АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ IX

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА—1952

Ответственный редактор
академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора
В. Ф. Гаве

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

О ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ ХРОМОСФЕРНЫМИ ВСПЫШКАМИ

А. Б. Северный

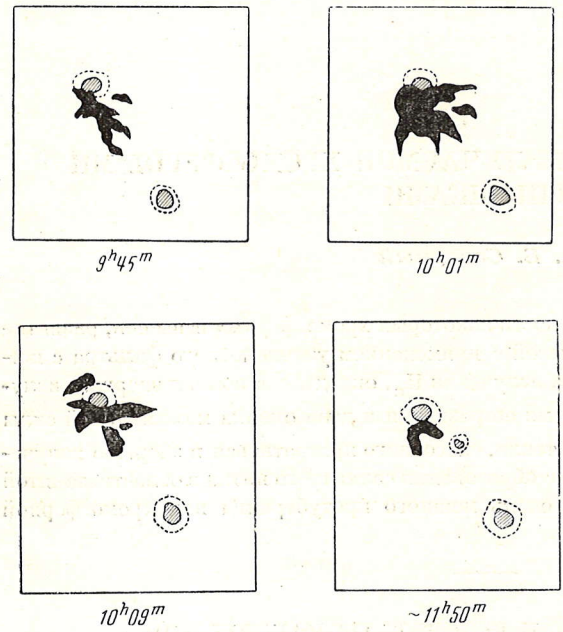
На основе фотометрирования яркости некоторых хромосферных вспышек, развитие которых зарегистрировано киносъемкой с применением узкополосного фильтра с шириной полосы пропускания 0.8 Å для излучения H_α, определена полная энергия, излученная вспышкой в линии H_α за время ее развития и дана оценка минимальной силы электрического тока для джоулева тепла, способного превратиться в энергию излучения. Зарегистрирован также процесс образования солнечного пятна в области, занятой хромосферной вспышкой, и подъем очень мощного протуберанца над хромосферной вспышкой.

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Одновременно со спектральными исследованиями хромосферных вспышек, изложенными ранее [1], с 1950 г. на установке типа внезатменного коронографа Лио с интерференционно-поляризационным фильтром при ширине полосы пропускания 0.8 Å для излучения H_α (см. [2]), производилась киносъемка развития некоторых хромосферных вспышек на диске Солнца. В настоящей работе излагаются результаты обработки стандартизованных кинолент для двух хромосферных вспышек: 15 ноября 1950 г. и 10 мая 1951 г.

Вспышка 15 ноября 1950 г. сравнительно невысокой яркости (балл +2) появилась в 9 ч. 45 м. между пятнами биполярной группы, в окрестности ведущего пятна (координаты вспышки $\varphi = +13°$, $L = 316°$). На фиг. 1 воспроизведен вид этой вспышки в четыре различных момента времени по зарисовкам на экране кинопроектора. Вспышка очень быстро меняла свой вид при сравнительно медленном изменении яркости: достигнув максимума через ~10 мин. после начала (когда она не отличалась от обычного флоккула), ее яркость через 1 час упала до яркости обычного флоккула. Этот флоккул затем менял свою яркость в течение всего дня. В 11 ч. 50 м. в области, первоначально занятой вспышкой, уже совершенно отчетливо стало различимо небольшое солнечное пятно с ядром и полутенью. Около 10 ч. 45 м. на снимках можно заметить только небольшое, едва заметное

потемнение на месте этого пятна. Благодаря быстрым изменениям положения и вида вспышки на ряде кадров (например, около момента 9 ч. 45 м.), предшествующих моменту появления пятна, можно видеть это место не покрытым вспышкой: на этих кадрах еще нельзя заметить уверенно наличия пятна, хотя возможно, что пятно было покрыто флоккулом, яркость которого была лишь немного выше яркости фотосферного фона. В то же время наблюдения на спектрогелиоскопе (по программе Службы Солнца) показали, что 14 ноября в районе вспышки была типичная биполярная группа без всяких намеков на третье пятно внутри этой группы. Те же наблюдения 17 ноября показывают наличие внутри прежней биполярной группы третьего пятна, сравнимого по своим размерамс пятнами первоначальной группы. Таким образом, совершенно очевиден факт образования и интенсивного роста нового пятна в течение 15 ноября 1950 г., хотя было бы все же рискованно утверждать, что пятно образовалось лишь после и в результате появления вспышки. К этому осторожному заключению вынуждает также невысокое качество кинорегистрации 15 ноября 1950 г., обусловленное перебоями в работе лентопротяжного механизма.



Фиг. 1. Вид вспышки 15 ноября 1950 г. в различные моменты времени

На фиг. 2 приведен ход интенсивности излучения H_α во вспышке со временем (в единицах интенсивности прилегающего фона невозмущенной фотосферы) по измерениям стандартизованного кинофильма на шнель-фотометре.

Рассмотрим несколько подробнее вопрос об определении интенсивности излучения вспышки при помощи интерференционно-поляризационного фильтра (ср. [3]). Пусть I — измеренная относительная (в единицах интенсивности невозмущенного фона E_0) интенсивность детали на диске Солнца

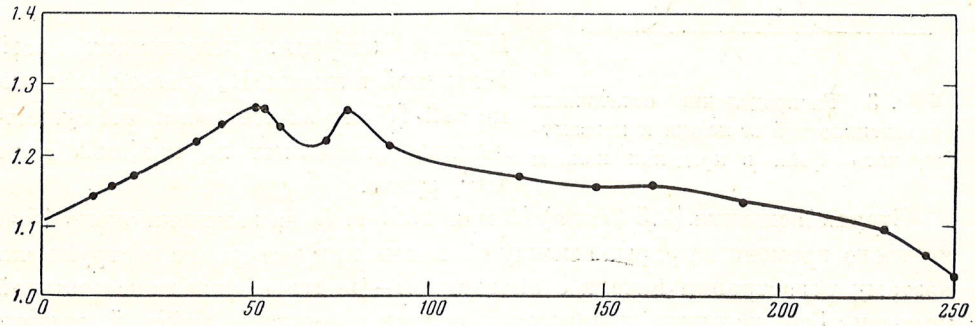
$$I = \frac{E}{E_0}. \tag{1}$$

Если r_λ — остаточная интенсивность в линии H_α для невозмущенного фона, а r'_λ — остаточная интенсивность в той же линии для активной

области, то

$$E_0 \propto pE_\odot \int_0^\infty r_\lambda k_\lambda \, d\lambda; \qquad E \propto pE_\odot \int_0^\infty r'_\lambda k_\lambda \, d\lambda, \tag{2}$$

где $E_\odot = 2{,}90 \cdot 10^6$ эрг/см² Å — интенсивность непрерывного спектра центра Солнца для исследуемой длины волны λ 6562.8; k_λ — коэффициент пропускания фильтра в пределах его полосы пропускания (в единицах пропускания для центра полосы), а коэффициент пропорциональности



Фиг. 2. Изменение интенсивности во вспышке 15 ноября 1950 г.

зависит от прозрачности атмосферы, пропускной способности фильтра в центре полосы, оптики и пр.; p — коэффициент ослабления интенсивности в месте расположения детали, по сравнению с центром солнечного диска (см. схематическую фиг. 3). Интересующая нас величина — избыточная эмиссия в пределах линии — есть

$$\varepsilon = pE_\odot \int_0^\infty (r'_\lambda - r_\lambda) \, d\lambda. \tag{3}$$

Отношение

$$I = \frac{E}{E_0} = \frac{\int r'_\lambda k_\lambda \, d\lambda}{\int r_\lambda k_\lambda \, d\lambda} \approx \frac{\int r'_\lambda \, d\lambda}{\int r_\lambda \, d\lambda}, \tag{4}$$

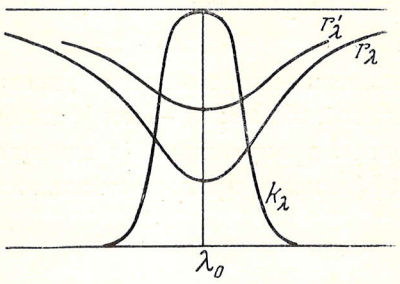
если полоса пропускания фильтра имеет вид П-образного контура, что близко к действительности. Из (3) и (4) имеем

$$\varepsilon \geqslant (I - 1) \int r_\lambda \, d\lambda \cdot pE_\odot, \tag{5}$$

где интеграция ведется по участку спектра, ширина которого равна основанию прямоугольника с площадью, равной эквивалентной ширине полосы пропускания фильтра. При этом мы получаем, очевидно, нижнюю границу для ε, так как крылья эмиссии при этом выпадают. Для нашего фильтра с полушириной полосы пропускания 0.8 Å эта эквивалентная ширина составляет 0.44 Å и $\int r_\lambda d\lambda$ для этого участка $\approx$0.12 Å. Поэтому

$$\varepsilon > 0.12 pE_\odot (I - 1) = 3.5 \cdot 10^5 p (I - 1) \text{ эрг/см}^2 \text{ сек Å}. \tag{6}$$

Интегрируя это выражение по всему времени развития вспышки, получим нижнюю границу для полной энергии, испущенной вспышкой в линии H_α. Для вспышки 15 ноября 1950 г. $p = 9.99$, $\int (I - 1)\,dt = 1.16 \cdot 10^3$ сек и полная энергия с квадратного сантиметра

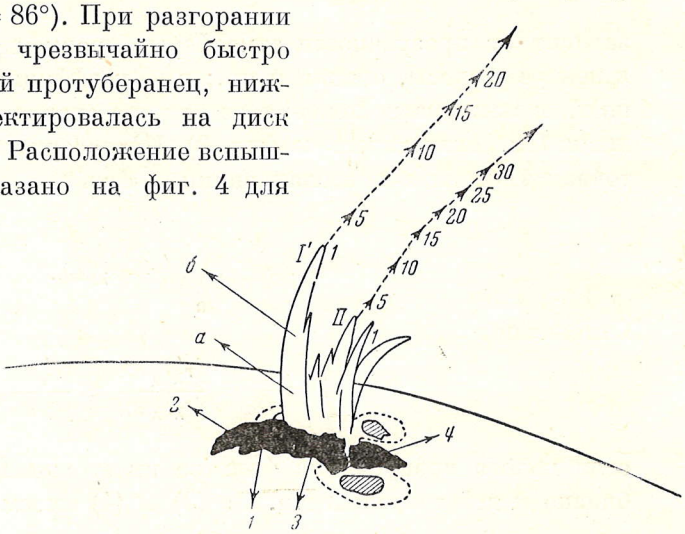


Фиг. 3. Распределение остаточных интенсивностей вспышки и невозмущенного фона в пределах полосы

$$U = \int \varepsilon\, dt > \sim 2 \cdot 08 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^2.$$

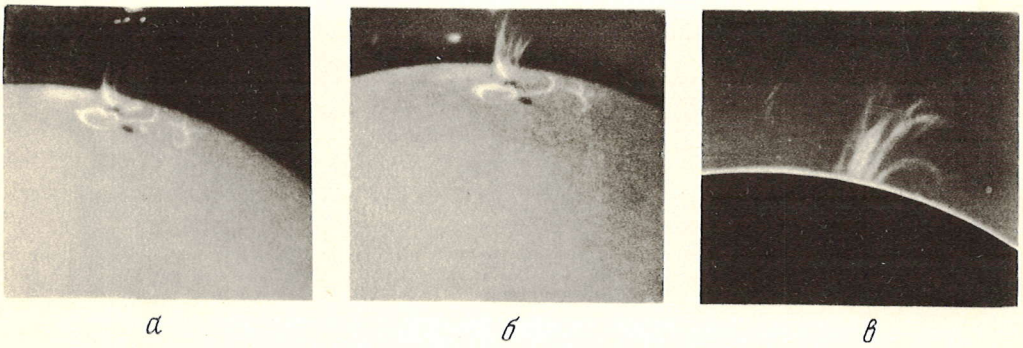
Полная энергия, испущенная всей вспышкой в линии H_α (размер вспышки $\approx 2 \cdot 10^9$ см) за все время ее существования составляет по крайней мере 10^{27} эргов.

Вторая вспышка (2.5 балла) 10 мая 1951 г. была замечена около 15 ч. местного времени в прорыве между облаками при юстировке инструмента, поэтому регистрация начата с опозданием — почти в фазе максимальной яркости. Эта вспышка появилась в районе громадной майской группы пятен, когда эта группа только что показалась на восточном крае (координаты $\varphi = +11°$, $L = 86°$). При разгорании вспышки из нее начал чрезвычайно быстро подниматься очень яркий протуберанец, нижняя часть которого проектировалась на диск в виде светлого волокна. Расположение вспышки и протуберанца показано на фиг. 4 для момента наибольшей яркости, а на фиг. 5 воспроизведена фотография явления для двух моментов, близких к максимуму яркости (*а* и *б*), и фотография протуберанца в конце вспышки (*в*). На фиг. 4 отмечены также последовательные положения переднего фронта двух наиболее резко выступавших струй протуберанца на различных кадрах (промежуток времени между последовательными кадрами 12.5 сек); там же отмечены места вспышки, подвергнутые фотометрической обработке. На фиг. 6 показана зависимость длины искривленной дуги траектории переднего фронта этих двух струй от времени.



Фиг. 4. Расположение вспышки и протуберанца 10 мая 1951 г.

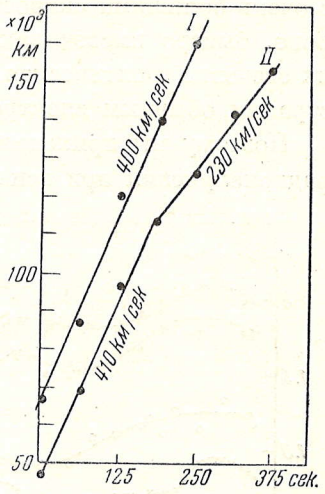
Мы видим, что скорости движения здесь достигали рекордной для протуберанцев этого типа (возвратный выброс) величины $\sim$400 км/сек



Фиг. 5. Фотография вспышки и протуберанца 10 мая 1951 г. в различных стадиях развития

и даже выше, так как на большой высоте траектория изгибается в плоскости луча зрения. На высотах свыше ~ 160 тыс. км узлы уже настолько ослабевают, что проследить их движения затруднительно; кроме того, через 15 мин. после начала мы были вынуждены прекратить киносъемку из-за облаков.

В связи с такими большими скоростями и высотами подъема интересно напомнить, что наблюдающиеся у ряда вспышек всплески радиоизлучения показывают характерную зависимость сдвига частоты радиоизлучения со временем (см. [4]), которая позволяет оценить скорость распространения наружу агента, вызывающего радиоизлучение в ~ 500 км/сек. В данном случае мы имели дело со скоростями именно такого порядка и высотами, достигавшими 150 и, вероятно, 200 тыс, км. где узлы еще не показывали тенденции возвращаться назад, как в обычных возвратных выбросах, кроме одной струи (крайняя правая на фиг. 4). Нам не известно, чтобы процесс образования и развития протуберанца над действительной вспышкой был зарегистрирован где-либо, кроме одного случая возвратного выброса над вспышкой, зарегистрированного Мак Мэсом [5], хотя и у нас и в зарубежной литературе отмечено довольно много регистраций развития так называемых возвратных выбросов*. Эти возвратные выбросы не обязательно связаны со вспышками; это следует из наших кинорегистраций активных темных волокон, которые часто появляются в активной области, не связанной со вспышкой, и затем быстро исчезают, двигаясь обратно по той же траектории. С другой стороны, весьма редки также случаи, когда вспышка не сопровождалась бы возвратным выбросом.



Фиг. 6. Зависимость длины траектории от времени для струй протуберанца 10 мая 1951 г.

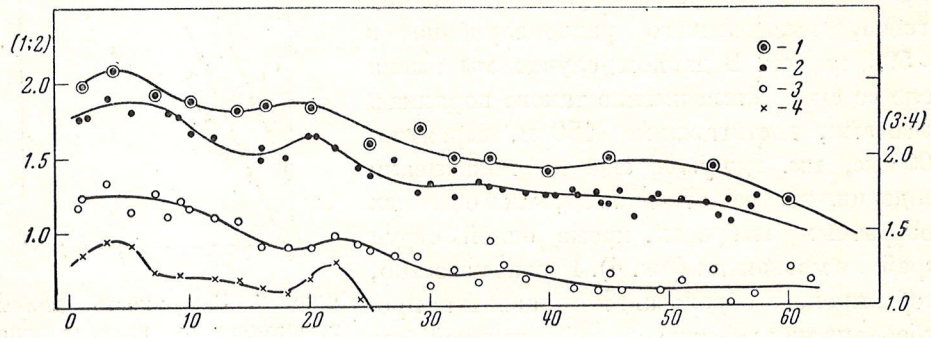
Но не следует упускать из виду, что обычные, до сих пор проводившиеся спектроскопические наблюдения хромосферных вспышек способны дать представление о движениях основной поглощающей массы протуберанца, связанного со вспышкой, вдоль луча зрения, т. е. массы протуберанца, для которой оптическая толща заметно больше единицы. Однако из наблюдений известно, что только достаточно оптически плотные

---

* После того, как настоящая работа была сдана в печать был получен № 1 журнала Astrophysical Journal за 1951 г., где в статье Додсон и Мак Мэе приведено описание вспышки на лимбе 8 мая 1951 г. 15 часов миров. времени в тойже самой области, которая наблюдалась нами. Обстановка на диске по фотографиям этих авторов очень сходна с той, что на рис. 5. Характерно, что вспышка наблюденная этими авторами, имела вид коронального протуберанца, тогда как мы наблюдали протуберанец, яркость которого была сравнима с яркостью слабой вспышки (примечание сделано в корректуре).

протуберанцы оставляют след на краю диска в виде темного волокна. Поэтому не исключена возможность того, что образование протуберанца над вспышкой есть процесс более сложный, нежели просто возвратный выброс: отдельные верхние массы протуберанца, как показывает наша регистрация вспышки 10 мая 1951 г., могут иметь прогрессивное движение наружу с очень большими скоростями. Эти наружные массы, находясь уже в короне, быстро высвечиваются благодаря усиленной ионизации и потому их свечение и оптическая плотность становятся недостаточными для регистрации обычным спектроскопическим путем.

Поэтому мы приходим к заключению, что характерный сдвиг частот радиоизлучения при вспышках может быть связан также с фактическим



Фиг. 7. Изменение интенсивности в различных местах вспышки 10 мая 1951 г.

выбросом водородных масс из вспышки. В пользу этого говорит также подсчет давления излучения в линии L_α во вспышках, сделанный ранее Э. Р. Мустелем и автором [1].

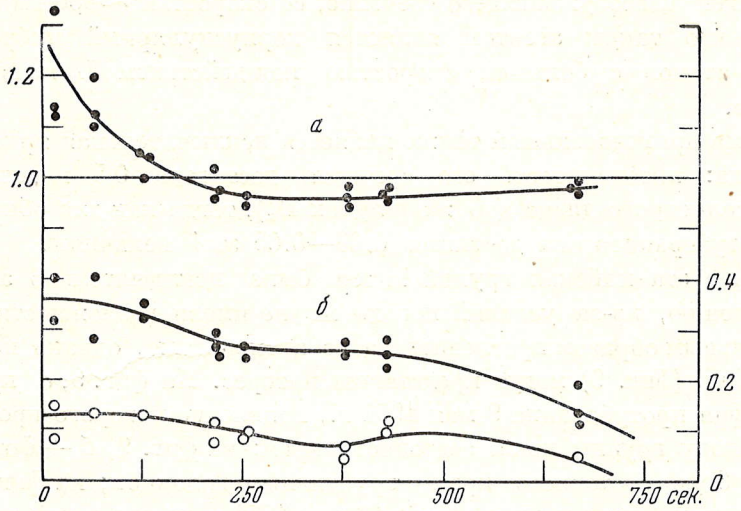
Результаты измерений интенсивности свечения вспышки, сделанных в местах, указанных стрелками на фиг. 4, показаны на фиг. 7. Полученные интегрированием изменения энергии со временем (на фиг. 7) величины нижнего предела полной энергии U, испущенной вспышкой в этих местах, с учетом коэффициента потемнения $p = 0{,}60$ даны в табл. 1; там же приведены значения средней энергии $\varepsilon_m (= U/t_0$, где t_0 — длительность вспышки) и значения ε_M максимальной энергии. Приведены для сравнения те же значения для вспышки 15 ноября 1950 г.

Таблица 1

Вспышка	Место	U, эрг/см²	t_0, сек	ε_m, $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\ \text{сек}}$	ε_M
10.V 1951 г.	1	$1.12 \cdot 10^8$	750	$1.50 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$
	2	$0.74 \cdot 10^8$	750	$0.99 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$
	3	$0.58 \cdot 10^8$	750	$0.77 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^5$
	4	$0.17 \cdot 10^8$	310	$0.54 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^5$
15. XI 1950 г.	2.08	$2.08 \cdot 10^8$	3100	$0.67 \cdot 10^5$	$0.95 \cdot 10^5$

Характерным для вспышки 10 мая 1951 г., так же как и для вспышки 15 ноября 1950 г., является наличие вполне выраженных колебаний свечения — как бы вторичных максимумов, наступающих почти одновременно в различных местах вспышки. Этот факт впрочем отмечался и другими наблюдателями.

Представляет также интерес изменение яркости протуберанца в той его части *а* (см. фиг. 4), которая проектируется на диск Солнца (фиг. 8, *а*). В начальной стадии развития излучение протуберанца составляло не менее 1.1 интенсивности центра солнечного диска, т. е. было сравнимо



Фиг. 8. Изменение интенсивности протуберанца 10 мая 1951 г., выброшенного из вспышки

с излучением самой вспышки. Это делает весьма условным разграничение, по крайней мере в начальной стадии, светящихся масс на те, которые принадлежат вспышке, и те, которые принадлежат протуберанцу, хотя последние поднимаются на высоту 30—50 тыс. км. С этой точки зрения становится объяснимым утверждение Эвершеда [6], оспариваемое Эллисоном [7], что во вспышках наблюдаются большие лучевые скорости, определенные по линии H_α в излучении: эти скорости, как показывают наши наблюдения, есть скорости исключительно яркого протуберанца над вспышкой. Аналогичное явление, как мы указывали, наблюдали Мак Мэс и Молер [5], хотя в нашем случае различие между протуберанцем и вспышкой еще слабее выражено, чем в случае, описанном этими астрономами. Наши фотографии непосредственно показывают сплошное истечение из вспышки материи, образующей протуберанец. По мере погасания вспышки уменьшается и яркость протуберанца на диске, так что он становится видимым в поглощении, как темное волокно (фиг. 8, *а*).*

* См. примечание на стр. 7; Мак Мэс и Додсон также наблюдали вспышку в виде протуберанца типа коронального облака над той же группой, но за ~ 30 часов раньше нас.

На той же фиг. 8, *б* представлено изменение яркости трех струй (разрез *б* на фиг. 4) и двух фронтальных узлов (верхняя и нижняя кривые соответственно) со временем. Здесь имеется только одна особенность по сравнению с аналогичными зависимостями для протуберанцев, опубликованными нами ранее [6]: это наличие вторичного максимума, отражающего появление вторичного максимума во вспышке, но с запозданием в 250 сек. Так как измеренные фронтальные узлы находились в момент вторичного максимума на расстоянии $\sim$200 тыс. км от вспышки, то появление этого максимума можно объяснить диффузией через массу протуберанца некоторого агента, возбуждающего свечение, со скоростью $\sim$800 км/сек. Возможно, что таким агентом является корпускулярный выброс водородных атомов с большой скоростью под действием L_α излучения во вспышке.

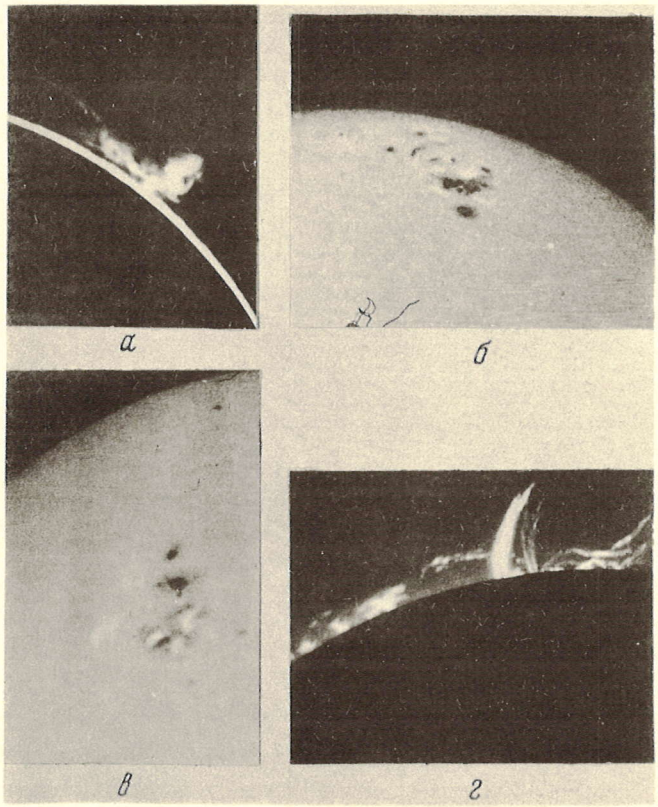
Весьма примечательным также является исключительная яркость протуберанца: интенсивность его свечения достигала 0,5 интенсивности центра солнечного диска (то же в лучах H_α), тогда как для обычных ярких протуберанцев она достигает 0.03—0.05 этой величины.

Вообще эта майская группа пятен была исключительно активной. К сожалению, из-за условий погоды мы не имели возможности удовлетворительным образом проследить за ее активностью, однако некоторые фотографии (фиг. 9) могут представить интерес. На фиг. 9, *а* приведена фотография протуберанца 9 мая 1951 г., появление которого предшествовало выходу группы из-за восточного края; на фиг. 9, *б* — фотография группы близ восточного края с эруптивным волокном; на фиг. 9, *в* — также группа близ западного края 18 мая 1951 г., когда в ней возникали и погасали небольшие вспышки; на фиг. 9, *г* — чрезвычайно яркий протуберанец электромагнитного типа, возникший 22 мая, когда группа только что зашла за западный край.

Как было показано в нашей работе [1], интенсивность полного излучения в линии L_α во вспышках может составлять $\sim 1.0 \cdot 10^7$ эрг/см сек Å при интенсивности излучения в линии H_α около $1.0 \cdot 10^6$ эрг/см сек Å. Это дает для отношения полных излучений в линиях L_α и H_α значение $\sim$10. Если это значение характерно для большинства вспышек (что зависит в основном от физического механизма свечения во вспышках), то полная энергия свечения вспышки, испускаемая в линии L_α, должна быть для изучаемых нами вспышек не менее $0.5 \cdot 10^9$ — $2.0 \cdot 10^9$ эрг/см, а средняя энергия

$$\overline{E} > 1.0 - 2.0 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.} \qquad (7)$$

Наши измерения контуров линии H_α во вспышках [1] показывают, что эту величину следует по крайней мере утроить за счет той эмиссии в крыльях линии (на расстояниях $\Delta\lambda > 0.25$ Å от центра линии), которая выпадает при нашем способе оценки эмиссии, прошедшей через узкополосный фильтр. Поэтому эмиссия в линии H_α в изученных вспышках достигала, вероятно, $\sim 10^6$ эрг/см^2 сек для линии H_α и $\sim 10^7$ эрг/см^2 сек в линии L_α.



Фиг 9. Иллюстрации активности большой группы солнечных пятен в мае 1951 г.

ОБ ИСТОЧНИКЕ ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ ВСПЫШКОЙ

С чисто феноменологической точки зрения вспышка есть место солнечной поверхности с сильным эмиссионным заполнением и даже обращением абсорбционных линий водорода и некоторых других элементов (Ca^+, D_1, D_2, D_3 и некоторые линии ионизованных металлов), т. е. это места с избыточной, по сравнению с нормальным «равновесным» состоянием солнечной атмосферы, энергией излучения в линиях (и, возможно, в непрерывном спектре). Безотносительно к тому, каков механизм возникновения этой избыточной энергии излучения (рекомбинации, возбуждение ударом или какой-либо другой механизм), совершенно очевидно, что эта энергия появляется в результате превращения в нее энергии какого-то другого вида, связанной с тем процессом, который вызывает вспышку. Нам не известен достаточно точно этот процесс. Наиболее правдоподобно объяснение вспышки вследствие разряда, охватывающего большую область солнечной атмосферы и возникающего в результате достаточно быстрого изменения напряженности магнитного поля солнечных пятен и связанного с этим изменения индуцированного электрического поля*. С этой точки зрения, избыточная энергия свечения вспышки берется в результате превращения части джоулева тепла, выделенного при прохождении тока через солнечную атмосферу. Ежесекундное джоулево тепло, выделяемое при прохождении тока плотности i в среде с проводимостью σ, есть i^2/σ (проводимость в условиях солнечной хромосферы, по расчету Коулинга [9], порядка $5 \cdot 10^{12}$).

Следовательно, если считать, что

$$i^2 > \sigma\bar{\varepsilon}, \tag{8}$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия, ежесекундно теряемая вспышкой в единице объема ($\bar{\varepsilon} \approx \varepsilon_m/l$, где l — порядок линейного размера вспышки, $\sim 10^9$ см), то $\bar{\varepsilon}$ — не меньше $\sim 10^{-3}$ и даже $\sim 10^{-2}$, а

$$i > \sim 10^5 \text{ CGSE} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2.$$

Соответствующее этой плотности тока напряжение электрического поля будет

$$E = \frac{i}{\sigma} > \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ CGSE} \approx 10^{-5} \text{ в/см}. \tag{9}$$

Оценим теперь порядок напряженности электрического поля, индуцируемого при развитии пятен. Например, пятно, образовавшееся под вспышкой 15 ноября 1950 г., имело радиус $\sim 10^9$ см, т. е. составляло около 50 миллионных полусферы. Магнитное поле такого пятна можно оценить в ~ 400 гаусс — из средней зависимости между площадью и магнитным полем пятен, приведенной, например, у Коулинга [9].

Поток индукции

$$\Phi = 4\pi r^2 H, \tag{10}$$

* Попытка разработки механизма такого процесса сделана Джованелли [11].

где r — радиус пятна, будет $\sim 10^{21}$, а его изменение за время порядка суток

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \approx 10^{16}. \tag{11}$$

Напряженность поля кругового тока, возникающего в результате такого потока, есть

$$E' = \frac{1}{2\pi r c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ в/см}. \tag{12}$$

Если учесть, что наша оценка эмиссии вспышки основана на сильно заниженном значении (величина i/σ, вероятно, не ниже 10^{-5}), а также то, что джоулево тепло переходит, помимо излучения, также в другие виды энергии (ионизация, увеличение электронной температуры), то мы придем к заключению, что оценка (9) электрического поля по эмиссии во вспышке не находится в резком несоответствии с величиной тех полей, которые вообще могут возникать в окрестности солнечных пятен. Разумеется, это сопоставление полей E и E' не предполагает никакого конкретного механизма перехода поля E' в ток разряда, вызывающего вспышку, так как совокупность явлений здесь является очень сложной. Попытки рассмотрения таких конкретных механизмов были сделаны Джованелли [11] и Пикельнером [12].

Таким образом, простые энергетические соображения требуют сравнительно незначительных электрических полей: общего падения потенциала на всей длине вспышки порядка 1000 вольт достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемую необратимую потерю энергии вспышкой через излучение.

Литература

1. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **5**, 3, 1950; **8**, 3, 1952; Докл. АН СССР **80**, 867, 1951.
2. А. Б. Гильварги А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **6**, 45, 1950.
3. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **4**, 3, 1949.
4. I. Wild a. L. Mc Cready. Austr. Journ. of Sc. Recearch, A, **3**, No 3, 1950.
5. R. Mc Math a. O. Mohler. Observatory **68**, 69, 1948.
6. I. Evershed. Observatory **68**, 110, 1948.
7. M. Elison. Observatory **68**, 69, 1948.
8. А. Б. Северный. Докл. АН СССР **73**, 475, 1950.
9. Т. Коулинг. Сборник Совр. проблемы астрофизики, М., ИЛ, 1951.
10. T. G. Cowling. M. N. **106**, 218. № 3, 1946.
11. R. Giovanelli. M. N. **108**, 164, 1948.
12. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **7**, 99, 1951.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

О МАССАХ ГАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ В НЕКОТОРЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

На основании измеренных значений интегральной яркости в лучах H_α определена плотность электронов N_e в газовых объектах в М 33 и М 31 (в среднем 100 и 61 соответственно). Для 13 газовых туманностей в М 33 и трех в М 31 определены массы (порядка $0.5 \cdot 10^4$ — $3 \cdot 10^5$ в М 33 и $0.5 \cdot 10^4$ — $1.5 \cdot 10^4$ в М31). Газовые объекты с массой такого же порядка встречаются и в других внегалактических туманностях. Ошибка в определении N_e, возможно, достигает фактора 2—3, ошибка в массе — фактора 4.

Исследованные гигантские диффузные туманности, по крайней мере NGC 604 и 595 в М 33, включают, вероятно, не менее 30 и 20 белых сверхгигантов — системы звезд, удовлетворяющие основным условиям О-ассоциаций. Каждая из гигантских газовых туманностей представляет собою физическую систему, в которой звезды генетически связаны с одной стороны между собою, а с другой — с туманностью.

В рассмотренных газовых объектах газовая материя является доминирующей, по массе превышающей во много или несколько раз включенные в туманности звезды. Характеристика населенности внегалактических систем в отношении массы и размеров отдельных газовых образований и всей газовой материи в целом, может быть, находится в тесной связи с состоянием внегалактических туманностей.

Важнейшими характеристиками диффузных газовых туманностей для исследования их роли в Галактике являются их масса, размер и светимость. В частности, эти данные должны иметь кардинальное значение в проблеме происхождения и развития газовых туманностей и в проблеме взаимоотношения между газовыми туманностями и возбуждающими их свечение горячими звездами. В недавней работе [1] мы отметили, что некоторые большие диффузные газовые туманности имеют массу порядка тысяч и сотен солнечных масс. В таких системах, включающих горячие звезды и газ (и, вероятно, то или иное количество пыли), масса газовой материи во много раз превосходит массу звезд. При решении вопроса о существовании таких массивных систем мы сталкиваемся с различными трудностями. В частности, очень большое влияние на результат имеет принятое значение для расстояния туманностей. При определении массы расстояние входит в степени $\frac{5}{2}$. Несомненно также, что большое влияние на результат оказывает наличие темной материи, сильно искажающей картину видимого распределения звезд и туманной материи. Проблема существования таких

гигантских газовых систем с большой массой может быть связана с проблемой существования ассоциаций горячих звезд. Мы думаем, что некоторые из упомянутых выше трудностей, встречающиеся при исследовании диффузных газовых туманностей в Галактике, могут быть обойдены при рассмотрении подобных образований во внегалактических системах.

Для этой цели вообще пригодны наиболее близкие внегалактические туманности, малая ось которых возможно меньше отклоняется от луча зрения. Благоприятный случай мы имеем, например, в М 33. При галактической широте этой туманности ($\beta = 30°$) поглощение в нашей Галактике около λ 6500 в этом направлении мало, притом в пределах М 33 оно, очевидно, совершенно одинаково. В связи с ориентацией М 33 оптическая толща и в самой туманности в направлении луча зрения не велика, во всяком случае не велика на краю туманности.

В туманности М 33 имеется большое число отдельных хорошо выделяемых газовых туманностей с эмиссионным спектром. При помощи светосильной камеры 640 мм мы получили снимки М 33 в лучах H_α, на которых хорошо видно значительное число диффузных газовых туманностей. Остановимся пока на трех наиболее ярких туманностях в М 33 NGC 604, 595 и 588, размер которых соответственно равен $65'' \times 55''$, $55'' \times 32''$ и $30'' \times 25''$ [2].

Наши измерения интегральной яркости этих туманностей в лучах H_α путем привязки к звездам полярной последовательности (красная система звездных величин [3]) дали для туманностей NGC 604, 595 и 588 соответственно 9.8, 11.6 и 12.1.

Расстояние до М 33 хорошо известно на основании исследования значительного числа цефеид и других звезд [2]. Приняв $A(r) = -0^m.3$ для $\beta = 30°$, мы исправили расстояние и размеры за поглощение в нашей Галактике в визуальных лучах. Совокупность приведенных выше данных позволяет оценить плотность электронов и массу туманностей.

Для определения массы туманностей мы пользовались двумя способами — абсолютным и относительным. Определение массы абсолютным путем заключается в следующем [4]. Наблюденную в лучах H_α яркость всей туманности m_n сначала редуцируют к яркости H_n, соответствующей одной кв. минуте дуги. Далее, так как поверхностная яркость не зависит от расстояния, то имеется возможность путем сравнения наблюдаемых поверхностных яркостей туманности H_n и Солнца $H_\odot$ получить энергию излучения туманности S_n в эрг см$^{-2}$ сек$^{-1}$. Так как поверхностная яркость (болометрическая) с 1 кв. мин. дуги $H_\odot$ для Солнца равна $-19^m.68$, а количество излучаемой энергии $S_\odot = 6.25 \cdot 10^{10}$ эрг см$^{-2}$сек$^{-1}$, то, очевидно, из формулы

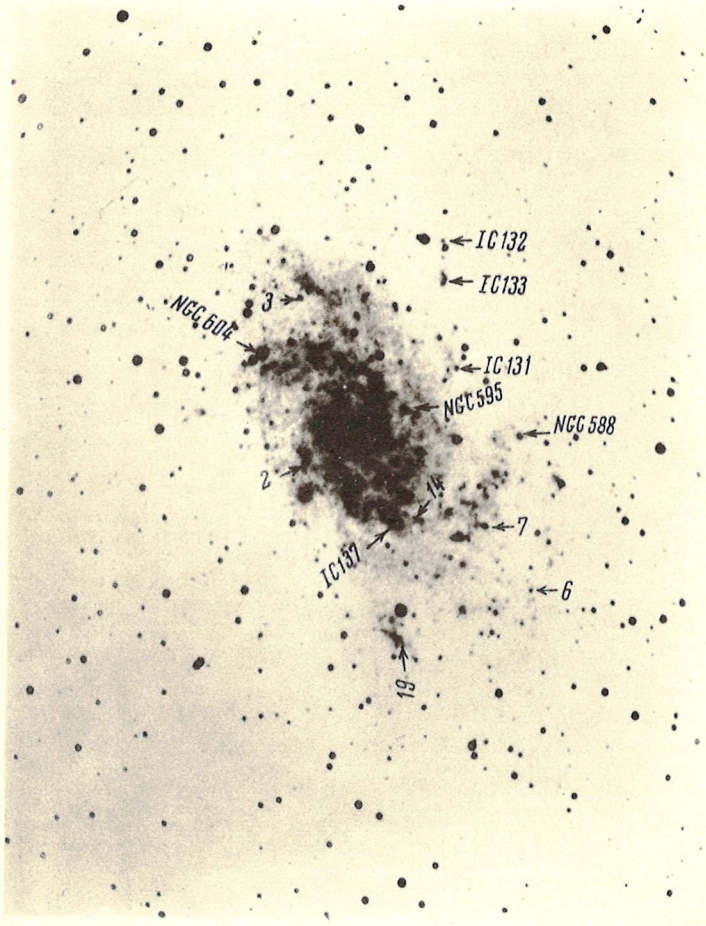
$$\lg S_\odot - \lg S_n = 0.4\,(H_n - H_\odot)$$

следует

$$S_n = 0.840 \cdot 10^3 \cdot 2.512^{-H_n} \text{ эргсм}^{-2}\text{ сек}^{-1}. \qquad (1)$$

С другой стороны, для случая механизма рекомбинации с последующим переизлучением в линиях бальмеровой серии количество энергии,

Фиг. 1. Спиральная туманность М 33



Фиг. 2. Измеренные газовые туманности в М 33

выделяемой 1 см^3, равно

$$E_{n2} = N^+ \cdot N_e \cdot \frac{6.99 \cdot 10^{-33}}{T^{3/2}} \cdot b_n Z^4 \cdot \frac{g}{8} \cdot \frac{2RZ^2}{n^3} \cdot e^{x_n}, \tag{2}$$

где $x_n = \frac{hRZ^2}{n^2 k T_e}$.

Вводя постоянные для линии H_α, будем иметь

$$E_{H_\alpha} = 48.5 \cdot 10^{-20} \cdot \frac{N^+ \cdot N_e}{T_e^{3/2}} \cdot b_3 \cdot e^{x^3}, \tag{3}$$

где $e^x = 5.72$ для $T_e = 10\,000°$ и b_3 приблизительно равно 0.1. Если туманность представляет собою однородную сферу радиуса R или оболочку толщиной D, то величину E_{H_α} можно связать с наблюдаемой поверхностной яркостью H_n или S_n. Так, в случае сферы будем иметь

$$S_n = \frac{1}{3} \cdot E_{H_\alpha} \cdot R. \tag{4}$$

Из (2), (3) и (4) получаем

$$N_e \sqrt{b_3} = \frac{0.72 \cdot 10^{11} \cdot T_e^{3/4} \cdot e^{-\frac{x_3}{2}}}{\sqrt{R}} \cdot 2 \cdot 512^{-H_n/2}. \tag{5}$$

Зная N_e, R или D, легко получить массу.

Теоретические основы определения плотности электронов N_e представляются как будто довольно надежными. Несколько более обоснованное применение аналогичных формул к бальмерову континууму для случая планетарных туманностей дает существенно те же результаты, что и применение к линиям бальмеровой серии.

Применяя эти формулы к нашим измерениям газовых туманностей в лучах H_α во внегалактической туманности M 33, мы могли получить плотность N_e и отсюда уже оценить массу этих туманностей.

В трех случаях NGC 604, 595 и 588, когда известны угловые размеры туманностей, были определены из m_n поверхностные яркости H_n, а по формуле (5) были вычислены значения N_e.

Наблюденные значения m_n были увеличены на $+0.3$ с целью учесть хотя бы грубо влияние двух линий азота [N II], а также непрерывного спектра близ H_α. Туманность M 33 воспроизведена на фиг. 1 и 2 (стрелками отмечены измеренные газовые туманности). Данные об эмиссионном спектре туманностей и их обозначения взяты у Мэйолла и Аллера [5]. Результаты наблюдений и вычислений даны в табл. 1.

В этой же табл. 1 на основе исправленного значения расстояния 230 000 парсек даны абсолютные величины этих туманностей.

Массы туманностей NGC 604, 595 и 588 были определены нами также путем привязки к стандарту. Как легко видеть, масса газовой туманности M пропорциональна $\sqrt{LV}$, где L — абсолютная яркость, V — объем [6]. Действительно, $M \sim VN^+$ (N^+ — число протонов в единице объема). Далее, в случае механизма рекомбинации в газовой водородной туманности

Таблица 1

Туманность	m_n	H_n	M	Радиус, парсек	N_e	Масса M (в единицах Солнца)	
NGC 604	$9^m.8$	$+9^m.8$	$-12^m.0$	33.3	104	$3.8\cdot10^5$	$1.9\cdot10^5$
» 595	11.6	+10.8	−10.2	24.2	76	$1.1\cdot10^5$	$5.3\cdot10^4$
» 588	12.1	+10.4	− 9.7	15.5	116	$4.4\cdot10^4$	$2.2\cdot10^4$
Anon. 7	14.0		− 7.8			$0.6\cdot10^4$	
» 2	13.4		− 8.4			$1.1\cdot10^4$	
» 3	13.5		− 8.3			$1.1\cdot10^4$	
IC 132	13.4		− 8.4			$1.1\cdot10^4$	
» 133	14.0		− 7.8			$0.6\cdot10^4$	
» 131	13.6		− 8.2			$0.8\cdot10^4$	
» 137	13.3		− 8.5			$1.3\cdot10^4$	
Anon. 14	14.2		− 7.6			$0.5\cdot10^4$	
» 19	14.1		− 7.7			$0.6\cdot10^4$	
» 6	14.6		− 7.2			$0.4\cdot10^4$	

количество излучаемой энергии в единице объема $\sim N^+\cdot N_e$. Так как практически $N^+ = N_e$, то $L \sim VN^{+2}$. Следовательно,

$$M \sim \sqrt{LV}. \tag{6}$$

В качестве стандарта мы пока взяли планетарную туманность IC 351, для которой, к сожалению, расстояние известно лишь с очень малой точностью. По известным нам источникам мы имеем: Б. А. Воронцов-Вельяминов 2760 парсек в 1948 г. и 1500 в 1950 г. [7], Т. Пэйдж и Дж. Гринстейн на основании данных Л. Бирмана 5500 парсек в 1951 г. [8].

Мы приняли для IC 351 расстояние 2700 парсек. Наши измерения яркости в лучах H_α путем привязки к полярной последовательности дали для этой туманности $m_n = 11.4$. В дальнейших вычислениях, с целью учета влияния соседних линий [N II] и непрерывного спектра, мы также ввели поправку +0.3. Для учета межзвездного поглощения около линии H_α мы приняли $A(r) = -1.3$. Вычисленные по формуле [5] значения N_e были уменьшены приблизительно вдвое в соответствии с редукцией, введенной Пэйджем и Гринстейном [8]. Основанием для такой редукции служит то, что вычисленные значения абсолютной яркости для ряда планетарных туманностей кажутся слишком большими. В результате мы получили $N_e = 9300$, а для массы IC 351 значение около $0.09\odot$. Если взять плотность электронов и расстояние по Пэйджу и Гринстейну, то получим $0.22\odot$.

На основании приведенных выше данных и формулы (6) мы находим для отношения масс NGC 604, 595 и 588 в M 33 к массе IC 351 значения: $2.1\cdot10^6$, $5.9\cdot10^5$ и $2.4\cdot10^5$. Отсюда мы получили приведенные в последнем столбце табл. 1 значения масс. Хотя расхождение результатов значительно, но можно считать, что масса NGC 604, вероятно, не меньше $100\,000\odot$. Если взять плотность электронов и расстояние для IC 351 по Пэйджу и Гринстейну, то практически второй метод даст то же, что и первый (предпоследний столбец).

Вообще следует придать больший вес массам диффузных туманностей в М 33, определенным абсолютным путем, так как в этом случае ошибка, обязанная неточному знанию расстояния, не слишком велика. Массы же, определенные относительно, путем привязки к планетарным туманностям, могут быть искажены едва ли не в пять раз только потому, что расстояния до планетарных туманностей вообще весьма неточны.

В табл. 1 даны также результаты измерений и вычислений для некоторых других газовых туманностей в М 33, для которых мы не имеем угловых размеров и знаем только интегральную яркость в лучах H_α. Непосредственное определение массы в этом случае невозможно, и поэтому для грубой оценки массы мы выбрали другой путь. Для туманностей NGC 604, 595 и 588, как видно из табл. 1, значения N_e мало различаются между собою (порядка 100). Эти значения N_e порядка найденных нами для нескольких наиболее ярких диффузных туманностей в Галактике: 53 для NGC 6523, 110 для NGC 6618, 28 для NGC 2237 [1]. Для NGC 1976 в Орионе N_e в целом, вероятно, порядка нескольких сотен. Произвольно допуская, что плотность электронов во всех других туманностях в М 33 такая же, как в NGC 604, 595 и 588, мы могли на основании измеренных значений m_n оценить массы всех других туманностей из приемлемого в данном случае соотношения $M \sim L$.

Помимо туманностей в М 33, мы имели возможность предварительно рассмотреть три газовые туманности в М 31. Размер этих туманностей мы могли оценить лишь очень грубо, вероятно с ошибкой до 50%, так как наш масштаб мал для этой цели (около 4′ в 1 мм). Расстояние по Хэбблу [9] было исправлено за поглощение — 0.5 в Галактике.

В табл. 2 приведены результаты.

Таблица 2

Туманность	m_n	M_n	M	R, парсек	N_e	Масса M (в единицах Солнца)	
+ 28′ от центра	$13^m.5$	$+11^m.6$	−8.2	13.5	74	$1.9 \cdot 10^4$	$0.9 \cdot 10^4$
− 11′ » »	14.0	+12.1	−7.7	13.5	59	$1.4 \cdot 10^4$	$0.7 \cdot 10^4$
− 70′ » »	14.4	+12.5	−7.3	13.5	50	$1.2 \cdot 10^4$	$0.6 \cdot 10^4$

В последнем столбце данны массы, полученные путем привязки к IC 351 [формула (6)]. Если размер туманностей в М 31 порядка 50—60 парсек, как об этом упоминают Бааде и Мэйолл [10], то, применяя абсолютный способ, мы будем иметь для этих туманностей массу в два-три раза больше.

Учитывая различного рода возможные ошибки, можно думать, что ошибка в определении N_e в табл. 1 и 2 может достигнуть фактора 2—3, ошибка в массе — фактора 4.

В качестве дальнейшего примера, который мы предполагаем еще исследовать, можно выделить близкий внегалактический объект NGC 6822 типа Магеллановых облаков, находящийся на расстоянии 214 000 парсек [11]. В NGC 6822 можно отметить не менее четырех диффузных объектов очень значительной светимости, размером от 20 до 52″, или от 21 до

55 парсек. Наиболее яркий из них имеет абсолютную величину не меньше —10. Здесь, несомненно, мы имеем гигантские туманности с очень большой массой, вероятно, порядка $5 \cdot 10^4 \odot$.

Наконец, упомянем еще газовые туманности в Большом Магеллановом облаке. Здесь не менее 15—20 газовых объектов с массой, вероятно, больше массы туманности Ориона. Что же касается знаменитой туманности 30 Doradus, NGC 2070, то при ее абсолютной величине —14 (pg) и размерах около 80 парсек [12] масса ее должна быть, вероятно, не менее $10^5 \odot$. Приведенные выше массы могут оказаться очень завышенными, если распределение материи в туманностях очень неравномерное или даже имеет волокнистый характер [1].

В свете этих фактов обнаружение в нашей галактической системе газовых образований с массой порядка сотен или нескольких тысяч солнечных масс не кажется удивительным. Очень большая масса обусловливается либо большим размером туманностей, либо большой плотностью материи, либо тем и другим. Например, масса туманности, имеющей линейный размер в 60 парсек и электронную плотность 1, равна около $3000 \odot$. Такая туманность в нашей Галактике, несмотря на ее очень большую массу, на обычных фотографиях не будет видна. Очень слабую эмиссию можно будет распознать при помощи небулярного спектрографа и лишь с трудом туманность можно будет выделить на снимках, полученных с узким красным фильтром. При расстоянии в 1000 парсек туманность будет занимать на небе около 3°.5 и будет напоминать те водородные поля, которые в последнее время выделены в Млечном пути. Но туманность при электронной плотности 80 и размере около 14 парсек также будет иметь массу около $3000 \odot$. Таким образом, если первый случай будет соответствовать туманности типа обширных водородных полей в Млечном пути, то второй случай будет напоминать яркие изолированные гигантские туманности, скажем NGC 2237—2244 в Единороге [1].

Однако можно показать, что в случае обширных водородных полей в нашей Галактике интегральная яркость звезд в объеме 60 куб. парсек, вероятно, во много раз превосходит интегральную яркость газовой составляющей в этом облаке. Таким образом, эмиссионный характер спектра объекта при слабости непрерывного спектра указывает, что мы имеем дело с туманностями в собственном смысле, а не с образованиями, подобными обширным водородным полям с плотностью 1—2 электрона в 1 см^3, наблюдаемыми в нашей Галактике.

Имеется возможность бросить взгляд на взаимоотношение между газовыми объектами в M 33 и возбуждающими их свечение горячими звездами. Как раз Хэббл [2], подробно исследовавший M 33, мог при помощи 100″ телескопа выделить индивидуальные звезды в NGC 604, 595 и 588 (табл. 3). Абсолютные величины даны на основании исправленного за поглощение расстояния.

Следует отметить, что если группа звезд находится в пределах 1″ на пластинке (около 1.3 парсек), то она будет восприниматься как одна звезда. Поэтому некоторые из упомянутых здесь звезд, вероятно, представ-

Таблица 3

NGC 604		NGC 595		NGC 588	
m (pg)	M (pg)	m (pg)	M (pg)	m (pg)	M (pg)
$15^m.75$	$-6^m.05$	$16^m.6$	$-5^m.2$	$16^m.55$	$-5^m.25$
15.8	6.0	16.7	5.1	16.85	−4.95
15.9	5.9	16.8	5.0	17.5	−4.8
15.95	5.85	16.9	4.9	17.7	−4.1
16.0	5.8	17.0	4.8	Σ = 15.5	Σ = −6.3
16.15	5.65	17.0	4.8		
16.15	5.65	17.2	4.6		
16.3	5.5	17.5	4.3		
16.45	5.35	17.6	4.2		
16.55	5.25	17.6	4.2		
16.55	5.25	17.7	4.1		
16.75	5.05	Σ = 14.6	Σ = −7.2		
16.8	5.0				
16.85	−4.95				
Σ = 13.2	Σ = −8.6				

ляют собою группу из 2—3 звезд. В пользу этого говорит очень большая абсолютная яркость некоторых из этих звезд, много больше средней абсолютной яркости звезд класса O и B0.

Важно еще отметить, что в табл. 3 все звезды голубые. Хотя точные фотовизуальные величины для этих звезд и не были получены, но, согласно Хэбблу, вообще «средний колориндекс звезд, приписываемых M 33, слегка отрицателен», в то время как для упомянутых звезд в NGC 604, 595, 588 «фотовизуальные изображения столь же малы или еще более малы, чем изображения любых иных звезд того же порядка фотографической величины в этих туманностях». Что эти звезды принадлежат к классу O — B0, видно также из того, что известное соотношение Хэббла $m + 5 \lg a = 11.1$ (среднее отклонение $\pm$ 0.8) между угловыми размерами галактических диффузных туманностей и интегральной величиной включенных в них звезд распространяется и на указанные три диффузные туманности NGC 604, 595 и 588, для которых $m + 5 \lg a = 11.8$ (среднее отклонение $\pm$ 0.3). Поэтому едва ли можно сомневаться в том, что спектр звезд или групп звезд, перечисляемых в табл. 3, очень близок к O или B0.

