Для каждой линии выведена зависимость $\eta = \frac{\chi}{x}$ от оптической глубины в фотосфере.

Наблюдается значительное увеличение ширины линий при переходе к краю диска. В рамках неизотропной, не зависящей от оптической глубины модели турбулентности изменение ширины линий металлов центр—край дает составляющие турбулентной

скорости $V_t^{rad} \approx 2,5 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$, $V_t^{tg} \approx 3,6 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$.

Аномально большие ширины линий отмечены для VI $\lambda = 6058.172$ и SI $\lambda\lambda = 6046.04$ и 6052.682. Соответствующие турбулентные скорости по линиям ванадия в полтора и по линиям SI в три раза больше, чем в среднем те же скорости, выведенные по остальным линиям.

Рис. — 6, табл. — 4, библ. — 16 назв.

УДК 523.774

Исследование турбулентности в фотосфере Солнца с учетом влияния инструментального контура. Троян В. И. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Излагаются результаты исследования турбулентности в солнечной фотосфере с учетом влияния инструментального контура по данным наблюдений 10 пар Уинно для центра диска Солнца. Основные результаты следующие.

1. Без учета влияния факторов, искажающих спектральную линию, турбулентная скорость в фотосфере Солнца увеличивается с глубиной. Значения ξ_t по величине согласуются с результатами Уинно.

2. Учет влияния инструментального контура приводит к уменьшению турбулентной скорости, но не изменяет характера роста этой величины. Максимальная относительная ошибка в определении ξ_t — 13.6%.

Рис. — 3, табл. — 4, библ. — 10 назв.

УДК 523.741

Об асимметрии избранных фраунгоферовых линий. I. Костик Р. И., Орлова Т. В. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Приведены профили 20 фраунгоферовых линий, записанных с помощью монохроматора двойной дифракции в центре и на краю ($\cos \Theta = 0.44$) солнечного диска. Исправление за ошибку инструментального контура линии исследована на асимметрию.

Рис. — 10, табл. — 4, библ. — 7 назв.

УДК 523.035.2

Матричные уравнения диффузии излучения. IV. Костик Р. И. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Приведены матрицы A^{-1} и T ($\tau_0 = 0.1 - 1.0$), позволяющие элементарным образом вычислять контур линии излучения и функцию источника в плоском слое конечной оптической толщины. Принят допплеровский коэффициент поглощения и полное перераспределение энергии по частотам в элементарном акте рассеяния.

Рис. — 1, табл. 2, библ. — 2 назв.

УДК 523.035.338.372

Теллурические линии в области $\lambda\lambda = 6327.5 - 6330.0 \text{ \AA}$. Аликаева К. В. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Исследуется область солнечного спектра $\lambda\lambda = 6327.5 - 6330.0 \text{ \AA}$. Обнаружено шесть теллурических линий, не зарегистрированных ранее. Поведение двух из этих линий ($\lambda = 6328.51$ и 6328.71 \AA) идентично поведению отождествленных линий молекулярного кислорода. Линии $\lambda = 6328.27, 6329.29 \text{ \AA}$ более интенсивны в дни с повышенной влажностью. Все линии показывают ход с зенитным расстоянием, на который накладываются нерегулярные флуктуации. Произведены оценки высот, на которых образуются исследуемые теллурические линии.

Рис. — 5, табл. — 2, библ. — 4 назв.

УДК 523.75

Возбуждение гелия и структура спокойных солнечный протуберанцев. Мороженко Н. Н. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследование Солнца и звезд).

В работе сопоставлены наблюдения и вычисленные населенности возбужденных уровней: 2^3P гелия, второго водорода и четвертого иона гелия. В результате получены следующие выводы:

1) гелий, водород и металлы могут светиться в одном месте;

2) электронные плотности и температуры ярких спокойных протуберанцев близки к значениям $T_e = 7000^\circ, n_e = 10^{12}$;

3) эффективные толщи при этих условиях в среднем равны $5 \cdot 10^6 \text{ см}$, т. е. спокойные протуберанцы имеют тонкую волокнистую структуру;

4) электронные плотности и температуры в пространстве между волокнами находятся в пределах: $T_e = 20\ 000 - 70\ 000^\circ, n_e = 10^{10} - 10^{11}$.

Рис. — 1, табл. — 4, библ. — 24 назв.

УДК 523.034.43

К теории ударных волн в движущейся среде. Климишин И. А., Новак А. Ф. «Астрометрия и астрофизика», 1970, вып. 9 (Исследования Солнца и звезд).

Проведено обобщение известного в газодинамике метода Бринкли—Кирквуда на случай распространения плоской ударной волны в стационарно-движущейся среде.

Библ. — 3 назв.