Из всего этого следует, что эти группы звезд, вероятно, состоят, по крайней мере преимущественно, из белых сверхгигантов. Во всяком случае роль звезд более поздних классов здесь не велика, так как иначе колориндекс звезд в NGC 604, 595 и 588 не был бы вообще отрицателен или даже более отрицателен, чем колориндекс каких-либо других звезд, выделенных в M 33. Если бы в NGC 604, 595 и 588 было много звезд вообще и в частности звезд более поздних классов в соответствии с обычной функцией светимости, то мы имели бы сильный непрерывный спектр в этих туманностях. В действительности этого нет. Кроме того, как известно, слабый непрерывный спектр может выявляться и независимо от наличия звезд (например,

в некоторых планетарных туманностях). Вообще в М 33 имеются также туманности с непрерывным спектром, но мы остановились только на туманностях преимущественно с эмиссионным спектром. Кроме приведенных выше аргументов (кратность звезд при аномально большой светимости), в пользу наличия значительного числа белых сверхгигантов говорит следующее соображение. Радиус зоны H II для звезды O8 ($T_e = 40\,000°$) равен $66 \cdot N_e^{-2/3}$ парсек. Для этой звезды при $N_e = 100$ радиус равен около 3.1 парсек. Для группы звезд радиус зоны H II растет $\sim \sqrt[3]{n}$, и для 100 звезд O8 радиус будет равен только около 14.5 парсек. Но это было бы так, если бы звезды находились в центре туманности. В действительности при размерах туманности NGC 604 $65'' \times 55''$ наблюдаемые 14 звезд разбросаны на площади в $50''$. Это существенно меняет условия. Тем не менее, чтобы ионизовать сферу радиусом в 33 парсек при $N_e = 100$, необходимо иметь, вероятно, не меньше 30 звезд O8. С другой стороны, число звезд не может быть, повидимому, слишком большим, так как непрерывный спектр туманности сделался бы преобладающим. Все это говорит в пользу того, что число белых сверхгигантов в NGC 604 и 595 составляет не 14 и 10, а по крайней мере вдвое больше.

Наблюдаемая интегральная яркость включенных в NGC 604, 595 и 588 белых сверхгигантов равна —8.6, — 7.2 и —6.3. Если это составляет только половину всех имеющихся в этих туманностях белых сверхгигантов, то для интегральной яркости будем иметь соответственно: —9.3, —7.9 и —7.0. При редуцировании к визуальным величинам яркость уменьшится на $0\overset{m}{.}2$—$0\overset{m}{.}3$. Эти числа можно сопоставить с наблюдаемой абсолютной интегральной величиной туманностей в лучах H_α —12.0, — 10.2 и —9.7 соответственно для NGC 604, 595 и 588. Так как радиация туманностей в лучах H_α представляет собою часть преобразованной радиации возбуждающих звезд, то естественно, что абсолютная яркость туманностей в лучах H_α должна быть не больше болометрической яркости возбуждающих звезд. Если считать, что температура возбуждающих звезд равна 30 000°, то при болометрической поправке около —3.1 интегральная величина туманности не могла бы превысить —12.4, —11.0 и —10.1 для NGC 604, 595 и 588. При этом мы приняли, что в этих туманностях находятся не 14, 10 и 4 звезды O—B0, а соответственно 28, 20 и 8. Согласие можно считать более или менее удовлетворительным.

В настоящей стадии исследования, имея в виду ошибки в определении различных величин, нельзя еще ставить вопрос о каких-то неучтенных факторах, определяющих излучение туманностей и звезд.

Таким образом, по крайней мере диффузные туманности в М 33 NGC 604 и 595 представляют собою не только гигантские газовые массы, но и очень большие концентрации белых сверхгигантов. Если для NGC 604 взять вероятно нижний предел для значения массы (100 000$\odot$) и вероятно высший предел для числа белых сверхгигантов класса O и B0 (100 вместо наблюдаемых 14), то и в этом крайнем случае на одну звезду O—B0 пришлось бы 1000 солнечных масс газовой материи. Если каждая из этих ста

O—B0 звезд имеет массу 40 ⊙, то даже и в этом случае масса туманной материи была бы в 25 раз больше массы включенных в них звезд класса O—B0. Для NGC 595 в M 33 это отношение меньше, но и здесь на каждую звезду класса O и B0, вероятно, приходится не менее 200 солнечных масс газовой материи.

В гигантской туманности NGC 2070, в которой число белых сверхгигантов хотя и превышает 100, на каждую звезду O—B0 также приходится, вероятно, свыше тысячи солнечных масс газовой материи.

Преобладание газовой материи (по массе) над звездами класса O—B0, вероятно, имеет место и в некоторых диффузных туманностях в упомянутом выше внегалактическом объекте NGC 6822.

Мы выбрали лишь несколько примеров, где преобладание газовой материи над звездами достигает громадного значения. В других приведенных в табл. 1 и 2 диффузных туманностях (хотя пока мы почти ничего не можем сказать о числе звезд класса O и B0 в них), возможно, имеется нечто подобное. Известно лишь, что спектр всех туманностей, перечисленных в табл. 1 и 2, линейчатый на слабом непрерывном фоне.

Ранее мы указали, что в больших газовых туманностях нашей Галактики NGC 6523, 6618, 2237—2244 масса достигает нескольких тысяч и сотен солнечных масс, а возбуждающие их свечение звезды O—B0 имеют массы во много раз меньше. Еще более поразительные примеры такого явления обнаруживаются также и в некоторых диффузных газовых туманностях во внегалактических системах.

Отмечая существование гигантских газовых туманностей, мы указывали, что эти системы могут быть связаны с большими скоплениями или ассоциациями горячих звезд. Реальность последних серьезно ставится под сомнение. По этому спорному вопросу мы можем высказать некоторые соображения. Остановимся на рассмотренных туманностях NGC 604, 595 в M 33 и NGC 2070. Достаточно взглянуть на фотографии, чтобы убедиться, что это — действительно изолированные компактные образования, выделяющиеся не потому, что здесь имеются окна прозрачности. Нет сомнения, что размер этих трех туманностей порядка 70, 50 и 80 парсек. Относительно NGC 604 и 595 имеются, как мы видели выше, серьезные доказательства, что в них находится не менее 28 и 20 звезд класса O и B0. Что касается NGC 2070, то, согласно Шапли и Вильсону [13], в центре этой туманности имеется скопление ста или более голубых сверхгигантов, в том числе шесть звезд класса W.

Парциальная плотность сверхгигантов O и B0 в NGC 604 и 595, повидимому, значительно больше, чем в соседней области в M 33. Но даже абсолютно плотность звезд O—B0 здесь значительна. Если даже остановиться на 28 и 20 белых сверхгигантах в NGC 604 (на площади 50″) и NGC 595, то получится, что одна звезда класса O—B0 приходится на сферу радиусом в 8—9 парсек. Это можно сравнить с плотностью O—B0 звезд в туманности Ориона, где одна звезда приходится на сферу радиусом в 7 парсек, считая угловой размер всей туманности (за исключением далекой внешней области) равным примерно 7°.

Что же касается NGC 2070, то плотность белых сверхгигантов очень велика и относительно окружающей области и абсолютно — вероятно, одна звезда класса O—B0 в сфере радиусом в 3.2 парсек. Особенность населенности NGC 2070 следует также из того, что, составляя по площади меньше $^1/_{1000}$ Б. Магелланова облака, вообще очень богатого звездами Вольф-Райэ, это образование включает около одной пятой всех звезд W (6 из 32 звезд).

Можно считать, что каждая из систем NGC 604, 595 и 2070 представляет собой гигантский конгломерат газовой материи и белых сверхгигантов и что, повидимому, сильная концентрация этих звезд не распространяется на звезды по крайней мере поздних спектральных классов. Если бы функция светимости звезд в NGC 604 и 595 была бы такой же, как в нашей Галактике, то в интегральном спектре этих объектов едва ли были бы видны эмиссионные линии на слабом непрерывном фоне. Вопрос о концентрации звезд других классов, кроме O—B, имеет очень большое значение в проблеме звездных ассоциаций.

Нет сомнения, что каждая из рассмотренных туманностей NGC 604, 595 и 2070 представляет единую физическую систему, в которой звезды генетически связаны, с одной стороны, между собою, а с другой — с туманностью. В этих трех системах, где, судя по массе, а также по общему виду, скорее газовая материя, а не звезды являются доминирующим фактором, мы видим иллюстрацию подчеркнутой нами в недавней работе идеи о существовании гигантских газовых систем, размером от нескольких парсек до нескольких десятков парсек, с массой порядка сотен и тысячи солнечных масс. Эти три туманности — еще более грандиозные образования, чем те несколько туманностей в Галактике, которые были рассмотрены в нашей работе. Не приходится сомневаться, что и все другие туманности в табл. 1 и 2, хотя они или во много, или в несколько раз меньше NGC 604, 595, 2070, также являются гигантскими газовыми образованиями, вероятно более близкими по размеру и массе к наибольшим туманностям в нашей Галактике.

Входящие в гигантские газовые образования NGC 604, 595, 2070 белые сверхгиганты образуют по существу систему звезд, удовлетворяющую условиям для объявленных В. А. Амбарцумяном O-ассоциаций [14]. Действительно, на основании приведенной выше дискуссии мы находим следующие характеристики для них: 1) большой размер, порядка 55, 70 и 80 парсек; 2) значительная относительная и абсолютная плотность звезд O—B0 и вообще белых сверхгигантов; 3) несомненная генетическая связь этих звезд. Совершенно очевидно, что это не звездные скопления в обычном смысле и не звездные облака: по размеру они на порядок или более превосходят звездные скопления и на порядок или более уступают звездным облакам. Наконец, выдвинутые против гипотезы ассоциаций такие возражения, как влияние темной материи, окон видимости, коридоров прозрачности, можно считать в данном случае совершенно отпавшими.

Что касается вопроса о динамической неустойчивости такой ассоциации, то средняя плотность звезд здесь в несколько раз меньше плотности,

даваемой критерием неустойчивости. В этом отношении ассоциация как система звезд будет неустойчивой. Однако плотность газа, вероятно, в десять раз (или несколько более) больше плотности, даваемой критерием неустойчивости. Учитывая известную неопределенность в вопросе об устойчивости подобной газовой массы, мы вообще не можем пока сказать, каков будет результат в отношении устойчивости интересующей нас системы звезд, включенной в столь массивную туманность. Можно отметить, что в туманностях NGC 6523, 2237 и 6618 как будто выявляются в структуре указания на систематические движения наружу [1].

Важно подчеркнуть, что в природе, несомненно, существуют реальные концентрации O—B звезд в виде O-ассоциаций или каких-нибудь других подобных образований. Что несомненно обнаруживается во внегалактических туманностях, то принципиально возможно и в нашей Галактике. По ряду причин выявление в Галактике ассоциаций в известных случаях представляется более трудным, чем во внегалактических туманностях. Так, например, если NGC 604 отнести на расстояние туманности Ориона, то она заняла бы около 15° на небе и как ассоциация, может быть, и не казалась бы столь выдающейся. С другой стороны, она очень выделялась бы как туманность, превзойдя интегральную яркость туманности Ориона приблизительно в сто раз.

Методика нашего исследования предопределила обнаружение только таких систем горячих звезд, которые ассоциированы с очень большими массами газовой материи. Вопрос о существовании таких ассоциаций звезд независимо от туманности находится вне рамок нашей работы. Однако следует иметь в виду, что для возбуждения свечения туманности, размером в несколько десятков парсек при N_e порядка 50—100, необходимо иметь несколько десятков звезд O—B0. Поэтому очень вероятно, что все рассмотренные нами выше диффузные газовые туманности представляют собою также звездные ассоциации.

Хотя наши сведения относительно гигантских газовых систем с включенными в них звездами крайне скудны, но, быть может, можно подозревать значительные различия в этом отношении в разных галактиках. Так, в поздней спирали M 33 (Sc) мы встречаем более значительные по массе газовые системы, чем в нашей Галактике (повидимому, спираль Sb) и в туманности Андромеды (спираль Sb). Может быть, не случайно, что наиболее грандиозную газовую диффузную туманность NGC 2070 мы находим во внегалактическом объекте неправильного характера в Б. Магеллановом облаке. Гигантские диффузные туманности с очень большой массой можно подозревать и в другом внегалактическом объекте неправильного характера — в NGC 6822. В некотором отношении имеется известная общность между внегалактическими туманностями неправильного характера со спиралями самого позднего типа. Хотя мы имеем лишь единичные примеры, но, может быть, действительно не случайно, что наиболее грандиозные диффузные газовые объекты NGC 2070, 604, 6822 (V, X — по обозначениям Хэббла) найдены или подозреваются в неправильных туманностях или в поздней спирали M 33.

Мы почти ничего не знаем о роли газовой материи в Галактике и во внегалактических туманностях. Но мы уже имеем очень серьезные указания на то, что в некоторых отдельных физических системах, состоящих из газа, звезд и, вероятно, пыли, диффузная материя по своей массе играет, повидимому, доминирующую роль.

Что газовая материя далеко не всегда представляет собой какое-то вторичное явление, например результат выброса материи из горячих звезд, и что роль газовой материи может быть в иных случаях доминирующей и возможно самодовлеющей, видно из того, что в немногих галактиках наблюдается очень значительная концентрация газовой материи, занимающей обширные области в центральной части туманности. Последние характеризуются, повидимому, весьма высоким состоянием возбуждения и очень большими внутренними скоростями [15]. В этом случае речь идет о доминирующей и самодовлеющей роли газовой материи не в отдельных относительно небольших образованиях, как NGC 2070 и 604 в пределах данной внегалактической туманности, а об обширных центральных областях. Может быть, даже имеется некоторая последовательность от внегалактических туманностей, крайне бедных звездами, наподобие недавно найденной Хюмасоном и Цвикки [16], до обычных спиральных и неправильных и другого рода туманностей с диффузными газовыми туманностями, весьма различными по массе, размеру и яркости. Характеристика населенности внегалактических систем в отношении размеров и массы отдельных газовых образований и всей газовой материи в целом, может быть, находится в тесной связи с развитием и состоянием внегалактических туманностей.

Приносим благодарность Г. С. Горбачеву за помощь в наблюдениях и Е. И. Иосько за изготовление репродукций. Мы признательны также С. Б. Пикельнеру за ценные советы при дискуссии.

Литература

1. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 80, 1952.
2. E. Hubble. Ap. J. 63, 260, 1926.
3. C. Payne-Gaposchkin a. S. Gaposchkin. Harv. Ann. 89, 5, 1935.
4. D. H. Menzel a. L. H. Aller. Ap. J. 93, 195, 1941.
5. N. U. Mayall a. L. H. Aller. Ap. J. 95, 5, 1942.
6. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, стр. 172, 193, 1937.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды, 1948; Астрон. журн. 27, № 5, 285, 1950.
8. T. Page a. J. Greenstein. Ap. J. 114, 98, 1951; L. Berman. Lick Bull. 18, 73, 1937.
9. E. Hubble. Ap. J. 76, 44, 1932.
10. W. Baade a. N. U. Mayall. Problems of cosmical aerodynamics 185, 1951.
11. E. Hubble. Ap. J. 62, 412, 1925.
12. H. Shapley. Harv. Bull. 816, 1925.
13. H. Shapley a. H. Wilson. Harv. Circ. 271, 1925.
14. В. А. Амбарцумян. Астрон. журн. 26, № 1, 3, 1949.
15. C. Seyfert. Ap. J. 97, 28, 1943.
16. M. L. Humason a. F. Zwicky. Ap. J. 105, 85, 1947; F. Zwicky. Problems of cosmical aerodynamics 185, 1951.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ КАЛЬЦИЕВЫХ ФЛОККУЛОВ*

Э. Р. Мустель

Рассматривается механизм излучения атомов Ca II во флоккулах. Вначале рассматривается возможность рекомбинационного механизма для свечения флоккулов в линии K_2. Основываясь на формулах (4) и (2), показано, что в рассматриваемом случае (в противоречии с наблюдениями) линия H_α во флоккулах была бы на три порядка ярче, чем линия K_2.

К отрицанию рекомбинационного механизма как главного источника свечения K_2-флоккулов приводят расчеты, связанные с оценкой числа квантов, излучаемых этими флоккулами [формулы (6) и (8)].

Приравнивая выражения (8) и (16), найдено, что механизмом свечения K_2-флоккулов является электронный удар. Электронная температура T_ε, требуемая для создания наблюдаемой линии K_2, зависит от принимаемого значения для среднего эффективного сечения возбуждающих столкновений и значения среднего электронного давления $\bar{n}_e$. При $\bar{n}_e = 7 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$ и $\bar{q}_{12} = 10^{-16}$ см^2 получаем $T_\varepsilon = 7500°$. Однако в силу сходства атомов Ca II с атомами щелочных металлов следует ожидать [20, 21], что $\bar{q}_{12} > 10^{-16}$. При $\bar{q}_{12} = 10^{-15}$ см^2 и $\bar{n}_e = 7 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$ получается значительно меньшая температура $T_\varepsilon = 5000°$. В связи с этим сделан ряд выводов о характере K_2-флоккулов и их отличии от H_α-флоккулов. Свечение последних связано, повидимому, с рекомбинациями.

Существование линии K_3 объяснено тем, что во флоккуле величина $(P_\lambda)_{\text{флок}}$ формулы (10) убывает наружу. Этот ход $(P_\lambda)_{\text{флок}}$ согласуется (см. рис. 3) с ходом величины $(P_\lambda)_{\text{фак}}$ в факеле [23].

В конце работы предложен возможный механизм нагревания флоккулов и факелов. Дан ряд аргументов в пользу того, что внутри этих образований залегает высоконагретая корональная материя, которая и поставляет необходимое тепло.

Указано далее, что внезапным и интенсивным выносом корональной материи из факелов наружу, в хромосферу, можно было бы объяснить и хромосферные вспышки.

Хромосферные факелы (флоккулы) являются одним из главнейших элементов активной области на поверхности Солнца. Хотя солнечные спектрогелиограммы начали сниматься уже с 1892 г., мы знаем пока о физической природе флоккулов весьма мало. В основном это связано с тем, что методы решения этой проблемы носили до сих пор почти чисто качественный характер, что приводило к целому ряду неопределенностей

* Предварительное сообщение по данному вопросу см. [1].

в отношении механизма излучения во флоккулах и физических условий, господствующих в них.

Настоящая работа посвящена специально кальциевым флоккулам, наблюдаемым в линиях H и K, Ca II. Главные выводы мы будем основывать на непосредственных расчетах. Вопрос о физической природе водородных флоккулов будет обсужден в дальнейших работах автора.

Основной вопрос при объяснении светлых флоккулов, снимаемых в линиях H и K, Ca II, H_α и т. д., это вопрос о происхождении излучаемой флоккулами в этих линиях энергии. Здесь рассматривались две возможности: а) указанная энергия есть результат процессов флуоресценции в хромосфере над факелами; б) хромосфера над факелами аномально сильно нагрета, т. е. ее кинетическая температура $T_к$ в указанных слоях значительно выше, чем в расположенной ниже фотосфере. Это и должно влечь за собой усиление процессов возбуждения атомов в соответствующих частях хромосферы.

Конкретная разработка первого механизма, механизма флуоресценции, принадлежит В. А. Амбарцумяну [2]. Второй механизм, предполагающий температурную инверсию, был выдвинут А. Унзольдом [3] и в последнее время рассматривался В. А. Кратом [4] и К. Кипенхейером [5]. В частности, В. А. Крат ([4], стр. 116) подверг критике гипотезу флуоресценции, указав ряд затруднений, с которыми эта гипотеза сталкивается.

Однако в действительности положение гораздо сложнее, чем это могло бы показаться на первый взгляд. Об этом говорит, например, сравнение спектрогелиограмм, снятых практически одновременно в лучах линий K, Ca II и H_α. При взгляде на эти спектрогелиограммы * сразу же обнаруживаются существенные различия. Так, очень часто те места солнечной поверхности, которые в лучах K_2 и K_3-линий ярки, в лучах H_{α_3} оказываются темными. Совершенно различна т о н к а я с т р у к т у р а спектрогелиограмм в обоих случаях; например, в линии H_α вокруг пятен мы наблюдаем вихри, в лучах линии K их нет. Все это наводит на мысль, что сам механизм излучения для линий K и H_α р а з л и ч е н. Возможно также и различие в высоте залегания эффективных слоев **, излучающих обе линии, и т. д.

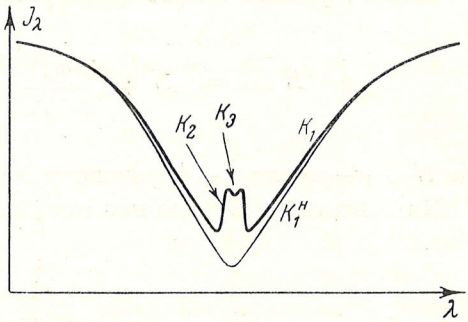
Сама возможность различия в механизмах излучения (при данных физических условиях) в сильнейшей мере зависит от характера соответствующего атомного перехода. В частности, для резонансной линии с относительно небольшим потенциалом возбуждения можно ожидать, что наиболее эффективным процессом возбуждения будут столкновения. Напротив, для субординатных линий, у которых потенциал возбуждения в е р х н е г о уровня велик, следует ожидать, что существенным механизмом излучения будут рекомбинации на верхний уровень, сопровождающиеся соответствующим переходом вниз. Эффективность последнего механизма, конечно, тем выше, чем выше степень ионизации данного элемента.

---

* См., например, рис. 119—121 в [6].

** Это различие в высотах эффективных излучающих слоев может быть также результатом соответствующих различий в механизмах излучения.

Из сказанного с очевидностью следует, что для выяснения механизма излучения во флоккулах мы должны изучать каждую линию отдельно. Только такой строго индивидуальный подход может установить для этой линии характер механизма излучения. Надежно установив механизм излучения, мы сможем делать уже более уверенно заключения о физических условиях, господствующих в хромосферных слоях, производящих излучение в данной линии. Разумеется, все эти соображения должны носить не только качественный, но и количественный характер.



Фиг. 1. K_1 — линия K в спектре факела; $K_1^н$ — линия K в спектре невозмущенной фотосферы

Перейдем теперь непосредственно к изучению кальциевых флоккулов. Вначале рассмотрим основной вопрос — о механизме флоккульного излучения в линии K_2. Происхождение линии K_3 (фиг. 1) мы обсудим ниже.

Чтобы конкретизировать задачу, мы поставим вопрос, что является основным для излучения в K_2-линии *—рекомбинации или возбуждающие столкновения с электронами. Для этого мы рассмотрим две возможности. Допустим сначала, что основным механизмом флоккульного свечения в линии K_2 и в линии H_α являются рекомбинации на верхний уровень с последующими переходами вниз. Подсчитаем отношение числа захватов на соответствующие уровни; для линии K на уровень $4^2P_{3/2}$, для линии H_α на третий уровень. Поскольку нам не известно распределение электронной концентрации и электронной температуры T_ε во флоккулах по высоте, мы будем оперировать со средними значениями n_e и T_ε.

Будем исходить из основной формулы для числа захватов на верхний k-й уровень r раз ионизованного атома. Число таких захватов, совершающихся в 1 см³ за 1 сек, равно

$$n_{f\to k} = n_e n_{r+1} 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T_\varepsilon}\right)^{3/2} \int_0^\infty (\beta_\nu)_k \, e^{-\frac{m_e v^2}{2kT_\varepsilon}} v^3 \, dv. \qquad (1)$$

В этой формуле, предполагающей наличие у электронов максвеллового распределения скоростей, мы имеем: n_{r+1} — число $r+1$ раз ионизованных атомов в 1 см³, $(\beta_\nu)_k$ — эффективное сечение для процессов рекомбинации на k-й уровень r раз ионизованного атома. Для $(\beta_\nu)_k$ используем известное выражение

$$\beta_\nu = \frac{g_{r,k}\,\nu^2 h^2}{u_{r+1} c^2 m_e^2 v^2} k_\nu, \qquad (2)$$

* Разумеется, все излагаемое ниже относится и к линии H_2.

где $g_{r,k}$ — статистический вес k-го уровня, u_{r+1} — сумма по состояниям $r+1$ раз ионизованного атома и k_ν — коэффициент фотоэлектрического поглощения с k-го уровня, рассчитанный на один атом. В формуле (1) мы не учли вынужденных рекомбинационных переходов, так как их ролью в интересующих нас случаях можно пренебречь.

Беря, как сказано выше, средние значения n_e и T_ε, мы будем для числа захватов на k-й уровень, совершающихся в колонке с основанием в 1 см^2 и высотой, равной высоте флоккула, иметь

$$N_{f\to k} = \overline{n}_e N_{r+1} \left(\frac{m_e}{2\pi k \overline{T}_\varepsilon}\right)^{3/2} \int\limits_0^\infty (\beta_\nu)_k e^{-\frac{m_e v^2}{2k\overline{T}_\varepsilon}} v^3\, dv, \tag{3}$$

где N_{r+1} — число $r+1$ раз ионизованных атомов в указанной колонке.

На основании (3) искомое отношение равно

$$A = \frac{(N_{f\to k})_{\mathrm{K}}}{(N_{f\to k})_{\mathrm{H}_\alpha}} = \frac{N\,(\mathrm{Ca\ III})}{N\,(\mathrm{H\ II})} \frac{\left[\int\limits_0^\infty (\beta_\nu)_k e^{-\frac{m_e v^2}{2k\overline{T}_\varepsilon}} v^3\, dv\right]_{\mathrm{K}}}{\left[\int\limits_0^\infty (\beta_\nu)_k e^{-\frac{m_e v^2}{2k\overline{T}_\varepsilon}} v^3\, dv\right]_{\mathrm{H}_\alpha}}, \tag{4}$$

причем для водорода $r = 0$, для кальция $r = 1$.

Интегралы в правой части (4) весьма слабо зависят от значения $\overline{T}_\varepsilon$. В еще меньшей степени от $\overline{T}_\varepsilon$ зависит отношение этих интегралов — потенциалы ионизации у H и Ca II мало отличаются друг от друга *. Поэтому мы не сделаем никакой существенной ошибки, приняв $\overline{T}_\varepsilon = 7500°$. Обоснование этому будет дано далее. Величину k_ν для третьего уровня водорода мы можем взять согласно обычной крамерсовской формуле. Для Ca II величина k_ν была взята согласно работе Грина [7].

В результате подсчетов, проведенных по формуле (4), было получено

$$A = 3.4\,\frac{N\,(\mathrm{Ca\ III})}{N\,(\mathrm{H\ II})}. \tag{5}$$

Если бы потенциалы ионизации у водорода и Ca II были одинаковыми и среда находилась в термодинамическом равновесии, отношение N(Ca III): :N(Ca II) должно было бы практически равняться отношению N(H II): :N(H I), ибо отношение сумм по состояниям $u_{r+1} : u_r$ в обоих случаях в формуле ионизации практически одинаково. Поэтому в данном случае отношение [N(Ca III): N(H II)]′, которое мы отметим штрихом, было бы практически равно ** отношению содержаний кальция и водорода в солнечной оболочке, т. е. величине, равной по порядку $2\cdot10^{-6} - 4\cdot10^{-6}$. Таким образом, мы имели бы по порядку: $A \approx 10^{-5}$.

---

* Введение в (4) температур в пределах от 5000 до 10 000° меняет отношение интегралов всего на несколько процентов.

** Доля нейтрального кальция по сравнению с ионизованным в хромосфере ничтожна.

В действительности потенциал ионизации у водорода ($\chi_0 = 13.60$ э. в.) немного отличается от потенциала ионизации однажды ионизованного кальция ($\chi_1 = 11.87$ э. в.). Кроме того, во флоккулах термодинамическое равновесие наверняка нарушено.

Поэтому действительное отношение N(Ca III) : N(H II) должно отличаться от $[N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})]'$.

Однако разность $\Delta\chi = 13.60 - 11.87 \approx 1.7$ э. в. вообще столь невелика, что указанное различие между обоими отношениями быть большим не может. Если, например, в обоих случаях, т. е. с $\Delta\chi = 0$ и $\Delta\chi = 1.7$ э. в., мы допустим существование термодинамического равновесия, то отношение

$$[N\,(\text{Ca III}) : N\,(\text{H II})] : [N\,(\text{Ca III}) : N\,(\text{H II})]'$$

при $T = 5600°$ и заданном n_e не может превзойти 30. В действительности возбуждение атомов и их ионизация в хромосфере и протуберанцах отличаются от тех, которые имеют место при термодинамическом равновесии. Общий характер функции возбуждения в данном случае можно усмотреть из графика, построенного Унзольдом [8] для эруптивного протуберанца. Из этого графика следует, что хотя общая степень ионизации в интересующей нас области спектра ($E \geqslant 11.87$ э. в.) и выше, чем при термодинамическом равновесии с температурой $T = 5600°$, но различие в степени ионизации для двух элементов с различными χ_r меньше, чем при термодинамическом равновесии с указанной температурой. Таким образом, мы имеем все основания утверждать, что отношение $[N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})] : [N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})]'$ во флоккулах не может превышать 30, и как крайний предел 50. Следовательно, максимальное отношение A во флоккулах должно быть порядка $5 \cdot 10^{-4}$.

Рассмотрим теперь судьбу электронов, попадающих в результате рекомбинаций на уровень $4^2P_{3/2}$ атомов Ca II и на третий уровень атомов H.

Рассмотрим атомы H. Попав на третий уровень, электрон может или опуститься вниз, или подняться под действием излучения вверх. Последний случай также включает фотоионизацию с третьего уровня. Однако из расчетов, выполненных автором [9], следует, что вероятность указанных переходов вверх пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью переходов вниз. Здесь же электрон может попасть с третьего уровня на второй или на первый. В обоих случаях вероятность перехода практически одинакова; для перехода $3 \to 1$ коэффициент $A_{31} = 5.54 \cdot 10^7$, для перехода $3 \to 2$ он равен: $A_{32} = 4.39 \cdot 10^7$. Отсюда следует, что приблизительно половина электронов, захватываемых на третий уровень, будет тотчас же переходить на второй уровень, создавая излучение в линии H_α.

Рассмотрим атомы Ca II. В этом случае положение будет аналогичным. Здесь фотоионизацией с уровня $4^2P_{3/2}$ можно полностью пренебречь. Роль переходов вверх в частотах линий также пренебрежимо мала. Таким образом, фактически каждый электрон, захваченный на уровень $4^2P_{3/2}$,

будет следовать вниз на уровень $4^2S_{1/2}$, что будет вести к излучению в линии K.

Сопоставляя только что сказанное с тем, что мы получили для верхнего предела величины A, равного $5 \cdot 10^{-4}$, мы можем утверждать следующее. Если бы, как мы допустили, излучение в линии K являлось результатом рекомбинационных процессов, то число квантов, излучаемых флоккулом в линии H_α, должно было бы на три порядка (!) превосходить число квантов, излучаемых тем же флоккулом в линии K_2*. Это полностью противоречит наблюдениям. Число квантов, излучаемых флоккулами в линиях K и H_α, как правило, одного порядка. Более того, мы уже упоминали, что часто в тех местах Солнца, где имеется яркое флоккульное излучение в K-линии, никакого излучения в линии H_α нет. И только в сильных хромосферных вспышках, которых мы здесь не касаемся, число квантов, излучаемых в линии H_α, может в несколько раз превзойти число квантов, излучаемых в линии K_2.

Из сказанного непосредственно вытекает, что рекомбинации не могут являться основным источником свечения флоккулов в линии K_2. Данный вывод мы получили сравнением линий H_α и K во флоккулах. Теперь мы покажем, что то же самое следует и из анализа абсолютного значения энергии, излучаемой в линии K_2 флоккулами.

Для числа захватов (рекомбинаций) на уровень $4^2P_{3/2}$, происходящих за 1 сек. в столбике с основанием 1 см² и высотой, равной высоте K_2-флоккула, мы, согласно (3), имеем

$$N_{f\to 2} = \overline{n}_e N\,(\mathrm{Ca\ III}) \left\{ \left(\frac{m_e}{2\pi k \overline{T}_\varepsilon}\right)^{3/2} \int\limits_0^\infty (\beta_\nu)_k\, e^{-\frac{m_e v^2}{2k\overline{T}_\varepsilon}}\, v^3\, dv \right\}. \tag{6}$$

При $\overline{T}_\varepsilon = 7500°$ подсчеты дают

$$N_{f\to 2} = \overline{n}_e N\,(\mathrm{Ca\ III}) \cdot 1.68 \cdot 10^{-13}. \tag{6a}$$

Каждый захват электрона на уровень $4^2P_{3/2}$ атома Ca II будет, как мы видели, вести к излучению кванта $h\nu_{12}$ в частоте K-линии.

Если мы теперь на момент допустим, что именно рекомбинации являются основным механизмом свечения K_2-флоккулов, то, при наличии равновесия, число $N_{f\to 2}$ должно равняться $N_{2\to 1}$ — числу квантов $h\nu_{12}$, выходящих во все стороны из указанного столбика за 1 сек.:

$$N_{2\to 1} = \iint I_\lambda \frac{d\lambda}{h\nu}\, d\omega, \tag{7}$$

причем интеграция идет по всей линии K_2 и по всей сфере 4π. Интенсивность I_λ здесь есть интенсивность собственно линии K_2, т. е. наблюдаемая интенсивность в данной точке линии минус проэкстраполированная к этой точке интенсивность обычной линии поглощения K_1. Так как во флоккулах линия K_1 мало отличается ** от линии K_1 в обычных невозму-

* Если водородные атомы возбуждаются также и столкновениями, то это лишь усилит наш вывод.

** Она обычно лишь слегка приподнята, давая меньшую эквивалентную ширину.

щенных частях солнечного диска, то указанная экстраполяция вносит лишь относительно небольшую ошибку.

Известно, что K_2-флоккулы обнаруживают лишь небольшое потемнение на диске. Это означает, что интенсивность I_λ, входящая в (7), слабо меняется с углом ϑ. По этой причине мы можем с вполне достаточной для нас точностью написать

$$N_{2\to 1} \approx \frac{4\pi}{h\nu_{12}} \int I_\lambda \, d\lambda. \tag{8}$$

Возможность выполнимости равенства между правыми частями (6а) и (8) мы и должны исследовать. Величину $N_{2\to 1}$ мы можем определить непосредственно из наблюдений. Наибольшие препятствия встречает определение N(Ca III). Непосредственная оценка этой величины представляет, конечно, большие трудности, ибо атомы Ca, находящиеся во втором состоянии ионизации, не обладают в доступной части спектра какими-либо спектральными линиями. Поэтому мы поступим несколько иначе. Исследования Е. Я. Перепелкина [10] показали, что флоккулы K_2 залегают в нижних слоях хромосферы (высота — порядка 1300 км). В то же время мы знаем, что спектр излучения нижних слоев хромосферы по своему составу и относительным интенсивностям линий излучения близок к классу F5. Кроме того, известно, что над факелами хромосфера в своих нижних частях мало отличается по характеру своего спектра от спектра нижней же хромосферы в соседних невозмущенных частях солнечного лимба. Оба эти факта позволяют утверждать, что в нижней хромосфере над факелами, т. е. во флоккулах, основным состоянием ионизации Ca является первое состояние, представленное линиями H и K и, что следовательно, атомов Ca III во флоккулах K_2 меньше, чем атомов Ca II. Поэтому в качестве верхнего предела для величины N(Ca III) мы возьмем величину N(Ca II). Ниже мы дадим дополнительные аргументы в отношении принимаемого значения для N (Ca III).

Займемся теперь определением величины N(Ca II). Пренебрегая числом атомов, находящихся в возбужденных состояниях, мы можем число N (Ca II) отождествить с числом атомов Ca II, находящихся в основном состоянии. Это число мы обозначим через N_1(Ca II). Число N_1(Ca II) мы должны определить из контура линии K_2, применяя теорию самопоглощения. Самопоглощение в линиях K_2 и H_2 играет, как известно, большую роль. Пусть интенсивность излучения, выходящего из флоккула, будет I_λ. Напишем общее выражение для I_λ, причем в связи с вышесказанным будем считать, что эта величина не зависит от направления:

$$I_\lambda = \int_0^H j_\lambda e^{-\tau_\lambda} \, dh, \tag{9}$$

где H — высота флоккул, j_λ — коэффициент излучения, рассчитанный

на 1 см³. Поделим и помножим подинтегральное выражение на коэффициент поглощения k_λ. Тогда получим

$$I_\lambda = \int_0^H P_\lambda e^{-\tau_\lambda} d\tau_\lambda, \tag{10}$$

где

$$P_\lambda = \frac{j_\lambda}{k_\lambda}. \tag{11}$$

В общем случае величина P_λ внутри флоккула может меняться с глубиной h. Мы увидим далее, что это действительно имеет место и что данным фактом можно объяснить наличие в центре K_2-линии темного провала K_3. Однако для оценки числа N_1(Ca II) мы можем с достаточной точностью положить внутри флоккула P_λ = const.

Действительно, как показывают расчеты, величина N_1(Ca II) определяется в основном шириной линии K_2 и вообще «боковыми» частями этой линии. Роль же изменения P_λ с глубиной существенна лишь для центра линии. Тогда мы получим стандартную формулу, при помощи которой обычно учитывается самопоглощение в хромосфере, протуберанцах и т. д.

$$I_\lambda = \overline{P}_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}). \tag{12}$$

Коэффициент поглощения в линии K_2 определяется в основном тепловыми и турбулентными движениями атомов во флоккуле. Распределение (с глубиной) параметров, характеризующих эти движения, нам не известно. Однако влияние меняющейся величины T_k на находимое значение N_1(Ca II) вообще несущественно. Что же касается более быстро меняющейся величины турбулентной скорости v_t по лучу зрения, то мы это изменение учтем, рассмотрев два крайних случая — нижнюю хромосферу и более внешние слои ее.

На основании сказанного мы можем, вместо (12), написать

$$I_\lambda = \overline{P}_\lambda (1 - e^{-k_\lambda N_1 (\mathrm{Ca\ II})}). \tag{13}$$

Чтобы по этой формуле и наблюденному контуру K_2-линии во флоккуле определить N_1(Ca II), мы должны, как выше указывалось, знать параметры, характеризующие тепловые и турбулентные движения атомов во флоккуле. Для температуры T_k мы возьмем число 7500°. Об обосновании этого числа см. далее. Вообще же принятие чисел, заключающихся в пределах от 5000 до 15 000°, никакого существенного влияния на находимые N_1(Ca II) оказать не может.

Вопрос о турбулентных скоростях более сложен. В настоящее время имеется ряд фактов, свидетельствующих о том, что турбулентная скорость v_t в хромосфере растет с высотой. О том, что в нижних слоях хромосферы, до высот порядка 1000 км, величина v_t мала, говорят данные Редмана [11], Силлие́ и Мензела [12]. Все линии, давшие на спектрограммах Редмана скорость v порядка 1.6 — 1.75 км/сек, наблюдаются до высот порядка 1000 км. Снимки Силлие́ и Мензела, полученные с диффракционным спектрографом, также дают для нижней хромосферы скорости по

лучу зрения порядка 2.5 км/сек. С другой стороны, линии, поднимающиеся до бо́льших высот, дают, как правило, значительно бо́льшие скорости, доходящие до 15—19 км/сек. Так, О. А. Мельников и Е. Я. Перепелкин [13] получили для линии He D_3 (5876) среднюю турбулентную скорость (по лучу зрения) порядка 19 км/сек., В. П. Вязаницын [14] нашел для линии Sr^+ 4078 скорость 11.7 км/сек, а для линий H_δ и H_ε скорость 11.4 км/сек. Для самих линий H и K, Ca II Унзольд [15] нашел на высоте 6000 км скорость $v_t \approx 15$ км/сек. Те случаи, когда турбулентная скорость оказывалась большой и на низких высотах, связаны, как можно думать, с неправильным учетом инструментального контура и с другими факторами чисто инструментального характера. Действительно, все возможные инструментальные факторы могут лишь увеличивать ширину линий.

Увеличение v_t с высотой не представляет собой ничего удивительного; этот факт обнаружен и в звездных оболочках. Наконец, рост v_t с высотой должен ожидаться и с точки зрения общих положений теории турбулентности.

Чтобы произвести оценку N_1(Ca II) с учетом изменения v_t с высотой, рассмотрим два крайних случая: а) флоккулы K_2 располагаются в нижних слоях хромосферы, до высот 1000—1500 км. В этом случае мы примем $v_t = 0$, $T_k = 7500°$; б) флоккулы K_2 располагаются в более высоких слоях солнечной хромосферы, где мы примем $v_t = 15$ км/сек., $T_k = 7500°$.

Результирующую среднюю скорость v_0, входящую в выражение для коэффициента поглощения, мы определим, как обычно, формулой

$$v_0^2 = \frac{2RT}{\mu} + v_t^2. \tag{14}$$

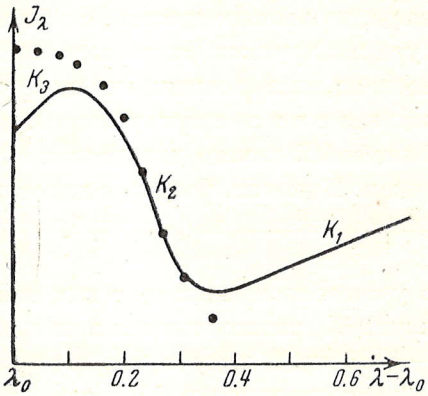
Для определения величины N_1(Ca II) по формуле (13), автором был снят ряд спектрограмм флоккулов в области K-линии. Спектрограммы получались при помощи спектрогелиографа обсерватории, сконструированного А. Б. Северным и Г. А. Мониным [16] и построенного Г. А. Мониным. Для этого вторая щель спектрогелиографа была широко раскрыта. Снимки делались во втором порядке с дисперсией 1.4 Å/мм.

Подгонка теоретических контуров формулы (13) к контурам линии K_2, выведенным из обработки спектрограмм, привела к следующим результатам:

1) Представление наблюденных контуров указанной формулой в общем удовлетворительное. Наибольшее расхождение — в центре линии K, где находится линия K_3. Однако эти расхождения в данном случае несущественны, ибо для оценки N_1(Ca II) главное значение, как мы уже указывали, имеет ширина линии. Один из примеров согласования наблюдений и теории представлен на фиг. 2.

2) В предположении $v_t = 0$ и $T_k = 7500°$, для N_1(Ca II) получаются числа порядка 10^{16}— $2 \cdot 10^{16}$. В предположении же $v_t = 15$ км/сек и $T_k = 7500°$ мы получаем для N_1(Ca II) числа порядка 10^{13}— $2 \cdot 10^{13}$.

3) Оценка ширины линий спектра излучения неона, снимавшегося с тем же спектрогелиографом, показывает, что учет инструментального контура может изменить указанные числа, найденные для N_1(Ca II), всего лишь на несколько десятков процентов, что для данной задачи совершенно несущественно. Вообще же следует еще раз подчеркнуть, что величины N_1(Ca II) определяются в основном ш и р и н о й линии K_2. В то же время наши значения для этой ширины вполне согласуются с другими определениями, где инструментальными искажениями можно практически пренебречь. В дальнейшем для изучения закона изменения величины P_λ с глубиной будет проведено детальное количественное изучение искажающих инструментальных факторов.



Фиг. 2. Сплошная кривая — наблюдения; точки вычислены по формуле (13)

4) На основании измеренных контуров линии K_2 и формулы (8) легко подсчитать, что для среднего флоккула с максимальной остаточной интенсивностью линии K_2 порядка 0.2—0.4 мы получим для $N_{2\to1}$ величины, заключенные между 10^{18} и $2\cdot10^{18}$.

Сравним теперь правые части равенств (6а) и (8). Беря для $N_{2\to1}$ наибольшее значение, $N_{2\to1} = 2\cdot10^{18}$, а также N_1(Ca II) $= 2\cdot10^{16}$, получим, что в этом случае $\overline{n}_e$ должно быть равно $6\cdot10^{14}$. Для хромосферы это совершенно абсурдное значение. Для обычной, невозмущенной, хромосферы в ее основании мы имеем $n_e = 2\cdot10^{11}$. Вместе тем, во флоккулах величина $\overline{n}_e$ (к тому же средняя) не может превзойти это число более чем в несколько раз. Даже для ярких хромосферных вспышек [27] электронная концентрация $\overline{n}_e$ не превосходит числа $3\cdot10^{12}$. Во флоккулах же $\overline{n}_e$ наверняка не больше $6\cdot10^{11}$—$8\cdot10^{11}$. Но это означает, что вышеуказанное значение $n_e = 6\cdot10^{14}$, полученное для чисто рекомбинационной гипотезы свечения K_2-флоккулов, фактически на три порядка выше д е й с т в и т е л ь н о г о значения $\overline{n}_e$ во флоккулах. Если же мы возьмем N_1(Ca II) $= 10^{16}$ или 10^{13}, то находимое значение $\overline{n}_e$ будет еще больше. Таким образом, и данные подсчеты свидетельствуют против чисто рекомбинационного механизма излучения флоккулов в K_2-линии.

В приведенных подсчетах мы исходили из неравенства N_1(Ca II) $> N_1$(Ca III), справедливость которого нами обосновывалась характером спектра хромосферы над факелами. К этой аргументации мы можем добавить еще следующее. В качестве в е р х н е г о предела для N_1(Ca III) мы приняли число N_1(Ca II) $\approx 2\cdot10^{16}$. В то же время это число является вообще верхним пределом для полного числа атомов Ca = Ca I + Ca II + + Ca III над 1 см² основания хромосферы. В самом деле, полное число атомов Ca над 1 см² «обращающего слоя», согласно Унзольду [17], равно $7.5\cdot10^{18}$. Но, согласно ряду оценок, толщина хромосферы составляет

по числу атомов около $^1/_{1000}$ толщины «обращающего слоя». Следовательно, над 1 см² хромосферы должно содержаться не более $7.5 \cdot 10^{15}$ атомов кальция во всех состояниях ионизации. Правда, нижнее основание флоккулов может быть расположено ниже основания хромосферы. Действительно, нижнее основание хромосферы определяется тем, что для наблюдателя, смотрящего вдоль касательной к поверхности Солнца, оптическая толща * солнечных газов, расположенных ниже этого уровня, больше единицы. Вместе с тем флоккулы мы рассматриваем как бы «сверху», а потому общая непрозрачность здесь меньше, чем в первом случае. Однако все равно и здесь мы далеко в глубь «обращающего слоя» проникнуть не можем, ибо в центре линии K велик коэффициент селективного поглощения и, следовательно, велика оптическая толща «обращающего слоя», измеренная этим коэффициентом. Во всяком случае полное число атомов Ca над 1 см² основания флоккула не может быть больше $^1/_{100}$ числа атомов Ca над 1 см² «обращающего слоя». Допустим, что и в этом крайнем случае все атомы Ca находятся во втором состоянии ионизации, т. е., считая, что $N(\text{Ca III}) = 7.5 \cdot 10^{16}$, мы находим для $\overline{n}_e$ число $1.6 \cdot 10^{14}$, что также абсурдно велико.

На основании всего изложенного мы вынуждены отказаться от рекомбинационного механизма свечения K_2-флоккулов и обратиться к другой возможности — механизму возбуждения атомов Ca II электронным ударом. При этом, поскольку n_e и T_ε во флоккулах нам точно не известны, мы пока ограничимся задачей выяснить, в какой мере данный механизм может вообще обеспечить наблюдаемое излучение в K_2-флоккулах.

Если $n_1(\text{Ca II})$ — число атомов Ca II в 1 см³, находящихся в основном состоянии, то число процессов возбуждения атомов Ca II, совершающихся за 1 сек. в столбике с основанием 1 см² и высотой, равной высоте H флоккула K_2, будет

$$N_{1\to 2}^{\text{ст}} = \int_0^H \left\{ \int_{v_k}^{\infty} q_{12}(v)\, v\, dn_e \right\} n_1(\text{Ca II})\, dh, \tag{15}$$

где $q_{12}(v)$ — эффективное сечение для возбуждающих столкновений, v_k — критическая скорость, определяемая равенством $\frac{1}{2} m_e v_k^2 = h\nu_{12}$.

Так же как и ранее, введем для оценки среднее значение n_e. Далее, у нас пока нет точных количественных данных о ходе величины $q_{12}(v)$ со скоростью. Поэтому используем среднее значение $q_{12}(v)$, которое обозначим через $\overline{q}_{12}$.

Учитывая сказанное, а также вводя в (15) максвеллово распределение скоростей, получим

$$N_{1\to 2}^{\text{ст}} = N_1(\text{Ca II})\, \overline{n}_e \overline{q}_{12} \left\{ \left(\frac{8kT_\varepsilon}{\pi m_e}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{E_{12}}{kT_\varepsilon}\right) e^{-\frac{E_{12}}{kT_\varepsilon}} \right\}, \tag{16}$$

где $E_{12} = h\nu_{12}$.

---

* Измеренная коэффициентом непрерывного поглощения.

Величину $N_{1\to 2}^{\text{ст}}$ мы должны сравнить с величиной $N_{2\to 1}$, задаваемой формулой (8). Для этого нам необходимо ввести в (16) наиболее правдоподобные параметры. Рассмотрим сначала вопрос о величине T_ε. Эта величина, конечно, выше, чем температура границы фотосферы Солнца, т. е. 4600°. С другой стороны, эта величина должна быть наверняка меньше 10 000°. Эта последняя температура вызвала бы в хромосфере над факелами более сильную ионизацию, чем это наблюдается [18]. Далее, в этом случае в спектре хромосферы над факелами мы должны были бы наблюдать интенсивные запрещенные линии кислорода, присутствующие в спектре полярных сияний. Поэтому мы возьмем вначале ориентировочное значение $T_\varepsilon = 7500°$. Мы увидим, что и это число, повидимому, завышено. Для этого значения T_ε выражение, заключенное в фигурные скобки в (16), равно $2.4 \cdot 10^6$.

Рассмотрим теперь вопрос о величине $\overline{q}_{12}$. Непосредственно величина $\overline{q}_{12}$ для атомов Ca II не измерялась. Однако некоторые определенные заключения в данном отношении мы все же можем сделать. Однажды ионизованный атом Ca относится по своему строению к группе щелочных металлов. С другой стороны, известно [19, 21], что как раз для щелочных металлов эффективность возбуждающих столкновений особенно высока (по сравнению с другими элементами). Более того, существующие экспериментальные исследования свидетельствуют, что для резонансных линий щелочных металлов эффективное сечение для возбуждающих столкновений гораздо больше, чем обычно принимаемое значение $\overline{q} = 10^{-16}$ см². Так, для резонансной линии 7644 Å калия, атомы которого по своему строению как раз тождественны атомам Ca II, В. А. Фабрикант [20] на основании зондовых измерений получил для эффективного сечения атома $q(v_m)$ в максимуме функции возбуждения значение $2 \cdot 10^{-14}$ см². Далее, для линий D_1 и D_2, Na I Кристоф * нашел для $q(v_m)$ значение $3.1 \cdot 10^{-15}$ см². Правда, эти значения $q(v)$ относятся к максимуму функции возбуждения. Однако значения $\overline{q(v)}$ при интересующей нас электронной температуре отличаются, как правило, от $q(v_m)$ всего в несколько раз, так что по порядку величины $\overline{q(v)}$ для линий 7644 KI и D_1, D_2, Na I не могут более чем в два-три раза отличаться от указанных числовых значений для $q(v_m)$. Исходя из этого, следует ожидать, что и для резонансных линий Ca II, т. е. для линий K и H, значение $\overline{q}_{12}$ должно заключаться между 10^{-14} и 10^{-15} см². Во всяком случае мы имеем все основания считать, что минимальное значение $\overline{q}_{12}$ для K-линии никоим образом не меньше 10^{-16} см². Это значение мы вначале и используем при подсчетах.

Принимая, наконец, для $\overline{n}_e$ значение $7 \cdot 10^{11}$, указанное выше, мы получим, приравняв (8) и (16), что $N_1(\text{Ca II}) = 1.2 \cdot 10^{16}$. Это значение $N_1(\text{Ca II})$ находится внутри возможного диапазона величин $N_1(\text{Ca II})$, который мы установили ранее для случая $v_t = 0$, т. е. для нижних слоев

---

* Сводку значений $q(v_m)$ и соответствующую литературу см. [21].

хромосферы. Следовательно, мы видим, что даже относительно невысокая электронная температура T_ε во флоккулах, равная 7500°, в полне достаточна для создания наблюдаемого излучения в K_2-флоккулах.

Что же касается локализации K_2-флоккулов, то, в соответствии с наблюдениями [10] и данными подсчетами, мы будем считать, что эти флоккулы располагаются в самых нижних слоях хромосферы.

В проведенных расчетах мы приняли $\bar{q}_{12} = 10^{-16}$. В то же время выше указывалось, что действительное значение $\bar{q}_{12}$ для линии K может быть существенно больше указанного значения. Напомним еще раз, что как раз для атомов K I, имеющих строение, тождественное со строением атомов Ca II, значение $q(v_m)$ оказывается особенно большим и равным $2 \cdot 10^{-14}$ см². Если мы, в соответствии с этим фактом, возьмем для $\bar{q}_{12}$ значение большее, чем 10^{-16} см², то температура T_ε, необходимая для создания наблюдаемого излучения в K_2-линии, понизится.

Чтобы иметь возможность оценить влияние принимаемой величины $\bar{q}_{12}$ на находимые значения T_ε, приводим в табл. 1 для различных T_ε логарифм величины фигурной скобки выражения (16)

$$F_{12} = \left(\frac{8kT_\varepsilon}{\pi m_e}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{E_{12}}{kT_\varepsilon}\right) e^{-\frac{E_{12}}{kT_\varepsilon}}. \qquad (17)$$

Таблица 1

T_ε	$\log F_{12}$
5000°	5.39
5500	5.66
6000	5.89
6500	6.08
7000	6.24
7500	6.38

Мы видим, что при том же значении $\bar{n}_e = 7 \cdot 10^{11}$, но при $\bar{q}_{12} = 10^{-15}$ см² электронная температура, требуемая для создания наблюдаемого излучения, понижается до 5000°.

Правда, в действительности эффективное сечение может оказаться больше 10^{-15} см². Кроме того, принятая величина для $\bar{n}_e$ может оказаться также завышенной. Однако все равно из изложенного выше следует, что электронная температура K_2-флоккулов может быть существенно ниже, чем принятая нами в вычислениях температура 7500°. В пользу этого говорит следующее обстоятельство. Соответствующие расчеты показывают [22], что даже при такой относительно низкой электронной температуре, как 7500°, в спектре нижней хромосферы над факелами следовало бы ожидать наличия зеленой и красной линий полярных сияний. Однако эти линии не наблюдаются. Правда, их отсутствие можно было бы попытаться объяснить тем, что эффективный уровень K_2-флоккулов залегает ниже основания хромосферы (см. выше). Но и это не снимает полностью указанной трудности (отсутствия линий полярных сияний), ибо все же хромосферные флоккулы дают заметное излучение в K_2-линии и на краю диска.

Относительно низкая электронная температура, необходимая для создания наблюдаемого излучения в K_2-флоккулах, делает рассмотренный механизм свечения атомов в этих флоккулах особенно правдоподобным. Напомним, что этот вывод вытекает также и из того, что рекомбинационный механизм мы вынуждены были полностью отвергнуть. Третьей же

возможности не существует. Это дает основание сделать ряд заключений в отношении характера K_2-флоккулов.

1) Относительно небольшая электронная температура, необходимая для свечения K_2-флоккулов, т. е. относительная легкость возбуждения атомов Ca II в хромосфере, объясняет, почему K_2-флоккулы занимают обычно бóльшую площадь, чем флоккулы, снимаемые в других линиях. Известно, что в связи с этим фактом K_2-флоккулы являются вообще одной из наилучших характеристик активной области на Солнце.

Легкостью возбуждения атомов Ca II в нижних слоях солнечной хромосферы следует, повидимому, объяснять и наличие на всем диске* Солнца сети довольно неправильно разбросанных светлых пятен, которые наблюдаются в лучах K_2-линии.

2) Второе важное заключение, которое мы можем сделать, состоит в следующем. В своем предварительном сообщении автор показал [1], что при электронной температуре 7500° рекомбинационные процессы и процессы возбуждения столкновениями играют для линии H_α во флоккулах сравнимую роль. Если теперь (на что, как мы видели, имеются серьезные основания) $T_\varepsilon < 7500°$, роль столкновений заметно понижается. Так, при $T_\varepsilon = 5000°$ отношение числа рекомбинаций на третий уровень к числу возбуждающих столкновений (также на третий уровень) оказывается равным $^1/_{10000}$, вместо единицы для $T_\varepsilon = 7500°$.

Таким образом, рекомбинационные процессы должны играть для линии H_α во флоккулах более существенную роль, чем возбуждающие столкновения $1 \rightarrow 3$. Это, повидимому, и является основной причиной совершенно различного характера K_2 и H_α спектрогелиограмм.

Однако обсуждать этот вопрос более подробно, до изучения свойств H_α- флоккулов, мы сейчас не будем.

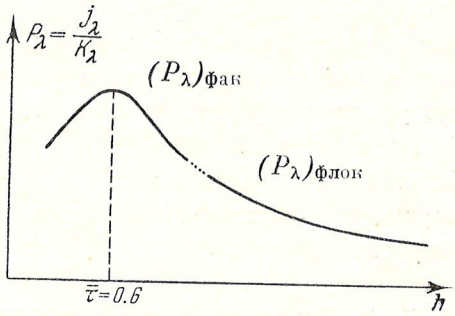
Перейдем к истолкованию линии K_3 в спектре флоккулов. Мы считаем, что существование этой линии связано с убыванием величины $P_\lambda = \frac{j_\lambda}{k_\lambda}$ во флоккуле наружу, в направлении от центра Солнца. В том, что это действительно ведет к появлению в линии K_2 более темного центрального промежутка, легко убедиться на основании элементарных расчетов по формуле (10). Сделанное предположение согласуется со следующим фактом. Вальдмейер [23] на основании изучения закона изменения яркости факелов по диску Солнца установил, что контраст «факел — прилежащая фотосфера» максимален не на краю солнечного диска, как считалось раньше, а в некотором расстоянии от него. Это приводит к тому, что внутри факелов величина $(P_\lambda)_{фак}$ имеет максимум при средней оптической толще $\bar{\tau} \approx 0{,}6$ и в обоих направлениях от этой глубины уменьшается. С другой стороны, флоккулы расположены как раз над факелами. Таким образом, убывание $(P_\lambda)_{флок}$ во флоккулах является непосредственным следствием общего теплового режима в активной области Солнца. Все это графически представлено на фиг. 3.

---

* В отличие от K_2-флоккулов, наблюдаемых над факелами.

Данный факт может служить одним из главных свидетельств в пользу того, что между факелами и флоккулами имеется т е с н а я ф и з и ч е с к а я с в я з ь.

В. А. Крат в уже указывавшейся работе [4] объяснял наличие линии K_3 тем, что над областью, где образуются светлые флоккулы, существует слой п о г л о щ а ю щ е й материи. Предположение о том, что во флоккулах величина $(P_\lambda)_{\text{флок}} = \frac{j_\lambda}{k_\lambda}$ убывает наружу, также отражает факт увеличения относительной роли процессов поглощения во внешних слоях хромосферы. Однако в нашем истолковании линии K_3 мы не отделяем флоккулы от расположенных выше хромосферных областей. Изменение P_λ у нас носит непрерывный характер, определяясь общим тепловым режимом в факеле—флоккуле.



Фиг. 3. Ход P_λ в факеле и флоккуле

Обсудим теперь последний вопрос—о происхождении повышенной электронной температуры во флоккулах. Ясно, что эта задача должна решаться совместно с такой же задачей для факелов. О том, что факелы и флоккулы связаны физически, мы только что говорили.

Изучение закона распределения температуры в факелах с определенностью свидетельствует о том, что последние не находятся ни в лучевом, ни в конвективном равновесии *. С другой стороны, очень часто факелы находятся в состоянии равновесия, о чем можно судить по относительному постоянству их яркости. Это (поскольку мы исключаем конвекцию и перенос тепла излучением) вынуждает нас заключить, что в факелах перенос тепла совершается путем теплопроводности. Других возможностей мы пока не знаем. В частности, нагрев факелов при помощи каких-либо электромагнитных механизмов (джоулево тепло) мало вероятен, ибо грануляционные и прочие движения в факелах весьма слабы. Однако предположение о том, что источник тепла, нагревающий факелы, расположен где-то вне самих факелов, встречается с той трудностью, что коэффициент теплопроводности в условиях звездных атмосфер весьма мал. Вероятнее, что более нагретая материя, тепло от которой переходит к факелам, с о с у щ е с т в у е т в непосредственном соседстве с материей факела.

Мы имеем основания [1] отождествить указанную нагретую материю с к о р о н а л ь н о й материей.

Изучая корону в линии 5303 Å, а также в других линиях, Вальдмейер [24] обнаружил, что над а к т и в н ы м и областями часто наблюдаются движения корональной материи, иногда направленные от Солнца. Следовательно, в этих случаях источником корональной материи служат расположенные ниже части солнечной оболочки, т. е. по существу факелы

* См. [3], стр. 405.

(и флоккулы). С этим, повидимому, связано также и то, что как раз над факелами интенсивность свечения монохроматического излучения короны особенно высока.

Если указанные соображения верны, то это сможет также объяснить аномально высокую ионизацию атомов Ca II и других атомов в факелах [25, 26] и ряд других фактов. Что же касается того, почему степень нагрева факелов не очень высока, то это должно в основном объясняться малой плотностью корональной материи.

Тот же самый механизм нагревания мы можем предположить действующим и для флоккулов, ибо, судя по ходу P_λ, в обоих образованиях господствует один и тот же тепловой режим. Наконец, внезапным и интенсивным выносом высоконагретой корональной материи из факелов наружу, в хромосферу, можно было бы объяснить и хромосферные вспышки*.

Рассмотренная гипотеза о механизме нагрева корональной материей факелов, флоккулов и вспышек носит, конечно, самый предварительный характер и должна быть в дальнейшем подтверждена наблюдениями и теорией.

Литература

1. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР 82, 21, 1952.
2. В. А. Амбарцумян. Теоретичеекая астрофизика. ОНТИ, 1939, стр. 78—80.
3. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, § 100.
4. В. А. Крат. Успехи астроном. наук 3, 87, 1947.
5. K. Kipenheuer. Ann. d'Astrophys. 9, 42, 1946.
6. Handbuch der Astrophysik, 4, 1928, рис. 119—121.
7. L. Green. Ap. J. 109, 289, 1949.
8. A. Unsold. Zs. f. Ap. 24, 22, 1947.
9. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 3, 1951.
10. Е. Я. Перепелкин. Циркуляр ГАО, № 9, 1933.
11. R. Redman. M. N. 102, 140, 1942.
12. G. Cillie a. D. Menzel. H. C., 410, стр. 27.
13. О. А. Мельников и Е. Я. Перепелкин. Циркуляр ГАО, № 13, 1935.
14. В. П. Вязаницын. Циркуляр ГАО, № 16, 1935.
15. A. Unsold. Ap. J. 69, 209, 1929.
16. А. Б. Северный и Г. А. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 113, 1951.
17. A. Unsold. Zs. f. Ap. 24, 306, 1948.
18. S. Miyamoto a. J. Kawaguchi. Publ. of Astr. Soc. of Japan 1, 114, No 4, 1950.
19. А. Н. Теренин. Введение в спектроскопию. 1933, стр. 169.
20. В. А. Фабрикант. Докл. АН СССР 25, 664, 1939.
21. Л. А. Сена. Столкновения электронов и ионов с атомами газа. Гостехиздат, 1948, стр. 96.
22. И. С. Шкловский. Труды ГАИШ 20, 1951.
23. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 26, 147, 1949.
24. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 20, 195, 1940, Astr. Mitt. der Eidgenossischen Sternwarte Zürich, № 146, 1945; No 151, 1947.
25. Т. В. Крат. Астрон. журн. 24, 329, 1947.
26. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 93, 1952.
27. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.

* Здесь, конечно, исключаются те вспышки, которые наблюдаются над хромосферой.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТР КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ И МЕТОДЫ УЧЕТА ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

В. Б. Никонов и Е. К. Никонова

В звездном электрофотометре, установленном на 200-миллиметровом менисковом телескопе Крымской астрофизической обсерватории в Симеизе, использован отечественный фотоумножитель ФЭУ-17. Электрофотометр весьма прост по своей конструкции. Для измерения фототоков применен гальванометр со световым отсчетом («мультифлекс») в сочетании с усилителем постоянного тока.

При электрофотометрических наблюдениях для получения результатов высокой точности необходим весьма тщательный учет эффекта ослабления света в земной атмосфере. Во многих случаях применение средних значений ослабления недопустимо. Разработанный авторами метод определения внеатмосферных звездных величин и цветовых эквивалентов обеспечивает при наблюдениях переменных звезд получение необходимых данных для учета ослабления света при обработке каждого индивидуального наблюдения.

---

§ 1. С 1951 г. в Крымской астрофизической обсерватории начаты регулярные наблюдения переменных звезд на 200-миллиметровом менисковом телескопе системы Максутова (МТМ-200). Для этой цели используется весьма простой звездный электрофотометр, построенный и впервые испытанный авторами в сочетании с американским фотоумножителем 931-А еще в 1949 г. Разработка отечественных электростатических фотоумножителей ФЭУ-17 с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами, превосходящих по своим параметрам фотоумножители 931-А, позволила осуществить звездный электрофотометр современного типа исключительно из отечественных материалов. Мы считаем, что краткое описание этого прибора может представить некоторый интерес, поскольку он, несмотря на свою простоту, вполне оправдал себя в процессе регулярной наблюдательной работы.

Электрофотометр установлен в нэсмитовском фокусе МТМ-200 на конце полой оси склонения последнего. Основные оптические параметры этого телескопа, изготовленного в ГОИ для экспедиционных работ,

а затем реконструированного на заводе им. ОГПУ (в 1950 г.) для стационарной работы в обсерватории, следующие:

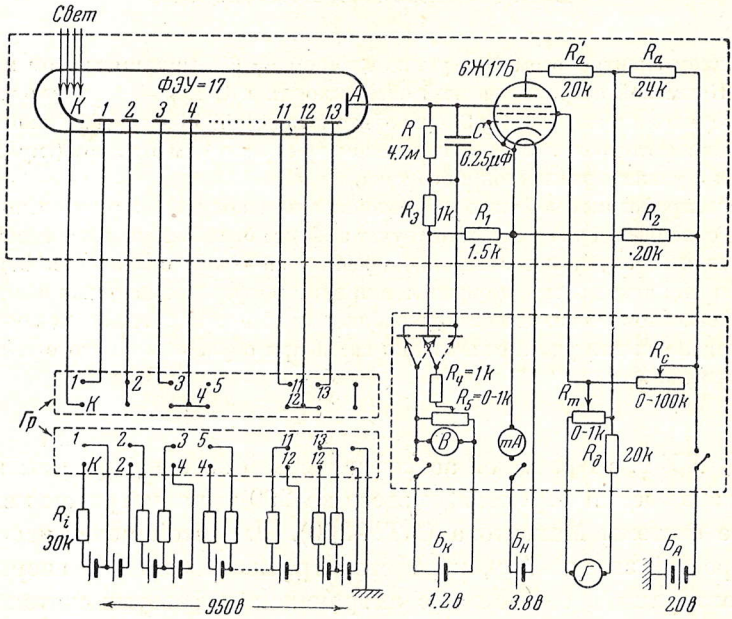
Диаметр свободного отверстия мениска, мм	200
Эквивалентное фокусное расстояние, см	140
Масштаб изображения	1 мм = 2′,4

Электрическая схема фотометра приведена на фиг. 1.

Применяемый нами в настоящее время фотоумножитель ФЭУ-17 (ФЭУ), отобранный из четырех умножителей этого типа, имеет следующие параметры:

Напряжение между каждым каскадом, в	68
Общее напряжение на фотоумножителе, в	950
Темновой ток (20°С), а	$3 \cdot 10^{-9}$
Флуктуации темнового тока, а	$3 \cdot 10^{-11}$
Фототок от звезды 6.0, А0 на МТМ = 200, а	$4 \cdot 10^{-8}$

Приведенные значения флуктуаций относятся к постоянной времени RC, равной 1.2 сек (см. ниже). Напряжение между каскадами в 68 в



Фиг. 1. Электрическая схема звездного электрофотометра

оказалось оптимальным в отношении полезной чувствительности умножителя. Повышение напряжения до 80 в на каскад увеличивало чувствительность фотоумножителя примерно в семь раз, но при этом отношение сигнала к шуму несколько уменьшалось.

Питание фотоумножителя осуществляется сухими батареями БАС-60, через охранные сопротивления R_i. Напряжение подается на фотоумножитель специальной гребенкой *Гр*, обеспечивающей при ее размыкании не только отключение батарей, но и их размыкание между собой (по блокам), а также отключение заземления.

Для измерения фототоков применялся чувствительный гальванометр *1* в сочетании с усилителем постоянного тока.

Мы используем гальванометр со световым отсчетом («мультифлекс»). Он очень удобен в работе. Благодаря его нечувствительности к изменениям наклона и сравнительно малой чувствительности к толчкам, он установлен на обычном, достаточно массивном столе. Параметры гальванометра, изготовленного Экспериментальными мастерскими Ленинградского электротехнического института инженеров связи им. Бонч-Бруевича, таковы: токовая чувствительность $1.8 \cdot 10^{-9}$ а/д; внутреннее сопротивление 1580 ом, внешнее критическое 39 000 ом, период 1.9 сек.

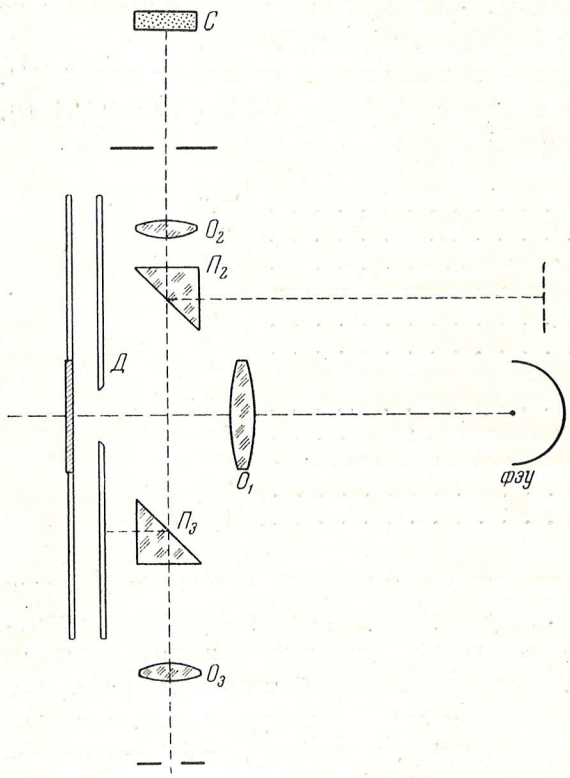
Усилитель постоянного тока — одноламповый, компенсационный [1], собранный на подогревной металлической лампе 6Ж8 (6SJ7—6Ж17Б), поставленной в электрометрический режим:

Напряжение накала, в	3.8
Ток накала, ма	220
Напряжение катодной сетки (g_1), в	0
Напряжение сетки пространственного заряда (g_2), в	12
Напряжение анода, в	8
Отрицательное смещение на управляющей сетке (g_3), в	— 2.2
Крутизна анодной характеристики, μа/в	240
Крутизна характеристики сетки пространственного заряда, μа/в	— 100
Сеточный ток, а	$1.5 \cdot 10^{-11}$

В усилителе рассматриваемого типа имеет место значительная обратная связь через сопротивление R_1. Поэтому крутизна усилителя в целом, определяемая как изменение тока в гальванометре при изменении напряжения на управляющей сетке, оказывается равной только 70 μа/в. При этом, однако, существенно повышается линейность усилителя, сохраняющаяся для входных напряжений до 0.8 в, а также улучшается его стабильность. Постоянная времени усилителя, равная произведению входного сопротивления R на входную емкость C, составляет в нашем случае 1.2 сек. ($R = 4.7$ мегома, $C = 0.25$ μF). Эффективное значение постоянной времени несколько меньше ввиду наличия обратной связи. Значение постоянной времени подобрано из соображений возможно большего подавления шумов фотоумножителя при условии, что время отсчета измерительного прибора останется еще вполне приемлемым по своей продолжительности (порядка 5 сек.).

Коэффициент токового усиления равен в нашем случае 330, что соответствует при максимальной чувствительности измерительной аппаратуры (минимальной шунтировке гальванометра — $R_ш = 1000$ ом, $R_д = 20$ килоом) значению всего лишь $1.5 \cdot 10^{-10}$ а/д. При необходимости повышения чувствительности это очень легко достигается увеличением входного сопротивления. Потребность в этом может возникнуть при получении фотоумножителя с большей полезной чувствительностью.

Регулировка чувствительности усилителя во время текущей работы осуществляется шунтированием гальванометра; при этом дополнительное сопротивление в цепи гальванометра $R_д$— постоянно. Переменные сопротивления шунта вынесены на пульт управления (выделен частым пунктиром на фиг. 1). На пульт вынесены также балансировка усилителя — приведение гальванометра на нуль (сопротивление R_c) и блок компенсации темнового тока (R_3, R_4 и R_5), включающий в себя и батарею $Б_k$. Этот блок при переключении двойного переключателя может служить для градуировки усилителя—проверки его пропорциональности. На пульте управления установлены также вольтметр контроля напряжения батареи блока компенсации и миллиамперметр накала. Все выключатели цепей накала, анода и компенсации объединены в одном тройном выключателе.



Фиг. 2. Оптическая схема звездного электрофотометра

Питание схемы усилителя осуществляется сухой 20-вольтовой анодной батареей.

Отметим возможность отказа от реостата накала при применении достаточно емких аккумуляторов (три элемента по 100 а/ч).

Оптическая схема электрофотометра не представляет чего-либо нового по сравнению с осуществленными уже ранее приборами этого рода [2]. Как видно из фиг. 2, она предусматривает применение схемы выходного зрачка (осуществляемой линзой O_1), радиоактивного фотометрического стандарта C со своей проектирующей оптикой O_1, O_2 и $П_2$, а также ломаного контрольного окуляра $П_3$, O_3.

Конструкция прибора предусматривает крепление на одной подвижной линейке контрольного окуляра и фотометрического стандарта. Линейка может устанавливаться с помощью фиксаторов в трех положениях. В первом в основной оптический путь введен контрольный окуляр, позволяющий центрировать звезду в диафрагме поля $Д$; таких диафрагм, расположенных на другой линейке, находящейся в фокальной плоскости телескопа, две —большая поисковая и малая рабочая. Во втором положении первой линейки свет от измеряемого объекта свободно проходит через

соответствующее отверстие и при помощи неподвижной линзы O_1 проектируется на фотоумножитель (ФЭУ). В третьем положении в оптический путь введен фотометрический стандарт. Сочетание на одной линейке контрольного окуляра и фотометрического стандарта позволило резко уменьшить размеры переходной части фотометра, практически сведя ее к небольшому фланцу на основном корпусе электрофотометра.

Сменные линейки со светофильтрами располагаются на небольшом расстоянии перед фокальной плоскостью. Такое расположение обеспечивает наибольшую компактность прибора, но предъявляет весьма высокие требования к однородности и чистоте поверхности фильтров. Линейки с фильтрами предусматривают установку до трех светофильтров, не считая одного свободного отверстия. Эти же линейки служат в качестве затворов при установке перед диафрагмой поля промежутков между светофильтрами.

В настоящее время нами применяются следующие комбинации светофильтров: GG-7, BG-25, а также GG-14, BG-28 и UG-2. Первая служит в основном для наблюдения переменных звезд, а вторая — для трехцветной электроколориметрии в более узких участках спектра.

Фотоумножитель и усилитель, за исключением деталей, вынесенных на пульт, располагаются в основном цилиндрическом корпусе фотометра. Находящиеся в нем детали заключены на фиг. 1 в редкий пунктир. Корпус имеет два съемных дна, на одном из которых смонтированы детали усилителя, а через второй проходят провода высоковольтного питания фотоумножителя. Последний закреплен в центрируемом держателе непосредственно на стенке корпуса.

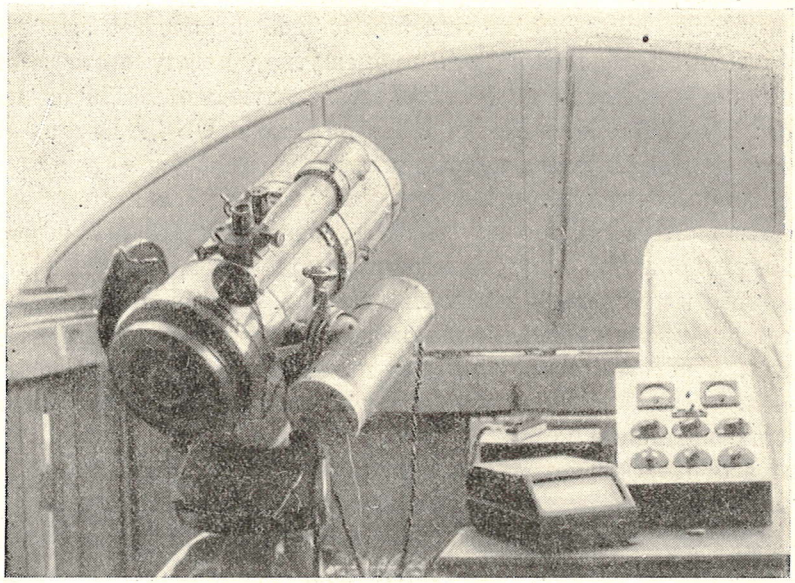
При разборке фотометра верхняя крышка сдвигается вдоль высоковольтных проводов и от анода умножителя отсоединяется провод, идущий к управляющей сетке лампы. После этого нижняя крышка может сниматься беспрепятственно. Описанная конструкция весьма компактна, хотя и несколько менее удобна, чем предусматривающая крепление всех элементов на одной из крышек.

Следует отметить значительное влияние магнитных полей на чувствительность фотоумножителя ФЭУ-17, аналогично тому, что имеет место и для фотоумножителей RCA 1-P-21 и 931-A [3]. Это выражается в наличии зависимости чувствительности прибора от его положения. Поэтому, вообще говоря, необходимо заключать фотоумножитель в магнитный экран или делать весь корпус фотометра из экранирующего материала. У нас магнитная экранировка отсутствует. Поэтому во всех необходимых случаях следует калибровать наблюдения посредством фотометрического стандарта, что позволяет полностью исключить эффект от магнитных помех.

При дифференциальных наблюдениях, таких, как наблюдения переменных звезд, рассматриваемым эффектом в большинстве случаев можно пренебречь. Даже в таком случае, как при наблюдении BWVul [4], когда переменная отстояла на 4° от звезды сравнения, эффект магнитных помех был постоянен и составлял всего $0^m.004$ при наблюдениях в пределах часового угла $\pm 4^ч$.

Общий вид всей фотоэлектрической установки приведен на фиг. 3.

Проникающая способность электрофотометра определяется исключительно уровнем шумов применяемого фотоумножителя, так как усилитель не вносит ни малейших помех. С используемым в настоящее время фотоумножителем мы можем вести наблюдения с нормальной фотоэлектрической точностью (порядка $\pm 0^m.005$ для средней квадратичной ошибки одной привязки переменной к звезде сравнения) до звезд 9^m спектрального класса A0 без фильтров и до $7^m.5$ со светофильтрами. Нет сомнения, что при более тщательном отборе фотоумножителя в отношении его полезной



Фиг. 3. Звездный электрофотометр на 200-мм менисковом телескопе

чувствительности и при некотором повышении постоянной времени усилителя проникающая способность фотометра может быть существенно повышена.

§ 2. При электрофотометрических наблюдениях для полного использования всей точности, даваемой фотоэлектрической аппаратурой, необходим весьма тщательный учет эффекта ослабления света в земной атмосфере. Этот вопрос рассмотрен авторами, предложившими новый метод учета данного эффекта в применении к построению фундаментальных каталогов блеска и цветовых эквивалентов звезд [5, 6]. Поскольку описанный в настоящей статье звездный электрофотометр в первую очередь предназначается для наблюдений переменных звезд, мы считаем целесообразным остановиться здесь и на методике учета ослабления света в атмосфере для этого частного случая.

При наблюдениях переменных звезд необходимо определять внеатмосферную разность звездных величин переменной и ее звезды сравнения.

Эта разность находится из двух общеизвестных уравнений, связывающих наблюденные $m(z, t)$ и внеатмосферные m_0 величины звезд,

$$\text{звезды сравнения: } m_{0a} = m_a(z_a, t) - \alpha(t, C_a) F(z_a) \tag{1}$$

$$\text{переменной: } m_{0v} = m_v(z_v, t) - \alpha(t, C_v) F(z_v) =$$
$$= m_v(z_v, t) - \alpha(t, C_a) F(z_v) - \Delta\alpha F(z_v), \tag{2}$$

где $F(z)$ — масса воздуха, $\alpha(t,C)$ — фактор ослабления света в атмосфере (зависящий от времени наблюдения t и цвета звезды C), $\Delta\alpha = \gamma\Delta C$ —поправка этого фактора за разность цвета переменной и звезды сравнения. Приближенно можно полагать, что $\gamma = \frac{d\alpha}{dC}$ есть постоянная величина для данной цветовой системы.

На основании (1) и (2) для разности внеатмосферных величин переменной и звезды сравнения находим

$$\Delta m_0 = m_{0v} - m_{0a} = \Delta m(z, t) - \alpha(t, C_a) \Delta F(z) - \gamma\Delta C F(z_v). \tag{3}$$

Отметим здесь одно весьма существенное для практической работы обстоятельство. Во всех встречающихся в настоящей статье формулах значения звездных величин, как непосредственно наблюденных, так и вынесенных за атмосферу, могут быть заменены разностью этих величин со звездной величиной фотометрического стандарта. Это очевидно из самой структуры формул. Использование же этих разностей полностью исключает влияние изменений чувствительности электрофотометра. Это видно, например, из рассмотрения выражения для разности наблюденной величины звезды и звездной величины стандарта

$$m(z, t) - m_{\text{ст}} = -2.5 \lg \frac{n(z, t)}{n_{\text{ст}}}, \tag{4}$$

где $n(z,t)$ и $n_{\text{ст}}$—отбросы гальванометра, соответствующие наблюдению звезды и стандарта. Очевидно, что при изменении чувствительности фотометра отбросы возрастут в одно и то же число раз, а значение разности (4) не изменится. В этом ведь и заключается смысл применения фотометрического стандарта.

Уравнение (3) позволяет оценить погрешности, вносимые во внеатмосферную разность величин сравниваемых звезд при пользовании, как это часто делается, средними значениями фактора ослабления и при пренебрежении зависимостью этого фактора от цвета звезд.

Первая погрешность, обусловленная уклонением истинного фактора ослабления α на величину $\delta\alpha$ от принятого среднего означения $\bar{\alpha}$, равняется, согласно (3),

$$\delta(\Delta m_0) = \delta\alpha \Delta F(z).$$

Ее значения как функции зенитного расстояния z и разности зенитных расстояний Δz сравниваемых звезд приведены в табл. 1 для значения $\delta\alpha = 0^m.1$. Подобные уклонения фактора ослабления от его среднего значения

могут встречаться даже в благоприятных климатических условиях, не говоря уже о менее благоприятных [7]. Мы видим, следовательно, что при точных фотоэлектрических наблюдениях переменных звезд, особенно если звезда сравнения далеко расположена от переменной, пользование средними значениями α недопустимо.

Таблица 1

z \ Δz	1°	2°	5°
20°	$0^m.001$	$0^m.001$	$0^m.003$
40	0. 002	0. 004	0. 010
50	0. 003	0. 006	0. 016
60	0. 006	0. 012	0. 030
70	0. 014	0. 028	0. 070

Вторая погрешность, обусловленная пренебрежением зависимостью фактора ослабления от цвета, дается последним членом (3). Весьма существенно, что этот член пропорционален не разности воздушных масс, а самой воздушной массе и, следовательно, не исчезает при наблюдении даже самых близких по расположению звезд. Пренебрежение членом $\gamma\Delta CF(z)$ может привести к существенным систематическим ошибкам, особенно если данная переменная звезда наблюдается в течение достаточно длительного времени, в начале и конце которого наблюдения ведутся в среднем на различных часовых углах, а следовательно, и на различных массах воздуха [8]. При точных наблюдениях опасны также даже незначительные колебания величины γ.

Нетрудно показать, что влияние рассматриваемого члена может превзойти десятую звездной величины при наблюдениях на больших зенитных расстояниях звезд, сильно различающихся по своему цвету. В качестве иллюстрации приводим табл. 2.

Таблица 2

z \ Интервал спектра	B0 — A0	A0 — F0	A0 — C0	A0 — K0
0°	$0^m.018$	$0^m.014$	$0^m.039$	$0^m.072$
20	0. 019	0. 015	0. 042	0. 076
40	0. 023	0. 018	0. 051	0. 094
50	0. 028	0. 022	0. 061	0. 114
60	0. 036	0. 028	0. 078	0. 144
70	0. 052	0. 041	0. 116	0. 210

В этой таблице даны значения $\gamma\Delta CF(z)$ для $\gamma = 0^m.12$, полученного одним из авторов [6] для цветовой системы электроколориметрического каталога Беккера [9] и для различных интервалов спектров.

Таким образом, при точных фотоэлектрических наблюдениях переменных звезд (за исключением того случая, когда сравниваемые звезды близки не только по положению, но и по цвету) необходимо пользоваться мгновен-

ными значениями фактора ослабления, учитывая зависимость последнего от цвета звезд.

Мгновенное значение фактора ослабления находится на основании (1), если отнаблюдена какая-либо звезда с известной внеатмосферной величиной m_{0a}. Действительно,

$$\alpha(t, C_a) = \frac{m_a(z_a, t) - m_{0a}}{F(z_a)}. \tag{5}$$

Особо удобно, если это будет звезда сравнения. В таком случае фактор ослабления будет определяться из данных каждого наблюдения, без затраты времени на какую-либо вспомогательную наблюдательную работу. Кроме того, полученное значение фактора ослабления будет относиться к той самой области неба, в которой находится исследуемая звезда.

Для получения искомой разности внеатмосферных величин переменной и звезды сравнения необходимо, следовательно, знать внеатмосферную величину звезды сравнения m_0, значение параметра γ, определяющего зависимость фактора ослабления от цветового эквивалента, а также разность цветовых эквивалентов обоих звезд ΔC.

Обращаясь к методам определения этих величин, рассмотрим два основных случая. Первый — когда программа наблюдений состоит из более или менее значительного ряда различных по своему цвету переменных звезд. В этом случае наиболее целесообразно сразу же построить фундаментальные каталоги внеатмосферных величин и цветовых эквивалентов звезд сравнения, непосредственно воспользовавшись методом, предложенным для этой цели авторами этой работы [5, 6]. Мы не будем повторять здесь его изложение. Отметим только, что весьма желательно периодически переопределять внеатмосферные величины и цвета хотя бы части звезд сравнения для выявления возможных изменений цветовой системы применяемой аппаратуры и постепенного, хотя и весьма медленного падения яркости радиоактивного фотометрического стандарта.

Во втором случае, когда стоит задача наблюдения только одной переменной звезды, можно пойти более простым путем. Выбирается вспомогательная стандартная звезда, близкая по цвету к звезде сравнения. Присоединяя к обычным наблюдениям переменной звезды наблюдения стандартной, найдем сначала приближенную внеатмосферную величину последней m_0' (хотя бы методом Бугэ), строя зависимость $m(z,t)$ от $F(z)$ и экстраполируя полученную прямую для значения $F(z) = 0$.

С этим приближенным значением находим приближенные же значения фактора ослабления

$$\alpha'(t, C) = \frac{m(z, t) - m_0'}{F(z)} = \frac{m(z, t) - m_0}{F(z)} + \frac{\delta m_0}{F(z)} = \alpha(t, C) - \Delta\alpha, \tag{6}$$

где $\alpha(t, C)$ — истинный фактор ослабления, а $\Delta\alpha$ — неизвестная поправка, определяемая выражением

$$\Delta\alpha = -\frac{\delta m_0}{F(z)}. \tag{7}$$

Поправка $\delta m_0 = m_0 - m'_0$ к приближенному значению внеатмосферной величины стандартной нам также не известна.

Интерполируя графически $\alpha'(t, C)$ на моменты наблюдения звезды сравнения, можно найти приближенные значения внеатмосферной величины последней (пренебрегая членом $\gamma \Delta C F(z)$ ввиду предположенной малости ΔC). Действительно, учитывая (7),

$$m'_{0a} = m_a(z_a, t_a) - \alpha'(t_a, C) F(z) = m_a(z_a, t_a) - \alpha(t_a, C) F(z_a) + \Delta\alpha F(z_a) =$$
$$= m_a(z_a, t_a) - \alpha(t_a, C) F(z) - \eta \delta m_0,$$

где $\eta = \frac{F(z_a)}{F(z)}$ есть отношение масс воздуха звезды сравнения и стандартной, причем последняя относится к моменту наблюдения звезды сравнения.

Учитывая (1), находим

$$m'_{0a} = m_{0a} - \eta \delta m_0. \tag{8}$$

Имея ряд таких уравнений, которые могут составляться на основании наблюдений, произведенных и в различные ночи, получаем систему условных уравнений; решая их, найдем искомое значение внеатмосферной величины звезды сравнения m_0, а также попутно и δm_0.

Уравнение (7) показывает, что стандартная звезда должна выбираться таким образом, чтобы значение $\eta = \frac{F(z_a)}{F(z)}$ возможно больше менялось во время наблюдений.

Найдя m_0 или в общем ранее отмеченном случае также γ и ΔC, получим все необходимые данные для определения разности внеатмосферных величин переменной и ее звезды сравнения согласно уравнениям (3) и (5).

Каждое наблюдение звезды сравнения, сопровождающееся наблюдением фотометрического стандарта, позволяет определить фактор ослабления для момента наблюдения звезды для той области неба, в которой ведется наблюдение.

Из изложенного видно, как упрощается все дело, если переменная звезда и звезда сравнения близки по цвету. В этом случае последним членом уравнения (3) можно пренебречь и для надежного учета ослабления света достаточно определить только внеатмосферную величину звезды сравнения изложенным выше методом. Отсюда следует, что в общем выгоднее выбирать звезду сравнения возможно более близкую по цвету к переменной, несмотря на то, что она может оказаться более далекой по своему положению, чем другие звезды сравнения.

Литература

1. Курс астрофизики и звездной астрономии. Под редакцией А. А. Михайлова. Т. I, М.— Л., 1951, гл. 25.
2. В. Б. Никонов и П. Г. Куликовский. Астрон. журн. 19, 54, 1939.
3. O. Eggen. Ap. J. 114, 141, 1951.

4. В. Б. Никонов и Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **9**, 135, 1952.
5. В. Б. Никонов. Докл. АН СССР **45**, 151, 1944.
6. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **4**, 121, 1949.
7. W. Smart. M. N. **94**, 115, 1934.
8. В. Б. Никонов и Э. С. Бродская. Бюлл. Абаст. обсерв. № 11, 10, 1950.
9. W. Becker. Veröff. Berlin Bab. **10**, H. 6, 12, 1935.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

ТРЕТИЙ СПИСОК ДИФФУЗНЫХ ЭМИССИОННЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. Ф. Газе и Г. А. Шайн

В статье даются положения 174 новых эмиссионных диффузных туманностей в Млечном пути.

Настоящий список туманностей является продолжением двух первых, напечатанных в Известиях Крымской астрофизической обсерватории, т. 6, стр. 3, 1950 г. и т. 7, стр. 93, 1951 г.

Систематическое фотографирование Млечного пути в лучах H_α, начиная с августа 1951 г., ведется на двух инструментах: двойной камере 450 мм и новой камере 640 мм (F : 1.4). Наш метод фотографирования выявляет много новых эмиссионных туманностей и новых деталей в уже известных, в частности обширные слабые окрестности туманностей (например, большая туманность Ориона «Америка», IC 410 и др.).

В известном венке туманностей в Лебеде, ограниченном волокнистыми туманностями NGC 6960 и 6992—6995, мы нашли 27 отдельных волокнистых образований, из которых 5 или 6 в северной части были известны, но никем не нумерованы. В целях удобства дальнейшей работы мы дали свои номера S всем этим отдельным образованиям.

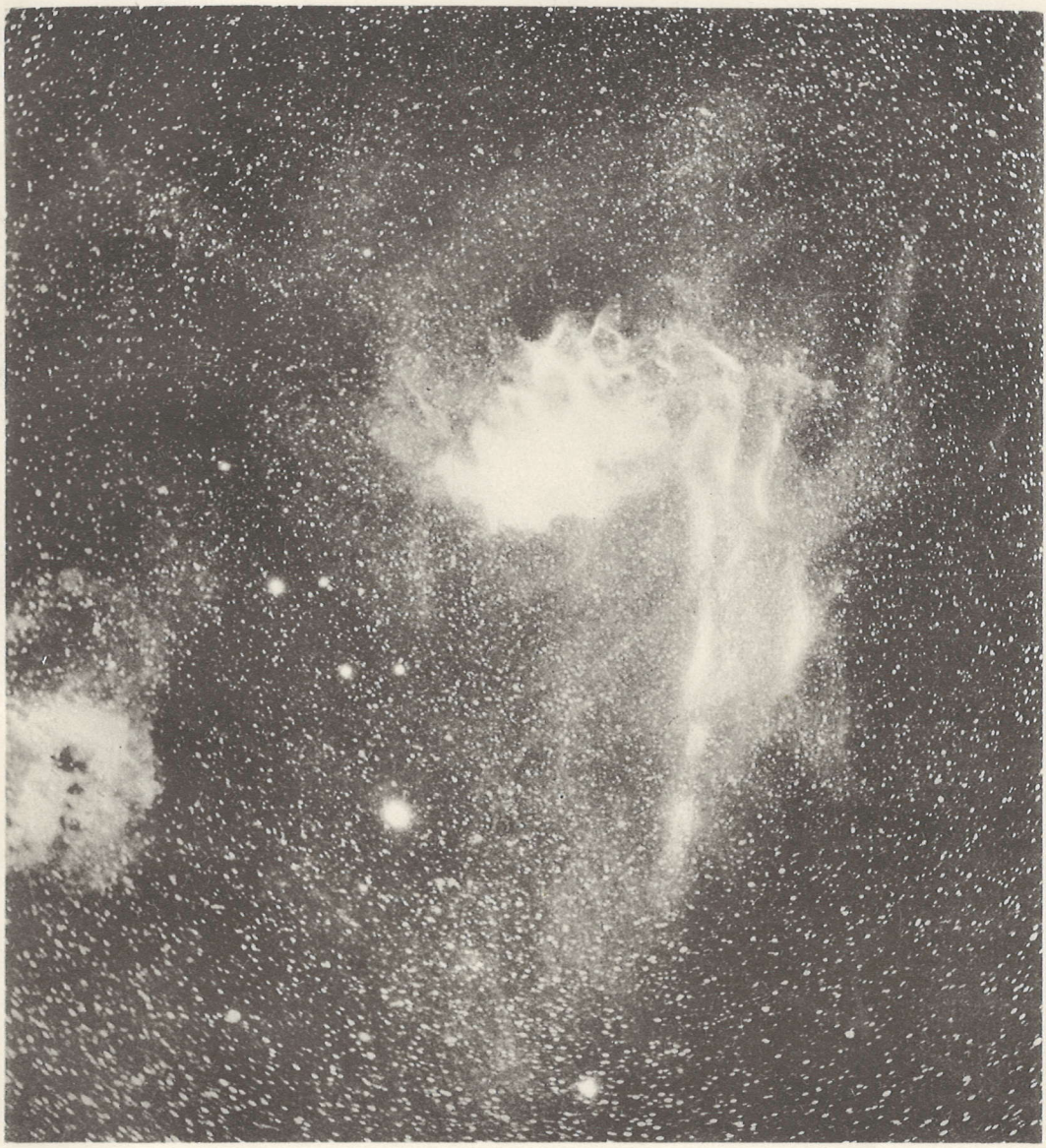
В области Sagittarius — Scutum изолированные, хорошо ограниченные туманности встречаются редко. Большею частью туманная материя здесь перемешана со звездными облаками, образуя плохо ограниченные обширные поля. Мы включили в список только те образования, в отношении которых можно быть уверенными в наличии эмиссии (S 178—198). Для выяснения таких сомнительных случаев мы прибегали к своим параллельным снимкам с оранжевым фильтром вне H_α или снимкам без фильтра.

Туманности, встречающиеся в списке Штромейера*, обозначены буквами St, в списках Минковского—соответственно Mi I и Mi II **. Номера в списках Минковского проставлены нами. Остальные сокращения — общепринятые. К сожалению, при составлении двух первых списков у нас не было упомянутых работ Минковского; вследствие этого в четырех случаях нами присвоены наши номера S объектам, ранее объявленным Минковским по наблюдениям с объективной призмой как диффузные туманности.

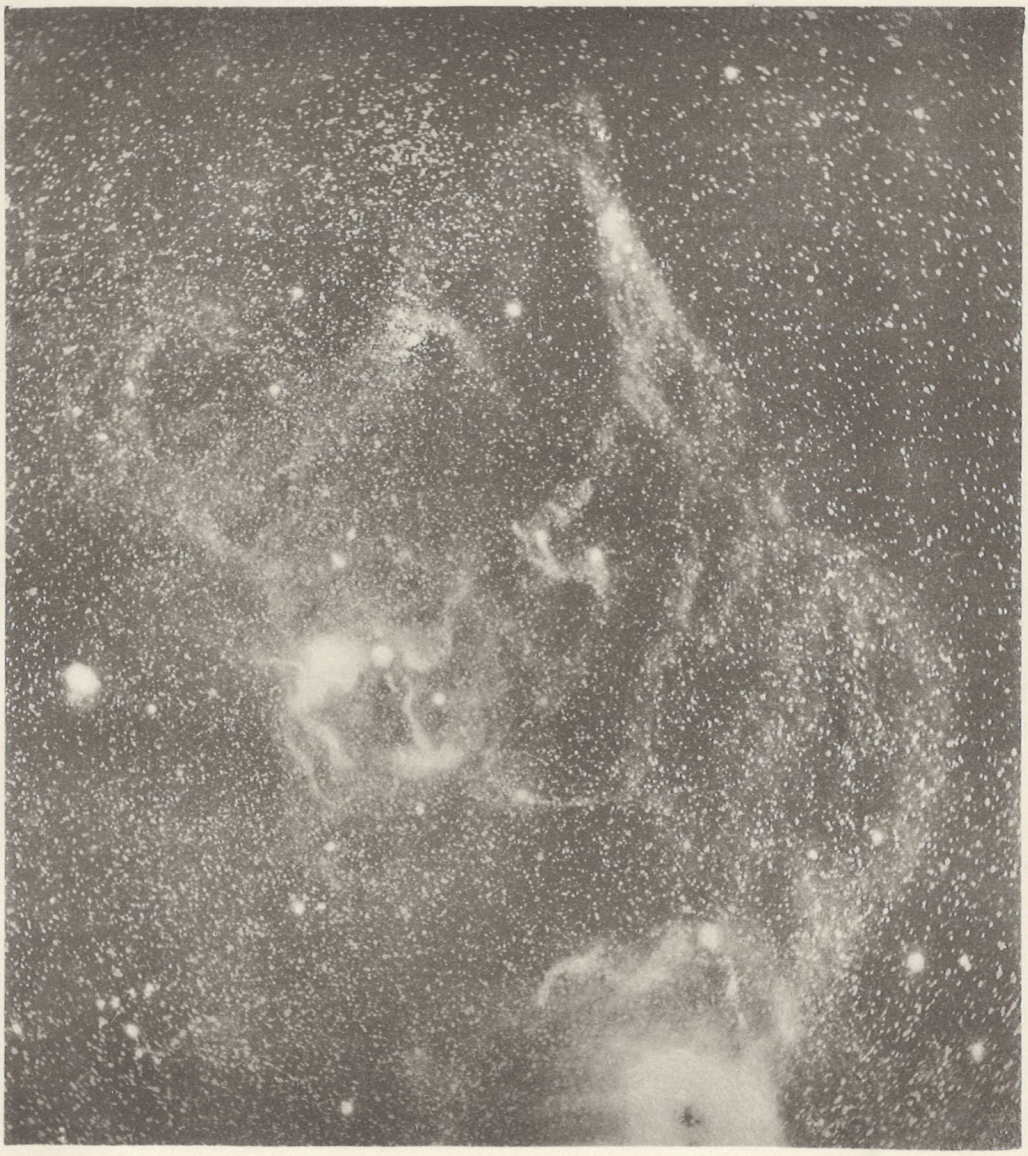
Приносим благодарность Г. С. Горбачеву за помощь в наблюдениях и Е. И. Иосько за изготовление репродукций.

* См. Zs. f. Astrophys. **27**, 49, 1950.

** См. P. A. S. P. **58**, № 344, 1946; **59**, № 350, 1947.

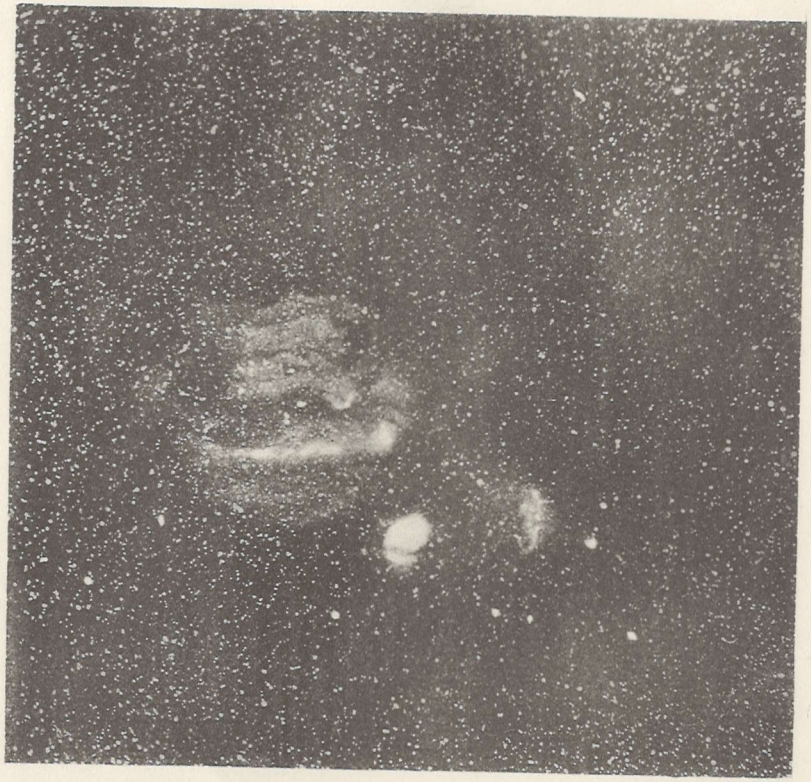


Фиг. 1. IC 405, S 126, S 124, S 125



Фиг. 2. S 127, S 131, S 132, S 133, S 134, IC 417, S 138, NGC 1931

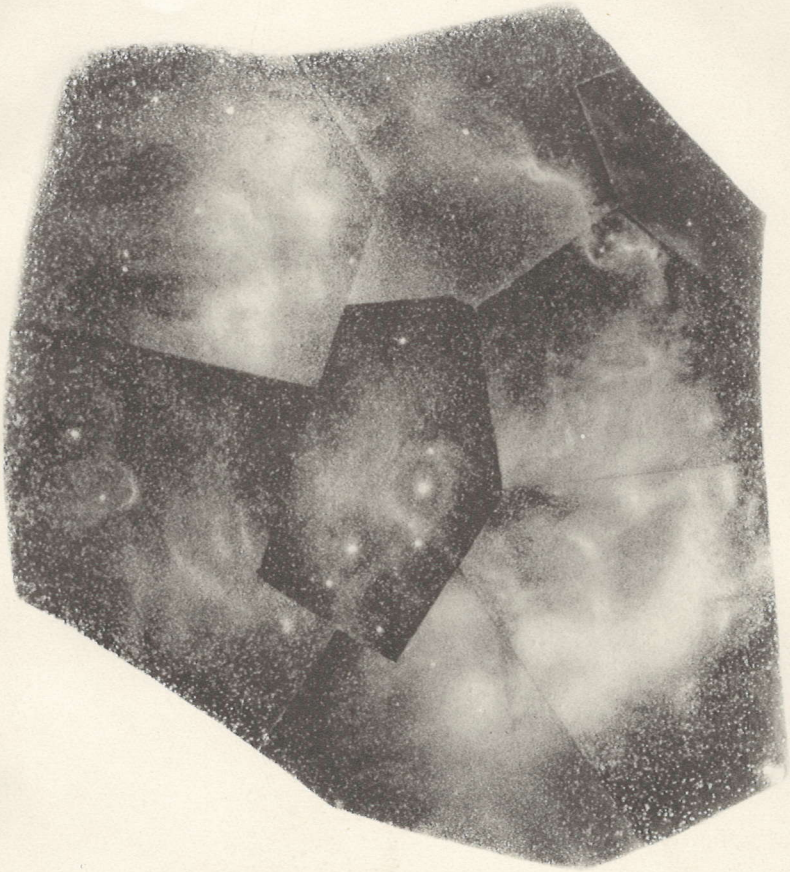
Фиг. 3. IC 410



Фиг. 4. S 145, S 146, MiI 2, S 152

Фиг. 5. S 136 и туманность вокруг BD +8° 933

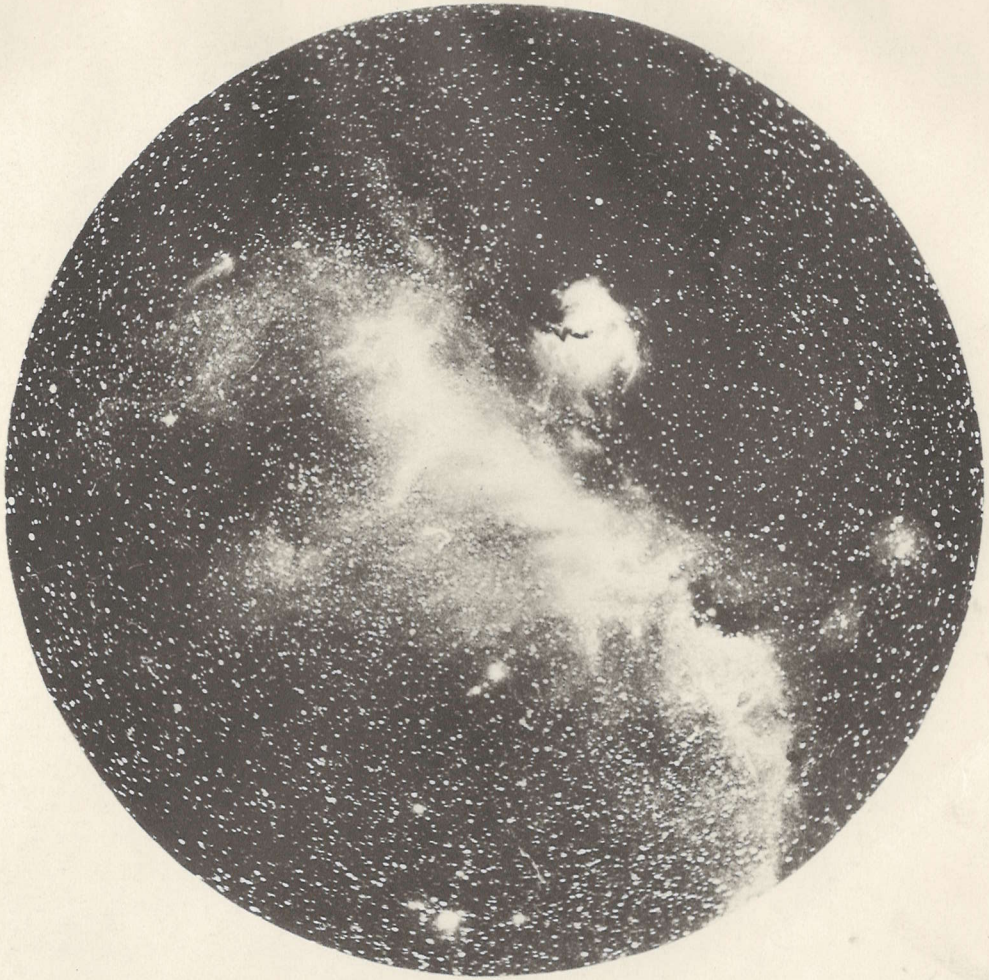
Фиг. 6. S 137, S 139, S 140 Barnard 122



Фиг. 7. Мозаичная фотография области вокруг λ и φ Orionis S 157 и ее детали S 136, S 137, S 139, S 140, S 154 и туманность около FU Orionis. Фотографии получены при плохих атмосферных условиях

Фиг. 8. IC 434, NGC 2023, NGC 2024, S 141, S 148, IC 432

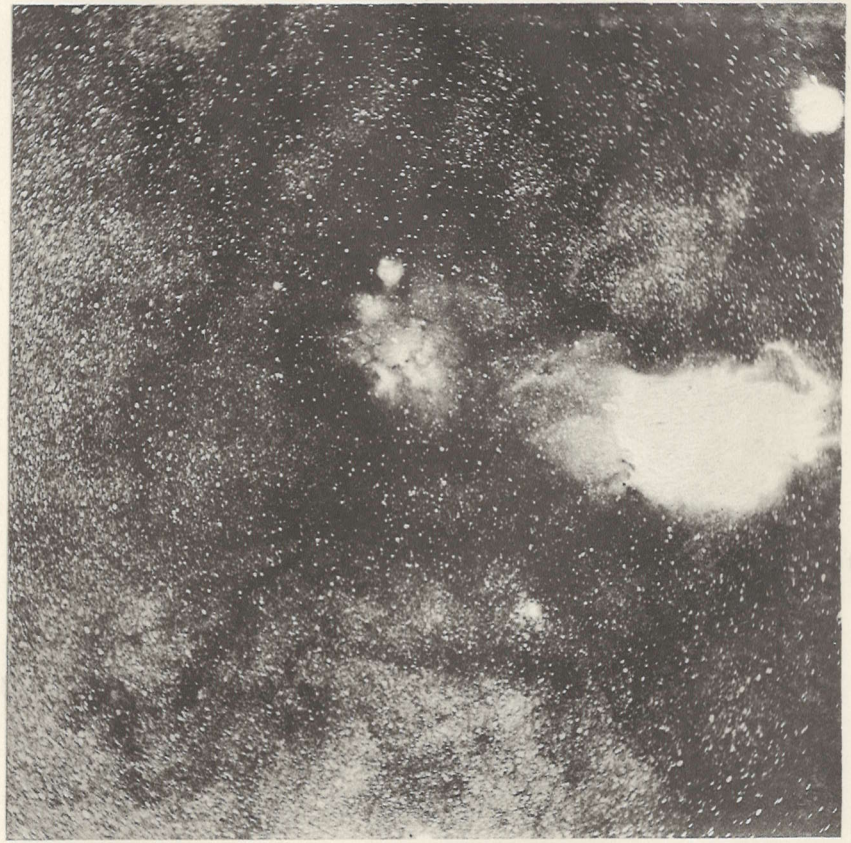
Фиг. 9. S 158, St 27 и S 163



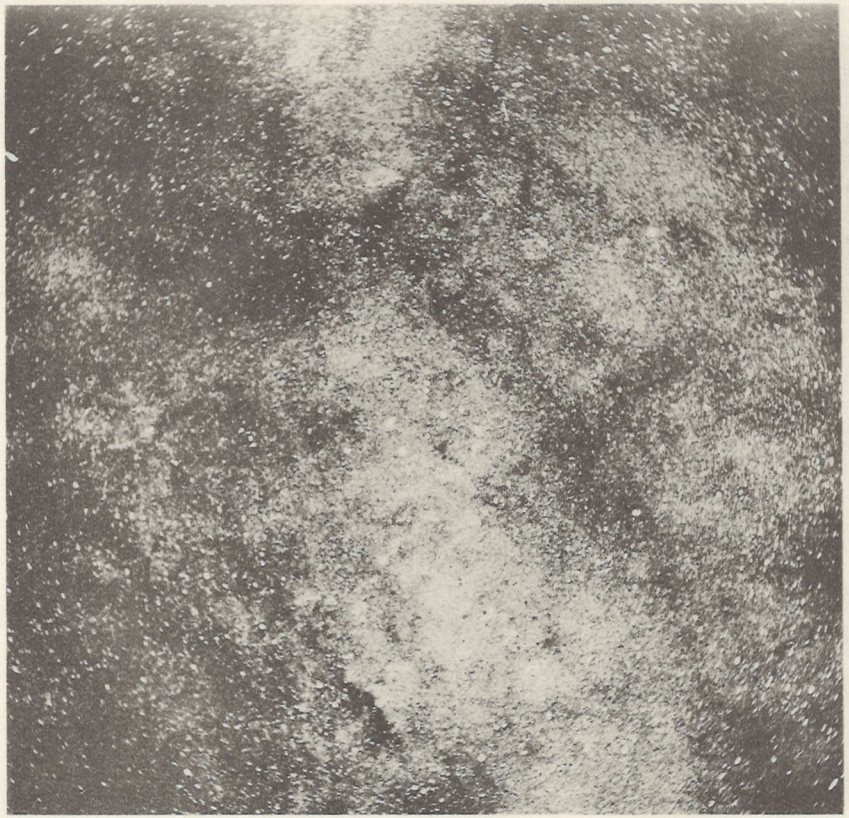
Фиг. 10. S 172, St 18, S 169, S 170, S 171, S 173

Фиг. 11. NGC 2264, S 166, S 167, S 160, S 161, S 164, NGC 2261

Фиг. 12. S 176, S 177



Фиг. 13. NGC 6514, NGC 6523, S 184, S 188, IC 4685, IC 1274, NGC 6559 и IC 1275



Фиг. 14. Центральная часть S 179

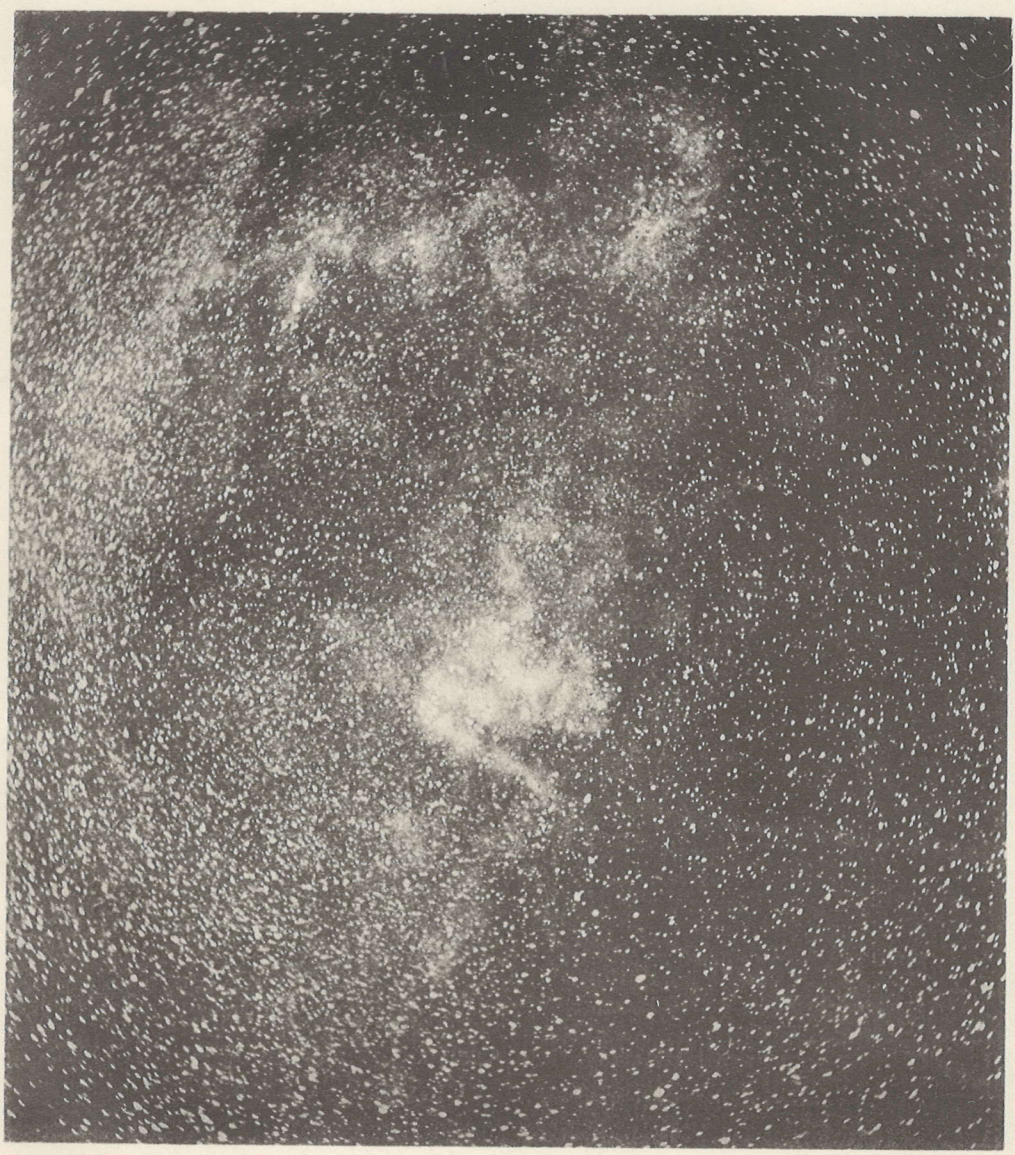
Фиг. 15. S 180, NGC 6440

Фиг. 16. Окрестности NGC 6618: S 193, IC 4706 и IC 4707; IC 4701, S 192

Фиг. 17. NGC 6611, S 189, S 194

Фиг. 18. S 190, S 191 и Mi I 8

Фиг. 19. S 199, S 200 и NGC 6820



Фиг. 20. S 220, S 218, S 221, S 234

Фиг. 21. S 278, S 275, S 276, S 277, S 109. В N части NGC 7822, S 274 и S 110

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
1	S 109	$0^h\ 0^m.4$	$+65°30'$	$d \sim 6'$	Очень маленькая туманность к SE от S 278 (фиг. 21)
2	S 110	0 7.1	+67 39	$50' \times 16'$	Слабая размытая туманность к E от NGC 7822 (фиг. 21)
3	IC 59	0 51.4	+60 33	$6' \times 6'$	Веерообразная туманность к N от γ Cassiopeiae. Туманность имеет несколько другую форму, чем на ее известных фотографиях. Она расширена на NW и представляется значительно слабее IC 63
4	S 111	0 52.3	+60 27	$24' \times 12'$	Слабая туманность, заполняющая все пространство между IC 59 и IC 63
5	IC 63	0 54.2	+60 18	$10' \times 4'.5$	Очень яркая веерообразная туманность к NE от γ Cassiopeiae
6	S 112	0 57.8	+60 20	$3' \times 2'$	Маленькая слабая туманность к E от IC 63; она соединяется с S 111 тонкой слабой туманностью
7	S 113	1 16.1	+61 29	$3' \times 3'$	Маленькая туманность, вероятно водородная
8	S 114	2 14.8	+61 24	$14' \times 8'$	Туманность средней яркости к SW от IC 1795
9	S 2 *b*	2 16.3	+61 52	$16' \times 8'$	Очень слабая размытая туманность, примыкающая с W к S 2
10	S 3 *b*	2 18.9	+61 12	$40' \times 12'$	Группа слабых туманностей к S от IC 1795
11	S 115	2 20.6	+62 39	$15' \times 4'$	Слабая туманность к N от IC 1795
12	3 *c*	2 26.8	+61 56	$40' \times 30'$	Обширная слабая туманность, примыкающая с N к S 3
13	S 3 *d*	2 33.0	+60 33	$45' \times 30'$	Обширная слабая туманность, примыкающая с E к S 3
14	S 4	2 34.0	+61 30	$110' \times 4'$	Слабая туманность к NE от S 3, вытянутая на NE, имеющая вид двух переплетающихся струй материи
15	S 116	2 40.0	+61 26	$d \sim 1'$	Слабая маленькая сферическая туманность со звездой в центре
16	NGC 1169	2 56.7	+45 56	$d \sim 2'$	Маленькая сферическая туманность со звездой в центре, частично водородная
17	S 117	3 7.5	+60 27	$20' \times 2'$	Слабая маленькая туманность
18	S 118	3 10.9	+59 50	$30' \times 4'$	Очень слабая туманность. Эта и предыдущая S 117 являются сгущениями на фоне обширной, но очень слабой туманности с неопределенными границами. Размеры ее порядка $1° \times 2°$
19	McD 34	3 32.7	+31 55	$50' \times 40'$	Очень слабая туманность, повидимому, только частично водородная
20	NGC 1499	3 57.4	+36 3	$200' \times 60'$	Известная туманность в виде большой волны
21	S 119 = = IC 359?	4 6.2	+27 21	$1' \times 1'$	Слабая звезда, окруженная туманностью, частично газовая. Есть также в атласе Барнарда (табл. 5). С положением для IC 359 расходится на $0^m.6$ и 3′
22	BD + 28°645	4 15.7	+28 13	$3' \times 1'$	Асимметричная туманность к N от BD + 28°645, частично газовая
23	S 120	4 31.9	+50 22	$2'.5 \times 2'.5$	Яркая маленькая туманность
24	NGC 1624	4 32.8	+50 15	$d = 5'$	Очень яркая эмиссионная туманность
25	IC 2087	4 33.9	+25 34	$2' \times 2'$	Очень слабая маленькая туманность, вероятно частично газовая
26	S 121	4 34.1	+49 54	$2'.5 \times 1'$	Слабая звезда, окруженная туманностью, к SE от NGC 1624

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
27	S 122	$5^h\ 0^m.0$	— 8°16′	8′× 4′	Очень слабое туманное пятно к S от IC 2118
28	S 123	5 4.2	+ 37 50	1′× 1′	Маленькая симметричная туманность
29	S 124	5 4.3	+ 34 24	14′× 2′	Слабая туманность к NW от IC 405 (фиг. 1)
30	S 125	5 5.6	+ 34 48	30′× 2′	Слабая туманность к NW от IC 405 (фиг. 1)
31	Mi II 2	5 6.5	+ 37 21	4′× 3′	Асимметричная туманность, сильно размытая к SE
32	S 126	5 7.5	+ 33 58	120′×20′	Обширная туманность, прилегающая в N части к IC 405, вытянутая с N на S. Северная часть туманности имеет такую же структуру, как IC 405. Параллельно к E на расстоянии около 20′ тянется на 2° к S слабая тонкая полоса, которую тоже можно отнести к S 126 (фиг. 1)
33	IC 405	5 9.7	+ 34 12	40′×36′	Яркая туманность очень сложной структуры со многими волокнами, ограничивающими ее с N двумя рядами зубцов. Очень сильно отличается от опубликованных фотографий (WP 24), de Kerolyr («Astronomie», Mai 1933), где туманность имеет вид струи, выбрасываемой из звезды BD + 34°980 (09 ssk), за что она и была названа Вольфом «Пылающей звездой». На нашем снимке в непосредственной близости этой звезды свечение равномерно и отдельные струи не видны (фиг. 1)
34	S 127	5 15.6	+ 34 31	2°.4×1°	Слабая туманность круглой формы, примыкающая в своей северной части к S 131 и, вероятно, составляющая с ней одно целое (фиг. 2)
35	IC 410	5 16.0	+ 33 24	64′×55′	Известная туманность очень сложной и интересной структуры. На снимке в лучах H_α она имеет дополнение в виде широкой ветви, исходящей из нее на NW и обрамляющей всю северную и восточную части туманности. Северная граница имеет волокнистый характер. Внутри IC 410 есть волокно, глобулы и две замечательные кометообразные туманности, отмеченные отдельно (S 129, S 130; фиг. 3)
36	BD + 8933	5 16.3	+ 8 20	16′×16′	У Барнарда [6] эта туманность имеет кометообразный вид с «хвостом», направленным к SW. На нашем снимке туманность значительно больше и имеет почти симметричную фигуру с более интенсивным W краем, образующим резкую границу (фиг. 5)
37	S 128	5 16.4	+ 36 10	120′×25′	Условный центр слабой обширной туманности с очень неопределенными очертаниями

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
38	S 129	$5^h17^m.4$	+33°27′	~5′	Кометообразная туманность с длинным хвостом в виде выброса из слабой звезды. Находится в пределах туманности IC 410. На фиг. 3 не видна
39	S 130	5 17.6	+33 23	~7′	Кометообразная туманность с длинным хвостом в виде выброса из слабой звезды. Находится в пределах туманности IC 410. На фиг. 3 не видна
40	S 131	5 18.5	+35 25	60′×19′	Туманность в виде двух пересекающихся полос, более яркая в N части. В южной части примыкает к S 127 (фиг. 2)
41	S 132	5 19.4	+34 46	12′×8′	Довольно яркая туманность к SE от S 131, частично в виде волокна (фиг. 2)
42	S 133	5 20.0	+34 9	15′×10′	Туманность волокнистого строения к SW от IC 417 (фиг. 2)
43	S 134	5 20.4	+34 27	8′×6′	Туманность к W от IC 417, может быть, составляет одно образование с S 133 (фиг. 2)
44	S 135	5 20.8	+34 16	36′×30′	Координаты центра сложной группы туманностей IC 417, S 133 и S 134, имеющих более или менее одинаковую структуру. Фиг. 2 в центре
45	IC 417	5 21.5	+34 22	16′×10′	Яркая туманность, богатая структурой. Внутри нее есть полосы и волокна, из которых наиболее заметно одно, выступающее из туманности на E (фиг. 2)
46	S 136	5 21.7	+ 9 3	180′×40′	Наиболее яркая SW часть большой туманности вокруг λ и φ Orionis — S 153 (см. описание), в которой мы условно выделяем несколько наиболее заметных областей (фиг. 5)
47	S 137	5 23.5	+10 39	1°.7×1°.7	Яркая часть туманности S 153 к NW от λ и φ Orionis. Все пространство между S 136 и S 137 заполнено слабой светящейся материей (фиг. 6)
48	S 138	5 23.8	+34 53	54′×29′	Большая слабая периферийная туманность в форме не совсем замкнутого эллипса (фиг. 2— в северной части)
49	NGC 1931	5 24.8	+34 10	5′×5′	Очень яркая маленькая туманность (фиг. 2)
50	S 139	5 25.7	+12 18	120′×30′	N часть S 153. Большая туманность, заключающая очень длинное изогнутое волокно, образующее границу всей большой области вокруг λ и φ Orionis. Струве и Свингс наблюдали эмиссию H_α в 3° NW от λ Orionis около BD +12°810 (McD 5) (фиг. 6)
51	S 140	5 25.7	+12 18	40′×30′	В этой области можно выделить периферийную туманность с тем же центром, что и S 139 (фиг. 6)
52	Barn. 122	5 25.9	+12 6	1′	Маленькая туманность, отмеченная Барнардом (фиг. 6)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
53	NGC 1976	$5^h30^m.4$	— 5°27′	60′×50′	Большая туманность Ориона и лежащая к N от нее NGC 1977 на снимке с экспозицией 1h10m оказываются лежащими на фоне слабой туманности, имеющей характерный вид прямолинейных струй, исходящих из центральных туманностей, главным образом в направлениях SW, SE, NW, E и W. Эти полосы очень заметны и прослеживаются на расстояние больше 1°. Для наиболее заметной из них мы даем положение (S 143). Все поле, занятое этими струями, имеет размер 160′×160′, покрывая всю нашу пластинку, и по всей вероятности распространяется и дальше
54	NGC 1977	5 30.5	— 4 54	20′×20′	
55	S 141	5 30.8	— 2 27	50′×24′	Слабая туманность к S от ε Orionis. Она представляет собой более яркую западную часть слабой туманности, являющейся продолжением IC 434 к W (см. описание IC 434; фиг. 8)
56	S 142	5 30.8	+ 34 40	40′×40′	Очень слабая туманность с размытыми очертаниями
57	S 143	5 31.0	— 6 12	90′×20′	Туманная полоса к S от NGC 1976, направленная на SW. Координаты относятся к наиболее яркой части; полоса простирается до пределов пластинки и, вероятно, и дальше
58	NGC 1985	5 31.4	+ 31 56	d~0′.5	Маленькая круглая туманность, вероятно частично эмиссионная
59	S 144	5 31.9	— 4 28	~25′	Довольно яркое волокно к NE от NGC 1977, более яркое в E части
60	S 145	5 31.9	+ 35 48	d= 1′	Маленькая сферическая туманность со звездой в центре (фиг. 4)
61	S 146	5 32.5	+ 35 52	12′× 5′	Слабая туманность овальной формы (фиг. 4)
62	S 147	5 32.8	+ 27 56	3°× 3°	Условный центр поля чрезвычайно тонких волокнистых нитевидных туманностей, образующих пересекающиеся круговые дуги. В нем можно отметить три центра: S 149, S 151 и S 155, являющихся местами пересечения нескольких волокон (см. фиг. 1 и 2, стр. 124)
63	S 148	5 33.2	— 1 49	~ 3′	Маленькая яркая туманность около BD — 1°985 (фиг. 8)
64	S 149	5 33.2	+ 29 3		Центр пересечения нескольких тонких волокон области S 147 (см. фиг. 1, стр. 124)
65	Mi I 2	5 34.3	+ 35 48	6′× 6′	Очень яркая маленькая туманность со структурными деталями (фиг. 4)
66	S 150	5 34.3	+ 33 0	40′× 3′	Очень слабая туманность в виде размытой полосы. Размеры очень приблизительны
67	S 151	5 34.8	+ 27 0		Центр пересечения нескольких тонких волокон области S 147 (фиг. 2, стр. 124)
68	S 152	5 35.8	+ 36 8	40′×25′	Большая довольно слабая туманность, пересекаемая яркой полоской (фиг. 4)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
69	IC 432	$5^h35^m.9$	— 1°33	6′× 5′	Небольшая туманность вокруг BD — 1°1005 к N от ζ Orionis, вероятно частично водородная (фиг. 8)
70	IC 434	5 36.0	— 2 28	110′×40′	Известная большая туманность к S от ζ Orionis. На нашем снимке хорошо видны интересные детали — пять тонких изогнутых лучей в N части. У нас туманность имеет значительное слабое продолжение к W, протяжением 1° × 1°,7; приблизительно в центре него лежит σ Orionis. К S от нее яркость резко падает. В W части туманность образует сгущение, которое мы выделили как S 141 (фиг. 8). Кольцо с юга от «Лошадиной головы» на фиг. 8 — ложное отражение от яркой звезды
71	S 153	5 36.5	+10	8°×7°	Звезды λ (O8) и φ Orionis (B0) окружены очень обширной туманностью периферийного типа. Непосредственно около этих звезд в центре туманность слаба, она значительно ярче по краям, где образует некоторые интересные детали. В N части она заканчивается длинным волокном S 139, наибольшей яркости достигает в W и SW части. В S и E частях особенно резких границ нет, и туманность постепенно сливается со звездным полем. Мы выделили совершенно условно несколько центров для наиболее ярких деталей S 136, 137, 139, 154, но эти детали не имеют резких границ и все пространство между ними заполнено более слабой светящейся материей (фиг. 7)
72	NGC 2023	5 36.7	— 2 17′	3′×3′	Туманность вокруг BD —2°1345 к SE от ζ Orionis, частично эмиссионная (фиг. 8)
73	NGC 2024	5 36.8	— 1 54	30′×25′	Яркая структурная туманность к NE от ζ Orionis (фиг. 8)
74	S 154	5 37.0	+10 33	3°.3×2°.7	NE часть туманности S 153. Условный центр довольно слабой области неравномерной яркости
75	S 155	5 37.1	+28 13		Центр пересечения нескольких тонких волокон области S 147 (фиг. 2, стр. 124)
76	S 156	5 45.7	+27 1	7′×7′	Довольно яркая туманность вокруг BD + 26°980
77	NGC 2237 NGC 2238 NGC 2244	6 27.5	+ 5	100′×90′	Известная яркая туманность имеет в окрестности слабую туманную материю. Здесь, с учетом последней, мы и даем больший размер, чем давали прежде («Изв. Кр. астр. обс.» 6)
78	S 157	6 27.5	+ 6 38	13′×8′	Слабая туманность к N от NGC 2237
79	S 158	6 29.0	+ 2 57	56′×44′	Большая туманность, более яркая в S части (фиг. 9)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
80	St 27	$6^h29^m.0$	+ 2°33′	24′×20′	Яркая южная часть туманности S 158. Структурная с волокнами, несколько периферийного типа. Идентична с S 27 Штромейера 15′ × 20′ (Zs. f. Ap. **27**, 1, 1950) (фиг. 9)
81	S 159	6 30. 4	+11 56	36′×8′	Слабая туманность с двумя сгущениями. Размеры определяются плохо
82	S 160	6 31. 0	+10 50	11′×7′	Две яркие туманности, соединенные вместе узким перехватом(фиг. 11)
83	S 161	6 31. 2	+ 9 30	16′×9′	Яркое пятно в W части большой туманности S 164 (фиг. 11)
84	S 162	6 31. 7	+ 5 10	20′×5′	Слабая маленькая туманность к W от NGC 2237
85	S 163	6 32. 7	+ 1 33	31′×12′	Вытянутая туманность, состоящая в основном из трех приблизительно параллельных полосок; заметны слабые волокна (фиг. 9)
86	S 164	6 33. 5	+ 9 50	115′×110′	Очень большая туманность почти сферической формы, включающая очень яркую туманность NGC 2264 в E части. В туманность входят замечательные детали; особенно интересен глубокий залив с волокнами и глобулами в N части и менее глубокий залив в S части (фиг. 11)
87	NGC 2261	6 33. 7	+ 8 50	3′×2′.5	Известная кометообразная переменная туманность около R Monocerotis, частично газовая (фиг. 11)
88	S 165	6 34	+ 9 5	250′×60′	Очень вытянутая обширная туманность, начинающаяся, повидимому, около $6^h28^m + 8°.5$ и простирающаяся до $6^h39^m + 11°$ приблизительно. Эта замечательная туманность простирается по дуге большого круга с NE на SW и только близ W границы поворачивает на NW. В туманности можно выявить отдельные детали, ориентированные более или менее параллельно по отношению к ее общему направлению. На этой большой туманности можно отметить детали McD 37, McD 42
89	NGC 2264	6 35. 5	+ 9 59	65′×37′	Большая очень яркая туманность вокруг 15 Monocerotis имеет сложную структуру, пересекается рядом изогнутых полос темной материи и имеет несколько волокон, из которых мы выделяем два: S 168 и 169 (фиг. 11)
90	S 166	6 35. 6	+10 18		Вершина волокна к N от NGC 2264 (фиг. 11)
91	S 167	6 35. 7	+ 9 32		Вершина волокна — залива в южной части NGC 2264 (фиг. 11)
92	S 168	6 38. 6	+ 6 35	50′×30′	Вытянутая довольно слабая туманность (включает McD 55)
93	S 169	6 57. 3	—11 6	11′×11′	Слабое круглое пятно в SW части (фиг. 10)
94	S 170	6 57. 9	—11 19	6′×6′	Очень слабое круглое пятно (фиг. 10)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
95	NGC 2327?	$6^h59^m.6$	—11°15′	<1′.5	Яркая маленькая кометообразная туманность около BD — 11°1766. Наше положение не совпадает с тем, что дают Дрейер $6^h59^m.4$ — 11°10′ и Штромейер $6^h59^m.5$ — 11°3′ (фиг. 10)
96	St 18	6 59. 8	—10 18	24′×22′	Яркая, красивая по структуре туманность с глубокой зигзагообразной узкой темной туманностью, пронизывающей яркую туманность до центра, и многими волокнами. Ее можно считать периферийной, так как волокна идут по периферии с N, S и W больше чем на половину эллипса с центром BD — 10°1848 (фиг. 10)
97	S 171	7 0. 5	— 9 35	60′×40′	Условный центр слабой туманности в виде большого овала к NE от большой туманности S 172 (фиг. 10)
98	S 172	7 1. 5	—10 40	120′×60′	Большая яркая туманность в виде неправильной дуги, наиболее яркая часть которой, состоящая из отдельных сгущений и волокон, тянется в направлении NE — SW и имеет длину 120′. По виду это широкий фронт встречи с темной туманностью к NW. Оба конца этой яркой туманности поворачивают в основном на S, простираясь не менее чем на 60′; вероятно она имеет продолжение на S. Седерблад собрал несколько отдельных деталей. Отдельные, в том числе новые детали дает Штромейер. Вся туманность представляет несомненно единое образование, охватывая детали, собранные Седербладом и Штромейером (фиг. 10)
99	S 173	7 2. 0	—11 7	4′× 4′	Очень слабая туманность около HD 53974 (фиг. 10)
100	S 174	7 7	—10 15		Очень слабая туманность в виде обширного поля приблизительно в пределах 7^h5^m — 7^h10^m по α и — 9° — 10°5 по δ
101	St 9	7 10. 8	—10 35	55′×10′	Слабая вытянутая туманность
102	St 8	7 11. 6	— 9 15	6′× 5′	Маленькая туманность умеренной яркости
103	NGC 2359 NGC 2361 IC 468	7 13. 8	—13 3	12′× 9′	В NGC положение ошибочно $7^h12^m.8$. Эту ошибку повторяют Седерблад и Штромейер. Правильное положение дает Бигурдан, называя ее другой туманностью NGC 2361, но это именно 2359. На нашей фотографии виден правильный круг диаметром 4′ с центральной звездой HD 56925 WR (подобно NGC 6888). Внутри круга в N части небольшая яркая дуга. Можно высказать предположение, что NGC 2359 — планетарная туманность. К кругу примыкает дуга в 6′.5 к NW и несколько дуг к S, в частности большая раздвоенная дуга около 9′ к SW. В окрестностях собственно NGC 2359 много слабой диффузной материи

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
104	S 175	$7^h14^m.6$	—13° 0′	9′ × 7′	Довольно слабая туманность, примыкающая к NGC 2359. Может быть, она составляет одно целое с NGC 2359—2361
105	S 176	16 13. 3	—25 5	12′	Два тонких волокна к W от σ Scorpii. Отражательная туманность вокруг σ Scorpii была открыта Барнардом. Позднее Струве и его сотрудники наблюдали эмиссию к NE и NW от σ Scorpii, но даваемые ими координаты не совпадают с координатами волокон S 176 и S 177, и на фотографиях Струве (Ap. J. 86, 96) их не видно (фиг. 12)
106	S 177	16 14. 0	—24 50	12′	
107	NGC 6325	17 12. 0	—23 28	$d < 1'$	Маленькая, довольно яркая туманность в виде туманной звезды. В значительной степени газовая
108	NGC 6355	17 17. 8	—26 14	$d = 1'$	Маленькая, довольно яркая туманность вокруг CD — 26°12103
109	S 178	17 38	—26 20	50′ × 25′	Туманная область, вероятно смешение туманной светлой материи, темных туманностей и звездных облаков
110	S 179	17 42	—22 30	>10 кв.гр	Условный центр очень обширного поля, представляющего собой смешение туманной светлой материи, звездных облаков и темных туманностей. Границы указать нельзя (фиг. 14)
111	S 180	17 42. 3	—21 0	60′ × 54′	Северная часть поля S 179 более яркая, может быть условно выделена в отдельную туманность (фиг. 15)
112	NGC 6440	17 43. 0	—20 20		Туманная звезда BD — 20°4878, в значительной степени эмиссионная (фиг. 15)
113	S 181	17 47	—25 10	75′ × 45′	Вероятно смешение светлой и темной туманной материи и звездных облаков
114	S 182	17 54. 4	—23 15	45′ × 35′	Изолированная туманность — небольшое поле умеренной яркости
115	NGC 6517	17 56. 4	— 8 57	2′.5	Очень компактная яркая эмиссионная туманность
116	S 183	17 56. 5	—25 20	40′ × 30′	Более или менее изолированное слабое поле — туманность к S от NGC 6523
117	NGC 6514 = M 20	17 56. 5	—23 2	20′ × 18′	Трехраздельная туманность на фиг. 13 передержана
118	NGC 6523 = M 8	17 57. 6	—24 23	94′ × 47′	Большая яркая туманность сложной структуры, повидимому составленной несколькими последовательными оболочками. Имеются замечательные волокна; на фиг. 13 передержана, и детали не видны
119	S 184	17 58. 5	—23 24	50′ × 35′	Изолированная туманность — поле умеренной яркости к N от NGC 6523 (фиг. 13)
120	NGC 6539	17 59. 2	— 7 36	2′.5	Маленькая очень яркая эмиссионная туманность

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
121	S 185	$18^h\ 0^m.6$	—14° 5′	19′×12′	Заметная эллиптическая слабая туманность
122	S 186	18 1	—21 50	170′×30′	Обширное, довольно сильное поле, недостаточно выделяемое на фоне звездных облаков и темных туманностей
123	S 187	18 2.0	—25 50	140′×100′	Обширное, довольно сильное поле, недостаточно выделяемое на фоне звездных облаков и темных туманностей
124	S 188	18 2.9	—23 49	45′×40′	Изолированная, умеренной яркости туманность, охватывающая значительное поле около четырех известных небольших ярких туманностей IC 1274, 1275, 4685, NGC 6559. Туманность почти смыкается с NGC 6523 (фиг. 13)
125	IC 4685	18 3.6	—24 0	9′×5′	Четыре небольшие яркие туманности к E от NGC 6523. Все эти туманности лежат на фоне более слабой обширной туманности S 188 (фиг. 13)
126	IC 1274	18 4.0	—23 42	$d \sim 7'$	
127	NGC 6559	18 4.2	—24 8	16′×13′	
128	IC 1275	18 4.4	—23 47	$d \sim 6'$	
129	IC 1276	18 5.3	— 7 14	3′,3	Слабая диффузная туманность
130	IC 4701	18 11	—16 45	45′×40′	Заметная газовая туманность на фоне звездного облака с несколькими вкрапленными темными туманностями (глобулы). Характеристика у Дрейера с ссылкой на Барнарда: «Исключительно обширная, связанная с облаком IC 4715», повидимому, основана на недоразумении. Трудно сказать, что понимается под IC 4701 (фиг. 16)
131	IC 1284	18 11.7	—19 42	17′×14′	Значительная эмиссионная туманность, возможно, перекрывается с IC 1283
132	Mi I 8	18 12.2	—11 48	6′×4′	Небольшая периферийная эллиптическая туманность вроде планетарной, с интересной структурой, на периферии, вероятно, несколько узлов (фиг. 18)
133	S 189	18 12.5	—13 40	8′×4′	Отдельная небольшая яркая туманность в виде дуги, возможно, составляет часть NGC 6611 (фиг. 17)
134	S 190	18 13	—12 10	80′×75′ 130′×75′	Обширная, довольно яркая туманность, почти не выделяющаяся у Барнарда. Координаты даны для более яркой части (80 × 75); имеет более слабое продолжение на NE. Туманность имеет интересную структуру, в том числе образования, напоминающие волокна (фиг. 18)
135	S 191	18 13.0	—12 2	45′×30′	Полуэллиптическая яркая туманность, составляющая северную часть большой туманности S 190. Туманность периферийного типа. Маленькая туманность $18^h12^m.2$ — 11°48′ находится приблизительно в фокусе полуэллипса (фиг. 18)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
136	NGC 6611	$18^h13^m.2$	—13°49′	44′×26′ 78′×45′	Известная яркая туманность с исключительными структурными деталями; первый размер относится к собственно NGC 6611. Второй — с учетом более слабой туманности, окружающей ее (фиг. 17)
137	IC 4706	18 13.9	—16 3	$d = 5'$	Маленькая туманность к W от NGC 6618, составляющая часть S 196 (фиг. 16)
138	S 192	18 14	—15	120′×30′	Довольно узкое газовое поле из отдельных пятен, тянущееся сплошь от NGC 6618 до NGC 6611. Условно дана середина. Частично видна на фиг. 16
139	S 193	18 14.2	—16 4	~1°	IC 4706 и 4707 представляют собой только два уплотнения в сложной извилистой фигуре, имеющей вид буквы «S» (фиг. 16)
140	IC 4707	18 14.4	—16 4	$d = 5'$	Маленькая туманность, составляющая часть S 193 (фиг. 16)
141	NGC 6618	18 15.0	—16 13	41′×30′ 54′×44′	Первый размер относится к основной туманности, второй — вместе с более слабыми частями. Туманность весьма замечательной структуры, состоящая из трех замкнутых ветвей. На фиг. 16 передержана
142	S 194	18 16.6	—14 36	7′× 7′	Заметная, небольшая, довольно изолированная туманность на фоне звездного поля (фиг. 17)
143	S 195	18 19.7	—13 15	15′×15′	Центр группы нескольких слабых пятен
144	S 196	18 20.5	— 9 31	50′×20′	Очень слабая, вытянутая туманность
145	S 197	18 27	—13 20	>10 кв.гр	Обширная туманность, перемешанная со звездными облаками и темными туманностями
146	S 198	18 31.5	— 6 49	12′×12′	Небольшая заметная туманность
147	Ced 168	19 26.0	+18 3	6′× 6′	Туманность вокруг звезды BD + 17°3986
148	NGC 6813	19 36.3	+27 4	d ~1′.5	Двойная звезда, окруженная туманностью
149	NGC 6820	19 38.3	+22 51	d ~0′.5	Слабая звезда, окруженная туманностью, на S границе большой туманности S 199 (фиг. 19)
150	S 199	19 39.0	+23 3	40′×30′	Яркая большая туманность со слабым продолжением на SW приблизительно такого же размера. В центре находится открытое скопление NGC 6823. С W туманность ограничена темным каналом, за которым она вновь продолжается, постепенно теряясь в звездном поле (фиг. 19)
151	S 200	19 40.1	+23 26	10′× 3′	Маленькая туманность к N от S 199 (фиг. 19)
152	S 201	19 42.2	+24 32	50′×40′	Размытая туманность, примыкающая к S 43
153	S 202	19 44.5	+18 9	d ~ 5′	Слабая маленькая туманность в форме полумесяца
154	Mi I 14	19 50.9	+26 57		Звездообразная туманность

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
155	S 203	$19^h54^m.9$	+35°34′	60′×20′	Слабая туманность на фоне звездного поля, примыкающая с NW к яркой туманности вокруг BD + 34°3828
156	Mi I 16	19 57.1	+33 11	~1′	Слабая звезда, окруженная туманностью
157	S 204	19 57.4	+32 53	80′×35′	Слабая туманность к S от Mi I 16
158	NGC 6857	19 57.9	+33 15	~ 1′	Слабая звезда, окруженная туманностью
159	S 50	20 0.6	+34 38	100′×40′	Мы даем несколько измененное положение для S 50 сравнительно с нашим вторым списком («Изв. Кр. астр. обс.» 7, 93). Прежнее положение было дано по пластинке, где туманность S 50 была на краю. Теперь мы выделяем южную часть туманности как самостоятельное образование — S 205
160	S 205	20 1.1	+33 51	80′×30′	Довольно яркая туманность, примыкающая с S к S 50
161	S 206	20 5.2	+34 2	35′×18′	Вытянутая, довольно слабая туманность, примыкающая к S 205
162	S 207	20 8.2	+35 52	~1°	Волокно, примыкающее с E к области McD 12
163	S 208	20 9.4	+33 23	2°×1°	Обширная слабая туманность, более яркая в N части
164	S 209	20 10.4	+34 38	30′×30′	Довольно яркая туманность с несколькими центрами сгущения
165	S 107	20 12.4	+47 24	>2°	Группа тончайших волокон, ориентированных с SW на NE и пересекающих o_2 Cygni. Условно даны ее координаты («Изв. Крымской астр. обс.» 8, 3, фиг. 8).
166	S 210	20 13.4	+42 51	~15′	Отдельное тонкое волокно к S от S 57
167	S 108	20 15.4	+45 54	120′×40′	Группа тонких волокнистых образований к SE от o_1 Cygni; координаты относятся к яркому сгущению в E части («Изв. Крымской астр. обс.» 8, 3, фиг. 8)
168	S 211	20 15.6	+37 38	40′×16′	Туманность умеренной яркости к NE от P Cygni
169	S 212	20 17.0	+36 42	20′×20′	Размытая туманность вокруг BD + 36°4017
170	S 213	20 17.0	+41 2	24′×10′	Слабая туманность между двумя облаками темной материи
171	S 214	20 20.4	+49 9	Длина около 2°	Тонкая полоса, ориентированная приблизительно параллельно волокнам около o_2 Cygni
172	Mi I 19	20 23.7	+37 5	<0′5	Маленькая звездообразная туманность
173	S 215	20 31.2	+44 39	30′×20′	Слабая туманность, расположенная между α Cygni и S 73
174	S 216	20 33.6	+48 17	48′×30′	Слабая туманность, более яркая по краям
175	S 217	20 35.4	+41 47	20′×18′	Размытое слабое облако
176	S 218	20 38.2	+38 0	~1°5	Изогнутая слабая полоса, тянущаяся от S 220 к югу (фиг. 20)
177	S 219	20 39.0	+42 40	30′×13′	Небольшая туманность умеренной яркости
178	S 220	20 40.0	+38 55	70′×45′	Туманность умеренной яркости (фиг. 20)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
179	S 221	$20^h40^m.0$	$+38°19'$	$d=10'$	Слабая маленькая туманность к S от S 220 (фиг. 20)
180	S 222	20 41.1	+30 2	~8	Группа очень слабых тонких волокон к W от NGC 6960, расположенных параллельно этой туманности
181	NGC 6960	20 41.5	+30 22	70′× 6′	Известная яркая волокнистая туманность
182	S 223	20 43.0	+31 7	10′× 5′	Два пересекающихся коротких волокна к NE от NGC 6960
183	S 224	20 43.5	+30 16	6′× 4′	Очень слабая маленькая деталь
184	S 225	20 43.7	+30 34	15′×12′	Группа очень слабых переплетающихся волокон
185	S 226	20 43.9	+30 8	7′× 5′	Маленькое, но довольно яркое сгущение из нескольких коротких волокон
186	S 227	20 44.3	+31 35	20′× 8′	Группа маленьких тонких волокон к N от большой известной группы воронкообразной формы S 229 к NE от NGC 6960
187	S 228	20 44.5	+30 45	20′	Двойное тонкое волокно, вытянутое с N на S, в северной части примыкающее к S 229
188	S 229	20 44.6	+31 11	40′×23′	Известная группа тонких волокнистых образований, расположенных между NGC 6960 и NGC 6992. Она сужается к S, образуя форму воронки, и в S части из нее как бы истекают тончайшие длинные волокна S 229 и S 232
189	S 230	20 44.7	+29 29	60′×20′	Группа волокнистых образований, образующая продолжение туманности NGC 6960. Она вытянута дугой на SE
190	S 231	20 44.8	+29 57	8′× 5′	Довольно яркий клубок из нескольких волокон
191	S 232	20 44.8	+30 39	~12′	Тонкое очень резкое волокно
192	S 233	20 44.8	+31 52	~ 7′	Короткое яркое волокно к N от S 227
193	S 106	20 45.0	+30 24	~ 1°	Тонкое, очень длинное волокно, вытянутое с N на S, которое можно рассматривать также как три отдельных последовательно примыкающих друг к другу волокна
194	S 234	20 45.0	+40 5	100′×30′	Большая слабая туманность клочковатой структуры к S от группы туманностей IC 5068, S 81—85 (фиг. 20)
195	S 235	20 45.4	+29 57	20′× 3′	В S части волокна S 106 к нему примыкает группа слабых тонких волокон, заканчивающихся некоторым сгущением в S части
196	S 236	20 45.5	+47 51	50′×40′	Очень слабая туманность, может быть, связанная с S 216 и S 79, одинаковой с ними структуры
197	S 237	20 45.6	+31 45	~ 6′	Короткое волокно к NE от S 227
198	NGC 6979	20 46.3	+31 41	~20′	Яркое длинное волокно. Очевидно это NGC 6979, хотя координаты не сходятся. Положение NGC $20^h46^m.9$ $+31°47'$
199	S 238	20 46.4	+29 48	~50′	Тонкое изогнутое волокно к SE от S 235. Координаты даны для центральной части волокна, где имеется некоторое сгущение

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
200	S 239	$20^h46^m.6$	$+31°11'$	$\sim 12'$	Тонкое слабое волокно к E от S 229
201	S 240	20 46.8	+34 40	$40' \times 10'$	Очень слабая туманность к NE от ε Cygni
202	S 241	20 46.9	+31 31	$\sim 15'$	Яркое изогнутое волокно, примыкающее в N части к NGC 6979, может быть, составляет с ней одно целое
203	S 242	20 47.2	+29 50	$8' \times 3'$	Небольшое сгущение к E от волокна S 238
204	S 243	20 47.2	+28 27	$\sim 40'$	Полоса, состоящая из тонких волокон, образует крайнее южное продолжение всей системы волокнистых туманностей NGC 6960—6992
205	S 244	20 47.6	+45 30	$1°.8 \times 1°.5$	Слабая туманность — поле к NW от NGC 7000
206	S 245	20 47.7	+28 54	$1°.5$	Группа тонких маленьких волокон, тянущихся к SW от BD + 29°.4221. Эта группа образует в средней части некоторое сгущение, к которому и относятся координаты
207	S 246	20 47.9	+31 2	$10'$	Тонкое слабое волокно
208	S 247	20 48.2	+30 35	$7' \times 3'$	Небольшое сгущение слабых волокон
209	S 248	20 48.5	+39 7	$90' \times 30'$	Область, размером около 20 кв. гр., покрыта очень слабыми тонкими туманными образованиями, из которых в значительной степени условно мы выделяем четыре: S 248, 251, 252 и 253. S 248 — очень слабая туманность, вытянутая с N на S
210	S 249	20 48.9	+29 18	$8' \times 4'$	Сгущение волокнистых образований около BD + 294221. В этом месте направление волокон меняется, поворачиваясь на S
211	S 250	20 49.0	+40 45	$28' \times 12'$	Слабая маленькая туманность к N от S 234
212	S 251	20 51.4	+35 50	$3° \times 1°.2$	Очень слабая туманность в виде большой петли, вытянутой с E на W. Координаты относятся к середине более южной ветви
213	NGC 6992	20 52.2	+31 19	$60' \times 12'$	Известные волокнистые туманности, в сущности представляющие одно целое
214	NGC 6995	20 53.0	+30 50	$20' \times 15'$	
215	NGC 7000	20 55	+44	$3°3 \times 1°.7$	На фотографии в лучах Hα туманность «Америка» имеет заметные продолжения к N и SE. Первое имеет размер около 1 кв. гр. и хорошо выделяется на фоне звездного поля. Второе, $45' \times 32'$, довольно яркая туманная область, прилегающая к «Америке» с E в S части. Обе эти детали хорошо видны также на фотографии Дункана (Ap. J. **109**, 479, 1949) тоже с красным фильтром
216	S 252	20 56.3	+38 15	$2° \times 1°$	Слабая туманность, вытянутая в меридианальном направлении, имеющая пять центров сгущения, которые, может быть, можно рассматривать как отдельные маленькие туманности

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
217	S 253	$20^h59^m.0$	+ 37°38′	60′×30′	Очень слабая туманность немного более яркая в S части
218	NGC 7023	21 0.6	+ 67 46	10′× 6′	Туманность периферийного типа, частично водородная
219	S 254	21 0.9	+ 42 53	100′×30′	Довольно яркое облако к SE от ξ Cygni, местами прерываемое темной материей
220	S 255	21 1.5	+ 44 3	~40′	Туманность в виде дуги, расположенной по параллели к N от ξ Cygni. К ней примыкают с W последовательно две другие очень похожие по структуре дуги, пересекающие туманность «Америка» в N части
221	S 256	21 3.2	+ 43 48	55′×12′	Туманность к NE от ξ Cygni, вытянутая с SW на NE
222	S 257	21 4.9	+ 42 23	30′×12′	Слабое облако к S от S 254
223	S 258	21 8.4	+ 37 46	150′×13′	Туманность в виде длинной дуги к W от τ Cygni
224	S 259	21 12.5	+ 40 2	30′× 6′	Очень слабая туманность
225	S 260	21 15.1	+ 67 50	<0°.5	Слабая туманность вокруг BD + 67° 1300
226	S 261	21 24.7	+ 63 38	50′	Очень слабая туманная дуга к N от α Cephei
227	IC 5146	21 49.6	+ 46 48	d ~ 10′	Туманность, богатая структурой, принадлежит к классу периферийных
228	S 262	22 12.3	+ 58 7	60′×10′	Слабая туманность в виде полосы, примыкающей с N к ζ Cephei
229	S 263	22 14.5	+ 58 46	12′× 1′	Маленькая, довольно яркая, резко ограниченная туманность
230	S 264	22 14.8	+ 58 37	6′×1′	Маленькая, резко ограниченная туманность
231	S 265	22 21.8	+ 59 21	25′×20′	Слабое облако
232	Mi II 17	22 22.4	+ 54 19	~ 0°.5	Маленькая туманность в виде полукольца
233	S 266	22 22.9	+ 64 3	50′× 8′	Очень слабая туманность
234	S 267	22 25.1	+ 61 8		Очень слабая туманная звезда
235	S 268	22 28.1	+ 64 34	50′× 4′	Слабая размытая туманность
236	Mi I 20	22 52.3	+ 58 0	d ~ 0°.5	Яркий звездообразный объект
237	Mi I 21	22 54.6	+ 58 16	d ~ 0°.5	Яркий звездообразный объект
238	S 11	22 55.1	+ 58 14	5′× 5′	Туманность вокруг слабой звезды B0. Уточненное положение
239	S 269	22 58.9	+ 56 35	10′×10′	Очень слабая размытая туманность
240	S 270	23 2.2	+ 59 44	~ 1′	Две слабые звезды, окруженные туманностью
241	S 271	23 11.1	+ 59 11	20′×16′	Слабая туманность, непосредственно примыкающая с S к S 14
242	S 272	23 15.7	+ 61 38	30′× 8′	Слабая туманность
243	S 273	23 33.7	+ 59 25	d ~ 1°.5	Слабая маленькая туманность
244	S 274	23 47.3	+ 67 30	75′×20′	Слабая размытая туманность, примыкающая с SW к NGC 7822; может быть эти обе туманности составляют одно целое (фиг. 21)
245	S 275	23 48.9	+ 66 43	20′× 8′	Небольшая туманность в W части большой туманности S 276 (фиг. 21)
246	S 276	23 55	+ 66	2°.5 × 1°	Условные координаты обширной слабой туманности, на фоне которой лежит яркая туманность S 278. В этой туманности можно выделить два более ярких образования S 276 и 277 (фиг. 21)

№	Обозначение	α_{1900}	δ_{1900}	Размер	Описание туманности
247	S 277	$23^h56^m.3$	$+65°39'$	$20' \times 8'$	Небольшая туманность к S от S 276 (фиг. 21)
248	NGC 7822	23 56. 3	+ 67 55	$30' \times 20'$	Яркая туманность к N от S 278 в виде широкой изогнутой полосы (фиг. 21)
249	S 278	23 58. 4	+ 66 40	$50' \times 20'$	Большая яркая туманность, богатая структурой, во многих местах пересекается темной материей. Заключает звезды BD + 66°1676 и BD + 66°1679 и небольшое скопление в N части (фиг. 21)
250	S 279	6 2. 5	+ 20 40	$d \sim 1'$	Слабая звезда, окруженная эмиссионной туманностью

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПРАКТИКИ ЗВЕЗДНОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

П. П. Добронравин

Описываются некоторые методы и приемы, используемые в работах по спектрофотометрии звезд в Крымской астрофизической обсерватории, а именно:

1) Прибор для автоматического расширения спектров при фотографировании с объективной призмой, который может быть применен к любому астрографу.

2) Грубая диффракционная решетка и способ крепления концов нитей.

3) Графические приемы обработки микрофотограмм — способы быстрого получения значений интенсивности и графического «переписывания» микрофотограмм в интенсивности.

В практике звездной спектрофотометрии есть вопросы, решение которых представляет некоторые затруднения. Эти затруднения устраняются по-своему в каждой обсерватории, каждым наблюдателем, причем выработанные приемы, как правило, в печати не освещаются и остаются известными лишь очень узкому кругу лиц. Между тем такое описание дало бы возможность и другим наблюдателям использовать найденные приемы, иногда очень простые и удачные, избавив от необходимости искать с самого начала свое решение, нередко «открывая Америки», повторяя чужие ошибки.

Исходя из этих соображений, нам кажется целесообразным дать описание некоторых приемов и приспособлений, конечно, не претендуя при этом на то, что излагаемые приемы — наилучшие из возможных. Быть может, описание окажется полезным, хотя бы как основа для дальнейшей разработки более удачных приемов.

ПРИБОР ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ СПЕКТРОВ ПРИ ФОТОГРАФИРОВАНИИ С ОБЪЕКТИВНОЙ ПРИЗМОЙ

Есть довольно много способов расширения спектров при фотографировании с объективной призмой. Наиболее употребительны последовательное перемещение ведущей звезды микрометром в поле зрения гида и расстраивание хода часового механизма. Оба приема имеют и свои преимуще-

ства и свои недостатки, на которых мы останавливаться здесь не будем. Отметим лишь одну общую обоим способам черту: необходимость неослабного внимания наблюдателя, почти непрерывного «ведения» трубы, в первом случае — для удержания звезды на кресте нитей и своевременной перестановки микрометра, во втором — для возвращения звезды обратно в центр поля зрения после того, как она отойдет на расстояние, обеспечивающее нужную ширину спектра. Несвоевременный перевод микрометра при пользовании первым способом приводит к появлению полос по ширине спектра, несвоевременное возвращение звезды в центр поля зрения при втором дает спектр с нерезкими, размытыми краями.

Вполне естественно поэтому желание автоматизировать процесс расширения спектра. Наиболее правильным решением этого вопроса с точки зрения принципов фотографической спектрофотометрии было бы создание механизма, обеспечивающего автоматическое поступательное или колебательное движение кассеты перпендикулярно длине спектра. Это давало бы возможность расширять спектр одинаково при всех склонениях, обеспечивать одинаковую скорость движения спектра по пластинке и тем самым одинаковое число «проходов» при данной экспозиции. Однако применение его требует сооружения у кассеты довольно сложного приспособления, что вряд ли рационально для малых астрографов, на которых во многих обсерваториях производится фотографирование спектров с объективной призмой.

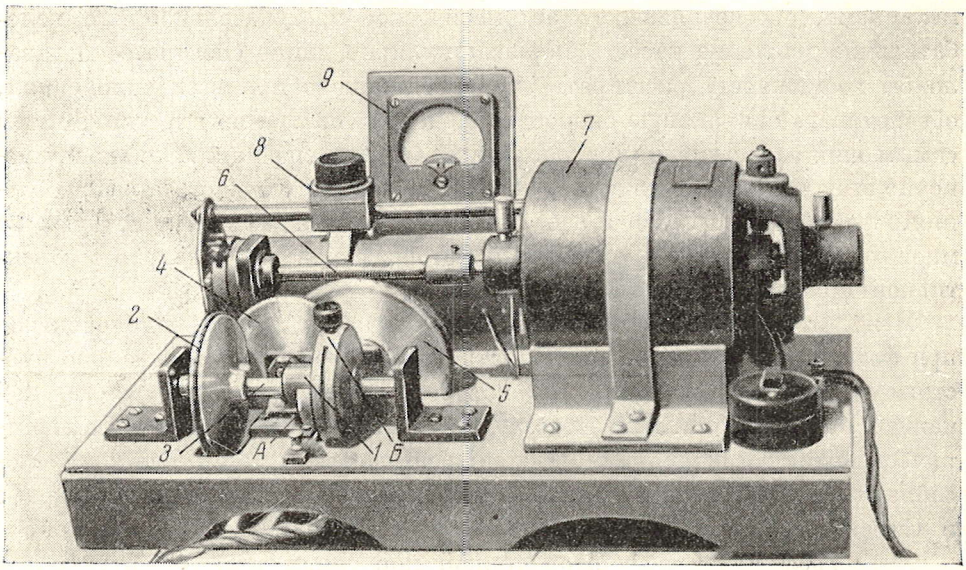
Между тем можно обеспечить автоматическое расширение спектров при фотографировании на малых астрографах при помощи довольно простого устройства, изготовление которого вполне доступно мастерской каждой обсерватории. Для этого нужно лишь наличие у астрографа электрической тонкой коррекции движения по часовому углу. Такое приспособление и осуществлено на малом, так называемом «тройном» астрографе в Симеизе.

Астрограф имеет регулятор тонкой коррекции типа «электрическая мышь», установленный, как обычно, между часовым механизмом и ведущим червяком прибора. Регулятор имеет два электромагнита, включающих и выключающих, при помощи двух рычагов, различные комбинации шестеренок в своего рода «коробке скоростей». Срабатывание одного нижнего электромагнита включает комбинацию шестерен, дающую замедление движения телескопа, срабатывание обоих электромагнитов приводит к ускорению движения. Срабатывания одного верхнего электромагнита конструкция не допускает.

Такая система регулятора оказалась особенно удобной для устройства приспособления для автоматического расширения спектров. Достаточно обеспечить постоянное действие нижнего электромагнита и периодическое включение и выключение верхнего, чтобы получить периодическое ускорение и замедление движения телескопа, а следовательно, и периодическое видимое движение звезды в поле зрения гида. Последнее и даст расширение спектра. Длительность периодов ускоренного и замедленного движения телескопа, а тем самым и полная длительность цикла «ускорено»+

+ «замедлено» будет определять для данного склонения ширину спектра. Правильным соотношением интервалов времени ускоренного и замедленного движения телескопа можно обеспечить строгое возвращение звезды после каждого «прохода» в центр поля зрения, а следовательно, и резкие края спектра.

На этих соображениях и основано устройство прибора для автоматического расширения спектра на тройном астрографе в Симеизе. Во избежание лишнего расхода тока нижний электромагнит регулятора, который должен держать свой якорь постоянно притянутым, был выключен вообще, его рычаг механически зажат клином, а ток в цепи верхнего электромагнита периодически замыкался и размыкался при помощи прибора, показанного на фиг. 1.

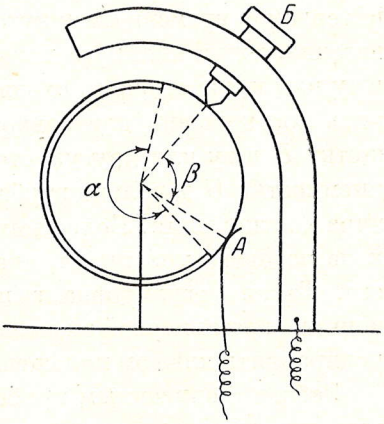


Фиг. 1.

Основная часть прибора — эбонитовый цилиндр *1*, часть окружности которого по дуге примерно 240° покрыта металлической пластинкой. При вращении цилиндра вокруг оси по нему скользят две щетки, одна из которых *А* неподвижно связана с корпусом прибора, а другая *Б* перемещается по дуге, центр которой совпадает с осью вращения цилиндра. Щетки включены в цепь верхнего электромагнита регулятора движения; одновременное прикосновение их к металлической пластинке на цилиндре замыкает ток в цепи. Цепь верхнего электромагнита будет оставаться замкнутой в течение времени, необходимого для поворота цилиндра на угол, равный разности углов, охватываемых (фиг. 2) с одной стороны пластинкой на цилиндре α, а с другой — дугой между щетками β. В течение этого времени телескоп будет двигаться ускоренно, в течение же остального — замедленно. Таким образом, ширина спектра определяется длительностью полного оборота цилиндра, а соотношение времен «замкнуто» и «разомк-

нуто» (что тождественно периодам «ускорено» и «замедлено») — положением подвижной щетки *Б* на ее дуге.

На одной оси с цилиндром (см. фиг. 1) сидит диск *2*, имеющий возможность перемещаться вдоль оси *3* с закреплением стопором в нужном положении. Окружность диска, несущая резиновое кольцо, приводится в соприкосновение на трении с диском *4* в различных точках его радиуса, давая возможность изменять соотношение угловых скоростей вращения обоих дисков. Второй диск имеет по окружности зубцы и через шестерню с отношением числа зубцов 1 : 10 связан с червячной шестерней *5*. Шестерню ведет червяк *6*, насаженный на ось электромотора постоянного тока *7*. Таким образом, длительность оборота цилиндра можно изменять или путем изменения напряжения на моторе при помощи реостата *8* с отсчетом его по вольтметру *9*, или же смещением вдоль радиуса диска *4* точки его фрикционной связи с диском *2*.



Фиг. 2.

В нашем приборе установлен мотор постоянного тока 110 в, с номинальной скоростью вращения 1500 об/мин. Червячная передача дает замедление в 250 раз, а пара шестерен (на оси шестерни *5* и окружность диска *4*), как указано выше, в 10 раз. Таким образом, при полном напряжении на моторе диск *4* совершает один оборот в течение 36 сек. Диск *2* на оси цилиндра имеет больший радиус, чем диск *4*, и его полный оборот совершается минимально за 60 сек. Понижение напряжения на моторе до 50 в понижает скорость его вращения вдвое, вдвое же можно снизить скорость вращения цилиндра изменением положения точки фрикционной связи дисков *2* и *4*. Поэтому возможно изменение скорости вращения цилиндра в 4 раза, что обеспечивает получение спектров одинаковой ширины (в нашем случае — около 0,3 мм) в пределах склонений от 0 до 75°. При напряжениях ниже 50 в мотор работает уже плохо.

Следует отметить один принципиальный недостаток этого способа расширения спектра, свойственный, правда, и всем методам, основанным на расстройстве хода часового механизма, а именно: скорость смещения спектра по пластинке, а тем самым число «проходов» его при заданной экспозиции будет различно для разных склонений (если, конечно, при обычном способе расширения, не подбирать для каждого склонения особое расстройство хода механизма, что делается очень редко).

Порядок работы с описанным прибором примерно такой. Устанавливается напряжение на моторе и положение точки фрикционного сцепления дисков, соответствующее заданному склонению и требуемой ширине спектра. По наведении телескопа на нужную звезду включается мотор и наблюдается движение звезды в поле зрения гида, с тем, чтобы ключом ручной гидировки привести в центр поля зрения точку одного из изменений

направления ее видимого смещения. Это даст уверенность, что колебания положения спектра на пластинке происходят все время в одних и тех же границах. Процесс такой установки прибора можно условно назвать «фазированием». Когда фазирование выполнено, в момент одной из перемен направления смещения звезды открывается затвор и начинается экспозиция. Момент открывания затвора выбирается именно таким для того, чтобы начало и конец экспозиции совпали с положением звезды на краю расширенного спектра, что даст спектр, равномерный по ширине; это особенно важно при малой экспозиции, т. е. при малом числе «проходов» звезды.

В дальнейшем должна быть проверена правильность соотношения интервалов времени «замкнуто» и «разомкнуто». Если соотношение выбрано неточно, точка видимого поворота звезды начнет «сползать» в поле зрения в ту или иную сторону, сходя с центра. В таком случае необходимо изменить соотношение длительности интервалов, соответственно переместив щетку *Б* в ту или другую сторону по дуге. Однако регулировка положением щетки *Б* довольно грубая и им задается только приближенная величина соотношения. Более тонко это соотношение подбирается изменением хода часового механизма, очень маленьким ускорением или замедлением его. Такая регулировка выполняется практически только один раз за ночь, во время первой экспозиции. В дальнейшем достаточно лишь изредка подправлять ключом положение точки «поворота» звезды.

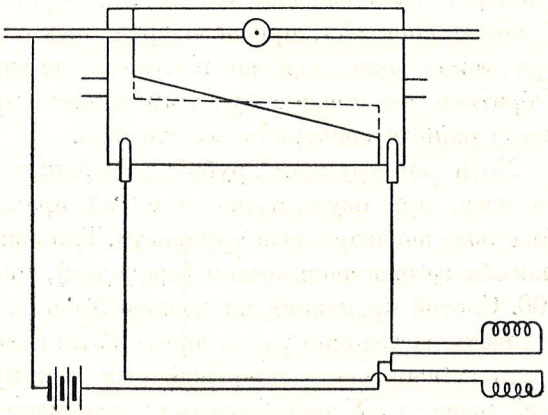
Работа с описанным прибором в течение года дает все основания считать, что применение его представляет большие удобства при наблюдениях, освобождая наблюдателя от непрерывного гидирования. Экспозиции длительностью даже до полутора-двух часов проходили успешно с корректированием только по склонению. Нужно лишь отметить, что следует тщательно устранить все люфты у телескопа, так как иначе возможны его «броски» при значительном изменении часового угла наблюдаемой звезды. Впрочем, это требование необходимо и при обычных наблюдениях, с той лишь разницей, что наблюдатель, неотрывно смотрящий в окуляр, заметит такой бросок сразу.

Описанный выше прибор был построен в механической мастерской обсерватории учеником мастерской Е. П. Добронравиным под руководством механика М. Я. Грузинова.

Система нашего прибора для автоматического расширения спектров основана на использовании регулятора движения телескопа типа «электрическая мышь». Но подобный прибор может быть построен и для астрографа, имеющего регулятор тонкой коррекции более нового типа, с планетарной передачей. В таком регуляторе ускорение или замедление движения телескопа происходит при зажимании движущегося диска, связанного с системой из двух основных и одной паразитной шестерни. Таких дисков два — для ускоренного и замедленного движений. Зажимание их осуществляется при помощи электромагнитов.

В этом случае приходится обеспечивать попеременное замыкание цепей того и другого электромагнита, что также можно выполнить при помощи вращающегося цилиндра и щеток. Только теперь на цилиндр из

изолирующего материала придется наложить не одну, а две металлические пластины, одна из которых будет замыкать цепь «ускоряющего» электромагнита, а другая «замедляющего». Одно из возможных решений конструкции этого узла может быть таким. Две пластины, имеющие форму трапеций с одним прямым углом при основании, охватывают цилиндр почти полностью, сходясь с одной стороны его своими прямыми, а с другой — косыми краями, с очень маленьким промежутком между ними. На концы цилиндра одеваются кольца, охватывающие его вокруг. С правым кольцом спаивается одна из пластин, с левым — другая. При вращении цилиндра по кольцам скользят две неподвижные щетки, а по пластинам — подвижная, перемещающаяся вдоль стержня, параллельного оси вращения цилиндра. Передвижение этой щетки вдоль стержня вправо и влево будет менять соотношение времен замыкания цепи обоих электромагнитов, т. е. соотношение длительности периодов ускоренного и замедленного движений телескопа. Схема устройства такого цилиндра, щеток и электрической цепи показана на фиг. 3.



Фиг. 3.

Применение в приборе мотора постоянного тока совершенно не обязательно. Можно взять асинхронный мотор переменного тока, позволяющий регулировать скорость вращения изменением подаваемого напряжения при помощи реостата или автотрансформатора (вариака). Не исключена возможность применения и синхронного мотора, но в этом случае регулировка скорости вращения цилиндра может выполняться только перемещением точки касания дисков, что значительно менее удобно и дает меньшие пределы изменения, чем изменение и передачи и напряжения.

Грубая диффракционная решетка

Грубая диффракционная решетка, применяемая в комбинации с объективной призмой так, что дисперсии их взаимно перпендикулярны, много раз описывалась в литературе как приспособление для получения фотометрической шкалы для нерасширенных спектров. При этом чаще всего говорится именно о фотографировании спектров без расширения, когда единственной основой для построения характеристической кривой и служат два боковых спектра первого порядка, даваемых решеткой и расположенных почти параллельно основному спектру. Ослабленные в известном отношении по сравнению с центральным, они дают для каждой длины

волны две точки с известным отношением интенсивностей падавшего света.

Совершенно очевидно, однако, что вполне возможно применение решетки и при фотографировании спектров с расширением. При этом вторичными спектрами пользуются и для построения характеристической кривой и как бы для «выравнивания» распределения энергии в спектре звезды. Действительно, фотографируя, например, звезду позднего спектрального класса и получая с нормальной плотностью синюю часть ее спектра, мы неизбежно сильно передержим красную. В то же время на боковых спектрах, при недодержанных синих частях красная часть спектра может оказаться по плотности вполне пригодной для обработки. Обратное соотношение будет иметь место при фотографировании спектров звезд ранних спектральных классов.

Хотя конструкция грубой диффракционной решетки и очень проста по идее, при осуществлении ее на практике приходится преодолевать довольно значительные трудности. Главная из них заключается в выборе способа закрепления нитей (проволок), число которых доходит до 300—500. Способ крепления их должен быть достаточно прост, надежен, обеспечивать достаточно равномерное натяжение всех нитей и давать возможность замены части поврежденных или провисших нитей без разборки всей решетки. Удовлетворить одновременно всем этим требованиям, учитывая к тому же, что расстояние между серединами нитей обычно 0.4—0.5 мм, очень нелегко. Поэтому не лишена интереса конструкция грубой решетки, построенной в Крымской астрофизической обсерватории для работы в комбинации с 20-градусной объективной призмой на 175-миллиметровом рефлекторе, являющемся частью упомянутого выше «тройного» астрографа.

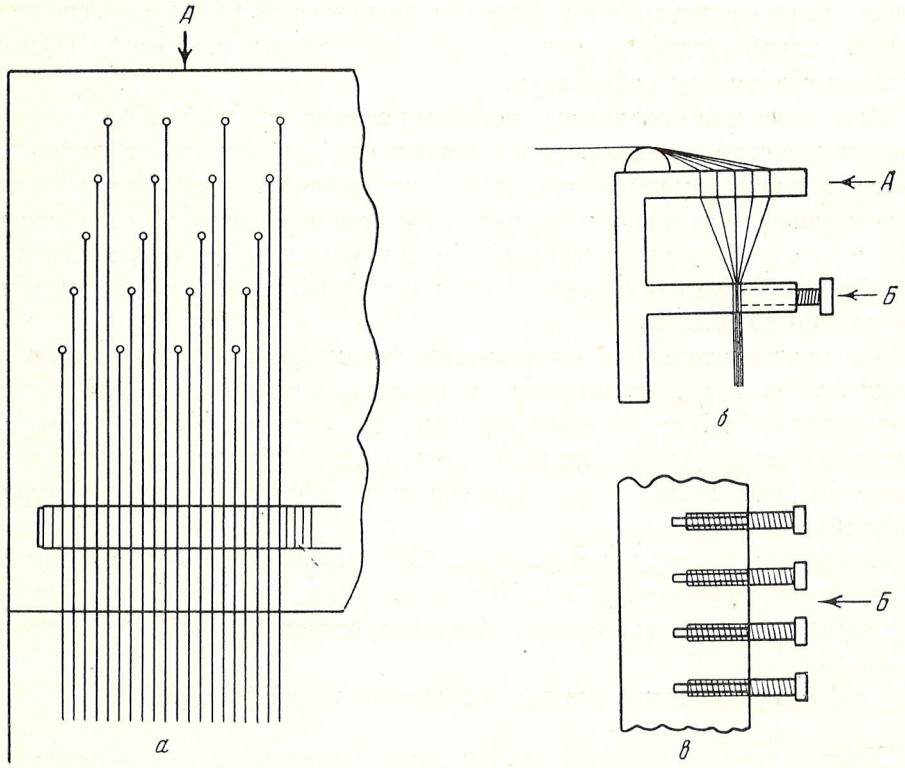
Основу решетки представляет рама из углового дюралюминия. Нити натянуты из латунной проволоки диаметром 0.24 мм. Длина нитей около 200 мм, число их около 350. Так как расстояние между серединами нитей (постоянная решетки) было выбрано 0.5 мм, на противоположных сторонах рамы были укреплены две «половинки» винта с шагом 0.5 мм. Эти половинки для нарезки были спаяны вместе, а затем распаяны снова. Каждая нить лежит в соответствующих бороздах обоих полувинтов, что при достаточном натяжении обеспечивает параллельность нитей и правильные интервалы между ними.

Расстояние 0.5 мм между серединами нитей исключало применение каких-либо винтов непосредственно на раме для крепления их концов. Припаивание нитей к нарезанным полуцилиндрам было бы нелегким делом, к тому же сильно затруднило бы смену нитей при их обрыве, так как отпаивание поврежденной нити и припаивание новой навряд ли удалось бы осуществить, не потревожив при этом соседних, исправных нитей.

После ряда опытов и неудач было найдено следующее решение поставленной задачи. На сторонах основной рамы, около нарезанных полуцилиндров, были просверлены сквозные отверстия диаметром 0.4 мм (фиг. 4). Расстояния между отверстиями были взяты в направлении, параллельном

оси винта, равными 0.5 мм, а в перпендикулярном направлении — 2.5 мм. Крепление концов нитей с одной стороны рамы было осуществлено завязыванием на нити узелка, достаточно большого для того, чтобы не проходить через отверстие. Крепление других концов нитей осуществлялось уже более сложным способом. Этот способ представляет ряд преимуществ, почему нам и кажется целесообразным дать его описание.

Ниже основной плоскости рамы *А* (рис. 4, *б*) расположена планка *Б*, имеющая прорезы, шириною 0.5 мм, сделанные на расстоянии 2.5 мм друг от друга, под серединой наклонной линии, по которой расположены отверстия для пяти нитей (фиг. 4, *а*). Вдоль каждого прореза просверлено



Фиг. 4.

отверстие, имеющее нарезку, в которую входит винт (фиг. 4, *б* и *в*). В прорез вводятся концы пяти нитей, пропущенных через соответствующие данному прорезу отверстия. На нитях укреплены грузы одинакового веса. При завинчивании винта нити поджимаются к краю прореза и закрепляются в нем в натянутом положении. Чтобы конец винта не перерезал нитей, под них подкладывался маленький кусочек станиоля, поверх нитей — такой же кусочек, а на него — кусок мягкой медной проволоки, в который уже и упирался конец винта. При таком способе закрепления число обрывов нитей при зажимании винтом было очень невелико.

В качестве дополнительного крепления каждая нить перед зажиманием винта заклинивалась в отверстии шпилькой из твердого дерева.

Шпильки предварительно калибровались пропусканием через отверстие соответствующего диаметра в металлической пластинке. Вводилась шпилька обычно просто рукой, иногда — очень легкими ударами молотка.

Описанный выше способ крепления нитей имеет такие преимущества: несмотря на кажущуюся сложность, он все же проще и удобнее других, например пайки нитей к винтам; в случае обрыва или сильного провисания одной нити ее вполне можно заменить, затронув при этом только четыре нити, входящие в одну «пятерку» со сменяемой, и не подвергая риску остальные близкие нити.

Во избежание случайного механического повреждения нитей готовой решетки при ее одевании и снимании с инструмента, нити были защищены тонкой алюминиевой крышкой, имеющей отверстие, соответствующее световому диаметру рефлектора.

Изготовленная описанным способом решетка при испытании показала вполне хорошие качества, давая четкие спектры первого порядка как с расширением, так и без него. Она имеет, конечно, значительное количество «духов», но спектры четных порядков практически отсутствуют. После года работы решетка находится в хорошем состоянии, провисания нитей нет, что дает основание считать принятый способ крепления нитей достаточно надежным.

По предварительному определению фотометрическая постоянная решетки, т. е. логарифм отношения интенсивностей света, попадающего в центральный и боковые спектры, оказалась равной 0.44, в близком соответствии с ее теоретическим значением. В дальнейшем величина фотометрической постоянной будет уточнена электрофотометрическими определениями.

Описанная конструкция решетки была разработана ст. научным сотрудником Обсерватории Г. А. Мониным, совместно с автором статьи, изготовлена решетка в мастерской Обсерватории механиком П. Т. Козловым.

Графические приемы обработки микрофотограмм

Хотя в практику работы современных астрофизических обсерваторий все больше входят микрофотометры, дающие запись спектрограмм непосредственно в интенсивностях упавшего на пластинку света, проблема ускорения обработки микрофотограмм, полученных с приборами типа микрофотометра Молля и аналогичных ему еще долго останется актуальной. Обработка всегда занимает много времени, так как приходится вычислять отношение величины отброса гальванометра в данной точке записи спектра к полному отбросу его на фоне пластинки «ф—т», (т. е. «фон» минус «темнота»), затем входить с найденным отношением в характеристическую кривую, с которой и снимается соответствующая данному отбросу гальванометра интенсивность света I или ее логарифм $\log I$.

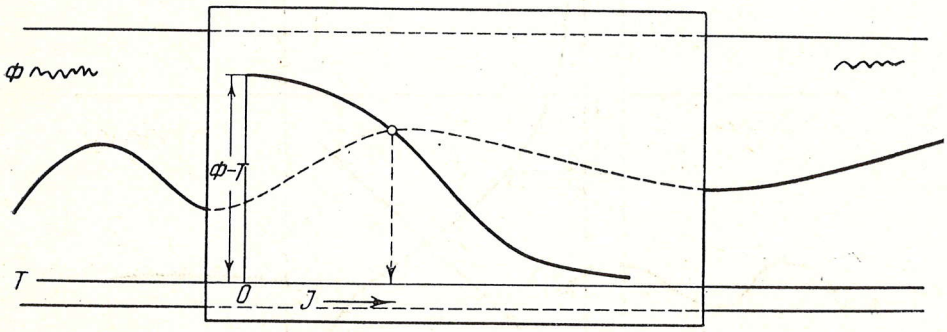
Между тем вполне можно избежать этих промежуточных этапов и простым приемом снимать с микрофотограммы непосредственно значение интенсивности или ее логарифма. Возможно также сравнительно легко

осуществить и «переписывание» микрофотограммы в значения интенсивностей или их логарифмы, также без вычислений. Соответствующие простые приемы, применяемые нами на практике, и описаны ниже.

Отсчет интенсивностей

В тех случаях, когда имеется значительное число микрофотограмм, подлежащих обработке по одной и той же характеристической кривой, целесообразно воспользоваться простым графическим приемом. Прием этот будет особенно прост, если микрофотометрирование производилось в строго одинаковых условиях и полный отброс «ф—т» постоянен для всех микрофотограмм.

Для обработки таких микрофотограмм характеристическая кривая строится на прозрачной миллиметровке следующим образом.



Фиг. 5.

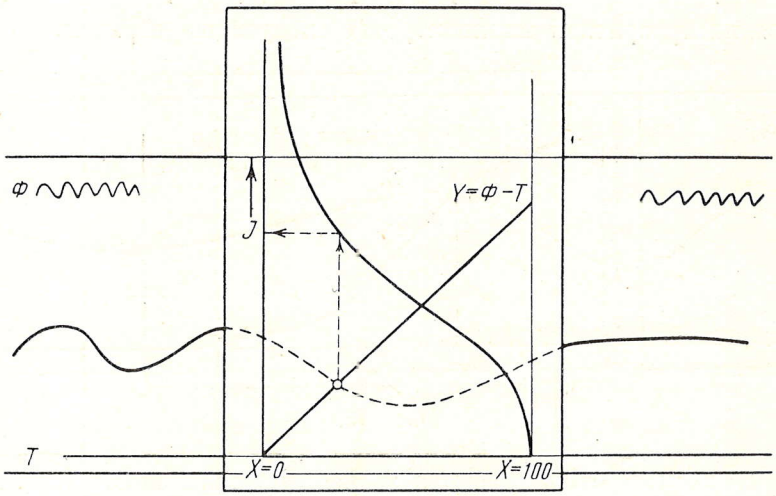
По оси абсцисс откладываются значения интенсивности (или ее логарифма), а по оси ординат — отбросы гальванометра, соответствующие, по калибровочному снимку, данным значениям интенсивности падавшего света, приведенные пропорциональным изменением к значению «ф—т» для обрабатываемых микрофотограмм.

В процессе обработки построенный график накладывается на микрофотограмму так, что его ось абсцисс совпадает с линией «темноты» микрофотограммы. Далее график движется вдоль оси абсцисс до тех пор, пока характеристическая кривая не будет проходить через измеряемую точку микрофотограммы. Абсцисса соответствующей точки характеристической кривой и даст прямо значение интенсивности или его логарифм, избавляя от всех промежуточных вычислений. Описанный процесс легко понять из фиг. 5.

Однако на практике величина «ф—т» редко будет оставаться строго постоянной для значительного числа микрофотограмм; она меняется в зависимости от вуали проявления негатива, изменения напряжения аккумуляторов микрофотометра при длительной работе и т. д. Хотя такие изменения обычно невелики, все же применение ко всем лентам одного и того же графика может привести к ошибкам. В этом случае графическая обработка также успешно может быть выполнена, но уже несколько иным приемом.

На прозрачной миллиметровке снова чертится характеристическая кривая, но теперь значения интенсивности (или их логарифмы) откладываются уже по оси ординат. По оси же абсцисс откладываются соответствующие значения отбросов гальванометра для известных значений интенсивности, пересчитанные для «круглого» значения «ф—т», например для «ф—т» = 100 мм.

Далее, на том же графике наносится прямая линия (называемая ниже для краткости «отсчетная прямая»). Она должна проходить через точки $x = 0$, $y = 0$ и $x = 100$, $y = (\text{«ф—т»})_1$, где $(\text{«ф—т»})_1$— фактический полный отброс гальванометра для обрабатываемой ленты. Отсчетная прямая наносится на график легкой чертой карандашом.



Фиг. 6.

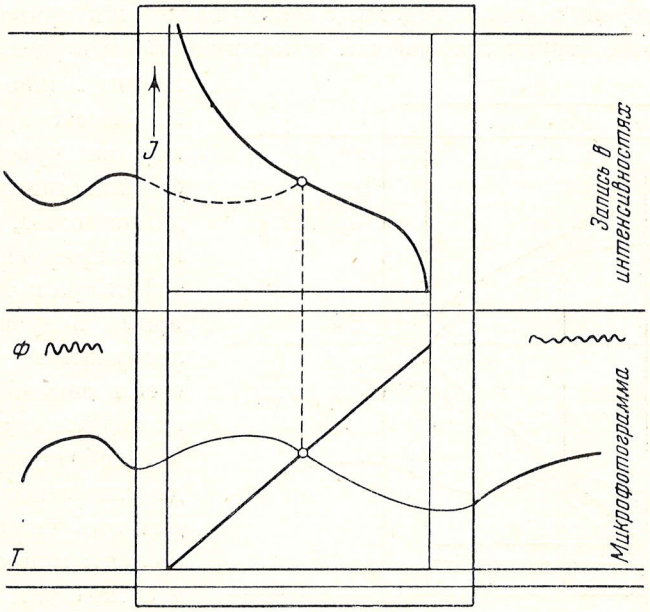
Наложив график на микрофотограмму так, чтобы его ось абсцисс снова совпала с линией «темноты», передвигаем график вдоль оси абсцисс до тех пор, пока отсчетная прямая не будет проходить через измеряемую точку микрофотограммы. Абсциссу полученной таким образом точки переносим на характеристическую кривую; ордината полученной точки на кривой и даст искомое значение интенсивности или его логарифм, как это видно на фиг. 6.

В этом случае при переходе к обработке микрофотограммы с новым значением полного отброса гальванометра $(\text{«ф—т»})_2$ уже нет необходимости перечерчивать характеристическую кривую. Достаточно лишь стереть отсчетную прямую и заменить ее новой, проходящей теперь через точки $x = 0$, $y = 0$ и $x = 100$, $y = (\text{«ф—т»})_2$, что весьма упрощает работу.

Применение описанных приемов показало, что, значительно сокращая время, необходимое на обработку микрофотограммы, они в то же время не приводят к уменьшению точности результата, что, конечно, обесценивало бы их.

Графический метод переписывания микрофотограмм в значения интенсивности

В процессе исследования иногда требуется «переписать» микрофотограмму так, чтобы иметь кривую спектра в шкале интенсивности или ее логарифма. Для такой процедуры разработано несколько конструкций приборов, работающих с большим успехом. Когда же наблюдатель не имеет в своем распоряжении такого прибора и нет надобности в непрерывной записи, а можно ограничиться отдельными точками (например, при



Фиг. 7.

плавно меняющемся непрерывном спектре или, наоборот, при спектре, состоящем из отдельных острых «пиков»), «переписывание» можно производить и без прибора.

Для этой цели график строится аналогично описанному выше, с той только разницей, что отсчетная прямая наносится не вместе с характеристической кривой, а раздельно, например ниже ее, но со строгим сохранением соответствия абсцисс.

С лентой микрофотограммы прочно скрепляется кусок миллиметровой бумаги, ориентированный так, чтобы линии бумаги были строго параллельны линии «темноты» микрофотограммы. Над бумагой и должна располагаться характеристическая кривая при совмещении отсчетной прямой с записью микрофотометра.

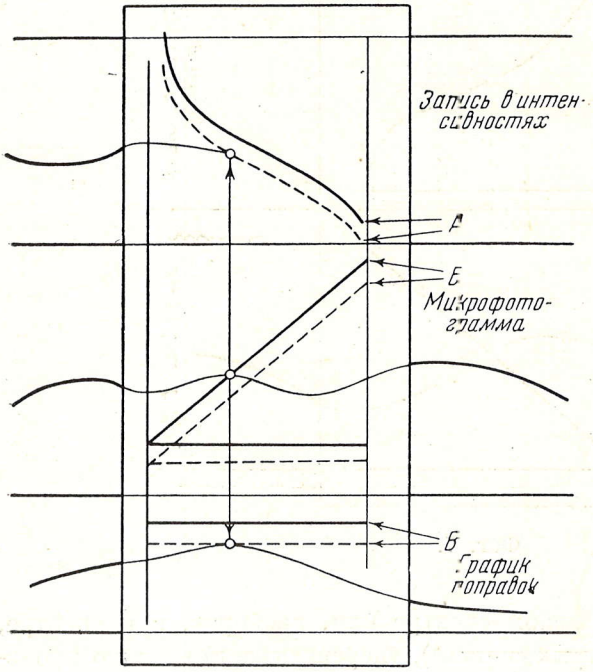
Как и раньше, отсчетная прямая совмещается с «переписываемой» точкой микрофотограммы движением всего графика вдоль оси абсцисс. Найденная точка совмещения переносится по вертикали на характеристическую

кривую, где и делается накол иглой. Постепенно переходя по микрофотограмме от точки к точке, получаем наколами кривую, соответствующую данной записи, но ординаты ее будут выражены уже в интенсивностях или их логарифмах (фиг. 7).

При переходе к новой микрофотограмме, с другим значением «ф—т», наносится, как описано выше, новая отсчетная прямая.

Вертикальная линия, по которой точка переносится на характеристическую кривую, может быть одной из линий миллиметровой бумаги, или же ее можно осуществить при помощи целлулоидной линейки с прямолинейным прорезом, прозрачного угольника и т. п.

Когда «переписывание» ведется с целью получения кривой, ординаты которой соответствуют логарифмам интенсивности, в процесс «переписывания» можно ввести необходимые поправки, например за чувствительность фотопластинки в данной длине волны, за прозрачность применявшегося светофильтра и т. д. Можно и прямо получить разности логарифмов интенсивностей в данной длине волны исследуемой звезды и какой-либо стандартной звезды или звезды сравнения. Для этой цели параллельно ленте микрофотограммы и бумаге для записи прикрепляется график, дающий для соответствующих точек микрофотограммы значения логарифма поправочного множителя (или логарифма интенсивности звезды сравнения).



Фиг. 8.

Процесс обработки теперь будет состоять из следующих последовательных операций. Как и раньше, сначала делается совмещение «переписываемой» точки микрофотограммы с отсчетной прямой. Затем вертикальным движением совмещается совпадающая по вертикали с «переписываемой» точкой микрофотограммы точка графика поправок и точка некоторой условной прямой, которая нанесена на графике и параллельна его оси абсцисс. Это приведет к смещению всего графика вверх или вниз. После такого перемещения делается накол в точке характеристической кривой, имеющей абсциссу точки совмещения. Точки, полученные последовательными наколами, дадут кривую, соответствующую исправленным значениям логарифма интенсивности падавшего света или разностям лога-

рифмов интенсивностей исследуемой и стандартной звезд в данной длине волны.

Последовательность операций легко понять из фиг. 8, где сплошной линией показаны характеристическая кривая *А*, отсчетная прямая *Б* и условная прямая *В* до совмещения с графиком поправок, а пунктиром — они же после совмещения условной прямой с ним, когда должен быть сделан накол. Кружками обведены точки первого и второго совмещений и точка накола.

Процесс графического переписывания микрофотограмм с одновременным введением поправок несколько сложен, но все же иногда может оказаться полезным на практике. Такое «переписывание» микрофотограмм с введением поправок легко может быть осуществлено механически, при помощи несложного прибора. Схема и конструкция этого прибора разрабатывается на основе конструкции другого, более простого прибора, построенного ранее по предложению старшего научного сотрудника обсерватории В. А. Альбицкого.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

ДВУХМЕРНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫХ С ОЧЕНЬ МАЛОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Л. С. Галкин

Проведена классификация 996 спектров звезд по двум параметрам и найдены абсолютные величины. Разработана методика классификации для дисперсии 250 Å/мм у H_γ. Наблюдательные данные сравнены с теорией.

Состояние звездной атмосферы определяется главным образом двумя параметрами: эффективной температурой и ускорением силы тяжести на поверхности звезды. Поэтому характер спектра зависит в основном от этих параметров. Система классификации звездных спектров, в которой оцениваются количества, эквивалентные указанным параметрам, называется двухмерной классификацией спектров.

Двухмерная классификация спектров, полученных с очень малой дисперсией, была центральной задачей исследования. В связи с этим были поставлены следующие задачи:

1. Выяснение пригодности данного 400-миллиметрового астрографа для спектральных работ.
2. Проведение отбора критериев классификации применительно к данной дисперсии.
3. Сравнение наблюдательных данных с теорией.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

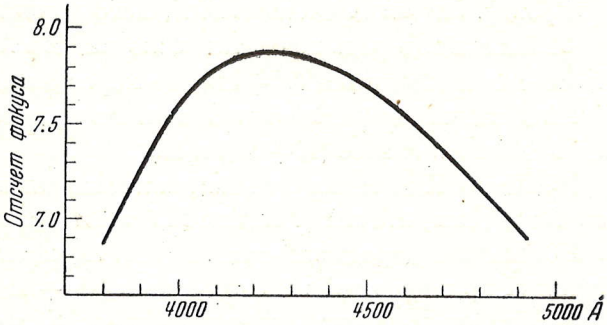
Наблюдательный материал был получен на 400-миллиметровом астрографе (фокусное расстояние 1600 мм; масштаб изображения 1 мм = 129″) в комбинации с 7° объективной призмой 215 мм в диаметре. Дисперсия у H_γ равна 250 Å/мм. Хроматическая кривая астрографа показана на фиг. 1.

Наблюдения в основном велись летом и осенью 1948 г. и частично в 1949 г. в Симеизе. При фотографировании спектров было обращено серьезное внимание на атмосферные условия. Наблюдения производились лишь при достаточно хороших изображениях, отсутствии заметного дрожания и т. п.

Спектры фотографировались на спектроскопических пластинках Истмэн Кодак 103а-О. Для получения высокого контраста употреблялся метол-гидрохиноновый проявитель D-19 [1]. Перед проявлением пластинки калибровались. Было получено 34 спектральных снимка трех областей. Координаты центров этих областей таковы:

		$\alpha_{1900,0}$	$\delta_{1900,0}$
1. HD	4406	$0^h41^m.3$	$+45°49'$
2. HD	199178	20 50.4	+44 00
3. HD	220821	23 21.8	+44 47

В качестве стандартных звезд было выбрано 189 звезд с известными абсолютными величинами. Спектры звезд областей и стандартных звезд фотографировались с разными экспозициями. Ввиду неудовлетворительной хроматической кривой приходилось делать снимки спектров в двух фокусах.



Фиг. 1. Хроматическая кривая 400-миллиметрового астрографа

Предельные визуальные звездные величины, при которых еще может быть произведена оценка спектров, для указанных ниже экспозиций, при ширине спектра 0,4 мм, следующие:

Экспозиция, мин.	Звезды ранних спектральных классов	Звезды поздних спектральных классов
10	8.9	8.1
30	9.5	8.7
60	10.0	9.1
90	10.2	9.5

КЛАССИФИКАЦИЯ СПЕКТРОВ

Классификация спектров велась при помощи глазомерной оценки общего вида спектра и интенсивности отдельных линий и полос. Основным инструментом для оценки была 15 × лупа. В ряде случаев использовался двойной спектропроектор. Для рассматривания спектров был сконструирован весьма простой прибор, намного облегчающий работу по классификации.

Критерии для классификации по первому спектральному параметру

По спектрам стандартных звезд были установлены критерии для определения первого и второго спектральных параметров. В качестве критериев для классификации по первому параметру были выбраны линии гелия и водорода, линии кальция (K и λ 4227), полоса G, полосы окиси титана и некоторые другие.

Критерии классификации

B0 Линии водорода очень узки. Линии гелия λ 4026 и λ 4471 примерно той же силы, что и линии водорода.

B2 Линии водорода узки. Линии гелия видны.

B5 Линии водорода узки, но хорошо заметны. Линии гелия λ 4026 и λ 4471 едва видны.

B8 Линии водорода сильны, но узки. Линии гелия не видны. Линия K(CaII) не видима.

A0 Линии водорода в наибольшей своей интенсивности (очень сильны и широки). Линия K очень слаба (часто лишь подозревается).

A2 Линии водорода почти такие же, как и в A0. Линия K слаба по сравнению с совпадающими ($H + H_\varepsilon$), но хорошо видима.

A3 Линии водорода только немного слабее A0. Линия K сильнее, чем в A2, хотя слабее ($H + H_\varepsilon$) и H_γ.

A5 Линия K не такая сильная, как совпадающие ($H + H_\varepsilon$), но примерно такой же силы, что и H_γ. Линия K бывает более резкой, чем H_γ.

F0 Линии водорода значительно слабее, чем в A0, но еще очень заметны. Линии K примерно той же силы, что и ($H + H_\varepsilon$), но немного сильнее H_γ.

F2 Линии водорода заметны. Линия K той же силы или сильней, чем совпадающие ($H + H_\varepsilon$). Полоса G иногда видима, но несомненно слабее H_γ.

F5 Линии водорода достаточно слабы. Полоса G хорошо заметна, но слабее H_γ.

F8 Линии водорода слабы, но еще хорошо видимы. Полоса G равна или немного слабее H_γ.

G0 Линии водорода слабы, но видимы. Полоса G сильней H_γ. В очень слабых спектрах G-полоса лишь подозревается, и только линии кальция (H и K) являются выдающимися.

G2 G-полоса очень заметна, по крайней мере в два раза сильнее, чем H_γ.

G5 H_γ и H_δ очень слабы или отсутствуют. Полоса G очень сильна. λ 4227 (CaI) не видна. Интенсивность спектра по обе стороны от G-полосы примерно равная.

G8 Линии водорода отсутствуют. λ 4227 иногда видима. Падение интенсивности непрерывного спектра у полосы G становится видимым.

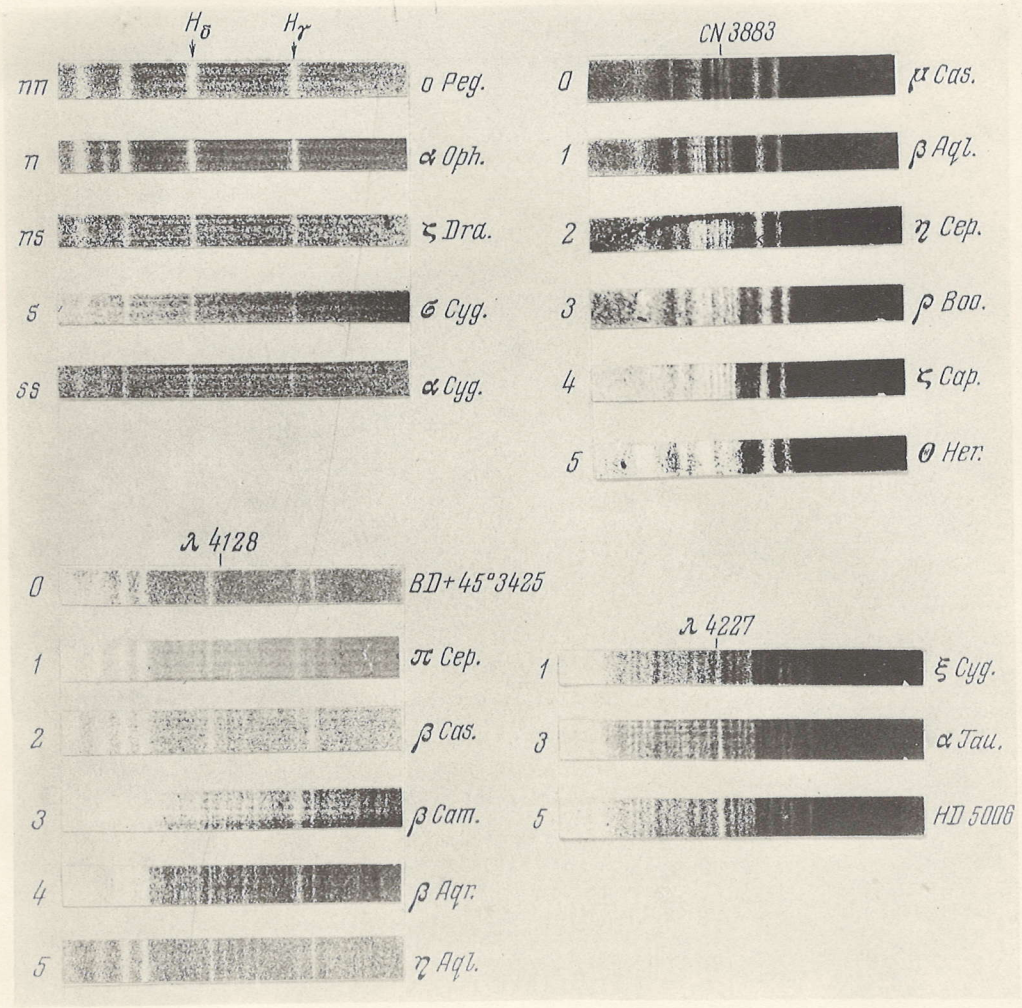
K0 Полоса G значительно сильнее, чем λ 4227. Падение интенсивности непрерывного спектра у полосы G хорошо видимо.

K2 Полоса G немного слабее, чем λ 4227. Падение интенсивности непрерывного спектра у G-полосы резко выражено. λ 4227 хорошо видима.

K3 Полоса G примерно равна λ 4227.

K5 Полоса G не является более выдающейся. Линия λ 4227, которая сильнее полосы G, наиболее заметна. Падение интенсивности непрерывного спектра у полосы G очень резко выражено.

M0 Линия λ 4227, наиболее заметная, придает спектру характерный вид. Линии полосы G разделены. H и K почти не видны на немного недодержанных спектрах. Видны полосы окиси титана.



Фиг. 2. Критерии по второму спектральному параметру

M3 Линия λ 4227 широка и сильна. Полоса G разрешается на бленды. Полосы окиси титана сильны.

Сделаем некоторые замечания.

Точная классификация B-звезд оказывается возможной. Линии гелия λ 4026 и λ 4471 являются хорошим критерием от B0 до B7.

Классификация нормальных A-звезд — сравнительно легкая задача: рост интенсивности линии K (λ 3934) служит надежным критерием при условии, что G-полоса и другие металлические линии не видны.

Качество спектров, полученных нами, было достаточно высоким, чтобы можно было отличить нормальные A-звезды от так называемых аномальных. Эти последние разделяются на две группы: пекулиарные A-звезды и A-звезды с металлическими линиями. По элементу, дающему наиболее заметный аномальный вид, спектры пекулиарных A-звезд образуют группы кремния, стронция, марганца. При классификации A-звезд с металлическими линиями приходится сталкиваться с противоречивыми критериями. Если употреблять линию кальция K в качестве критерия, то получаем спектральный тип A. В то же время, используя для оценки линии нейтральных и ионизованных металлов, тот же спектр классифицируется как F. В примечаниях к каталогу отмечены аномальные A-звезды, обнаруженные нами.

В спектральных подклассах F1 — G8 полоса G (λλ 4299—4315) принята в качестве главного критерия для спектров нормальной плотности. При плотности спектра меньше нормальной оценка дает более ранний подкласс.

В интервале G8-K5 λ 4227 избрана критерием по первому параметру. В спектрах позднее K6 λ 4227 испытывает *g*-эффект и может служить критерием по светимости.

Критерии для классификации по второму спектральному параметру

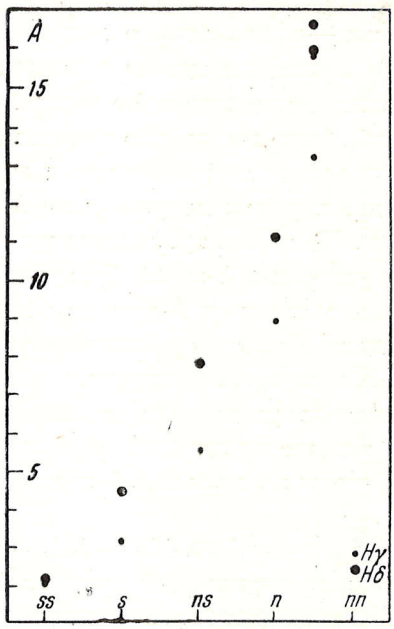
Были избраны следующие критерии по светимости: линии водорода, бленда λλ 4128—4132, полосы циана (λ 3883 и λ 4215), отношение интенсивности непрерывного спектра по обе стороны от λ 4227. Были построены редукционные кривые, отражающие зависимость между вторым спектральным параметром и абсолютной величиной, для следующих подклассов: B2, B3, B8, B9-A1, A2-A3, A5-A8, F0-F1, F2-F5, F8-G3, G5-K1, K2-M0. Для построения редукционных кривых были использованы стандартные звезды.

В подклассах B0-A8 светимость определялась по характеру водородных линий. Можно говорить о следующих группах светимости (фиг. 2, *a*):

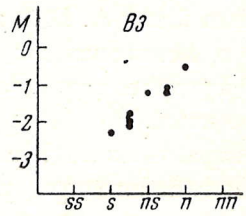
Класс резкости	Характер водородных линий
ss	Исключительно резкие, четкие
s	Резкие
ns	Средней резкости
n	Размытые
nn	Исключительно размытые, очень широкие

Крайние группы исключительные и в некоторых подклассах не встречаются. Средняя резкость линий уменьшается от B0 до A2.

Для нескольких звезд были найдены полные поглощения в линиях H_γ и H_δ (в Å). Для спектрального интервала B9-A1 была построена зависимость «класс резкости — полное поглощение» (фиг. 3). Очевидно, имея больший материал, можно провести достаточно точную градуировку классов резкости в полных поглощениях.

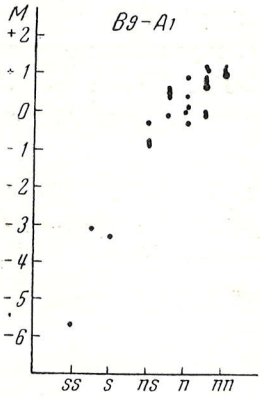


Фиг. 3. Зависимость «класс резкости — полное поглощение»

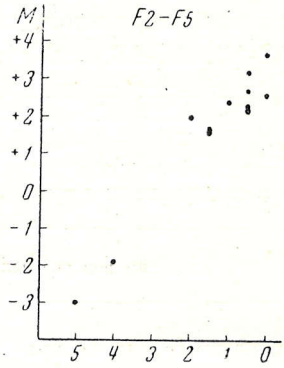


Фиг. 4. Редукционная кривая для B3

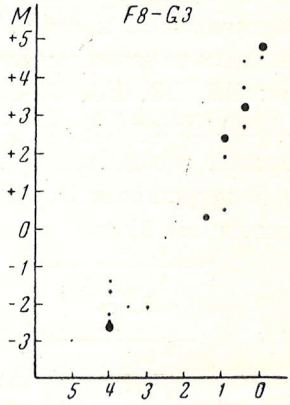
В качестве критерия светимости в интервале F0-G3 была выбрана бленда λλ 4128—4132, обязанная EuII, CdII, BaII и др. Оценка проводилась в условных единицах. Отсутствие бленды обозначено: 0 (фиг. 2, *б*).



Фиг. 5. Редукционная кривая для B9-A1



Фиг. 6. Редукционная кривая для F2-F5

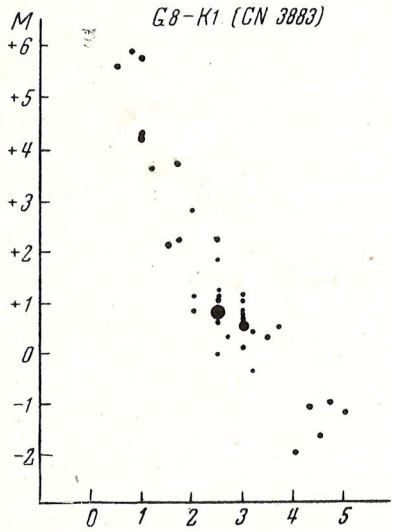


Фиг. 7. Редукционная кривая для F8-G3

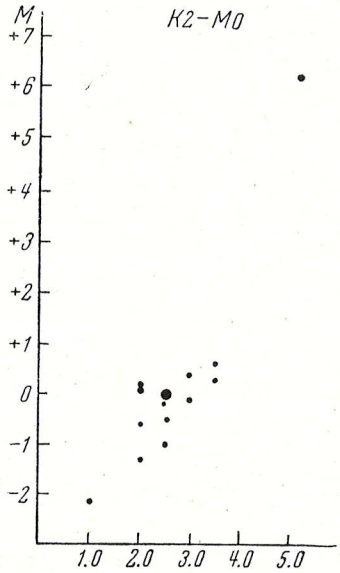
Хорошим указателем светимости являются полосы циана λ 3883 для G5-K1 и λ 4215 для G8-K1 (фиг. 2, *в*).

Для подклассов K2-M0 вполне удовлетворительным критерием является относительная интенсивность непрерывного спектра по обе стороны от λ 4227. Введены следующие группы (фиг. 2, *г*).

На фиг. 4—9 даны некоторые редукционные кривые.



Фиг. 8. Редукционная кривая для G8-K1



Фиг. 9. Редукционная кривая для K2-M0

Группа	Определение
1	Непрерывный спектр с красной стороны λ 4227 значительно сильнее, чем непрерывный спектр с фиолетовой стороны λ 4227
2	Непрерывный спектр с красной стороны λ 4227 сильнее
3	Интенсивность непрерывного спектра по обе стороны от λ 4227 равная
4	Интенсивность непрерывного спектра с фиолетовой стороны λ 4227 сильнее, чем с красной
5	Интенсивность непрерывного спектра с фиолетовой стороны λ 4227 значительно сильнее

СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ КЛАССИФИКАЦИЯМИ

По первому спектральному параметру

а) Сравнение с каталогом Г. Дрэпера [2].

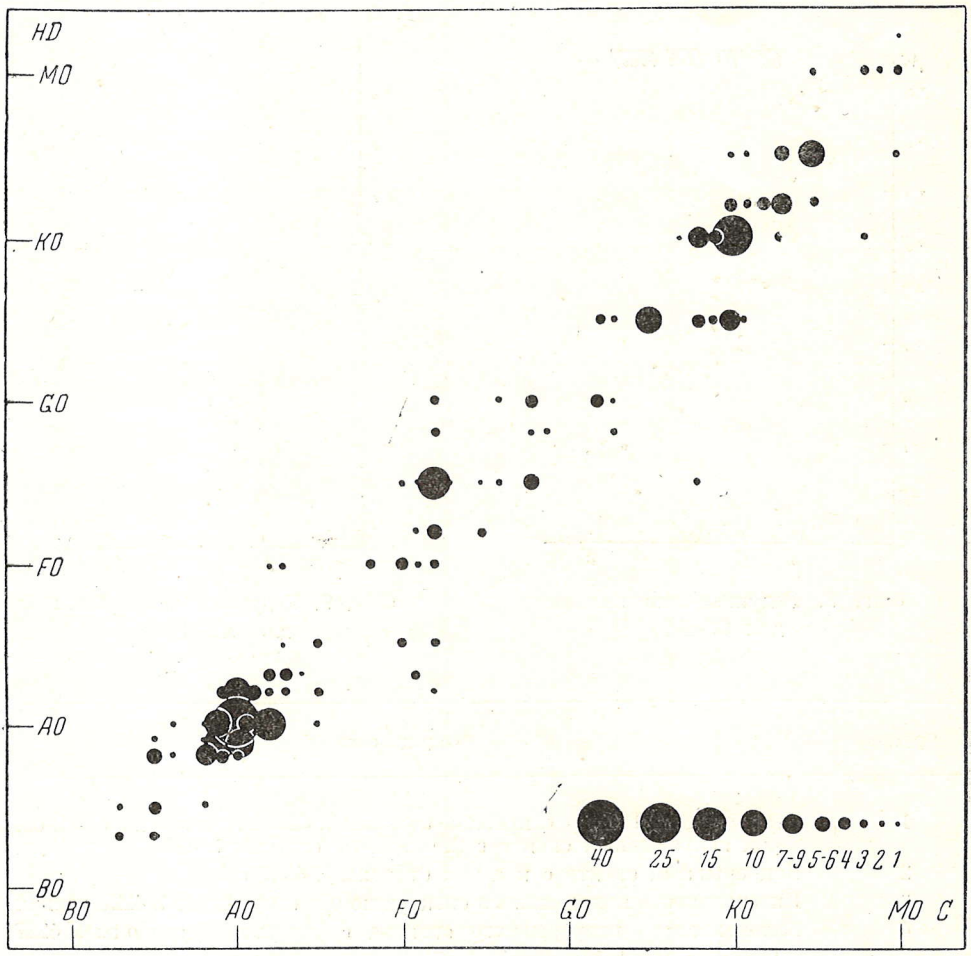
284 звезды, классифицированные в нашем исследовании, имеют спектральные классы, определенные в Гарварде и данные в каталоге Дрэпера.

На фиг. 10 приведено сравнение указанных систем. Следует отметить довольно хорошее согласие между ними.

б) Сравнение с Бергедорфским каталогом [3].

По исследуемым областям 286 звезд имеют оценки спектральных классов, помещенные в Бергедорфском каталоге.

На фиг. 11 дано сравнение.



Фиг. 10. Сравнение с каталогом HD

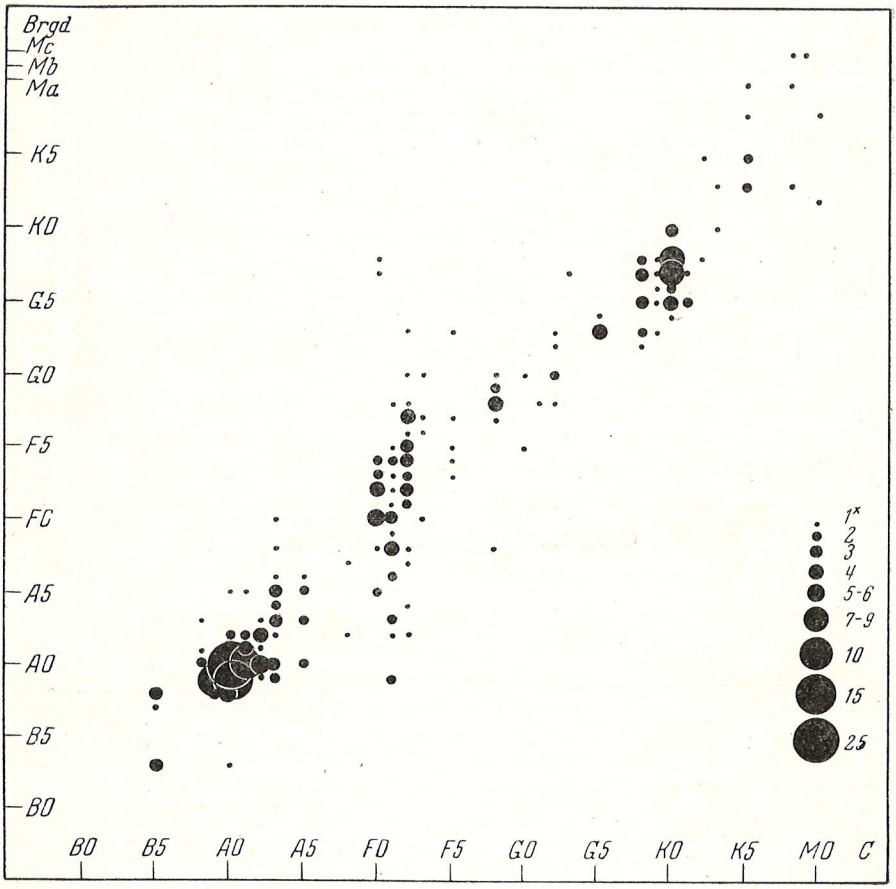
в) Сравнение с классификацией Окунева [4].

По области HD 199178 около 200 звезд удалось сравнить по первому спектральному параметру с классификацией Окунева. Дисперсия спектрограмм Окунева больше дисперсии, употребленной нами. Характерные систематические различия в оценке спектров (фиг. 12), очевидно, обязаны зависимости оценок от дисперсии спектрограмм. Имеются также и случайные отклонения.

По второму спектральному параметру

Было проведено сравнение классов резкости, определенных нами, с Эдвардсом [5] для B-звезд (фиг. 13) и Вилльямсом [6] для B и ранних A-звезд (фиг. 14). В первом случае отклонения в оценках, как правило, не превышают одного класса резкости. Во втором оценки автора показывают уменьшение резкости водородных линий по сравнению с оценками Вилльямса.

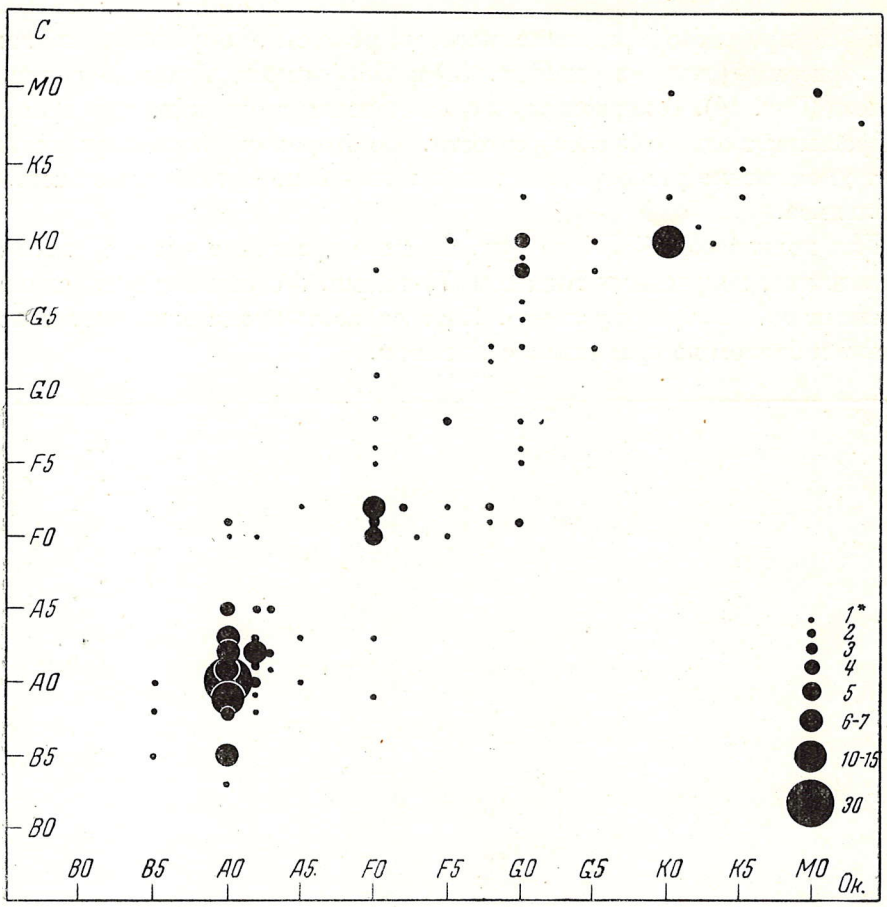
Для подклассов G5-K1 на фиг. 15 дано сравнение оценок интенсивности циана, полученных Кинаном [7] и нами. В обоих системах единицы интенсивности выбраны условно. Интенсивность циана оценивается нами бо́льшим баллом по сравнению с Кинаном.



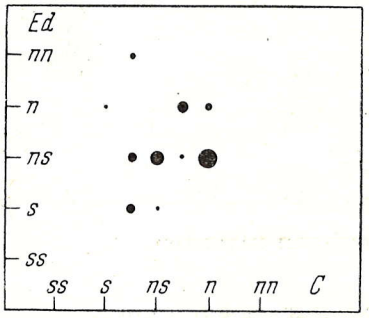
Фиг. 11. Сравнение с Бергедорфским каталогом

Сравнение абсолютных величин

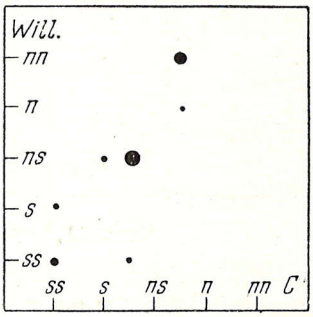
Для некоторых звезд удалось найти абсолютные величины из других источников. На фиг. 16 и 17 дано сравнение абсолютных величин, определенных в Маунт Вилсон [8] и в Стокгольме [9], с симеизскими. В первом



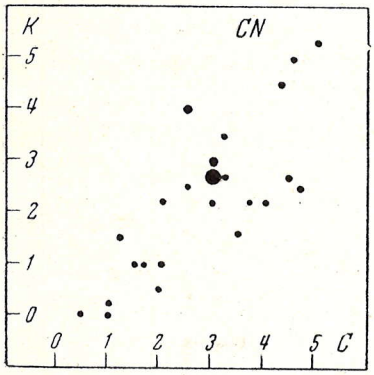
Фиг. 12. Сравнение с Окуневым



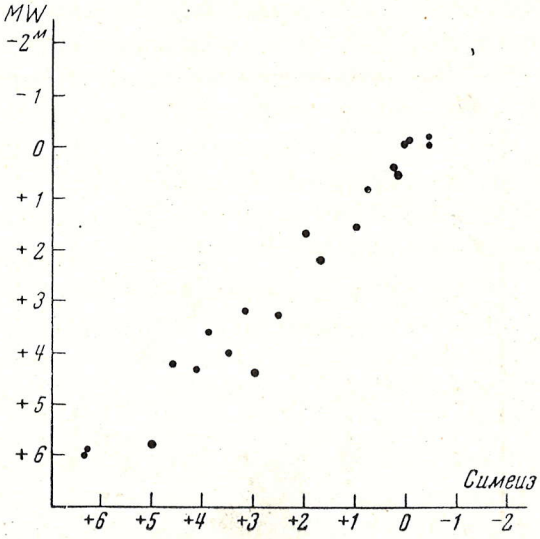
Фиг. 13. Сравнение с Эдвардсом для В-звезд



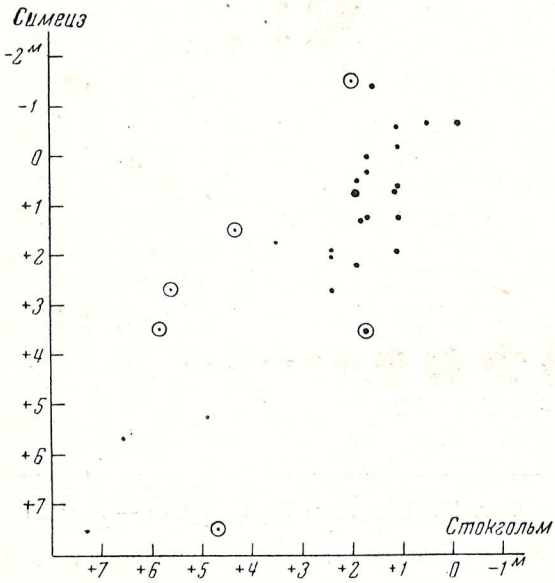
Фиг. 14. Сравнение с Вилльямсом для В и ранних А-звезд



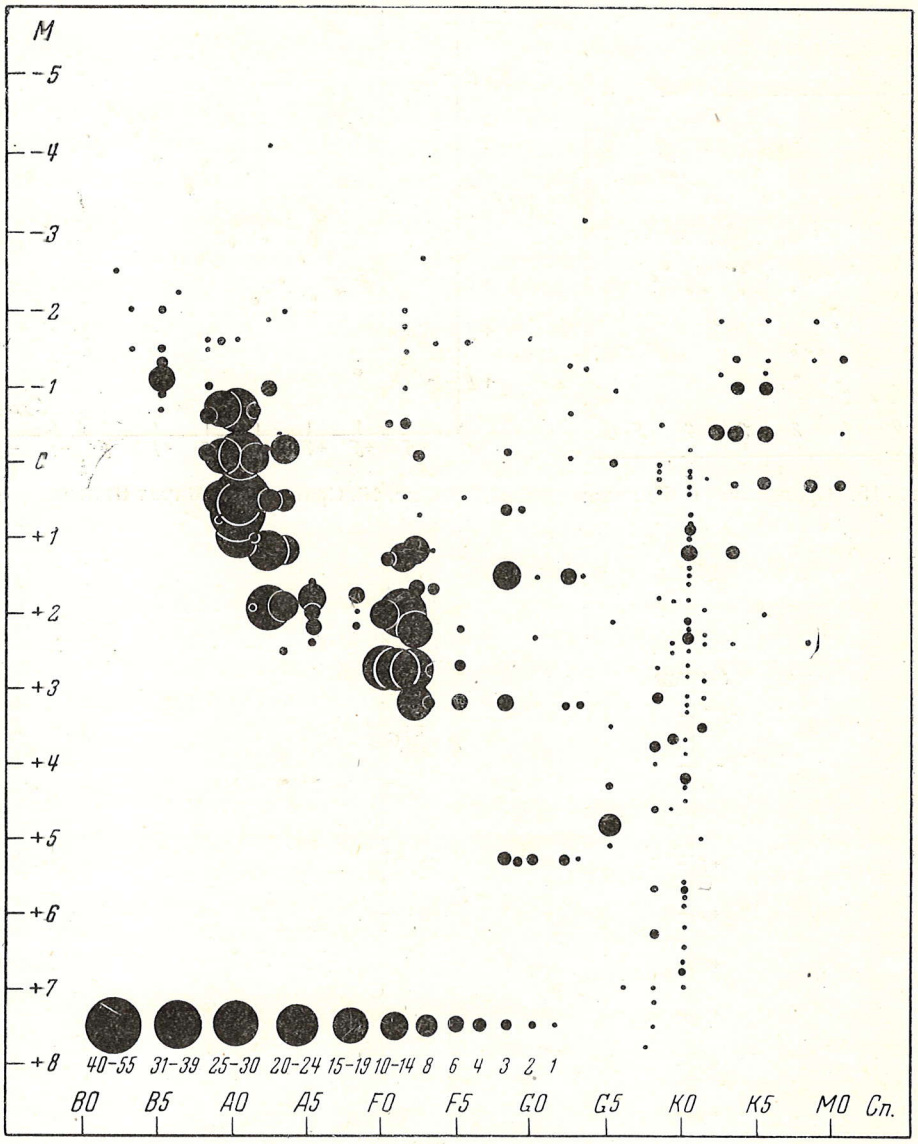
Фиг. 15. Сравнение с Кинаном



Фиг. 16. Сравнение с Маунт Вилсон



Фиг. 17. Сравнение со Стокгольмом



Фиг. 18. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела

случае разброс значений абсолютных величин примерно $\pm 0^m.7$, во втором — $\pm 1^m.2$.

Для звезд спектрального интервала G5-K1 абсолютные величины данного каталога были сравнены с бергедорфскими характеристиками светимости g и d. Для этого звезды указанного интервала были рассортированы на три группы: гиганты g от $-1^m.0$ до $+1^m.0$; карлики d от $+4^m.5$ до $+8^m.5$; промежуточная группа dg от $+1^m.0$ до $+4^m.5$. Было получено следующее распределение гигантов и карликов, классифицированных в Симеизе и Бергедорфе:

Симеиз Бергедорф	d	dg	g
d	5	1	
g	3	12	4

Согласие указанных систем мало удовлетворительное.

Значения подсчитанных вероятных ошибок определений спектрального типа, класса светимости и абсолютных величин для ранних и поздних типов следующие:

Спектр	Класс светимости	M	
		ранние	поздние
$\pm 0^m.1$	$\pm 0^m.5$	$\pm 0^m.5$	$\pm 0^m.9$

ДИАГРАММА ГЕРЦШПРУНГА — РЕССЕЛА

На фиг. 18 дана диаграмма «абсолютная величина — спектральный класс», построенная для звезд, входящих в три исследуемые области. В этих областях большинство звезд оказалось принадлежащим к спектральным интервалам B9-A5 и F0-F2. Отчетливо видна главная последовательность от B2 до K0 с абсолютными величинами от $-2^m.5$ до $+7^m.5$. В области ярких звезд классов G0-M0 вырисовывается ветвь гигантов, имеющих абсолютную величину около $0^m.0$.

В нашем материале, как показывает диаграмма, почти нет звезд сверхгигантов и мало звезд карликов. Так, для звезд спектрального интервала G5-K2, звезд слабее $6^m.0$ величины имеется всего 12. Дисперсия абсолютных величин в среднем 2^m.

ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

Линии водорода

Атомы водорода крайне чувствительны к влиянию межмолекулярных электрических полей. В звездной атмосфере всегда существует большое число свободных электронов и положительных ионов, поля которых воздействуют на излучающий атом, производя изменение в излученной длине

волны. Так как скорости и положения заряженных частиц относительно атома совершенно случайны, то поля, созданные ими, быстро меняются и не являются однородными. Поэтому наложение излучений, исходящих от различных атомов одного и того же элемента, приводит не к расщеплению линии, а к ее расширению.

Водородные линии в ранних спектральных классах широки и размыты в карликах, узки и резки в гигантах. В сравнительно плотной атмосфере карлика излучающие атомы и возмущающие их заряды близки друг к другу, поэтому мгновенные электрические поля больше и линии расширяются сильнее. В разреженных атмосферах сверхгигантов плотность обычно так низка, что делает расширение менее значительным. Вследствие этого характер водородных линий в горячих звездах является хорошим критерием светимости.

Контуры водородных линий H_α, H_β, H_γ, H_δ для различных значений температуры и ускорения силы тяжести были подсчитаны Вервеем [10] на основе исследований Паннекука [11]. Теория Паннекука — Вервея предсказывает наблюдаемые эффекты. Теория эта достаточно известна, поэтому, не останавливаясь на ней, сравним ее результаты с полученными в настоящей работе наблюдательными данными.

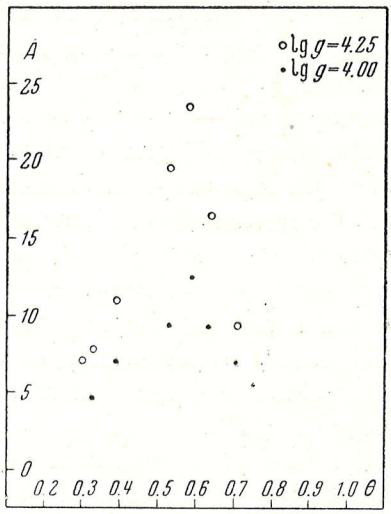
В качестве критериев светимости в ранних спектральных классах нами были употреблены водородные линии H_γ и H_δ. Светимость определялась по характеру линий. Глаз, обозревая линию, одновременно учитывает ее ширину и глубину. Очевидно, что введенные классы резкости являются некоторым эквивалентом полного поглощения. Была проведена градуировка классов резкости в полных поглощениях. Полные поглощения, определенные нами, показали хорошее согласие при сравнении с данными Гюнтера [12].

Звезды в интервале B2-A8 были рассортированы по спектральным подклассам и классам резкости в зависимости от значений $\lg g$. Это было сделано при помощи номограммы Унзольда [13], в которой можно для данных T_e и M_b (или $M_v = M_b + \Delta m_b$) найти $\lg g$. Для спектральных подклассов были выбраны температуры соответственно шкале Кайпера [14]. Эта шкала представлялась нам наиболее подходящей, так как она основана на системе каталога Дрэпера, хорошо согласующейся с нашей.

Мы получили следующую таблицу значений M в зависимости от T_e и $\lg g$:

Сп	$\lg g$ / T_e	4.50	4.25	4.00	3.75	3.50
B2	20 500	−0.5	−2.0			
B3	18 500	−0.2	−1.4	−2.4		
B4	17 000	+0.3	−0.7	−1.9		
B5	15 500	+0.9	−0.1	−1.1	−2.5	
B6	14 500	+1.0	0.0	−1.0	−2.3	−3.0
B8	12 300	+1.7	+0.1	−0.1	−0.3	−2.3
A0	10 700	+2.3	+1.4	+0.5	−0.7	−1.5
A2	9 680	+2.8	+1.8	+0.9	−0.1	−1.0
A5	8 510	+3.3	+2.4	+1.5	+0.7	−0.3
A8	7 500	+3.9	+3.0	+2.1	+1.3	+0.3

Перейдем от системы (спектр, класс резкости, lg g) к системе (температура, полное поглощение, lg g). Так как при теоретических подсчетах употреблялась температура на поверхности звезды T_0, то сделаем перевод T_e (второй столбец таблицы) в T_0, принимая следующее приближение: $T_e = 5/6\ T_0$. Используя градуировку классов резкости в полных поглощениях (были взяты средние значения для H_γ и H_δ), построим теперь зависимость полного поглощения от температуры и ускорения силы тяжести (фиг. 19). Эта зависимость дает основание сделать вывод о неплохом согласии теории с наблюдениями.

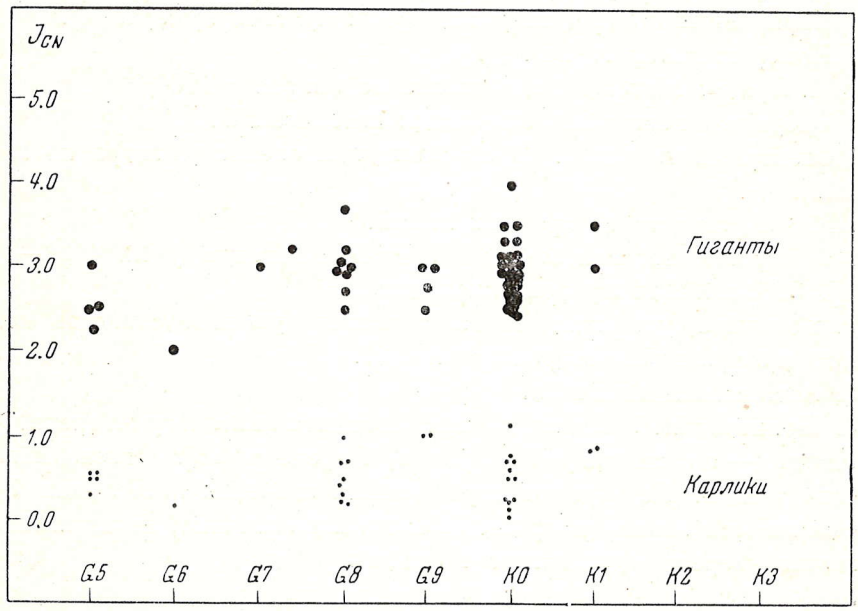


Фиг. 19. Изменение полного поглощения с температурой (из наблюдений)

Полосы циана

Представляет определенный интерес сравнить полученные из наблюдений интенсивности полос циана для различных спектральных подклассов и абсолютных величин с интенсивностями, подсчитанными из теории.

Из нашего каталога были отобраны звезды гиганты и карлики в интервале G5-K1. Гигантами считались звезды, имеющие абсолютную величину



Фиг. 20. Наблюденные интенсивности полос циана

от $+1^m.0$ до $-1^m.0$, карликами — от $+4^m.5$ до $+8^m.5$. Звезды, имеющие абсолютные величины между $+4^m.5$ и $+1^m.0$, были опущены.

На фиг. 20 малыми точками показаны карлики, большими — гиганты. По оси ординат отложены интенсивности полос циана в произвольных единицах. Для гигантов, как следует из фиг. 20, максимум интенсивности лежит около класса K0, для карликов — в интервале G8-K1.

Кинан [7] получил из наблюдений максимум для гигантов близ K1, для карликов — между G9-K1.

Линдблад [15] установил для гигантов максимум в интервале G5-K5. Для карликов измерения Линдблада показывают плоский максимум у класса K0, с интенсивностью, падающей очень мало при увеличении температуры.

Рессел [16] теоретически установил максимум циана около класса K0 для гигантов, для карликов — позднее K3.

Кинан из теоретических соображений определил максимальную интенсивность полос циана для гигантов в интервале G7-K1, для карликов — между G9 и K2.

Сравнение полученных нами наблюдательных данных с теоретическими (Рессел, Кинан) показывает наличие качественного согласия между ними.

Каталог

Каталог содержит спектры 996 звезд. Он состоит из трех отделов: 1) область HD 4406, 2) область HD 199178, 3) область HD 220821 (название области дано по центральной звезде). Звезды расположены соответственно возрастанию прямого восхождения. В каталоге даны:

1. Порядковый номер (для каждой области своя нумерация).
2. Номер из каталога BD.

3 и 4. Прямое восхождение и склонение для эпохи 1900,0

5. Визуальная звездная величина из каталога BD.
6. Спектральный класс. В скобках дана оценка спектра по линии K (CaII).
7. Класс резкости водородных линий.

8, 9 и 10. Интенсивность соответственно бленды у λλ 4128—4132, циана λ 3883 и λ 4215 в условных единицах.

11. Величина, указывающая на относительную интенсивность непрерывного спектра по обе стороны от λ 4227.
12. Абсолютная величина.
13. Примечания. Указаны двойные звезды по каталогу Айткена [17], переменные — по каталогу Кукаркина, Паренаго [18]. Отмечены пекулиарные звезды. Неуверенно определенные значения в столбцах 7—11 сопровождаются знаком вопроса. Абсолютная величина, не являющаяся достаточно уверенной, помещена в скобки.

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
					Область HD 4406							
1	+46° 88	00^h $23^m.1$	+47°09′	$8^m.0$	K1				2.0		$+2^m.4$	
2	47 111	23.4	47 22	9.0	A0	*n*					+0.4	
3	47 113	23.5	47 51	6.8	M							
4	47 112	23.5	47 32	8.8	G8?							
5	46 91	24.2	46 56	8.8	A0	*n, nn*					+0.7	
6	45 116	24.5	45 50	8.6	F1		0.5				+2.0	
7	44 101	24.5	44 27	8.8	G2		0.5				+3.2	
8	46 93	24.7	47 10	9.5	A5							
9	44 102	24.7	44 30	9.0	A2	*n, nn*					+1.9	
10	45 119	24.8	45 24	8.5	F2		0.5				+2.7	
11	45 120	25.0	46 04	9.5	G8			1.5			+3.1	
12	45 121	25.3	45 21	9.5	F1		1.0				+1.3	
13	46 95	25.3	46 59	7.4	G2		1.0				+1.5	
14	45 122	25.5	46 02	8.5	G9			0.2			+1.8	
15	46 98	26.3	47 11	9.4	A2							
16	45 123	26.3	46 07	9.4	A8	*ns*					+1.8	
17	44 105	26.3	44 31	9.0	A2	*ns, n*					+0.5	
18	45 124	26.4	45 22	7.6	K0			2.5	2		+1.6	
19	45 125	26.5	45 48	9.4	G0?							
20	45 127	26.6	46 02	8.8	K							
21	45 128	26.6	45 56	9.2	A1	*ns, n*					−0.1	
22	46 100	26.7	46 52	8.8	K0			0.0?			(+6.7)	
23	46 101	26.7	46 35	7.5	A0	*n, nn*					+0.7	
24	45 129	26.8	45 35	9.3	A1	*n*					+0.4	
25	44 110	27.0	44 21	8.8	F2		1.0				+2.2	445
26	44 112	27.2	44 21	9.1	A5	*n*					+2.2	
27	45 134	27.5	46 13	8.5	A0	*n*					+0.4	
28	45 135	27.6	46 09	8.5	K0?							
29	46 103	27.7	47 04	9.3	A0	*n, nn*					+0.7	
30	46 104	27.7	46 35	9.1	K0							
31	46 107	28.0	47 06	7.9	A1	*n*					+0.4	461
32	46 106	28.0	46 22	9.2	A2	*n, nn*					+1.9	
33	45 140	28.0	45 50	9.4	A2	*n, nn*					+1.9	
34	46 141	28.1	45 47	9.1	A3	*n*					+1.2	
35	44 114	28.1	44 35	8.3	G2		3.0				−1.3	462
36	46 109	28.3	46 52	9.5	F1?		2.0				(−0.5)	
37	45 142	28.3	45 36	9.3	F5		0.0				+3.2	
38	44 116	28.5	44 37	8.8	G8			1.5			+3.1	
39	46 110	28.7	47 10	9.0	K0			0	0.5		(+6.2)	
40	43 105	28.7	44 02	9.2	A5	*ns ,n*					+2.0	
41	45 145	28.8	46 10	9.5	A2							
42	47 137	28.9	47 32	7.8	A0	*ns, n*					−0.1	
43	47 138	28.9	47 22	7.4	G3		3.0				−1.3	
44	44 118	28.9	44 31	8.9	A1	*n*					+0.4	
45	46 111	29.0	46 24	8.4	F0		0.5				+2.0	
46	44 111	29.2	45 05	9.4	G-K							
47	46 113	29.4	47 05	9.0	A0	*n, nn*					+0.7	
48	45 147	29.5	45 54	8.9	K0				1.7		+2.5	
49	43 107	29.5	44 05	9.5	G?							
50	44 120	29.6	44 36	9.5	F8							
51	44 121	29.7	44 43	9.5	F8							
52	44 122	29.7	44 17	9.2	F3		0.5				+2.7	480
53	43 108	29.7	43 53	8.9	F5		2.5				+0.5	
54	45 148	29.8	45 54	9.5	F							
55	44 123	29.8	44 24	9.4	G8							
56	45 149	30.3	46 07	9.5	A1							
57	47 144	30.6	47 29	8.5	F8		2.0				−0.1	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
58	47°145	$00^h.30^m.7$	48°00′	$6^m.8$	B8	*n,nn*?					(+0ᵐ.1)	
59	46 115	30.8	46 58	9.4	G5							
60	46 116	30.8	46 23	9.3	G2?							
61	43 110	30.9	44 06	7.0	B9	*ns,n*					−0.1	
62	43 113	31.3	43 56	5.4	K5					2.5	−0.4	
63	44 126	31.4	44 57	9.2	F							512
64	46 118	31.5	46 24	9.0	A1	*n, nn*					+0.1	
65	43 115	31.6	43 54	9.5	A3							
66	46 121	31.7	46 23	9.2	A0	*n*					+0.4	
67	45 155	31.8	45 18	9.5	A5?							
68	43 117	31.8	43 44	9.5	F8		1?				(+1.5)	
69	45 159	32.1	45 56	8.7	G9							
70	44 128	32.1	45 03	8.5	K9					2.5	−0.4	
71	47 148	32.3	47 45	8.0	F0		0.5				+2.0	
72	46 124	32.3	46 58	7.3	K8					1	−1.9	
73	44 129	32.3	44 26	9.2								523
74	46 129	32.4	46 51	7.2	F8		1.0				+1.5	
75	47 153	32.8	47 28	8.8	G5?			1.5?			(+2.1)	
76	44 132	32.9	45 06	9.3	A3	*ns, n*					+0.5	
77	44 133	32.9	44 39	8.8	F2		1.0				+2.2	
78	44 134	33.0	44 59	8.8	K5					2	−1.0	
79	45 163	33.1	45 37	9.0	G-K							
80	45 164	33.2	45 43	8.9	G9			1.7			+2.5	
81	46 129	33.2	46 25	7.0	K0			1.5	1		+3.7	538
82	45 162	33.2	45 37	9.5	K							
83	47 157	33.3	47 29	8.3	A1	*ns, n*					−0.1	
84	45 165	33.3	45 43	8.9	A0	*n, nn*					+0.7	
85	43 124	33.5	44 07	7.9	A0	*n, nn*					+0.7	
86	45 167	33.9	45 20	9.2	F1		0.5				+2.0	
87	45 168	34.0	45 32	8.7	G8							
88	45 169	34.2	46 10	9.1	A0	*n*					+0.4	
89	45 170	34.2	45 46	9.5	A8							
90	44 138	34.2	44 20	9.4	A0	*nn*					+1.0	
91	43 129	34.3	43 51	9.5	G							
92	45 172	34.4	46 00	8.5	G2		2.5				−0.7	
93	46 131	34.7	46 42	7.7	F8		2.0				−0.1	559
94	45 174	34.9	45 43	8.1	K2					1	−1.9	
95	44 140	34.9	44 21	9.5	F2		0.0				+3.2	
96	44 141	35.0	44 23	9.5	F							
97	44 143	35.2	44 18	8.7	F2		1.0				+2.2	
98	46 136	35.6	46 26	8.3	A3	*ns, n*					+0.5	568
99	44 144	35.6	44 55	9.5	F1		0.0				+2.7	
100	44 146	35.9	44 16	8.0	K0			2.5	2.5		+1.2	
101	45 177	36.0	45 23	9.4	G8			0.2			(+7.0)	
102	46 138	36.2	46 54	8.5	A3	*ns, n*					+0.5	574
103	45 178	36.4	45 27	9.4	A3	*ns*					−0.2	
104	46 141	36.6	46 26	8.9	F1		0.0				+2.7	
105	44 147	36.6	45 02	9.5	A1	*n*					+0.4	
106	46 142	36.9	46 41	8.6	K1			3.0			+0.2	
107	43 136	37.2	44 15	9.3	G8-K							
108	45 181	37.4	45 21	7.0	K5					3.0	+0.3	
109	44 151	37.4	45 11	9.5	F8?		1?				(+1.5)	
110	44 152	37.7	44 20	9.5	F							
111	47 175	37.8	47 27	9.3	A0	*ns, n*					−0.1	
112	46 145	37.8	46 53	8.9	K0			0.2			(+6.8)	601
113	45 182	37.8	45 32	9.2	A2	*n*					+1.2	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
114	+43° 140	00^h $38^m.0$	43°59′	$9^m.5$	A2	*n*					+1м2	
115	46 147	38.1	47 13	9.2	G2		1?				(+1.5)	
116	45 185	38.4	46 14	9.5	A0	*n*?					(+0.4)	
117	46 148	38.5	46 25	8.3	F0		0.0				+2.7	614
118	45 187	38.6	45 41	7.2	F5		1.5				+1.7	616
119	47 181	38.8	47 19	5.8	B5	*ns*					(−1.1)	
120	45 188	38.8	45 22	8.8	K0			0.7			+5.7	
121	46 149	38.9	47 02	9.4	F1		0.5				+2.0	622
122	47 183	39.2	47 44	4.8	A							623
123	44 154	39.2	44 45	9.4	A3	*ns*?					(−0.2)	Siλ4128
124	46 152	39.3	46 45	9.4	B8	*n*	(2.0)				−0.1	—4132
125	45 190	39.8	45 45	7.8	K3					1.5	−1.4	
126	46 156	39.9	47 13	8.7	F2		1.5				+1.7	
127	46 157	40.0	46 28	9.4	F5							
128	44 156	40.0	45 04	9.0	F-G							
129	44 157	40.2	45 03	9.5	F2		0.5				+2.7	
130	47 189	40.3	47 27	8.4	K0			1.5			+3.1	
131	45 192	40.3	45 21	8.6	A0	*ns*					−0.7	
132	45 193	40.4	45 31	9.1	C8?							
133	47 193	40.5	47 19	9.2	F2		0.5				+2.7	
134	44 159	40.6	44 29	9.2	F5?							
135	43 145	40.6	44 01	9.1	F1		0.0				+2.7	
136	46 162	40.7	46 42	9.1	F3?							
137	44 160	40.7	44 18	6.3	B9	*ns*					−0.7	
138	44 162	40.9	44 53	7.5	A3	*ns, n*					+0.5	
139	44 163	40.9	44 44	9.5	A1	*nn, n*					+0.7	
140	43 146	41.0	43 45	7.5	K0			2.5	2.5		+1.2	
141	46 164	41.1	46 49	9.3	F8		0.0				+5.3	
142	46 165	41.1	46 22	7.0	K0			2.5	2.7		+1.2	
143	45 197	41.2	45 38	9.5	F2(A2)	(*ns*)	1.0				+2.2	
144	44 164	41.2	44 16	9.0	K							
145	45 199	41.3	45 49	7.5	C5			1.0			+3.5	
146	47 201	41.7	47 16	7.9	B5	*s*					(−1.5)	
147	45 201	41.7	45 39	9.2	A3	*n, nn*					+1.9	
148	44 165	41.7	44 23	9.2	G0		1.0				+1.5	
149	44 166	41.8	44 45	9.0	A0	*ns, n*					−0.1	654
150	46 168	41.9	46 46	8.8	K5					2.0	−1.0	
151	44 167	41.9	44 15	9.1	G							
152	43 152	41.9	44 07	8.8	F1		0.5				+2.0	656
153	45 202	42.1	45 42	8.3	K1			1.5	1.2		+3.5	
154	47 208	42.6	47 19	9.0	A1	*n*					+0.4	
155	47 168	42.9	45 13	9.5	A8	*n*					+2.2	
156	47 212	43.0	47 22	9.5	A0	*n,nn*					+0.7	
157	44 169	43.0	44 26	8.1	K5					2.5	−0.7	667
158	44 170	43.1	44 45	9.1	G-K							
159	45 206	43.2	45 59	9.5	F2		1.0				+2.2	
160	44 171	43.3	44 56	9.1	A5	*n, nn*					(+2.4)	
161	46 174	43.5	47 06	9.3	F1		1.0				+1.3	
162	45 207	43.5	45 51	9.4	C8			2.0			+1.8	
163	45 208	43.7	45 16	8.7	A0	*n*					+0.4	
164	43 157	43.7	44 11	9.5	G-K							
165	46 175	43.8	46 48	9.0	F3		0.0				+3.2	
166	44 172	43.8	44 56	9.5	F0		0.0				+2.7	
167	45 209	43.9	45 58	7.0	K0			1.5	2.0		+2.7	
168	46 176	44.0	47 13	6.5	A5	*s, ns*					(+1.6)	
169	44 173	44.0	44 52.5	9.5	F0		0.0				+2.7	
170	44 174	44.1	44 52.6	9.5	F0		1.0				+1.3	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
171	+45° 213	$00^h44^m.5$	+46° 08′	$9^m.4$	A1	*n,nn*					+0ᵐ7	
172	43 160	44.6	43 42	9.1	F2		0.0				+3.2	
173	44 176	44.7	44 27	6.8	A1	*n,nn*					+0.7	
174	46 178	45.0	46 19	9.1	G5		0.2				(+5.5)	
175	44 180	45.0	44 25	9.3	F1		0.0				+2.7	
176	46 179	45.1	46 32	9.4	F3		0.0				+3.2	
177	46 180	45.2	46 43	9.4	F2		0.0				+3.2	
178	45 214	45.3	45 30	9.4	G-K							
179	43 161	45.3	43 56	8.9	K2					2.5	—0.4	
180	45 215	45.4	46 11	7.1	G9			1.5	1.0		+3.7	
181	47 222	45.5	47 40	7.0	K3					2.0	—1.0	
182	45 216	45.5	45 59	9.5	A5	*ns,n*					+2.0	
183	44 181	45.8	44 45	9.3	G8			0.0			(+7.2)	
184	43 165	46.0	43 40	7.8	F0		0.0				+2.7	
185	47 226	46.1	47 31	7.2	K0			1.0	1.2		+4.2	699
186	46 181	46.2	46 57	9.5	F1		0.0				+2.7	
187	45 219	46.3	45 58	9.5	F2							
188	46 183	46.4	47 04	8.5	A0	*n*					+0.4	
189	45 220	46.4	46 02	9.4	G0		0.0				+5.3	
190	45 221	46.4	45 16	9.3	G							
191	47 228	46.5	47 28	8.5	A0	*n*					+0.4	
192	44 182	46.5	44 39	9.3	G-K							
193	44 183	46.6	44 27	9.2	G-K							
194	45 223	46.8	45 16	8.2	A0	*ns,n*					—0.1	
195	46 186	46.9	46 47	9.1	F							
196	44 185	47.0	44 36	8.2	K8					4	+2.4	
197	43 168	47.0	44 12	9.2	F2		2.0				+1.2	
198	45 224	47.1	45 41	9.0	K1							
199	44 186	47.1	44 54	8.6	F2		0.5				+2.7	
200	46 187	47.2	47 14	8.8	G8			0.7			+5.7	
201	45 225	47.2	45 31	9.1	K0							
202	46 189	47.3	46 35	7.9	A0	*ns*					—0.7	
203	46 190	47.5	46 45	9.3	K							
204	45 227	47.7	46 03	7.8	A0	*n*					+0.4	
205	44 188	47.7	44 27	9.2	F1 (A2)	(*n,nn*)	0.0				+2.7	
206	46 191	47.8	47 06	9.3	K							
207	47 235	47.9	47 16	8.5	F0		0.0				+2.7	
208	44 189	47.9	45 10	9.3	F0		0.0				+2.7	
209	44 190	47.9	44 42	9.4	F2		1.0				+2.2	
210	45 228	48.0	45 17	8.2	F0		0.5				+2.0	
211	46 193	48.2	46 18	8.5	K0				2.0		+2.4	
212	44 192	48.7	44 15	9.4	F1		0.5				+2.0	
213	47 238	48.8	47 19	9.0	F0		0.0				+2.7	
214	46 196	49.0	46 59	9.4	F2		0.0				+3.2	
215	45 230	49.3	45 47	8.6	G9				2.0		+2.4	
216	46 198	49.5	46 21	7.5	G9			1.5	1.0		+3.7	
217	47 245	49.6	47 15	8.9	K							
218	44 194	49.6	44 26	8.5	G8			1			+4.6	
219	44 195	49.8	44 23	7.5	K3					1.5	—1.4	
220	46 201	50.1	46 36	8.0	A0	*ns,n*					—0.1	
221	46 202	50.2	46 21	7.5	A0	*ns,n*					—0.1	
222	45 232	50.2	45 24	8.8	F1		0.5				+2.0	
223	44 196	50.3	45 08	8.5	G5			2.5			+0.0	
224	47 249	50.4	47 17	9.5	A1	*nn*					+1.0	
225	46 203	50.4	46 36	8.6	G-K							
226	44 197	50.4	45 06	9.2	F8		1.0				+1.5	
227	43 178	50.4	43 52	9.3	A2	*n,nn*					+1.9	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
228	+45° 234	$00^h50^m.5$	+46° 07′	$7^m.6$	F2(A3)	(*ns*,*n*)	0.5				$+2^m.7$	
229	43 179	50.5	44 08	9.2	F5		0.0				+3.2	
230	45 236	50.6	46 04	9.5	F0		0.5				+2.0	
231	44 199	50.8	45 09	9.5	F8		0.5				+3.2	
232	44 198	50.8	44 40	9.1	A0	*n*,*nn*					+0.7	
233	43 180	51.0	44 04	9.1	F8							786
234	44 200	51.2	45 10	9.3	G-K							
235	43 181	51.2	43 57	9.2	G0		0.0				+5.3	
236	43 182	51.2	43 39	8.4	F8		0.5				+3.2	
237	43 183	51.3	43 55	8.8	F8-G0		2.0				—0.1	
238	44 202	51.4	45 03	8.5	A2	*n*,*nn*					+1.9	
239	47 256	51.6	47 22	8.4	F0		0.0				+2.7	
240	46 206	51.7	46 26	9.1	K							
241	46 207	51.8	47 00	8.9	F1		1.0				+1.3	
242	44 203	51.8	44 38	9.5	K							
243	47 258	52.0	47 38	8.2	A0	*nn*					+0.7	
244	45 237	52.0	45 18	6.1	K0			3.0	3.0		+0.4	
245	47 260	52.1	47 34	7.5	F2(A0)	*n*	3.0				—0.1	
246	43 186	52.1	44 05	9.5	F5							
247	45 239	52.2	45 48	9.2	A0	*n*,*nn*					+0.7	
248	46 211	52.3	46 59	7.9	K8					3.0	+0.3	
249	45 242	52.4	45 38	9.5	A2	*n*.*nn*					+1.9	
250	44 205	52.4	44 47	9.2	F0		1.0				+1.3	
251	47 264	52.5	47 41	7.3	K1			1.0	2.7?		(+2.9)	
252	44 206	52.6	45 03	7.5	A4	*n*					(+1.7)	
253	46 212	52.7	46 40	8.5	A0	*n*					+0.4	803
254	46 214	52.8	46 29	8.6	F2		0.5				+2.7	
255	46 215	53.0	46 31	8.5	B6	*ns*					(—0.9)	
256	44 208	53.0	44 25	8.1	G8			0.7			+5.7	808
257	45 245	53.1	45 36	9.5	K							
258	46 216	53.4	46 23	9.2	F0		0.0				+2.7	
259	46 219	53.5	46 56	8.7	K							
260	44 211	53.6	45 06	9.4	A5	*n*,*nn*					(+2.4)	
261	46 220	53.7	46 18	8.1	B9	*ns*,*n*					—0.1	
262	45 247	53.9	45 50	9.4	G							
263	44 212	54.1	44 37	9.5	F8							820
264	47 272	54.2	47 29	6.6	B-A							
265	43 193	54.4	44 10									
		54.4	44 10	9.5	A0	*nn*					+1.0	824
266	46 227	54.5	46 47	7.0	K2					2	—1.0	
267	46 226	54.5	46 21	7.9	F2		0.0				+3.2	
268	46 229	54.9	46 47	7.0	A3	*n*					+1.2	829
269	44 213	54.9	44 42	9.0	F2		1.0				+2.2	
270	45 252	55.1	45 37	9.0	F2		2.0				+3.2	
271	46 230	55.2	46 23	8.0	K8					3.0	+0.3	
272	43 196	55.2	44 07	9.5	F1		0.5				+2.0	
273	46 231	55.4	46 58	9.3	F1		0.0				+2.7	
274	46 232	55.5	47 00	8.5	F5		0.0				+3.2	
275	45 253	55.6	45 43	9.0	A0	*n*					+0.4	
276	44 215	55.6	44 55	7.0	G8			1.2			+3.9	
277	46 234	55.7	46 22	8.8	K2					2.0	—1.0	
278	44 216	55.8	44 15	9.2	G			0.5			(+5.0)	
279	46 237	56.1	47 09	7.5	F2		0.5				+2.7	
280	45 257	56.1	46 03	8.8	K3					3.0	+0.3	845
281	43 200	56.1	43 35	9.0	A3	*n*					+1.2	
282	44 217	56.3	45 03	9.5	F0		0.0				+2.7	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
283	+43° 199	$00^h56^m.4$	+43° 27′	$8^m.5$	A1	*n*					$+0^m.5$	
284	44 218	56.5	45 07	9.5	F5		1.0				+2.2	
285	46 240	56.6	46 41	9.2	A1	*n*					+0.4	
286	44 219	56.8	44 38	9.3	F5?		0.5				(+2.7)	
287	44 220	57.0	44 57	9.3	F2		1.5				+1.7	
288	46 241	57.1	47 09	7.4	A0	*nn*					+0.7	856
289	44 221	57.1	44 54	8.6	F1		0.5				+2.0	
290	45 261	57.2	46 00	8.8	A3	*n*					+1.2	
291	46 243	57.3	46 50	6.3	A0	*ns,n*					+2.0	862
292	45 263	57.4	45 30	9.4	A3	*nn*					+2.5	
293	47 291	57.5	47 20	7.7	B8	*s,ns*?					(—1.0)	
294	45 267	57.5	46 00	9.2	F							
295	45 269	57.6	45 26	9.0	F8-G							
296	45 268	57.7	46 01	8.7	K8					1.5	—1.4	
297	46 244	57.8	46 34	9.1	F8		0.5				+3.2	
298	47 297	57.9	47 42	8.5	A0	*n*					+0.4	
299	43 206	58.0	43 32	8.5	A?	*n*					+0.4	
300	46 245	58.2	47 06	7.0	B6	*s*					(—1.2)	
301	46 246	58.5	47 05	8.6	A0	*ns,n*					—0.1	
302	45 266	58.5	45 24	9.0	F5		0.0				+2.7	
303	46 248	58.8	46 23	9.1	A2	*n,nn*					+1.9	

Область HD 199178

1	+42°3799	$20^h33^m.3$	$+42^m$ 15	8°2	F0		0.0				$+2^m.7$	
2	44 3519	33.4	44 34	8.2	A2	*s,ns*					—1.0	
3	45 3229	33.8	45 26	9.1	A0	*n,nn*					+0.7	
4	43 3669	33.8	43 43	9.3	A							
5	42 3803	33.9	42 38	7.2	A0	*ns*					—0.7	
6	44 3521	34.0	44 11	8.9	G5?			0.5			(+4.8)	
7	42 3805	34.0	42 13	8.9	F1							14077
8	44 3523	34.4	44 23	9.0	A1	*n*					+0.4	
9	42 3808	34.4	43 04	8.9	A0	*n,nn*					+0.7	
10	42 3807	34.5	42 29	7.2	F8		0.5				+3.2	
11	44 3524	34.6	44 14	8.3	B9	*ns*					—0.7	
12	45 3231	34.7	45 23	9.4	B5	*s,ns*					—1.3	
13	45 3232	34.8	45 22	9.5	F-G							
14	43 3672	34.8	43 58	6.8	B8	*ns*					—0.6	
15	43 3674	35.0	43 47	9.2	K2					1.0	—1.9	
16	43 3673	35.0	43 28	8.8	A0	*n,nn*					+0.7	
17	44 3526	35.1	44 27	8.0	G5			2.5			0.0	
18	44 3525	35.1	44 17	9.0	G							14109
19	41 3839	35.1	41 54	9.3	A-F							
20	42 3810	35.2	43 04	8.7	K0?			0.7			(+5.7)	
21	42 3811	35.2	42 50	9.2	F1		0.5				+2.0	
22	44 3527	35.3	44 28	9.2	F1		0.5				+2.0	
23	44 3529	35.4	44 37	9.2	A5	*ns*					+1.8	
24	44 3530	35.5	44 40	9.4	A5							
25	43 3676	35.6	43 27	8.5	K0			2.5			+0.9	
26	42 3813	35.8	42 53	9.4	A0	*n,nn*					+0.7	
27	42 3814	35.9	42 56	9.3	F2(A3)	(*n,nn*)	0.0				+3.2	
28	45 3233	36.0	45 19	6.7	B5	*ns*					—1.1	
29	41 3845	36.0	41 54	6.5	F8		1.0				+1.5	
30	42 3815	36.1	42 20	8.7	F2		1.5				+1.7	
31	45 3234	36.5	45 26	8.5	G8			2.5			0.0	
32	42 3816	36.5	42 51	9.5	F							

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечание
33	+45°3235	$20^h36^m.6$	+45° 39′	$8^m.4$	F2		1.0				$+2^m.2$	
34	44 3537	36.6	44 53	9.4	F							
35	44 3536	36.6	44 40	9.4	F2							
36	42 3818	36.6	43 06	6.0	K0			1.8	1.5?		(+2.8)	
37	42 3819	36.6	42 34	9.3	F8-G							
38	42 3820	36.6	42 16	9.0	A3	*ns,n*					+0.5	
39	42 3821	36.7	42 25	8.8	F0		0.0				+2.7	
40	42 3822	36.7	42 10	9.4	A							
41	44 3538	36.8	44 25	8.1	B9	*ns,n*					—0.1	
42	42 3824	36.8	43 03	8.8	A2	*ns,n*					+0.5	
43	45 3237	36.9	45 12	8.1	A0	*ns*					—0.7	
44	45 3238	37.0	45 15	8.7	F-G							
45	42 3825	37.0	42 20	9.5	A							
46	43 3679	37.2	43 22	9.3	A-G							
47	42 3827	37.2	42 59	8.6	G							
48	43 3681	37.3	43 13	9.0	A3	*n,nn*	(1.5)				+1.9	Si, λλ4128-4132
49	44 3539	37.4	44 33	9.5	F2(A2)	(*n*)	0.5				+2.7	
50	41 3850	37.4	42 02	9.0	A5	*s,ns*					(+1.6)	
51	45 3239	37.6	45 26	8.3	B5	*ns*					—1.1	
52	43 3683	37.7	44 00	8.1	A1	*ns,n*					—0.1	
53	44 3540	37.8	44 46	9.5	A2	*n,nn*					+1.9	
54	44 3541	38.0	44 55	1.7	A2	*ss*					—4.1	
55	42 3830	38.1	42 45	9.5	A0							
56	43 3687	38.2	43 28	8.3	B9	*ns*					—0.7	
57	42 3833	38.2	43 05	7.8	A0	*ns,n*					—0.1	
58	42 3832	38.2	42 47	9.5	F0							
59	44 3542	38.3	44 17	8.9	A0	*ns,n*					—0.1	
60	42 3834	38.4	42 10	7.4	F2		0.5				+2.7	
61	45 3242	38.5	45 39	8.6	B5	*ns*					—1.0	
62	44 3545	38.5	45 00	9.1	G5			0.5			+4.8	
63	45 3243	38.6	46 00	8.4	F0		0.0				+2.7	
64	44 3546	38.6	45 05	9.4	A0	*n*					+0.4	
65	45 3244	38.9	45 58	9.2	A0	*n,nn*?					(+0.7)	
66	45 3245	39.0	45 29	7.6	G2		1.0				+1.5	14190
67	42 3836	39.0	42 14	9.4	A2	*n*					+1.2	
68	44 3548	39.1	44 28	9.5	F2		3.0				—0.1	
69	45 3246	39.2	45 32	9.2	F							
70	44 3549	39.2	44 59	9.4	F1		3.5				(—2.0)	14197
71	42 3838	39.3	42 13	9.0	A2	*n,nn*					+1.9	
72	42 3839	39.4	42 49	8.3	A0	*ns*					—0.7	14202
73	44 3550	39.6	44 54	9.1	A1	*n,nn*?					(+0.7)	
74	45 3247	39.7	45 28	8.9	B9	*n*					+0.4	
75	43 3693	39.7	43 49	9.4	F0		2.0				—0.5	
76	43 3695	39.7	43 43	8.7	G							
77	42 3843	39.7	42 31	9.2	A1	*ns*					—0.7	
78	42 3842	39.7	42 16	9.2	G-K							
79	44 3553	39.8	44 34	9.0	B9	*ns,n*					—0.1	
80	43 3697	39.8	44 04	9.4	F							
81	44 3551	39.8	44 45	9.0	F2		2.0				+1.2	
82	44 3552	39.8	44 35	9.1	A1	*ns,n*					—0.1	
83	43 3698	39.8	44 00	9.3	F							
84	45 3248	39.9	45 46	9.0	A0	*ns,n*					—0.1	
85	44 3555	39.9	44 39	8.7	K0			2.0?			(+1.8)	14216
86	45 3249	40.0	45 31	9.1	F2		0.5				+2.7	
87	45 3250	40.0	45 10	9.4	A0	*n,nn*					+0.7	
88	44 3554	40.0	44 55	8.5	K0			2.5	3.0		+0.8	
89	42 3845	40.0	42 47	9.5	A0	*ns*					—0.7	
90	44 3556	40.2	44 18	8.5	A1	*ns,n*					—0.1	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
91	+42°3846	$20^h40^m.2$	+42° 55′	$9^m.5$	F3		0.0				$+3^m.2$	14217
92	44 3559	40.3	44 54	9.2	A1	*ns*?					(—0.7)	
93	45 3252	40.4	45 58	7.5	K0			2.0	1.7		+2.3	14219
94	44 3561	40.5	44 51	8.3	G2		2.0				—0.1	
95	42 3847	40.6	42 16	8.3	F1		0.5				+2.0	
96	43 3701	40.9	43 36	8.6	B9	*ns*					—0.7	
97	43 3702	41.0	43 14	8.6	K0							
98	45 3254	41.0	45 13	9.3	A0	*n,nn*					+0.7	
99	43 3703	41.0	43 10	9.1	B9	*nn*					+1.0	14247
100	42 3851	41.3	42 20	8.8	A2	*ns,n*					+0.5	
101	43 3704	41.4	44 03	9.4	A2	*n,nn*					+1.9	14246
102	45 3256	41.7	45 23	8.8	A0	*n*					+0.4	
103	43 3706	41.7	43 16	8.7	A3	*n,nn*					+1.9	14256
104	41 3876	41.7	42 06	8.1	G5			3.0			—1.0	
105	43 3708	41.8	44 01	9.0	A2	*n,nn*					+1.9	
106	43 3709	41.9	43 16	8.9	A5	*ns,n*					+2.0	14263
107	45 3258	42.0	46 00	6.8	A0	*ns*					—0.7	
108	45 3259	42.1	45 22	9.1	A0	*n,nn*					+0.7	
109	42 3854	42.2	43 04	8.5	A0	*ns,n*					—0.1	
110	45 3262	42.3	45 50	8.7	M0					3.0	+0.3	
111	45 3264	42.4	45 25	9.0	A0	*ns,n*					—0.1	
112	44 3570	42.5	44 26	8.5	F1		2.0				—0.5	
113	44 3569	42.5	44 26	8.3	A3	*n*					+1.2	
114	44 3572	42.6	44 54	9.0	F0		1.0				+1.3	
115	41 3880	42.6	42 08	8.5	G8							
116	42 3855	42.7	42 49	8.6	K0			3.5	2.0?		(+1.0)	
117	41 3881	42.7	41 54	8.8	K0							
118	43 3713	42.8	43 28	8.8	G8							
119	44 3573	43.0	44 28	9.1	M0							
120	44 3574	43.1	45 09	8.6	F2		1.0				+2.2	
121	45 3270	43.3	46 10	6.4	A0	*ns*					—0.7	
122	43 3715	43.3	43 32	8.7	F1(A5)	(*ns,s*)	0.5				+2.0	
123	42 3858	43.3	42 34	9.3	A0	*n*					+0.4	
124	45 3271	43.4	45 41	8.8	M							CY Cyg.
125	44 3576	43.4	44 56	9.4	G1							
126	43 3716	43.4	43 36	9.2	F							
127	41 3884	43.6	42 03	6.8	A0	*ns*					—0.7	14293
128	45 3273	43.7	45 49	8.7	A1	*n*					+0.4	
129	42 3861	43.7	42 26	8.7	A0	*n,nn*					+0.7	
130	44 3578	43.8	44 48	9.5	F0							
131	43 3720	43.8	43 23	9.3	A1	*n*					+0.4	
132	42 3862	43.8	42 51	9.1	F1		1.0				+1.3	
133	45 3275	43.9	45 13	7.6	K5					2.0	—1.0	14298
134	42 3863	43.9	42 43	8.8	K3					2.0	—1.0	
135	44 3579	44.1	45 07	9.2	A0	*n*					+0.4	
136	42 3865	44.1	42 54	8.5	A2	*n*					+1.2	
137	44 3581	44.3	44 30	8.7	F0		0.0				+2.7	
138	45 3280	44.4	45 24	9.4	A1	*n,nn*					+0.7	
139	44 3582	44.4	44 24	8.5	F2		0.5				+2.7	
140	44 3584	44.4	44 14	8.9	A2	*n.nn*					+1.9	
141	43 3724	44.5	43 36	9.4	A5	*n*					+2.2	
142	44 3588	44.6	45 00	9.2	A0	*n,nn*					+0.7	
143	43 3725	44.6	43 34	9.2	F1		0.0				+2.7	
144	43 3728	44.7	43 42	8.9	K							
145	42 3868	44.8	42 26	9.4	F							
146	41 3895	44.9	41 54	8.2	G5			0.3			(+5.1)	
147	45 3288	45.0	45 17	8.5	G8			0.2			(+7.5)	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
148	+42°3870	$20^h45^m.0$	+42° 14′	$9^m.0$	A2	*n*					$+1^m.2$	
149	44 3590	45.1	45 05	7.6	B9	*ns*					−0.7	
150	43 3729	45.1	43 56	8.8	G8							
151	42 3871	45.1	43 02	8.4	K0				1.0		(+4.3)	
152	44 3592	45.2	44 54	9.0	F2		2.0				+1.2	
153	44 3593	45.3	44 50	9.3	G							
154	42 3872	45.3	42 55	8.0	K3					2.5	−0.4	
155	45 3289	45.4	45 29	8.6	G							
156	45 3290	45.5	45 16	8.5	B5	*s*					(−1.5)	
157	43 3730	45.5	43 50	8.7	F2		1.5				+1.7	
158	42 3873	45.5	42 35	7.4	B5	*ns*					−1.1	
159	43 3731	45.6	43 32	8.8	F1(A3)							
160	42 3874	45.6	43 06	9.2	F2		0.5				+2.7	
161	42 3876	45.8	42 16	8.6	K							
162	42 3877	45.9	42 45	8.8	F2		1.5				+1.7	
163	42 3878	45.9	42 57	9.2	A0	*nn*					+1.0	
164	45 3293	46.0	45 40	9.5	A0	*n,nn*					(+0.7)	
165	43 3733	46.0	43 41	8.5	G8			2.0?	0.2		(+4.0)	
166	43 3732	46.0	43 24	8.3	A0	*ns,n*					−0.1	
167	43 3735	46.1	43 34	9.3	F							
168	43 3736	46.1	43 16	9.4	F1(A3)		0.0				+2.7	
169	43 3737	46.3	43 32	9.5	F1		2.0?				(−0.5)	
170	42 3880	46.3	42 28	9.2	A3	*n,nn*					+1.9	
171	45 3296	46.5	46 04	9.1	F1		0.0?				(+2.7)	
172	43 3738	46.5	44 04	9.3	F2		3.0				−0.1	
173	41 3903	46.5	42 00	8.9	F0		0.5				+2.0	
174	43 3739	46.5	43 41	5.5	A5	*ns*					+1.8	14351
175	44 3596	46.6	44 59	8.7	K0							
176	44 3597	46.7	44 28	9.4	F3		4.0				(−1.6)	
177	43 3740	46.7	43 22	9.0	A0	*n*					+0.4	
178	43 3741	46.8	44 04	9.5	F1		3.0?				(−1.8)	
179	43 3742	46.8	43 13	9.2	A0	*n*					+0.4	
180	41 3906	46.8	41 55	9.2	A0	*n,nn*					+0.7	
181	42 3882	47.0	42 43	9.3	F1		0.0				+2.7	
182	41 3909	47.0	42 01	7.3	A0	*ns*					−0.7	
183	45 3300	47.2	45 49	9.3	A0	*ns*?					(−0.7)	
184	42 3883	47.2	42 16	9.2	A0	*n*					+0.4	
185	42 3884	47.4	43 09	9.2	F2		0.0?				(+3.2)	
186	45 3303	47.6	45 40	9.2	F1(A0)	(*n,nn*)	2.5				−1.0	
187	44 3600	47.6	44 20	8.9	F0		0.0				+2.7	
188	43 3743	47.6	43 41	9.4	F0		2.0?				(−0.5)	
189	42 3886	47.7	42 28	9.5	F							
190	42 3885	47.7	42 16	8.5	A0	*ns,n*					−0.1	14369
191	44 3603	47.7	44 56	8.8	F0		0.5				+2.0	14371
192	44 3602	47.8	44 41	8.8	K0							
193	45 3305	47.9	45 53	9.1	K							
194	44 3604	48.0	44 58	8.8	B9	*n*					+0.4	
195	44 3607	48.4	44 54	8.9	A3	*ns,n*					+0.5	
196	44 3608	48.5	44 44	9.0	F0		0.0				+2.7	
197	43 3746	48.4	43 23	8.3	A3	*nn*					+2.5	14382
198	43 3747	48.6	44 03	8.8	B5	*ns,n*					−0.9	
199	44 3610	48.7	44 23	9.1	F							
200	43 3748	48.7	43 47	9.4	F1		0.0				+2.7	
201	42 3890	48.8	42 50	8.8	F5							
202	42 3889	48.8	42 46	9.0	F0		0.0				+2.7	
203	41 3915	48.8	42 06	8.4	K0				1.5?		(+3.3)	

№	№ BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	к	M	Примечания
204	+43°3751	$20^h49^m.0$	+43° 49′	$9^m.0$	B5	*ns*					—1ᵐ.1	
205	45 3309	49.1	46 05	9.0	A0	*nn*					+1.0	
206	44 3613	49.2	44 20	8.8	K0							
207	42 3893	49.2	42 43	8.5	K5					1.5	—1.4	
208	42 3892	49.2	42 33	8.7	F9		0.0				+5.3	
209	45 3310	49.3	45 44	8.3	K0			0.0	0.2		(+6.8)	
210	42 3894	49.3	42 14	8.3	B3	*s,ns*					—2.0	14396
211	43 3753	49.3	43 21	9.0	F8							
212	45 3311	49.4	45 28	9.1	F0		1.0				+1.3	
213	45 3312	49.5	45 18	8.7	B8	*ns*					—0.6	
214	45 3313	49.6	45 26	9.3	A3	*n,nn*					+1.9	
215	44 3615	49.6	45 06	8.3	A2	*ns*					—0.2	
216	44 3616	49.6	44 19	9.1	A2	*ns,n*					+0.5	
217	43 3755	49.7	44 01	5.4	B5	*n*					—0.7	
218	44 3617	49.8	44 48	6.2	K0			2.5	4.2		0.0	
219	44 3618	49.8	44 18	9.5	A							
220	43 3756	49.8	43 13	9.5	A2	*n,nn*					+1.9	
221	41 3922	49.8	42 02	6.8	A0	*ns*					—0.7	
222	45 3316	49.9	45 26	9.1	K							
223	45 3317	50.0	45 39	8.8	A0	*ns,n*					—0.1	
224	42 3897	50.0	42 19	8.5	B9	*n*					+0.4	
225	44 3622	50.1	45 00	8.2	K0			0.7	0.5		+5.8	
226	44 3621	50.1	44 48	8.2	A0	*ns,n*					—0.1	
227	45 3319	50.3	45 53	9.5	A3	*n*					+1.2	
228	45 3320	50.3	45 37	8.0	G2		0.0				+5.3	
229	43 3759	50.4	44 00	7.5	G9			1.0			+4.6	
230	42 3898	50.4	43 06	9.0	A0	*n*					+0.4	
231	45 3323	50.5	45 11	9.2	F5		0.0				+3.2	
232	44 3624	50.6	44 44	7.2	B9	*s,ns*					—1.6	14411
233	41 3920	50.6	41 59	8.8	A2	*ns*	(1.5)				—0.2	Si, λλ4128–4132
234	44 3626	50.9	44 57	9.3	A0	*n,nn*					+0.7	
235	42 3902	50.9	43 05	8.9	A2	*n,nn*					+1.9	
236	42 3903	51.1	42 45	9.0	A2	*n*					+1.2	
237	41 3927	51.1	41 57	9.4	F1							
238	45 3326	51.3	45 51	6.8	A0	*n*					+0.4	
239	44 3628	51.3	44 45	8.3	A0	*ns*					—0.7	
240	44 3629	51.5	44 22	9.4	B5	*ns,n*					—0.9	
241	42 3906	51.6	42 44	9.2	A2	*n,nn*					+1.9	
242	42 3905	51.6	42 21	8.3	A0	*n,nn*					+0.7	
243	41 3932	51.6	42 08	6.9	B5	*s,ns*					—1.3	
244	43 3762	51.7	43 24	7.5	F2		0.5				+2.7	
245	45 3327	51.8	45 58	7.0	K0			1.2	1.2		+3.9	
246	45 3328	51.8	45 24	9.5	A	*n,nn*					(+2.0)	
247	42 3907	51.8	42 59	6.5	K5					2.0	—1.0	
248	41 3933	51.8	41 52	8.9	A2	*s,ns*					—0.1	
249	44 3631	51.9	44 54	8.3	A0	*n,nn*					+0.7	
250	44 3633	51.9	44 29	9.0	A0	*n,nn*					+0.7	
251	42 3908	51.9	42 37	9.3	A0	*n,nn*					+0.7	
252	44 3635	52.0	45 09	9.5	A							
253	42 3909	52.0	43 10	8.2	B9	*n,nn*					+0.7	
254	44 3636	52.2	44 25	9.5	B9							
255	43 3763	52.2	43 11	8.4	F5		0.0				+3.2	
256	41 3934	52.2	42 10	9.4	A-F							
257	45 3332	52.3	45 52	9.1	B9	*n,nn*					+0.7	
258	43 3764	52.3	43 22	9.5	A0	*nn*					+1.0	
259	45 3333	52.4	45 14	9.4	A0	*ns,n*					—0.1	
260	43 3766	52.4	43 59	6.7	B9	*ns*					—0.7	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
261	+43°3765	$20^h52^m.4$	+43° 14′	$8^m.6$	B9	*ns,n*					$-0^m.1$	
262	41 3936	52.4	41 56	9.4	B-A							
263	42 3911	52.6	43 02	6.7	B8	*s,ns*					−1.0	
264	42 3913	52.6	42 23	6.5	K0			2.5	1.5		+2.1	
265	41 3938	52.6	41 54	9.5	A							
266	45 3335	52.7	45 52	9.0	A3	*ns*					−0.2	14452
267	42 3914	52.7	42 44	8.3	B5?	*s,ss*					(−2.0)	
268	43 3767	52.8	43 31	7.0	K0			2.0	2.0		+2.1	
269	43 3768	52.9	43 56	9.4	B9	*n*					+0.4	
270	44 3638	53.0	44 13	9.5	A							
271	44 3640	53.1	45 09	9.2	A1							
272	44 3639	53.1	44 33	6.7	Oe5							
273	43 3769	53.1	43 12	9.5	A2							
274	42 3915	53.1	42 30	7.8	K0			1.0	1.3		+4.2	
275	45 3338	53.2	45 44	9.3	A1	*n,nn*					+0.7	
276	42 3917	53.2	42 33	9.0	A2	*n*					+1.2	
277	43 3770	53.3	43 33	9.3	G8							
278	45 3340	53.4	45 56	8.4	A3	*ns*	(4.0)				−0.2	Si, λλ4128—4132
279	44 3641	53.4	44 56	8.3	K0			0.7	0.2		+5.9	
280	43 3771	53.4	43 55	9.4	F							
281	44 3642	53.5	44 14	9.5	A							
282	42 3918	53.5	42 11	9.4	A3	*n*					+1.2	
283	44 3643	53.5	44 57	9.1	F1		1.0				+1.3	
284	44 3644	53.6	44 40	9.1	F8		0.0				+5.3	
285	45 3341	53.6	46 09	9.0	F							
286	42 3919	53.6	42 55	8.7	F2		0.5				+2.7	14474
287	45 3343	53.8	45 34	9.2	F8		1.5				+0.6	
288	41 3944	53.8	42 03	7.4	K3					2.0	−1.0	
289	45 3344	53.9	46 07	8.4	A2	*ns,n*					+0.5	
290	45 3345	54.0	45 43	9.1	F8		1.0				+1.5	
291	44 3646	54.2	45 05	8.8	F0		1.0				+1.3	
292	44 3648	54.2	45 07	9.3	F							14483
293	43 3775	54.2	43 48	8.3	A3	*n*					+1.2	
294	42 3921	54.2	42 15	9.5	F-G							
295	45 3346	54.3	45 37	8.3	F2		0.0				+3.2	
296	42 3923	54.3	42 52	9.1	A3	*ns*					−0.2	
297	45 3348	54.4	45 22	9.5	A							
298	44 3649	54.4	44 24	7.9	K8					3.0	+0.3	
299	41 3947	54.4	41 59	9.5	A0							
300	44 3651	54.5	45 09	9.4	F							
301	44 3652	54.5	44 39	8.4	F2		2.0?				(+1.2)	
302	43 3777	54.7	44 05	6.0	K0			3.2	3.0		+0.3	
303	44 3654	54.8	45 06	9.5	B8	*ns,n*					−0.1	
304	42 3925	54.8	43 03	9.2	F2		0.5				+2.7	14497
305	42 3927	54.9	43 04	9.5	A0	*nn*					+1.0	
306	41 3950	54.9	42 04	9.1	A2	*ns,n*					+0.5	
307	45 3350	55.0	45 36	9.1	B8	*s,ns*					−1.6	
308	43 3779	55.2	44 01	7.8	K0			2.5	4.5		+0.1	
309	45 3351	55.3	45 27	9.3	A1	*n,nn*					+0.7	
310	43 3780	55.3	43 40	7.0	K0			2.2	2.7		+1.3	
311	45 3352	55.5	45 52	7.4	A5	*ns*					+1.8	
312	45 3353	55.7	46 03	8.1	K0			0.0	1.0		(+5.6)	
313	44 3658	55.7	44 24	7.7	G5		0.5				(+4.8)	
314	42 3931	55.7	42 54	8.1	A1	*n,nn*					+0.7	
315	41 3956	55.8	41 56	6.5	B9	*ns*					−0.7	
316	42 3932	55.9	42 40	8.1	B8	*ns*					−0.6	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
317	+43°3782	$20^h56^m.0$	+43° 50′	$7^m.3$	K0				2.0		$+2^m.4$	
318	45 3355	56.2	45 13	9.4	A0	*n*					+0.4	
319	45 3356	56.2	45 34	9.0	K0			0.2			(+7.0)	
320	44 3661	56.3	44 36	7.2	G3		5.0				−3.2	
321	42 3934	56.3	42 32	7.5	F1		0.5				+2.0	
322	44 3662	56.4	44 51	9.0	F2		0.5				+2.7	
323	44 3667	56.7	44 16	9.5	A-F							
324	42 3936	56.8	43 10	8.1	A0	*ns,n*					−0.1	
325	45 3360	57.0	45 51	9.5	A-F							
326	45 3359	57.0	45 37	9.5	A0	*ns,n*					−0.1	
327	41 3964	57.1	42 09	9.4	F8-G							
328	44 3670	57.2	45 06	8.8	G6			0.2			(+7.0)	
329	44 3668	57.2	44 22	9.1	K							
330	44 3669	57.2	44 23	8.9	G8			0.5			+6.3	COCyg
331	42 3937	57.3	42 23	9.2	A0	*ns*					−0.7	
332	45 3361	57.4	46 00	8.7	A5	*ns,n*					+2.0	
333	45 3363	57.4	45 48	9.5	A3	*n,nn*					+1.9	
334	44 3672	57.5	45 04	9.4	G							
335	43 3785	57.5	43 36	9.5	A							
336	42 3939	57.5	43 08	8.6	F0		0.0				+2.7	
337	45 3364	57.7	45 46	5.7	B5	*s,ns*					−1.3	
338	43 3786	57.6	43 19	7.8	B9	*ns*					−0.7	
339	44 3673	57.9	45 06	9.4	A2	*n,nn*					+1.9	
340	45 3368	58.2	45 26	9.4	K							
341	43 3789	58.2	43 47	7.0	A2	*s,ns*					−1.0	14560
342	42 3942	58.2	42 30	9.4	A							
343	42 3943	58.3	42 18	9.4	G							
344	45 3369	58.4	45 16	9.2	A2	*n,nn*					+1.9	
345	42 3944	58.4	42 27	8.9	K2					2.5	−0.4	
346	42 3947	58.5	42 36	8.8	K							
347	45 3370	58.7	45 49	9.4	A							14572
348	42 3948	58.7	42 12	9.4	F0?							
349	43 3792	58.8	43 45	8.5	A0	*s,ns*					−1.6	
350	44 3679	58.9	44 24	6.8	M0					1.5	−1.4	
351	45 3371	59.1	45 29	8.0	K3					2.5	−0.4	
352	44 3680	59.1	44 14	7.6	K3					2.5	−0.4	
353	45 3375	59.3	45 56	8.9	A0	*ns,n*					−0.1	
354	45 3374	59.3	45 27	6.7	B5	*ns,n*					−1.1	14585
355	45 3376	59.4	45 38	9.0	A0	*n*					+0.4	
356	45 3377	59.5	45 53	9.0	A							
357	44 3682	59.5	44 25	7.3	G							
358	43 3794	59.7	44 10	9.5	F							
359	42 3950	59.7	42 46	9.5	A							
360	44 3684	59.9	44 35	9.3	A5	*n*					+2.2	
361	45 3381	21 00.0	45 24	8.8	B9	*n*					+0.4	
362	41 3985	00.0	41 53	9.0	B2	*s,ns*					−2.5	
363	44 3685	00.1	44 58	8.0	B9	*ns,n*					−0.1	
364	43 3796	00.3	43 41	9.4	G3		0.0				+5.3	
365	43 3797	00.3	43 12	7.5	K0			3.0			+0.2	
366	42 3955	00.3	42 58	9.5	A-F							
367	41 3989	00.3	42 02	9.3	A5	*ns*					+1.8	
368	45 3384	00.4	45 56	8.0	B5	*ns*					−1.1	
369	44 3687	00.5	44 59	8.8	K							
370	44 3688	00.6	44 45	8.1	F2		2.0				+1.2	
371	43 3798	00.9	44 01	9.5	B3	*ns*					−1.5	
372	41 3991	00.9	42 03	8.2	M0					1.5	−1.4	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
373	+45°3389	$21^h01^m.0$	+45° 39′	$8^m.0$	K0				0.0		$+6^m.5$	
374	44 3691	01.1	44 29	9.1	K							
375	41 3993	01.1	42 05	8.3	M					3.5	+1.2	
376	43 3800	01.3	43 32	4.0	K5					1.0	—1.9	
377	42 3959	01.4	42 44	9.5	F1		1.5				+0.5	
378	42 3960	01.4	42 55	9.5	F							
379	45 3394	01.5	45 38	9.2	A0	*nn*					+1.0	
380	45 3693	01.5	44 37	8.6	G3		1.0				+1.5	
381	44 3695	01.7	45 05	9.1	A3	*n,nn*					+1.9	
382	45 3398	01.7	45 22	9.1	F1		1.0				+1.3	
383	42 3962	01.7	42 49	9.4	A1	*n,nn*					+0.7	
384	43 3802	01.8	43 17	8.8	K1			1.0	2.0		+3.5	
385	44 3696	01.9	44 39	9.5	F							
386	42 3965	02.0	43 08	9.4	F8		0.0				+5.3	
387	42 3964	02.0	42 16	9.5	F							
388	45 3401	02.3	45 17	9.0	F0		0.5?				(+2.0)	
389	42 3969	02.3	42 27	9.3	F2		2.0?				(+1.2)	
390	41 3997	02.3	41 47	9.5	A?							
391	45 3403	02.4	45 19	8.4	A2	*n*					+1.2	
392	45 3404	02.5	45 38	9.1	K3					3.5	+1.2	
393	44 3700	02.5	44 24	8.1	K1			1.5	2.5		+2.3	
394	45 3405	02.6	46 05	9.4	F							
395	43 3803	02.6	43 53	9.5	A							
396	43 3805	02.6	43 24	8.2	F2		1.0				+2.2	
397	41 4001	02.7	41 58	9.1	F5							
398	44 3701	02.8	44 52	8.3	A0	*n*	(4.5)				+0.4	Si, λλ4128—4132
399	41 4002	02.8	42 02	9.5	A5?							
400	43 3806	03.1	43 23	8.3	A0	*n,nn*					+0.7	
401	42 3974	03.2	42 32	9.4	A0	*nn*					+1.0	14653
402	45 3410	03.3	45 17	7.0	G/A2							
403	45 3411	03.3	45 49	9.2	A1	*n,nn*					+0.7	
404	41 4006	03.3	41 50	9.5	Pe							
405	44 3704	03.4	44 23	9.1	A5	*n*					+2.2	
406	42 3978	03.4	42 58	9.2	A8	*n*					+2.2	14662
407	42 3977	03.4	42 13	9.2	F							
408	43 3808	03.5	43 28	9.2	F1		0.5?				(+2.0)	
409	44 3709	03.6	44 58	9.0	A0	*ns*					—0.7	
410	44 3710	03.6	44 16	7.5	B9	*ns*					—0.7	14664
411	45 3415	03.7	45 46	8.8	K0							
412	42 3980	03.7	42 15	8.9	A0	*n*					+0.4	
413	45 3416	03.8	45 32	8.7	A0	*ns,n*					—0.1	
414	45 3417	03.8	45 19	9.3	F0		5.0					
415	41 4008	03.8	42 06	9.1	F5?		4.0?				—1.6	
416	41 4010	03.8	41 55	8.9	F1		2.0				—0.5	
417	45 3418	03.9	45 41	9.0	A0	*ns,n*					—0.1	
418	42 3981	03.9	42 46	9.0	A0	*n*					+0.4	
419	44 3711	04.2	44 34	7.5	A1	*ns,n*					—0.1	
420	43 3814	04.5	43 48	9.4	A3	*n,nn*					+1.9	
421	45 3422	04.6	46 02	8.6	G8							
422	45 3423	04.6	45 17	9.3	F0		0.5				+2.0	
423	43 3815	04.6	43 21	7.8	F8		1.5				+0.6	
424	41 4015	04.9	42 10	9.0	K							
425	43 3817	05.0	43 26	7.8	A0	*ns*					—0.7	
426	41 4016	05.3	42 04	8.9	F1							
427	42 3984	05.4	42 57	9.5	A							
428	41 4018	05.4	41 57	9.0	A0	*ns*?					(—0.7)	
429	42 3985	05.5	42 27	9.4	A2	*s,ns*					—1.0	
430	45 3425	05.5	45 35	8.6	F6		0.0				(+3.7)	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечание
431	+41°4019	$21^h05^m.6$	+41° 57′	$9^m.2$	F1		0.5?				(+2.0)	
432	44 3715	05.6	44 29	8.8	A0	*n*					+0.4	
433	43 3821	05.6	43 17	9.1	A0	*ns*					—0.7	
434	45 3426	05.7	45 55	9.0	B9	*ns*					—0.7	
435	44 3716	05.7	44 17	9.1	F-G							
436	44 3717	05.8	44 49	8.3	K0			1.0?	1.0		+4.5	
437	41 4021	05.9	42 02	7.6	A0							
438	42 3986	05.9	42 55	9.0	A5	*ns,n*					+2.0	
439	45 3427	06.0	45 20	7.2	B3	*s*					—2.4	
440	42 3987	06.1	43 04	9.2	A3?	*s*					(—2.0)	
441	45 3430	06.2	46 00	8.0	B8	*s*					(—1.5)	
442	45 3429	06.2	45 45	7.5	F6		0.5				(+2.8)	
443	43 3822	06.2	43 48	7.1	K0			1.2	1.0		+4.2	
444	42 3988	06.3	43 02	8.5	G5			5.0				14706
445	42 3989	06.3	42 47	8.8	G6							
446	44 3718	06.4	45 06	6.8	B5	*ss,s*					(—2.0)	
447	43 3824	06.4	43 35	8.2	A1	*ns,n*					—0.1	14705
448	43 3825	06.5	43 35	8.0	A0	*ns,n*					—0.1	14711
449	42 3992	06.6	42 43	9.0	G							
450	44 3721	06.7	45 09	8.8	B9	*n*					+0.4	
451	45 3432	06.7	45 28	9.5	A0	*n*					+0.4	
452	44 3720	06.7	45 04	9.4	A2	*n,nn*					+1.9	
453	44 3723	06.8	45 00	9.3	B5							
454	44 3726	07.1	45 11	9.5	B8							
455	45 3436	07.3	45 42	8.2	F2		0.5				+2.7	
456	45 3438	07.7	45 16	6.5	A5	*s,ns*					+1.6	

Область HD 220821

1	+46°3964	$23^h07^m.1$	+46° 16′	$7^m.0$	G5			0.5			+4.8	
2	43 4412	07.3	46 48	7.8	B8	*n*					—0.1	
3	46 3966	07.3	46 21	9.1	A3							
4	43 4413	07.5	43 38	9.1	A0							
5	44 4350	07.7	44 17	8.2	A0	*n*					+0.4	16586
6	43 4414	07.8	44 13	9.2	A2	*n*					+1.2	
7	44 4352	08.1	45 03	8.6	G8?			1.0			(+4.6)	
8	45 4167	08.2	46 04	8.5	A0	*n*					+0.4	
9	45 4171	08.4	44 26	9.5	A0	*nn*					+1.0	
10	45 4169	08.5	45 50	8.8	G-K							16601
11	44 4353	08.6	44 18	9.2	A1	*nn*					+1.0	
12	45 4173	08.7	45 31	8.5	F9		0.0				+5.3	16606
13	44 4354	08.7	44 21	8.9	G-K							
14	42 4604	08.7	43 04	9.0	A0	*n,nn*					+0.7	
15	44 4356	08.9	44 41	9.0	A0	*n,nn*					+0.7	
16	43 4416	09.2	44 03	7.8	F1		1.0				+1.3	
17	45 4174	09.3	46 08	8.2	G8			1.5	2.0?		+2.7	
18	45 4175	09.5	45 35	8.0	F2		1.0				+2.2	
19	44 4358	09.5	44 36	8.5	F2		0.5				+2.7	
20	42 4608	09.7	43 10	7.4	F8		0.5				+3.2	
21	42 4607	09.7	42 56	7.9	F1		0.0				+2.7	
22	43 4420	09.9	43 33	9.3	A5	*n*					+2.2	
23	42 4610	09.9	43 05	9.5	B8	*n*					—0.1	
24	45 4179	10.4	46 00	7.1	A0	*ns,n*					—0.1	
25	44 4360	10.4	44 29	9.0	F0		0.0				+2.7	
26	42 4615	10.4	42 46	8.5	B9	*ns,n*					—0.1	16625
27	43 4422	10.5	44 04	9.5	A0	*nn*					+1.0	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
28	+45°4182	$23^h10^m.9$	+46° 02′	$9^m.0$	G5-K							
29	44 4362	11.1	44 36	8.8	B9	*ns*					$-0^m.7$	
30	45 4183	11.2	46 04	9.0	B9	*n*					+0.4	
31	44 4363	11.4	44 23	9.0	A0	*n*					+0.4	
32	46 3993	12.1	46 16	8.3	A0	*ns*					—0.7	
33	43 4431	12.4	46 22	8.5	A0	*n,nn*					+0.7	
34	46 3996	12.5	46 17	8.5	F9		1.5				+0.6	
35	44 4367	12.5	44 48	9.5	A2	*n*					+1.2	
36	44 4368	12.5	44 37	6.2	K0			2.5	2.2		+1.4	
37	42 4627	13.1	43 01	8.0	F2		1.5				+1.7	
38	44 4373	13.2	44 57	6.5	B9	*ns,n*					—0.1	
39	46 4000	13.7	46 43	7.7	A0	*n*					+0.4	16667
40	45 4189	13.7	46 15	8.4	A0	*n,nn*					+0.7	
41	43 4435	13.7	43 41	9.4	A0	*n*					+0.4	
42	45 4190	13.9	46 13	8.4	A0	*ns*					—0.7	
43	44 4374	13.9	44 53	8.8	A0	*n*					+0.4	
44	45 4192	14.3	45 21	9.3	F1		0.5				+2.0	
45	44 4378	14.3	44 35	6.8	A3	*ns*					—0.2	
46	45 4194	14.5	45 51	8.8	G0		0.7				+2.3	
47	42 4637	14.6	42 52	9.0	G-K							
48	45 4195	14.7	45 37	8.5	F3		1.5				+1.7	
49	45 4197	15.5	45 23	9.0	A2	*n*					+1.2	
50	42 4643	15.5	42 49	9.3	A0	*nn*					+1.0	
51	42 4642	15.5	42 38	8.2	A0	*ns*					—0.7	
52	46 4010	15.7	46 22	8.7	A0	*ns,n*					—0.1	
53	44 4385	15.9	44 27	9.1	A0	*n,nn*					+0.7	
54	43 4439	16.0	44 02	7.9	K1			2.0?	2.2		+1.9	
55	43 4440	16.0	43 34	6.3	A2	*ns,n*					+0.5	16685
56	43 4443	16.4	43 47	9.2	G8			0.5?			(+6.3)	
57	43 4445	16.8	43 33	7.3	K1			0.9	0.7		+5.0	
58	46 4019	16.9	46 48	7.5	A0	*n,nn*					+0.7	
59	44 4389	17.0	44 38	8.1	K2					2.5	—0.4	
60	42 4649	17.1	42 49	9.5	A2							
61	44 4391	17.4	44 41	9.3	F2		0.0				+3.2	
62	44 4392	17.5	44 46	9.2	G-5			2.0?			+(1.8)	
63	42 4651	17.5	42 56	9.3	A1	*nn*					+1.0	
64	46 4021	17.7	46 15	8.6	F1		0.0				+2.7	
65	45 4204	17.7	45 59	8.9	A0	*ns,n*?					(—0.1)	
66	44 4394	18.2	44 55	9.5	A0	*ns,n*					—0.1	
67	42 4654	18.2	43 07	9.0	F							
68	42 4655	18.2	43 12	9.4	A0	*n*?					(+0.4)	16714
69	44 4395	18.3	44 35	9.2	A1	*n,nn*					+0.7	
70	44 4396	18.3	44 27	8.5	A1	*ns,n*					—0.1	
71	42 4656	18.3	42 59	9.0	A5	*ns,n*					+2.0	
72	44 4397	18.5	44 26	9.0	F1		0.0				+2.7	
73	44 4399	18.7	45 15	8.5	K1			1.5			+3.1	
74	46 4028	18.8	46 20	8.6	G		0.5				+3.2	
75	45 4208	18.9	45 49	8.1	K3					3.0	+0.3	
76	45 4209	19.2	45 50	9.2	F2		2.0				+1.2	
77	44 4402	19.3	44 18	9.4	A5	*n*?					(+2.2)	
78	45 4210	19.5	45 26	8.4	A0	*ns*					—0.7	
79	44 4403	19.5	44 56	9.1	A2	*n*					+1.2	
80	44 4404	19.7	45 14	8.9	F2		0.5				+2.5	16737
81	45 4213	19.8	45 50	9.4	A0	*n,nn*					+0.7	
82	43 4454	19.8	43 35	9.3	A							
83	45 4215	19.9	46 08	9.5	A0	*nn*					+1.0	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128—4138	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
84	+43°4456	$23^h19^m.9$	43° 45′	$8^m.5$	A0	*n*					$+0^m.4$	
85	46 4037	20.0	46 23	9.2	A0	*ns,n*?					(—0.1)	
86	45 4217	20.0	46 05	9.5	B9	*n*					+0.4	
87	44 4407	20.0	44 30	9.1	A0	*n,nn*					+0.7	
88	43 4458	20.1	43 49	9.5	A2	*n,nn*?					(+1.9)	
89	42 4663	20.3	42 52	8.6	B9	*ns,n*					—0.1	
90	46 4041	20.4	46 39	8.5	A0	*n,nn*					+0.7	
91	44 4413	20.7	44 24	8.5	A1	*n*					+0.4	
92	42 4664	20.7	42 14	9.4	F0							
93	45 4219	21.0	45 54	9.0	A8	*ns*					+1.8	
94	44 4414	21.0	44 47	7.5	G2		1.0				+1.5	
95	45 4220	21.1	46 01	9.5	A0	*n,nn*					+0.7	
96	42 4666	21.1	42 50	8.9	G5-K			2.0?			(+1.4)	
97	44 4417	21.2	44 49	8.0	G3		0.5				+3.2	
98	44 4418	21.2	44 29	9.0	K5					3.0	+0.3	16749
99	43 4459	21.2	43 06	9.0	F8		0.0				+5.3	
100	46 4047	21.8	46 45	8.0	A0	*n,nn*					+0.7	
101	44 4419	21.8	44 47	7.2	G3		0.5				+3.2	
102	43 4461	22.1	43 56	9.5	A0	*n,nn*					+0.7	
103	45 4225	22.2	46 14	8.7	A3	*ns,n*					+0.5	
104	42 4671	22.2	42 52	9.0	F6		0.5				+2.9	
105	44 4421	22.5	44 49	7.0	A1	*n*					+0.4	
106	43 4462	22.6	43 19	8.0	K3					4.0	+2.4	
107	43 4464	22.8	43 44	9.5	A0							
108	43 4465	22.9	44 14	7.0	G8			2.5	3.5		+0.4	
109	46 4051	23.1	46 17	9.0	G5			0.5			+4.8	
110	42 4617	23.1	43 06	8.5	A8	*ns*					+1.8	
111	45 4232	23.2	45 24	9.4	A3							
112	42 4681	23.4	42 59	9.1	G2							
113	46 4053	23.5	46 44	8.0	K5					3.0	+0.3	
114	45 4234	23.7	46 03	8.3	F5		0.5				+2.7	
115	44 4424	23.7	45 09	7.3	G8			3.0	3.5		+0.1	
116	46 4054	23.9	46 48	8.4	F3		1.5				+1.7	
117	43 4468	23.9	43 35	9.3	A							
118	44 4425	24.0	46 47	9.3	A0	*n,nn*					+0.7	
119	43 4469	24.0	44 13	9.3	A0	*n,nn*					+0.7	
120	45 4238	24.1	45 58	8.9	A0	*n,nn*					+0.7	
121	44 4427	24.1	44 43	8.7	A0	*n,nn*	(5.0)				+0.7	Si, λλ4128—4132, Mn>4020
122	42 4685	24.3	42 50	9.1	A3	*nn*					+2.5	16783
123	45 4247	24.4	45 29	9.1	G0		0.0				+5.3	
124	45 4241	24.6	45 55	7.0	A1	*ns*					—0.7	
125	44 4428	24.8	45 13	8.5	G2		0.0				+5.3	
126	46 4057	25.1	46 21	9.0	F2		0.0				+3.2	
127	44 4429	25.1	45 14	9.1	F1		0.5				+2.0	
128	44 4430	25.1	44 55	8.5	A0	*ns,n*					—0.1	
129	43 4471	25.1	43 24	7.8	A2	*n,nn*					+1.9	
130	45 4242	25.3	45 20	9.0	A0	*n,nn*					+0.7	
131	45 4243	25.4	45 45	8.0	K0			2.0	2.7		+1.5	
132	43 4473	25.4	43 52	8.0	F9		1.5				+0.6	
133	46 4060	25.5	46 23	9.0	A8	*ns*					+1.8	
134	42 4688	25.6	42 59	9.0	A0	*nn*					+1.0	
135	43 4474	25.7	42 33	9.2	F0		0.5				+2.0	
136	46 4064	25.9	46 21	8.6	A0	*ns,n*					—0.1	
137	45 4246	25.9	45 36	8.0	K3					3.5	+1.2	
138	43 4475	25.9	43 25	8.1	G8			3.0			+0.2	
139	42 4689	26.1	42 53	8.6	F5		1.0				+2.2	
140	44 4434	26.2	44 22	8.8	G-K							

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
141	+43°4476	23^h26^m3	+43° 55′	9^m3	A0	n,nn					$+0^m7$	
142	45 4248	26.4	45 41	8.8	A5	ns					+1.8	
143	43 4478	26.4	43 47	9.3	A0	n,nn					+0.7	
144	43 4479	26.5	43 20	9.5	A0	n,nn					+0.7	
145	42 4692	26.6	42 49	8.0	A2	n					+1.2	
146	46 4069	26.7	46 29	8.5	K0				2.0?		(+2.4)	
147	43 4481	27.0	43 31	6.8	K2					2.5	—0.4	
148	45 4251	27.1	46 14	7.8	A0	n					+0.4	
149	45 4253	27.2	45 35	9.5	A0	n					+0.4	
150	45 4252	27.2	45 21	7.0	K5					2.5	—0.4	
151	43 4482	27.2	43 16	8.1	A2	n					+1.2	16818
152	42 4695	27.4	42 46	9.0	A5	ns					+1.8	
153	43 4483	27.6	44 12	9.3	A2	n,nn					+1.9	
154	42 4697	27.7	42 39	8.2	G8				1.2		+3.9	
155	45 4257	27.8	46 14	9.2	A0	n,nn					+0.7	
156	43 4484	27.9	44 06	8.0	A5	ns					+1.8	
157	43 4485	27.9	43 43	9.5	A2	n?					(+1.2)	
158	46 4074	28.1	46 28	7.0	F8		0.5				+3.2	
159	45 4260	28.1	45 32	9.2	A0	n					+0.4	
160	45 4259	28.2	45 35	7.0	K5					2.5	—0.4	
161	44 4440	28.8	44 41	8.5	K0			2.5?			(+0.9)	
162	44 4441	28.9	44 30	6.5	K0			2.5	2.5		+1.2	
163	45 4262	29.0	45 35	7.0	K0			2.5	2.5?		(+1.2)	
164	43 4489	29.1	43 21	6.9	A0	ns,n					—0.1	
165	46 4077	29.2	46 32	9.4	A—F							
166	43 4492	29.4	43 21	9.1	B9	n					+0.4	
167	46 4079	29.5	46 43	9.5	A0	n,nn					+1.0	
168	43 4493	29.7	43 27	9.1	G2—G8							
169	45 4269	29.9	45 32	9.1	F8		1.0				+1.5	
170	42 4704	29.9	42 52	9.5	A0	nn?					(+1.0)	16842
171	46 4081	30.0	46 18	8.4	K8—M0					3.0	+0.3	
172	42 4706	30.0	42 40	7.5	A0	n					+0.4	
173	46 4082	30.2	46 57	8.3	F0							16844
174	46 4084	30.3	46 32	9.5	A0	nn					+1.0	
175	45 4273	30.3	45 48	9.0	K							
176	42 4708	30.3	42 40	9.3	F1		0.5				(+2.0)	16847
177	45 4274	30.5	45 52	9.5	A0?							
178	43 4497	30.5	43 35	7.3	A3	ns					—0.2	
179	42 4709	30.5	42 51	8.9	F8—G0							
180	45 4275	30.8	45 46	8.9	B9	ns,n					—0.1	
181	44 4454	31.7	44 58	8.0	G5			0.7			+4.3	
182	46 4093	31.8	46 27	8.9	A0	ns,n					—0.1	
183	42 4714	32.0	42 46	7.8	K0			2.5			+0.9	
184	45 4280	32.1	45 39	8.5	K0			3.0	4.0?		(—0.2)	
185	45 4282	32.3	45 44	8.0	A0	ns					—0.7	
186	43 4507	32.4	43 29	8.8	A0	n,nn					+1.0	
187	44 4457	32.5	45 10	7.8	K							
188	45 4283	32.7	45 55	3.5	K0			1.5	1.5		+3.2	
189	44 4458	32.7	44 30	8.1	A0	ns					—0.7	
190	43 4508	32.7	43 53	6.3	B9	ns					—0.6	16877
191	44 4459	32.8	44 25	9.2	G			0.7			(+4.3)	
192	45 4286	32.9	45 31	8.0	A0	ns,n					—0.1	
193	45 4288	33.0	45 39	6.8	G5			0.7			+4.3	
194	44 4460	33.2	44 50	9.0	A5	ns?					(+1.8)	
195	44 4461	33.2	44 34	8.4	G							
196	42 4716	32.6	43 10	8.2	G—K			1.0			+4.6	

№	№BD	α_{1900}	δ_{1900}	m	Сп.	H	4128–4132	CN 3883	CN 4215	k	M	Примечания
197	+42°4715	$23^h32^m.6$	+43° 04′	$8^m.7$	G0?							
198	44 4462	33.2	44 28	8.4	F8—G							
199	42 4720	33.2	42 43	4.2	B8	*ns*					—0.6	
200	45 4289	33.3	46 13	9.1	F1		0.5				+2.0	
201	43 4512	33.4	43 43	8.4	F3		2.0				+1.2	
202	43 4514	33.5	44 09	8.5	A0	*n,nn*					+0.7	
203	43 4515	33.7	44 08	8.4	F2		0.5				+2.7	
204	43 4516	33.9	43 52	9.0	F1(A3)	(*n*)	0.5?				(+2.0)	
205	43 4519	34.3	43 33	8.7	F8		1.5				+0.6	16903
206	46 4112	34.4	46 55	9.3	A0?							
207	44 4464	34.5	45 10	7.5	A0	*n*					+0.4	16904
208	45 4294	34.6	45 45	9.2	F1		0.5				+2.0	
209	46 4114	34.7	46 54	8.8	B9	*n*					+0.4	
210	42 4726	34.7	42 47	7.5	F3		1.0				+2.2	
211	46 4115	34.8	46 29	8.8	F0		0.0				+2.7	
212	46 4117	35.0	46 49	8.6	G8—K0							
213	44 4466	35.0	44 53	7.8	M0					2.5	—0.4	
214	46 4121	35.3	46 20	8.8	A0	*ns*					—0.7	
215	44 4467	35.3	44 31	7.0	A0	*ns,n*					—0.1	
216	45 4299	35.4	46 10	9.0	G2		0,5				+3.2	
217	43 4522	35.5	43 47	4.7	A0	*n*					+0.4	16916
218	46 4124	35.8	47 23	9.5	A0	*nn*?					(+1.0)	
219	45 4300	36.0	45 47	9.4	F5		0.0				+3.2	
220	43 4525	36.0	44 11	9.5	A2	*n,nn*					+1.9	
221	42 4732	36.0	43 00	9.1	F1							
222	45 4301	36.2	45 40	7.0	F6		1.0				(+2.0)	
223	43 4526	36.2	43 50	8.8	A0	*n,nn*					+0.7	
224	46 4127	36.5	46 18	7.0	B9	*s,ns*					—1.6	
225	45 4302	36.5	46 04	8.7	M0					3.0	(+0.3)	
226	45 4304	36.8	45 17	8.5	G5—K			1.0	1.0		(+4.5)	16936
227	42 4739	37.1	42 37	9.0	F1		0.0				+2.7	
228	46 4132	37.2	46 31	8.0	G8			3.5	4.0		—0.5	
229	44 4473	37.3	44 26	6.5	K3					2.5	—0.4	
230	43 4530	37.3	44 13	6.8	A8	*ns*					+1.8	
231	46 4137	37.6	46 22	8.2	K0			3.0	2.7		+0.7	
232	46 4139	37.9	46 54	8.4	A0	*nn*					+1.0	16947
233	46 4140	37.9	46 18	8.9	G—K			1.2			(+3.9)	
234	44 4475	38.0	44 20	8.4	F1		0.5				+2.0	
235	46 4142	38.3	46 28	8.5	A2	*n*					+1.2	
236	46 4144	38.7	46 47	7.9	K3					3.5	+1.2	
237	46 4145	39.1	46 31	8.9	A3	*n*					+1.2	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определение возможности применения двухмерной спектральной классификации к спектрам, полученным с объективной призмой при весьма малой дисперсии, было основной задачей работы. Опыт такого рода классификации дал положительный результат. На основании полученного материала было возможно установить критерии для первого и для второго спектральных параметров. Ввиду малой дисперсии критерии базировались в основном на широких блендах и на интенсивности непрерывного спектра

и молекулярных полос. Из отдельных линий были использованы линии водорода, гелия и кальция.

Был применен метод глазомерной оценки критериев светимости звезды. Такой простой прием дает возможность достаточно быстро получить ориентировочные сведения для большого числа звезд.

Точность определения спектрального класса достаточно высока. Точность определения абсолютных величин значительно меньше.

Сравнение полученных абсолютных величин некоторых звезд с абсолютными величинами, определенными в Маунт Вилсон и в Стокгольме дает соответственно следующие средние отклонения: $\pm 0^m.7$ и $\pm 1^m.2$. Вычисленные вероятные ошибки определений абсолютных величин примерно такого же порядка. Сравнение бергедорфских характеристик светимости для интервала G5 — K1 с абсолютными величинами данной работы дает мало удовлетворительный результат, несмотря на то, что критерий светимости был один и тот же.

Вполне возможно в дальнейшем улучшение методики классификации и повышение точности результатов (применение астрографа с лучшей фокальной кривой, увеличение числа стандартных звезд, употребление большего числа критериев и т. п.).

Литература

1. В. Микулин. Современная фоторецептура. Госкиноиздат, 1949.
2. A. Cannon a. E. Pickering. Harv. Ann. **91—99**, 1918—1924.
3. A. Schwassmann. P. van Rhijn. Bergedorf. Spektr.-Durchmuster, **Bd. 2**, 1938.
4. Б. Окунев. Изв. ГАО, **10**, 6, 1927.
5. D. Edwards. M. N. **87**, 364, 1927.
6. E. Williams. Ap. J. **83**, 305, 1936.
7. P. Keenan. Ap. J. **93**, 475, 1941.
8. W. Adams, A. Joy, M. Humason, A. Brayton. Ap. J. **81**, 187, 1935.
9. T. Elvius. Stock. Ann. **16**, 4, 1951.
10. S. Verweij. Publ. Astr. Inst. Univ. Amsterd. **5**, 1936.
11. A. Pannekoek. Publ. Astr. Univ. Amsterd. **4**, 1935.
12. S. Günther. Zs. f. Ap. **7**, 106, 1933.
13. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949 (см. рис. 34).
14. Э. Р. Мустель. Успехи астрон. наук **3**, 155, 1947.
15. B. Lindblad. Ap. J. **55**, 85, 1923.
16. H. Russell. Ap. J. **79**, 317, 1934.
17. R. Aitken. New General Catalogue of Double Stars, 1932.
18. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго. Общий каталог переменных звезд. Изд. АН СССР, 1948.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

РАССТОЯНИЯ И СВЕТИМОСТИ НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ЗВЕЗД

И. М. Копылов

Определяются расстояния и светимости 15 Новых с учетом поглощения света в межзвездном пространстве. Для быстрых Новых средняя светимость в максимуме равна -10^m, для медленных Новых типа N Her 1934—6^m. Уточняется полученная Мак Лафлином [19] зависимость между светимостью Новой звезды в максимуме и скоростью падения блеска. Зависимость выражается уравнением $M = -13^m.8 + 3^m.7 \lg t_3$.

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При рассмотрении многих вопросов, касающихся природы и физических явлений в Новых звездах, необходимо знать их светимости в максимуме (M_{max}) или в нормальном состоянии (M_{min}). Между тем мы до сих пор не знаем точных расстояний и светимостей Новых. Правда, отчасти это объясняется тем, что существующие методы определения расстояний до Новых очень несовершенны и результаты обременены значительными ошибками.

Действительно, лишь для нескольких Новых можно использовать наиболее точный метод определения расстояний, сопоставляя угловые размеры расширяющейся газовой оболочки, выброшенной Новой, и линейную скорость расширения, определенную спектроскопически.

Другой метод определения расстояний основан на использовании эффекта галактического вращения межзвездного газа, находящегося между звездой и наблюдателем. Однако этот метод по точности значительно уступает предыдущему вследствие значительных относительных ошибок в определении сравнительно небольших лучевых скоростей межзвездного газа и неравномерного распределения его в пространстве.

Остальные методы определения расстояний до Новых, а именно по тригонометрическим параллаксам, собственным движениям, интенсивностям межзвездных линий носят, вследствие низкой точности, скорее статистический характер и могут дать лишь правильную среднюю величину светимости, да и то только при тщательном отборе наблюдательных данных и учете поглощения света.

Перечисленные и другие методы (см., например, [1]) давно уже используются для определения расстояний, светимостей и пространственного распределения Новых звезд. Но ни в одной из предыдущих работ по определению светимостей Новых не было проведено достаточно точного учета поглощения света в межзвездном пространстве, хотя оно должно быть значительным, так как расстояния до Новых очень велики (нет ни одной Новой ближе 200 парсек), и имеет место значительная концентрация Новых звезд к галактической плоскости и галактическому центру. Лишь для некоторых, очень далеких Новых поглощение света учитывалось, но на основании преуменьшенных данных Трюмплера и других авторов о величине поглощения света в галактической плоскости ($0^m.7 - 0^m.9$ на килопарсек). В одной из своих последних работ [2] Мак Лафлин учитывает поглощение света для всех Новых, принимая среднее поглощение равным $0^m.8$ на килопарсек. Между тем в последнее время неоспоримо доказано, что средняя по всем долготам величина поглощения строго в галактической плоскости составляет около $3^m.5$ на килопарсек.

В то же время пренебрежение поглощением света приводит к преуменьшенным значениям светимостей Новых M_{max} и M_{min}. Тем самым вводится значительная ошибка во все результаты, для получения которых необходимо знание M_{max} или M_{min}, не говоря уже о важности знания точных значений самих этих величин.

Настоящая работа посвящена определению расстояний и светимостей для наиболее ярких Новых с учетом поглощения света для каждой звезды в отдельности.

Полученные результаты будут применены к некоторым вопросам, касающимся новых звезд.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ И УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

Как указывалось выше, наиболее точным методом определения расстояний до Новых является сравнение угловых размеров оболочки и линейной скорости ее расширения. Линейная скорость определяется по смещению главной системы абсорбционных линий (абсорбция II), видимых в спектрах Новых в ранних стадиях развития, а угловые размеры оболочек измеряются непосредственно, или, в некоторых случаях, по бесщелевым спектрограммам.

Лишь для семи Новых удалось непосредственно наблюдать газовые туманности, выброшенные при вспышке, и определить их угловые размеры. Для некоторых Новых, в частности для N Aql 1918, такие оценки проводились много раз, что позволило определить угловую скорость расширения туманности с большой точностью.

В табл. 1 приводятся принятые и вычисленные данные для этих семи звезд.

Здесь $\frac{d''}{2}$ — угловой радиус оболочки к указанному году или угловая скорость расширения; Avis — общее поглощение света на расстоянии

Таблица 1

Новая	m_{max}	m_{min}	Ампл.	Vr, км/сек	$\frac{d''}{2}$	r, пс	Avis	M_{max}	Источник
Aur 1891	$4^m.1$	$15^m.4$	$11^m.3$	400	6″, 1943	710	$1^m.6$	$-6^m.8$	[3,4]
Per 1901	0. 2	13. 5	13. 3	1300	0″ 54 вг	500	1. 4	— 9. 7	[4,5]
Aql 1918	—1. 1	11. 5	11. 5	1700	1″ 0 вг	360	1. 6	—10. 5	[6,1]
Cyg 1920	2. 0	16. 1	14. 1	700	2″ 15,1944	1660	1. 2	— 9. 7	[7,4]
Pic 1925	1. 2	13. 3	12. 1	300	0″ 1 вг	670	0. 4	— 8. 4	[8]
Her 1934	1. 4	15. 1	13. 7	310	0″ 27 вг	240	0. 4	— 5. 9	[4,9]
Lac 1936	2. 1	15. 6	13. 5	1600	0″ 75,1944	1400	1. 5	—10. 2	[9,10]

звезды; величины M_{max} исправлены за поглощение света (Avis). Звездные величины всюду визуальные.

Поглощение света определялось по данным работ [11]. Если в непосредственной близости к Новой не оказывалось достаточного числа звезд с известным избытком цвета, то поглощение оценивалось по способу Паренаго [12].

Для остальных звезд, туманностей у которых не наблюдалось, расстояния определялись по лучевым скоростям межзвездных линий поглощения. Данные об этих звездах приводятся в табл. 2. Для звезд NOph 1919, v 356 Aql и N Mon 1939 необходимые величины взяты из работы Мак Лафлина [13]. Расстояния вычислялись с постоянной галактического вращения A = 20 км/сек/килопарсек. Для звезд N Pup 1942, N Lac 1950 и N Cyg 1942 расстояние взято как среднее из галактического вращения и интенсивности межзвездной линии K (Ca II).

Таблица 2

Новая	m_{max}	r, пс	Avis	M_{max}	Источник
Oph 1919	$6^m.0$	2480	$1^m.5$	— 7.4	[13]
v 356Aql	6. 4	1360	2. 2	— 6.4	[13]
Mon 1939	4. 5	1040	1. 1	— 6.7	[13]
Cyg 1942	7. 4	2100	1. 6	— 5.8	[15]
Pup 1942	0. 4	1200	1. 1	—11.0	[16]
Lac 1950	4. 7	2300	1. 7	— 8.8	[17]

Для T Sco, которую обычно относят к шаровому скоплению M80 (NGC 6093), величина $M_{max} = -9^m.4$ найдена по $m_{max} = 7^m.0$ и модулю расстояния до скопления $m - M = 16^m.4$. Поглощение света учтено [14].

Для N Gem 1912 расстояние было оценено лишь по интенсивности межзвездных линий поглощения в 1500 парсек. Величина поглощения света на этом расстоянии: Avis $= 0^m.8$. Светимость Новой $M_{max} = -8^m.2$.

Следует отметить, что расстояния, определенные только по интенсивности межзвездных линий поглощения, мало надежны.

В сводной табл. 3 приводятся интересующие нас данные для всех рассмотренных выше звезд. Новые, отмеченные звездочками, в минимуме

много слабее, чем указывается в таблице. Блеск N Lac 1950 еще продолжает довольно быстро убывать.

Таблица 3

Новая	r, пс	Метод	M_{max}	Ампл.	M_{min}	t_3
Aur 1891	710	Расширение туманности	$-6^m.8$	$11^m.3$	$+4^m.5$	80^d
Per 1901	500	» »	-9.7	13.3	3.6	13
Aql 1918	360	» »	-10.5	11.5	2.1	7
Oph 1919*	2500	Галактическое вращение	-7.4	>8.1	>2.1	45
Cyg 1920	1660	Расширение туманности	-9.7	14.1	4.4	16
Pic 1925	670	» »	-8.4	12.1	3.6	150
Her 1934	240	» »	-5.9	13.6	7.8	93
Lac 1936	1400	» »	-10.2	13.5	3.3	8.5
v 356 Aql*	1360	Галактическое вращение	-6.4	>10.1	>3.7	160
Mon 1939	1040	» »	-6.7	13.0	6.3	110
Pup 1942	1200	Галактическое вращение, интенсивность межзвездных линий	-11.0	17.1	6.1	6
Cyg 1942*	2100	То же	-5.8	>8.7	>2.9	110
Lac 1950*	2300	» »	-8.8	>9.3	>0.5	24
T Sco 1860*	1150	Принадлежность шаровому скоплению M 80	-9.4	>8.5	>-0.9	15
Gem 1912	1500	Интенсивность межзвездных линий	-8.2	11.7	3.5	37

СВЕТИМОСТИ НОВЫХ. СВЯЗЬ СВЕТИМОСТИ В МАКСИМУМЕ С БЫСТРОТОЙ ПАДЕНИЯ БЛЕСКА

Из табл. 3 следует, что разброс светимостей в максимуме около среднего значения довольно значителен, составляя около $2^m.5$. Крайние уверенные пределы светимостей: $M = -5^m.9$ для N Her 1934 и $M = -11^m.0$ для N Pup 1942. Разброс светимостей в минимуме одного порядка с разбросом в максимуме и равен $2^m.8$. Крайние значения светимостей: $+7^m.8$ для N Her 1934 и $+2^m.1$ для N Aql 1918.

Нет никакой зависимости между величиной амплитуды ($10^m.1 - > 17^m.1$) и светимостью Новых в максимуме или минимуме. Правда, для абсолютно более слабых Новых амплитуда блеска в среднем слегка меньше, чем для ярких, но огромная дисперсия амплитуд около средней величины заставляет не придавать этому факту большого значения.

Рассмотрим зависимость между светимостью Новой звезды в максимуме и скоростью падения блеска. Эта статистическая зависимость, выражающаяся в том, что, чем больше светимость звезды в максимуме, тем быстрее падает блеск сразу же после максимума, впервые была подмечена Мак Лафлином [18] и затем уточнена им в одной из последующих работ [19]. Однако, определяя при этом величины M_{max} для Новых, он не учитывал или почти не учитывал поглощения света в межзвездном пространстве.

Поэтому представляется интересным построить заново эту зависимость, используя полученные нами абсолютные величины. Несмотря на то, что величина t_3 (время в днях падения яркости звезды после максимума на $3^m.0$) выбрана совершенно произвольно, эта зависимость, повидимому,

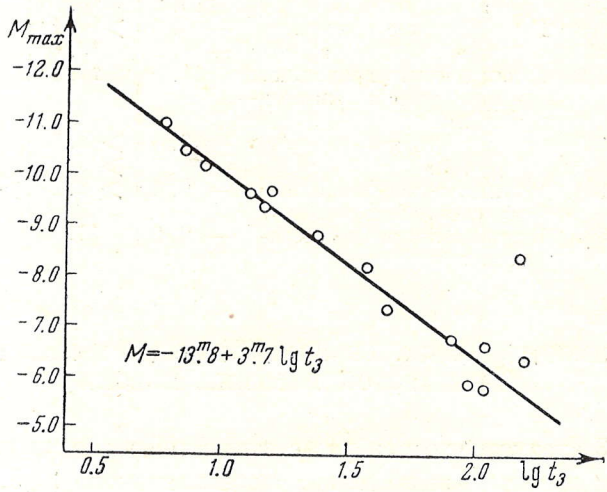
имеет глубокий физический смысл, говоря о том, что, чем грандиознее по своим масштабам вспышка Новой, тем быстрее она протекает.

Построенная нами зависимость величин $M_{\max}$ и t_3 оказывается очень четко выраженной (фиг. 1) и представляется уравнением

$$M_{\max} = -13^m.8 + 3^m.7 \lg t_3.$$

Коэффициенты уравнения были получены способом наименьших квадратов; аномальная звезда N Pic 1925 опущена.

Как видно из фиг. 1, для быстрых Новых ($t_3 < 20^d$) дисперсия отдельных значений $M_{\max}$ около этой средней зависимости не более $\pm 0^m.2$; для



Фиг. 1. Зависимость между абсолютной величиной новых звезд в максимуме (ордината) и быстротой падения блеска после максимума на $3^m.0$ (абсцисса)

более медленных Новых она достигает $\pm 0^m.7$. Такое увеличение дисперсии с ростом t_3 объясняется в основном следующими причинами. Чем медленнее Новая, тем менее точно определяются t_3 и Δm_3 вследствие большей общей пологости кривой блеска и значительных колебаний в кривой блеска для медленных Новых, которые начинаются сразу же после максимума, достигая иногда $\pm 1^m.0$ и более. Возможно, что для медленных Новых эта зависимость должна выполняться и менее строго.

Единственным исключением из этой зависимости является Новая Pic 1925, которая по величине t_3 оказывается одной из самых медленных Новых ($t_3 = 150$ дней), имея светимость в максимуме — $8^m.4$. Однако и кривая блеска этой Новой является исключительной. Подъем к максимуму блеска продолжался около трех месяцев. Через 50 дней после максимума ($m = 1^m.18$) кривая, пройдя через довольно глубокий минимум ($m = 3^m.55$), поднялась ко второму максимуму, который был лишь на $0^m.5$ слабее первого. После второго максимума падение блеска происходило очень медленно и со значительными колебаниями.

Для медленных Новых, имеющих кривые блеска типа N Her 1934, а именно для самой N Her 1934, v 356 Aql 1936. 6, N Cyg 1942 и N Aur 1891, средняя светимость в максимуме равна — $6^m.2$. Приближенный подсчет показывает, что и звезда N Sgv 1936.32, имеющая подобную кривую блеска, имела светимость в максимуме не более $-6^m.0$.

Этот факт, как нам кажется, заслуживает особого внимания. Из пяти звезд со светимостями менее — $7^m.0$, четыре звезды принадлежат к типу N Her 1934. Возможно, что пятая звезда (N Mon 1939) была более яркой в максимуме и должна в действительности находиться левее и выше на фиг. 1, так как для нее максимум блеска не наблюдался непосредственно, а был получен при помощи экстраполяции.

Как бы то ни было, все пять медленных Новых типа N Her 1934 имеют в максимуме блеска среднюю светимость на 4^m меньшую средней светимости быстрых Новых (в среднем по шести звездам — $10^m.1$). Средняя светимость в минимуме на $1^m.5$ меньше светимости быстрых Новых.

Следует отметить еще одно очень важное обстоятельство. Для быстрых Новых ($t_3 < 20^d$) светимость в максимуме в среднем равна $-10^m.1$ [крайние значения ($-9^m.4$) — ($-11^m.0$)], т. е. приблизительно на $1^m.5$ ярче, чем обычно получали до сих пор для таких Новых почти всеми методами. В то же время значение $-10^m.1$ находится в хорошем согласии со средней величиной, найденной для этих Новых на основании гипотезы расширения фотосферы Новой звезды при подъеме к максимуму, давая таким образом еще одно, правда косвенное, подтверждение этой гипотезе.

Исходя из этой гипотезы Мак Лафлин [20] получил в среднем по трем звездам $M = -10^m.1$ (по двум вариантам гипотезы $-10^m.5$ и $-9^m.7$ соответственно). При этом не было необходимости учитывать поглощение света, что выгодно отличает этот метод от других, хотя он имеет и свои существенные недостатки.

На очевидную возможность и большую важность метода определения светимостей Новых звезд, а следовательно и расстояний (при соответствующем учете поглощения света), по зависимости ($M_{\max}$, t_3) уже указал Мак Лафлин [19].

Нам кажется, что эта зависимость может и должна стать основным методом определения расстояний до новых звезд, так как в этом случае необходимо лишь определение величин $m_{\max}$ и t_3, т. е. получение точной кривой блеска.

Литература

1. В. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и Новые звезды. М., Изд. АН СССР, 1948.
2. D. Mc. Laughlin. A. J. 51, 136, 1945.
3. D. Mc. Laughlin. Publ. A. S. P. 53, 102, 1941.
4. W. Baade. Publ. A. S. P. 52, 386, 1940; 54, 244, 1942; 55, 260, 1943; 56, 218, 1944.
5. D. Mc. Laughlin. Publ. Obs. Mich. 9, 14, 1949.
6. E. Hublle a. Duncan. Ap. J. 66, 59, 1927.
7. R. B. Baldwin. Publ. Obs. Mich. 8, 5, 1940.

8. H. Spencer — Jones. Ann. Cape Obs. **10**, 9, 1931.
9. M. L. Humason. Publ. A. S. P. **55**, 74, 1943.
10. J. A. Pearce и др. Publ. Obs. Victoria **6**, N 2, 1937.
11. J. Stebbins, Huffer a. Whitford. Ap. J. **91**, 20, 1940; D. Popper. Ap. J. **3**, 495, 1950; Н. Ф. Флоря, Труды ГАИШ, **16**, 4, 1949.
12. Н. П. Паренаго. Астр. журн. **27**, 129, 1945.
13. D. Mc. Laughlin. Ap. J. **93**, 417, 1941.
14. П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркин, И. Ф. Флоря. Труды ГАИШ, **16**, 47, 1949.
15. R. Sanford. Publ. A. S. P. **54**. 255, 1942.
16. H. F. Weaver. Ap. J. **99**, 280, 1944.
17. P. Wellman. Zs. f. Ap. **29**, 105. 1951.
18. D. Mc. Laughlin. Popular Astr. **50**, 233, 1942.
19. D. Mc. Laughlin. Publ. A. S. P. **57**, 69, 1945.
20. D. Mc. Laughlin. Ap. J. **45**, 145, 1936.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

НОВАЯ СИСТЕМА ТОНКОВОЛОКНИСТЫХ ТУМАННОСТЕЙ В СОЗВЕЗДИИ AURIGA

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

Найдена новая большая система тонковолокнистых газовых туманностей в созвездии Auriga. Характерной особенностью волокон является их кривизна. Волокна в совокупности имеют некоторую тенденцию расположиться по незамкнутой окружности, диаметром около 3°. Максимум частоты волокон около $5^h35^m + 27°$ отстоит на 3°,8 от Nova Aurigae 1891. Сделана попытка представить возможные интерпретации наблюдаемого явления.

Недавно в статье о преимущественных ориентациях структурных деталей в газовых туманностях мы отметили две новые системы тонковолокнистых туманностей около o^2 и o^1 Cygni [1]. Известно всего лишь несколько подобных образований. В самом конце 1951 г. мы обнаружили еще одну уникальную систему тонковолокнистых туманностей в созвездии Auriga. Южная более богатая область с центром около $5^h34^m.8 + 27°0'$ для 1900 представлена на фиг. 2, более северная область на фиг. 1. В течение трех месяцев 1952 г. было получено еще семь снимков в лучах H_α, на которых детали неизменно повторяются. Особенностью данной системы является искривленность отдельных волокон. Уже один вид деталей этой системы заставляет подозревать, что эти образования не находятся в стационарном состоянии. Можно думать, что вид и характер волокон в этих уникальных газовых туманностях отражают в какой-то степени движения в поле каких-то сил. В этом случае эти волокна можно было бы назвать трэками. Кроме центра $5^h34^m.8 + 27°0'$, даны два других условных центра деталей $5^h33^m.2 + 29°3'$, $5^h37^m.1 + 28°13'$. Эти три центра получили обозначения S 149, S 151, S 155 [2]. В упомянутой выше работе мы высказали предположение о возможно электромагнитной природе подобного рода образований. Там же было указано, что для рассмотренных случаев не обнаруживаются горячие звезды класса O и B0, которые можно было бы считать ответственными за свечение этих туманностей.

В отношении рассматриваемой здесь новой системы туманностей вопрос об источнике возбуждения также остается неясным. Вблизи туманности имеется звезда B0 (BD +26° 883) и более далеко две другие звезды

B0 (BD+27° 797, BD+27° 798). Звезда BD+26° 883 может быть ответственна за свечение только немногих ближайших волокон-трэков. Судя по ориентации всех других волокон-трэков и их угловых расстояний от этой звезды, последняя не может быть ответственной за свечение всей системы. Еще более это относится к двум другим более отдаленным звездам BD+27° 797 и BD+27 °798.

Мы должны еще считаться с возможностью образования волокон и их свечения в результате встречи туманностей между собою, а также с межзвездной средой. Именно при встрече может образоваться пограничный сжатый слой, где газ ионизуется благодаря неупругим столкновениям независимо от присутствия горячих звезд. Однако, чтобы в свете такой гипотезы получить наблюдаемую картину для данной туманности и для ранее рассмотренных нами туманностей, необходимо представить себе, что столкновение имеет здесь место для большого скопления более или менее одинаково движущихся туманностей. Для осуществления этого требуются какие-то исключительные условия.

Наконец, следует обратить внимание еще на одно обстоятельство. На расстоянии около 3°.8 от максимума частоты волокон на фиг. 2 (в верхнем правом углу фиг. 1) находится Nova Aurigae 1891. До некоторой степени можно подозревать, что волокна охватывают значительную часть незамкнутой окружности, диаметром около 3°. Расстояние Nova Aurigae, появившейся в 1891 г., известно весьма неточно. Допустим, что это расстояние равно 300 парсек и что на расстоянии 3°.8 или 18 парсек от Новой находились газовые туманности, которые были невидимы ранее по причине отсутствия поблизости горячих звезд O или B0. Во время вспышки в 1891 г. несомненно во внешнее пространство распространился поток корпускул и ультрафиолетовых квантов за границей Лаймановской серии. Последние достигли ранее невидимой туманности приблизительно через 60 лет.

Таким образом, после появления Новой Aurigae в 1891 г. рекомбинационное свечение туманности (или отраженное) могло достигнуть Земли только около 1950 г. Такая картина представляется возможной при следующих условиях: 1) туманная материя располагается на поверхности эллипсоида вращения, фокальными точками которого являются Новая и наблюдатель; 2) плоскость, проходящая через отдельные сегменты туманности на фиг. 2 перпендикулярна к лучу зрения и пересекает Новую. Однако такой случай является очень редким. Если плоскость, проходящая через отдельные сегменты, находится значительно впереди Новой, то мы получим впечатление, что световой сигнал распространялся со скоростью больше скорости света. В последнем случае мы увидели бы туманность не через 60 лет, а значительно раньше. В этом же случае расстояние Nova Aurigae могло бы быть не 300 парсек, а много больше. Мы не знаем, когда именно в промежутке 1891—1951 гг. осветилась туманность и не имеем данных, с какой скоростью распространялся световой сигнал. Возможно, что-то аналогичное этому имело место для единственного случая с туманностью около Новой Persei 1901 [3].

Фиг. 1. Северная часть области. Центр пересечения волокон S 149
Фиг. 2. Южная часть области. Центры пересечения волокон S 151 и S 155

Однако если даже и возможно было бы идентифицировать источник возбуждения с Новой Aurigae 1891, то все же остается много непонятного, в частности если учесть картину на фиг. 2. Малую толщину волокон можно было бы приписать тому, что при очень сильной дилюции радиации от отдаленного источника ионизующее излучение способно проникнуть в туманность лишь очень не глубоко. Но при этом, чтобы обеспечить достаточную оптическую толщу, при которой волокна будут видны, плотность ионов должна быть велика, например порядка $5 \cdot 10^3$ см^3. Наконец, необходимо сделать весьма необычное предположение, что в ограниченном объеме пространства находится очень большое скопление небольших и более значительных газовых туманностей или каких-то отдельных конденсаций материи в одной туманности. Поэтому следует считать, что мы стоим здесь перед каким-то весьма необычайным и мало понятным явлением.

Литература

1. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Докл. АН СССР 82, № 6, 856, 1952; Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 17, 1952.
2. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52, 1952.
3. P. Couderc. Ann. Astroph. 2, № 2, 1939. J. Oort a. de Kort M. N. 106, 159, 1946.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ DD LACERTAE

С. В. Некрасова

Электрофотометром с фотоумножителем ФЭУ-17, монтированным на МТМ-200, получено 18 кривых изменения блеска DD Lacertae при помощи двух фильтров GG-7 и BG-25. Из усредненной кривой, основанной на 289 наблюдениях, получена кривая изменения цветовых эквивалентов с амплитудой порядка $0^m.015$.

Короткопериодическая переменная типа β Цефея DD Lacertae-12 Lacertae ($\alpha_{1900.0} = 22^h37^m.0^s, \delta_{1900.0} = +39°42'.2$ B2n $5^m.00 - 5^m.13$ phe) была открыта на основании спектрографических наблюдений Адамсом [1] в 1912 г. С тех пор она наблюдалась многими авторами и до настоящего времени представляет интерес как переменная очень короткого периода с сильно меняющейся амплитудой. Изменения ее блеска были обнаружены фотоэлектрическими наблюдениями независимо друг от друга Стеббинсом [2] в 1917 г. и Гутником [3] в 1918 г. Позднее ее наблюдал Фас [4], Грин [5] и др.

Период DD Lacertae составляет 4,5 часа. Изменение амплитуды лучевых скоростей впервые открыл Юнг [6]; Христи [7] в течение нескольких лет занимался изучением ее лучевых скоростей. Большое исследование по лучевым скоростям DD Lacertae выполнил О. Струве [8] в 1950 г.

Эта звезда наблюдалась нами фотоэлектрически с двумя фильтрами GG-7 и BG-25 с целью выявления изменения цветового эквивалента. Электрофотометр с фотоумножителем типа ФЭУ-17 был монтирован на 200-миллиметровый максутовский менисковый телескоп Крымской астрофизической обсерватории в июле 1951 г. [9].

Звездой сравнения была двойная звезда:

$$BD = 38°.4808 = \begin{matrix} HD\,214167 & 22^h\,31^m.4 + 39°.7, B5\ 6^m.43 \\ HD\,214168 & 31.4 + 39.7,\ B7\ 5.66 \end{matrix}$$

Поправка за разность зенитных расстояний звезды сравнения и переменной не превосходила $0^m.002$.

Фазы вычислялись в долях периода по элементам, выведенным Фасом [4]:

$$\mathrm{Max}_{\odot} = JD\,2421914 \cdot 200 + 0^д.19308902E.$$

Результаты наблюдений приводятся в табл. 1.

Таблица 1

JD⊙	243...	Фаза в долях периода	$\Delta m_ж$	Δm_c
3867.	036	0ᵖ.140	—0ᵐ.030	—0ᵐ.024
	044	181	— 8	— 11
	056	244	— 12	— 6
	064	285	— 15	+ 13
	082	378	— 1	+ 10
	093	435	— 8	+ 17
	113	539	0	+ 16
	122	585	— 3	+ 3
	137	663	— 19	— 1
	155	756	— 38	— 31
3869.	318	958	— 7	0
	337	057	+ 9	+ 23
	355	150	+ 27	+ 35
	454	663	— 61	— 81
	469	740	— 39	— 70
	491	854	— 25	— 38
	507	937	— 39	— 28
	530	056	+ 25	+ 2
3871.	285	145	+ 45	+ 81
	296	202	+ 53	+ 84
	310	275	+ 55	+ 82
	330	378	+ 50	+ 60
	353	498	+ 11	+ 18
	368	575	— 5	— 3
	387	674	— 33	— 37
	401	746	— 40	— 37
	419	839	— 38	— 31
	438	937	— 17	— 33
	464	072	+ 12	+ 21
	478	149	+ 26	+ 32
	489	202	+ 37	+ 43
	505	285	+ 37	+ 63
	536	445	+ 34	+ 44
3875.	300	939	— 27	+ 05
	311	996	— 40	— 23
	320	042	— 3	— 13
	329	082	+ 40	+ 17
	349	193	+ 56	+ 37
	359	244	+ 50	+ 34
	366	281	+ 31	+ 47
	377	338	+ 12	+ 17
	385	379	+ 20	+ 45
	392	431	+ 25	+ 18
	406	488	+ 1	+ 25
	419	555	+ 1	+ 12
	426	591	— 13	— 10
	437	648	— 55	— 28
	448	705	— 67	— 58
	460	767	— 73	— 63
	477	856	— 55	— 67
	478	876	— 59	— 84
	497	959	— 16	— 44
	517	057	— 17	— 12
	521	083	+ 18	+ 3
3877.	406	846	— 36	— 23
	421	923	— 8	— 5
	431	975	+ 8	+ 3
	442	032	— 10	+ 9

Таблица 1 (продолжение)

JD⊙	243...	Фаза в долях периода	$\Delta m_{ж}$	Δm_{c}
3877.	452	0p084	— 0m004	+ 0m008
	461	131	+ 12	+ 13
	472	188	+ 19	+ 21
	483	244	+ 8	+ 26
	494	301	+ 22	+ 28
	505	358	+ 31	+ 36
	519	431	+ 41	+ 28
	531	493	+ 21	+ 21
3885.	365	065	+ 2	— 10
	376	122	+ 10	— 11
	387	179	+ 17	+ 19
	399	241	+ 6	+ 22
	411	303	+ 23	+ 20
	420	350	+ 12	+ 10
	436	433	— 12	— 7
	448	495	— 18	+ 4
	463	573	— 18	— 4
	475	635	— 30	— 12
	488	702	— 16	— 13
	503	780	— 40	— 27
	514	837	— 38	— 36
	526	899	— 41	— 41
	540	971	— 25	— 43
3887.	392	563	+ 27	— 3
	400	604	+ 27	— 1
	410	656	— 16	+ 16
	419	703	— 20	— 9
	433	775	— 48	— 58
	445	837	— 58	— 70
	455	889	— 55	— 64
	465	941	— 54	— 51
	476	998	— 44	— 53
	487	055	— 12	— 17
	500	122	— 9	— 3
	513	189	— 14	— 7
	523	241	+ 19	+ 22
	535	303	+ 26	+ 22
	549	376	+ 22	+ 22
	560	433	+ 10	+ 19
	572	495	+ 16	+ 3
3889.	329	594	— 35	— 44
	340	651	— 48	— 50
	351	708	— 71	— 56
	362	765	— 66	— 58
	372	817	— 65	— 49
	384	879	— 46	— 39
	395	936	— 26	— 19
	410	014	— 14	— 9
	423	081	+ 10	+ 26
	439	164	+ 31	+ 43
	464	293	+ 12	+ 26
	478	366	+ 34	+ 36
	489	423	+ 21	+ 20
	502	490	— 1	— 7
	515	558	— 38	— 34
	532	646	— 50	— 68
	547	723	— 59	— 76
	559	785	— 57	— 72
	571	848	— 51	— 71

Таблица 1 (продолжение)

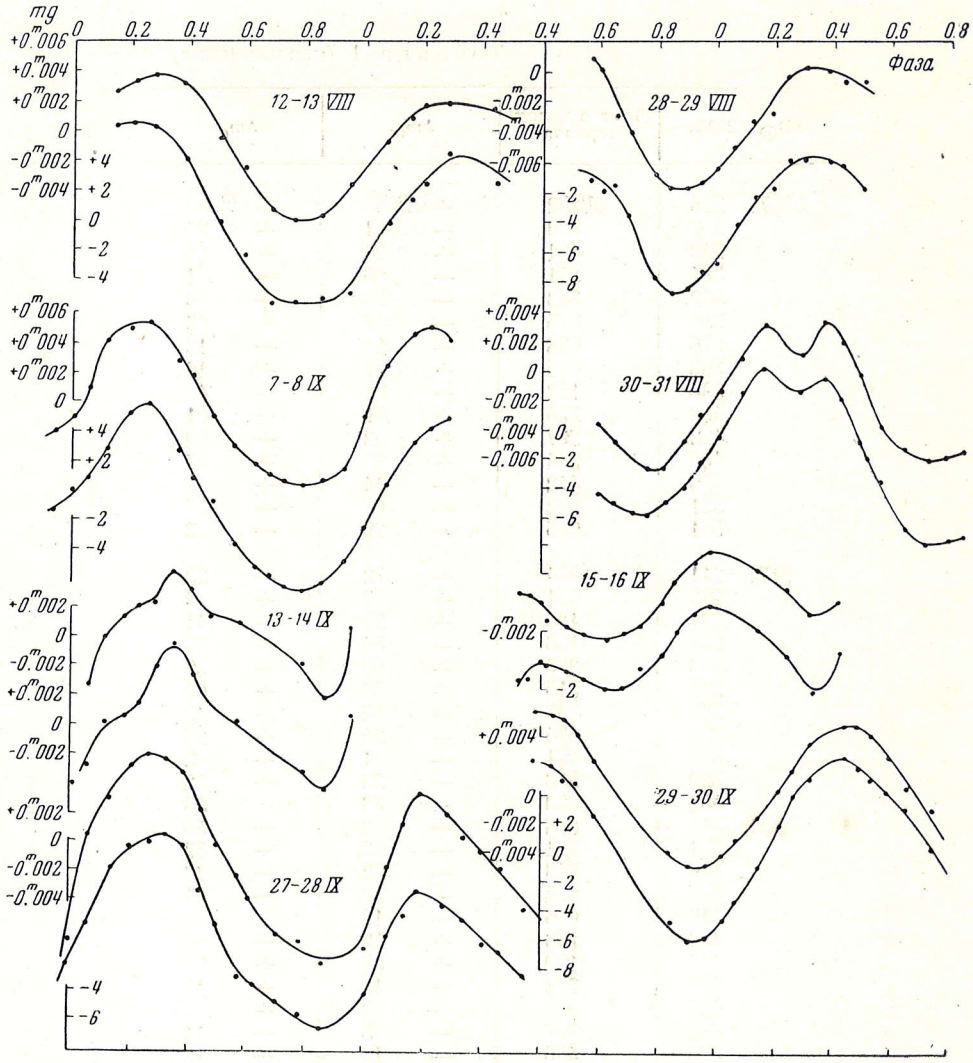
JD⊙	243...	Фаза в долях периода	$\Delta m_ж$	Δm_c
3891.	249	0ᵖ538	+ 0ᵐ015	0ᵐ00
	331	963	— 62	— 33
	340	009	— 38	— 25
	350	061	— 12	— 11
	360	113	+ 34	+ 24
	371	170	+ 41	+ 56
	379	211	+ 48	+ 41
	391	273	+ 45	+ 55
	401	325	+ 42	+ 64
	414	392	+ 11	+ 31
	424	444	— 15	+ 11
	436	506	— 9	— 5
3893.	352	429	+ 27	+ 38
	360	471	+ 26	+ 44
	370	522	+ 25	+ 29
	380	574	+ 20	+ 19
	391	631	+ 4	+ 13
	406	709	— 17	— 31
	418	771	— 28	— 35
	430	833	— 61	— 63
	442	895	— 76	— 66
	457	973	— 81	— 71
	472	051	— 48	— 61
	483	108	— 40	— 41
	497	180	— 21	— 18
	510	248	— 1	+ 4
	525	304	+ 17	+ 31
	541	408	+ 33	+ 52
	553	470	+ 45	+ 54
	568	548	+ 17	+ 29
3895.	419	134	— 110	— 15
	430	191	— 80	+ 5
	438	233	— 83	— 6
	449	290	— 57	— 11
	464	367	— 65	— 23
	480	450	— 37	— 24
	495	528	— 106	— 53
	508	595	— 109	— 85
	524	678	— 73	— 107
	543	776	— 24	— 47
3897.	239	560	+ 2	— 19
	313	943	— 20	— 15
	323	995	— 11	— 10
	333	047	+ 10	+ 8
	348	124	+ 43	+ 28
	363	202	+ 46	+ 52
	375	264	+ 53	+ 59
	394	363	+ 27	+ 23
	404	414	+ 18	+ 04
	417	482	— 10	— 4
	431	554	— 30	— 37
	443	616	— 42	— 56
	453	668	— 49	— 57
	464	725	— 54	— 67
	474	777	— 56	— 68
	489	855	— 52	— 62
	503	927	— 45	— 48
	516	994	— 10	— 24
	531	072	+ 27	+ 4

Таблица 1 (продолжение)

JD⊙	243...	Фаза в долях периода	$\Delta m_{ж}$	Δm_{c}
3897.	549	0.165	+ 0.046	+ 0.033
	560	222	+ 52	+ 41
	571	279	+ 44	+ 50
3899.	242	933	— 38	— 45
	255	001	— 38	— 45
	330	389	— 20	+ 15
	351	498	+ 37	+ 17
	354	513	+ 2	+ 21
	365	570	+ 27	+ 4
	376	627	+ 26	— 2
	388	689	— 21	— 46
3901.	243	296	+ 57	+ 67
	256	364	+ 52	+ 48
	272	447	+ 32	+ 38
	290	540	— 8	+ 1
	302	602	— 12	+ 9
	330	747	— 64	— 57
	342	809	— 67	— 66
	353	866	— 76	— 38
	450	368	+ 41	+ 51
	463	434	+ 39	+ 28
	473	488	+ 7	+ 2
	491	581	— 22	— 21
	506	658	— 56	— 51
	522	741	— 61	— 88
	534	803	— 82	— 93
	546	866	— 80	— 75
	558	928	— 56	— 62
	570	990	— 39	— 44
3903.	321	058	— 33	— 27
	332	115	0	+ 8
	345	182	+ 15	+ 7
	355	234	+ 20	+ 16
	366	291	+ 23	+ 40
	377	348	+ 46	+ 56
	389	410	+ 32	+ 34
	400	467	+ 14	+ 6
	419	566	+ 10	+ 2
	462	788	— 18	— 31
	476	861	— 42	— 46
	493	949	+ 6	+ 7
3905.	343	530	+ 6	— 10
	348	556	+ 4	— 19
	361	623	— 12	— 4
	374	691	— 16	— 8
	385	748	— 21	— 13
	401	830	— 25	— 20
	410	877	— 21	— 20
	423	944	— 16	+ 1
	437	017	0	— 6
	446	063	+ 17	+ 23
	458	126	+ 27	+ 32
	469	183	+ 36	+ 38
	500	343	+ 32	+ 18
	520	447	+ 13	+ 11
	536	530	— 8	— 21
	553	618	+ 2	+ 9

Таблица 1 (продолжение)

JD⊙	243...	Фаза в долях периода	$\Delta m_ж$	Δm_c
3907.	228	0ᵖ.292	+ 0ᵐ.063	+ 0ᵐ.080
	237	339	+ 61	+ 96
	249	401	+ 24	+ 60
	334	841	— 65	— 81
	342	883	— 58	— 68
	356	955	— 47	— 42
	370	028	— 14	— 18
	383	095	+ 27	+ 16
	394	152	+ 37	+ 40
	408	225	+ 61	+ 61
	422	297	+ 52	+ 69
	435	364	+ 50	+ 57
	450	442	— 14	+ 3
	531	862	— 60	— 57
	551	965	— 29	— 32
3917.	211	994	— 72	— 23
	222	051	+ 9	+ 4
	237	128	+ 29	+ 41
	250	196	+ 54	+ 57
	263	263	+ 60	+ 59
	273	315	+ 56	+ 65
	285	377	+ 52	+ 48
	296	434	+ 24	+ 26
	307	491	— 1	+ 3
	320	558	— 23	— 32
	332	620	— 38	— 38
	347	698	— 68	— 50
	361	771	— 63	— 59
	376	848	— 82	— 68
	406	004	— 72	— 44
	418	066	— 14	0
	430	128	+ 12	+ 7
	440	180	+ 37	+ 29
	457	268	+ 19	+ 15
	469	330	+ 3	+ 9
	482	397	— 5	— 14
	495	465	— 16	— 13
	509	537	— 44	— 29
3919.	217	383	+ 58	+ 63
	227	435	+ 56	+ 61
	236	481	+ 53	+ 39
	246	533	+ 42	+ 59
	255	580	+ 20	+ 25
	307	848	— 36	— 45
	317	901	— 49	— 60
	329	963	— 45	— 57
	339	015	— 45	— 46
	348	061	— 30	— 28
	364	144	— 14	— 9
	378	217	+ 2	+ 15
	387	263	+ 18	+ 40
	398	320	+ 38	+ 49
	421	439	+ 47	+ 67
	430	486	+ 49	+ 56
	439	533	+ 43	+ 51
	450	589	+ 27	+ 43
	461	646	+ 5	— 7
	479	740	— 9	— 36



Фиг. 1. Индивидуальные кривые DD Lacertae. Верхняя кривая каждой даты получена через фильтр GG-7, нижняя — через BG-28

На фиг. 1 приведены индивидуальные световые кривые, полученные через желтый и синий фильтры. Кривые показывают, что их форма и амплитуды меняются от периода к периоду. Изменение амплитуд заключено в пределах приблизительно $0^m.14$—$0^m.06$ в каждом фильтре. При этом более высоким максимумам обычно соответствуют глубокие минимумы и наоборот.

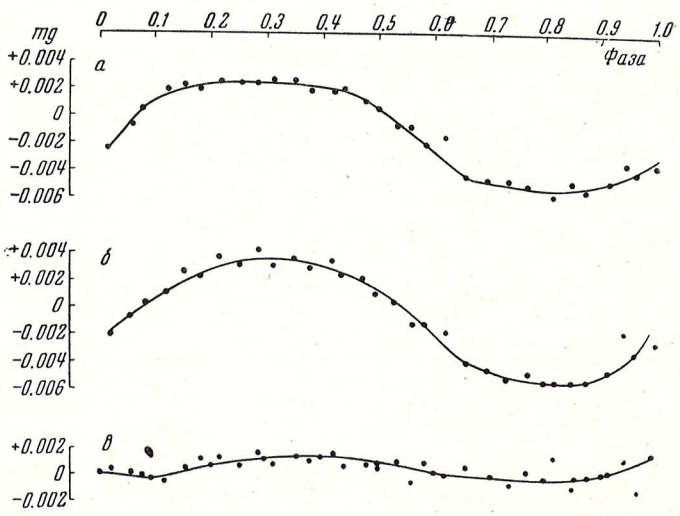
Для выявления изменения цветовых эквивалентов на основании всех наблюдений получена средняя кривая блеска для каждого фильтра отдельно.

Колебания амплитуд индивидуальных кривых обусловливают разброс точек с дисперсией σ порядка $\pm 0^m.03$. Средняя же ошибка одного наблюдения разности блеска имеет порядок $\pm 0^m.005$. Средние кривые

Таблица 2

Средние кривые изменений блеска и разности цветовых эквивалентов DD Lacertae

Фаза	n	$\Delta m_{с}$	$\sigma_{с}$	$\Delta m_{ж}$	$\sigma_{ж}$	Цветовой эквивалент
$0^{p}.021$	10	$-0^{m}.019$	$\pm 0^{m}.019$	$-0^{m}.022$	$\pm 0^{m}.025$	$+0^{m}.003$
57	10	— 5	25	— 6	23	+ 1
80	10	+ 4	20	+ 5	26	— 1
124	10	+ 11	18	+ 20	17	— 9
156	10	+ 31	30	+ 23	25	+ 8
186	10	+ 18	23	+ 8	42	+ 10
219	10	+ 37	27	+ 26	42	+ 11
265	10	+ 31	23	+ 25	27	+ 6
287	10	+ 43	31	+ 25	36	+ 18
314	10	+ 30	29	+ 27	22	+ 3
356	10	+ 36	31	+ 28	36	+ 8
382	10	+ 29	30	+ 20	28	+ 9
422	10	+ 33	19	+ 20	17	+ 13
441	10	+ 24	22	+ 21	26	+ 3
477	10	+ 19	28	+ 14	32	+ 5
499	10	+ 10	13	+ 8	18	+ 2
536	10	+ 4	35	— 4	30	+ 8
561	10	— 13	17	— 4	22	— 9
586	10	— 12	39	— 19	43	+ 7
622	10	— 9	22	— 7	30	— 2
658	10	— 42	24	— 46	18	+ 4
698	10	— 45	31	— 44	26	— 1
736	10	— 53	26	— 43	19	— 10
769	10	— 48	16	— 48	16	0
815	10	— 56	24	— 56	23	0
847	10	— 55	26	— 44	18	— 11
872	10	— 56	20	— 53	19	— 3
911	9	— 49	30	— 48	26	— 1
940	9	— 20	25	— 30	25	+ 10
962	8	— 45	29	— 41	28	— 4
983	8	— 28	27	— 38	28	+ 10



Фиг. 2. Усредненные кривые DD Lacertae: *а* — желтый фильтр; *б* — синий фильтр; *в* — кривая цветового эквивалента (син.-жел.).

показывают, что наблюденные эпохи максимумов хорошо согласуются с элементами Фаса [4] в пределах изменений периода (фиг. 2).

Кривая изменений цветовых эквивалентов, полученная по средним кривым, дает указание на существование, хотя и незначительного, изменения цвета, а следовательно, и на некоторые температурные колебания у переменной DD Lacertae.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность В. Б. Никонову за ценные советы, а также студентке Вильнюсского университета Е. К. Кохан за помощь в выполнении наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. S. Adams. Ap. J. 35, 179, 1912.
2. J. Stebbins. Pop. Astr. 25, 657, 1917.
3. P. Guthnick. A. N. 208, 219, 1919.
4. E. A. Fath. Pop. Astr. 46, 241, 1938; A. J. 52, 123, 1947.
5. H. E. Green. M. N. 101, 43, 1941.
6. R. K. Young. Pub. Dom. Obs. Ottawa 3, N 3, 87, 1915.
7. W. H. Christie. Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria 3, N 9, 1925.
8. O. Struve. Ap. J. 113, 589, 1951.
9. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 41, 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА β ЦЕФЕЯ BW Vulpeculae

В. Б. Никонов и Е. К. Никонова

Фотоэлектрические наблюдения BW Vulpeculae, проведенные в двух фильтрах при помощи звездного электрофотометра с фотоумножителем, установленного на 200-миллиметровом менисковом телескопе, показали наличие изменений в кривых блеска, а также то, что изменения блеска звезды сопровождаются изменением ее цвета. Максимумы блеска и температуры звезды наступают одновременно.

Вопрос о природе звезд типа β Цефея и причине, вызывающей изменение их блеска, является в настоящее время открытым. Звезды этого типа, относящиеся к ранним спектральным классам (от B до F), характеризуются очень быстрыми, но незначительными и часто весьма неправильными изменениями блеска, сопровождающимися изменениями лучевых скоростей. У некоторых звезд типа β Цефея были установлены колебания эквивалентной ширины некоторых спектральных линий, связанные, вероятно, с изменениями эффективной температуры [1]. Процессы, протекающие в этих звездах, весьма сложны и, повидимому, не могут быть объяснены только эффектом пульсаций. Недавно Струве высказал предположение о сочетании пульсаций с двойственностью, причем одним из компонентов этих систем предполагаются белые карлики [2].

Для изучения природы звезд типа β Цефея весьма значительный интерес представляет решение вопроса о наличии температурных изменений. Однако до сих пор существовало только одно указание на зависимость амплитуды световой кривой β Цефея от длины волны, основанное на спектрофотометрических наблюдениях [3]. Недавние наблюдения Уолкер [4, 5] не обнаружили цветовых изменений у ν Eri и 16 Lac из сопоставления индивидуальных фотоэлектрических наблюдений в двух фильтрах, возможно ввиду крайней незначительности амплитуды цветовых эквивалентов этих звезд и недостаточной для их обнаружения точности индивидуальных наблюдений (порядка $\pm 0^{m}.01$). Продолжение исследования вопроса о наличии температурных изменений у звезд рассматриваемого типа представляет несомненный интерес.

Мы остановились на звезде BW Vulpeculae = HD 199140 ($B1_s$), открытой на основании спектрографических наблюдений Петри [6] и

наблюдавшейся фотоэлектрически в интегральном свете Хаффером [7]. Наблюдения последнего показали достаточную устойчивость световой кривой. Это давало возможность основываться при выявлении цветовых изменений на сопоставлении не индивидуальных наблюдений, а средних световых кривых, полученных в различных фильтрах.

Наблюдения BW Vul велись нами в течение 14 ночей с 25 июня по 20 октября 1951 г. на 200-миллиметровом менисковом телескопе обсерватории в Симеизе при помощи звездного электрофотометра, снабженного отечественным фотоумножителем типа ФЭУ-17 [8] через два светофильтра BG-25 и GG-7. Предварительная, весьма приближенная оценка эффективных длин волн используемой аппаратуры дала следующие значения: $\lambda_с = 4200$ Å и $\lambda_ж = 5100$ Å, что не слишком отличается от международной системы.

Звездой сравнения служила HD 198820 ($B5_s$), использованная Хаффером [7]. Эта звезда расположена на довольно значительном расстоянии от переменной (около 4°), что требовало достаточно тщательного учета эффекта ослабления света в земной атмосфере.

Применяя разработанный нами метод определения внеатмосферной величины звезды сравнения (с точностью до постоянной— блеска светового радиоактивного стандарта [8]), были получены следующие значения этих величин для синего и желтого фильтров соответственно:

$$m_{0с} = 0^m.692\ (\pm 0^m.009) + m_{ст},$$

$$m_{0ж} = 0^m.158\ (\pm 0^m.007) + m_{ст};$$

откуда для внеатмосферного цветового эквивалента звезды сравнения (в нашей цветовой системе) имеем

$$C_0 = -0^m.534.$$

Пользуясь приведенными выше значениями внеатмосферных величин, мы могли для каждого наблюдения звезды сравнения, сопровождавшегося наблюдениями радиоактивного светового стандарта, получать значения фактора ослабления света в атмосфере для обоих применявшихся фильтров. Несмотря на значительное расстояние между звездами и наблюдения в часовых углах, достигавших иногда 4 час., поправка за ослабление света не превышала $0^m.06$.

Исследование влияния магнитных помех в зависимости от различного положения инструмента (часового угла для данной пары звезд) [8] показало, что эта поправка незначительна ($\sim 0^m.004$) и постоянна, т. е. влияет только на значение нульпункта шкалы разностей блеска звезд. Исходя из этого, мы пренебрегли ее учетом.

Наблюдения BW Vulpeculae — внеатмосферные разности блеска переменной и звезды сравнения для синего и желтого фильтров ($\Delta m_{0с}$ и $\Delta m_{0ж}$ соответственно) даны в табл. 1. Средняя квадратичная ошибка определения одной разности имеет порядок $\pm 0^m.005$. Фазы вычисления на основании элементов Петри — Хаффера [7]

$$\text{Max} = \text{JD } 2428802 \cdot 6689 + 0.2103E.$$

Таблица 1

JD⊙	φ	$\Delta m_{0ж}$	$\Delta m_{0с}$	JD⊙	φ	$\Delta m_{0ж}$	$\Delta m_{0с}$
2 433 853.3135	$0^p.825$	$+0^m.159$		2 433 868.4798	$0^p.268$	$0^m.048$	$-0^m.014$
.3212	0.864		$+0^m.133$	.4965	0.351	0.149	+ 0.097
.3288	0.902	0.172		.5180	0.458	0.185	0.150
.3299	0.926		0.094	870.3149	0.397	0.139	0.108
.3566	0.040	0.106		.3259	0.452	0.131	0.119
.3610	0.062		0.062	.3350	0.497	0.189	0.156
.3874	0.193	0.084		.3451	0.547	0.223	0.181
.3924	0.218		— 0.022	.3548	0.595	0.216	0.217
.3975	0.244	0.058		.3641	0.642	0.240	0.213
.4074	0.291		0.042	.3745	0.693	0.213	+ 0.206
.4152	0.332	0.137		.4655	0.146	0.052	— 0.004
.4232	0.371		0.137	.4819	0.228	0.030	— 0.031
.4302	0.406	0.152		892.3286	0.891	0.136	+ 0.113
.4360	0.435		0.167	.3362	0.939	0.117	0.079
.4520	0.514	0.206		.3464	0.990	0.092	0.049
.4608	0.554		0.193	.3568	0.042	0.091	0.038
.4660	0.584	0.230		.3682	0.098	0.078	0.027
.4708	0.610		0.229	.3825	0.170	0.035	0.003
856.4163	0.260	0.082	— 0.005	.3940	0.227	0.057	0.006
.4216	0.286	0.132		.4102	0.307	0.088	0.047
.4270	0.313		0.042	.4207	0.360	0.113	0.075
.4354	0.355		0.090	.4318	0.415	0.141	0.106
.4420	0.388	0.146		.4429	0.470	0.177	0.159
.4496	0.426		0.155	.4554	0.532	0.185	0.189
.4666	0.510	0.265		.4707	0.608	0.223	0.199
.4719	0.537		0.212	896.3356	0.834	0.169	0.146
.4770	0.562	0.242		.3482	0.896	0.140	0.102
.4816	0.585		0.211	.3598	0.954	0.117	0.092
859.3365	0.786	0.203		.3724	0.017	0.099	0.073
.3405	0.816		0.177	.3859	0.084	0.087	+ 0.060
.3473	0.839	0.164		.4252	0.279	0.055	— 0.013
.3511	0.859		0.155	898.2640	0.426	0.161	+ 0.111
.3553	0.880	0.163		.2738	0.475	0.199	0.153
.3601	0.903		0.112	.2849	0.530	0.212	0.174
.3733	0.969	0.163		.2960	0.586	0.238	0.197
.3824	0.015		0.051	.3072	0.644	0.257	0.214
.3879	0.042	0.114		.3204	0.707	0.249	0.209
.3917	0.056		0.037	.3328	0.769	0.221	0.204
.3943	0.074	0.083		.3429	0.819	0.201	0.147
.3983	0.094		0.057	.3592	0.900	0.146	0.106
.4233	0.218	0.032		.3776	0.991	0.094	0.056
.4282	0.242		— 0.008	.3980	0.093	0.097	+ 0.026
.4411	0.306	0.084		.4322	0.263	0.059	— 0.007
.4459	0.331		0.050	.4679	0.441	0.162	+ 0.120
.4514	0.353	0.103		914.2838	0.115	0.083	+ 0.029
868.3847	0.796	+ 0.190	+ 0.157	.2990	0.191	0.056	— 0.030
.4013	0.878	0.143	0.115	.3164	0.277	0.041	— 0.015
.4208	0.975	0.089	0.059	.3421	0.405	0.139	+ 0.085
.4347	0.044	0.093	0.050	.3532	0.460	0.157	0.124
.4513	0.127	0.062	+ 0.017				
.4652	0.196	0.041	— 0.030				

JD⊙	φ	$\Delta m_{0ж}$	Δm_{0c}	JD⊙	φ	$\Delta m_{0ж}$	Δm_{0c}
2 433 914.3730	0ᵖ559	0ᵐ222	0ᵐ208	2 433 918.2782	0ᵖ985	0ᵐ107	0ᵐ076
.3876	0.631	0.244	0.230	.2900	0.038	0.112	0.059
916.2282	0.787	0.200	0.161	.3032	0.109	0.079	+0.028
.2390	0.841	0.155	0.133	.3157	0.171	0.054	—0.008
.2483	0.887	0.136	0.106	.3320	0.252	0.041	—0.003
.2586	0.939	0.106	0.065	.3446	0.315	0.106	+0.059
.2678	0.984	0.083	0.041	.3660	0.421	0.145	0.106
.2761	0.025	0.068	0.019	920.2616	0.860	0.173	0.147
.2841	0.065	0.078	+0.025	.2728	0.906	0.117	0.095
.2951	0.120	0.043	—0.002	.2856	0.970	0.110	0.051
.3056	0.172	0.036	—0.043	.2958	0.021	0.102	0.050
.3140	0.214	0.030	—0.053	.3096	0.090	0.120	0.026
.3223	0.255	0.029	—0.024	.3211	0.147	0.074	+0.007
.3328	0.307	0.074	+0.022	.3377	0.229	0.083	—0.019
.3594	0.440	0.143	0.096	928.2215	0.446	0.161	0.138
.3699	0.492	0.185	0.162	.2346	0.512	0.211	0.194
.3817	0.551	0.226	0.207				
.3942	0.613	0.200	0.187				

JD⊙	φ	$\Delta m_{0ж}$	Δm_{0c}
2 433 928.2527	0ᵖ602	0ᵐ230	0ᵐ209
.3245	0.959	0.116	0.073
.3326	0.999	0.083	0.049
.3437	0.054	0.073	0.016
.3503	0.087	0.074	+0.005
.3596	0.133	0.049	—0.004
.3666	0.168	0.018	—0.039
940.2117	0.090	0.054	—0.025
.2214	0.138	0.085	+0.009
.2384	0.223	0.067	—0.031
.2499	0.280	0.072	+0.016
.2634	0.347	0.124	0.046
.2805	0.432	0.154	0.107
.2964	0.511	0.204	0.164
.3082	0.560	0.206	0.174
.3208	0.633	0.230	0.211
.3384	0.720	0.208	0.192
.3555	0.805	0.159	0.139
.3676	0.866	0.111	0.107
.3832	0.943	0.090	0.052
.3954	0.004	0.059	0.031

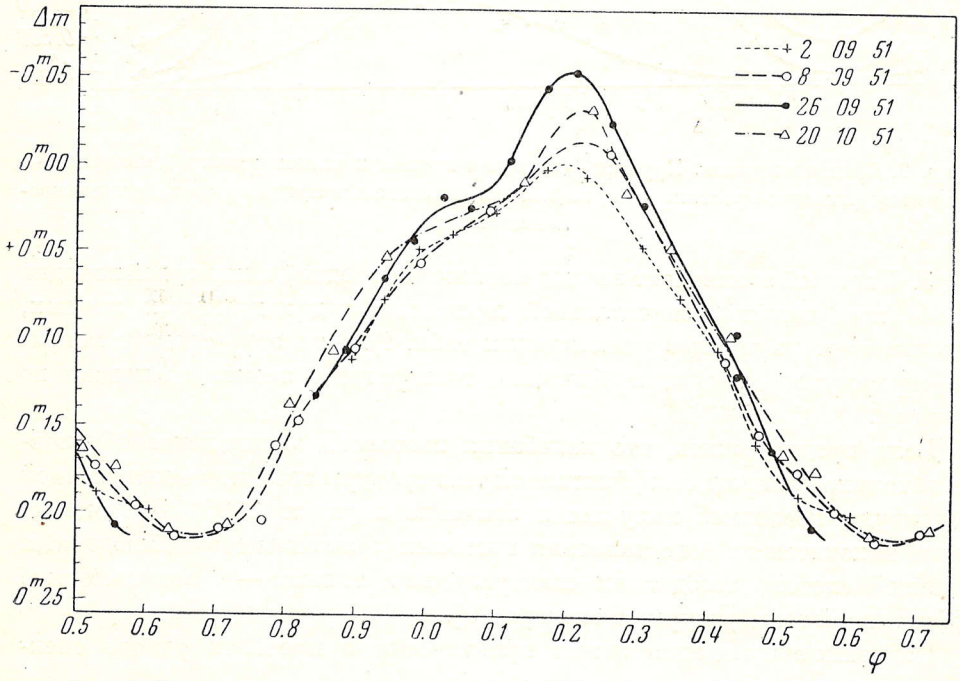
Мы посчитали необходимым привести все индивидуальные наблюдения ввиду непостоянства световой кривой звезды. Последнее хорошо подтверждается фиг. 1, на которой приведены четыре индивидуальные кривые для синего фильтра.

Однако обнаруженные изменения световых кривых не столь значительны, чтобы нельзя было построить некоторую среднюю кривую за весь данный период наблюдений (построение нормальной кривой в случае переменности световой кривой, очевидно, невозможно). «Средние точки» для разностей блеска в обоих фильтрах ($\overline{\Delta m}_{0ж}$ и $\overline{\Delta m}_{0c}$), а также средние внеатмосферные цветовые эквиваленты переменной $\overline{C}_0$ (в нашей системе) приведены в табл. 2.

Таблица 2

Желтый фильтр				Синий фильтр				Внеатмосферный цветовой эквивалент переменной
$\bar{\varphi}$	$\overline{\Delta m_{0ж}}$	$\sigma_ж$	n	$\bar{\varphi}$	$\overline{\Delta m_{0c}}$	σ_c	n	$\overline{C_0}$
$0^p.030$	$+0^m.092$	$\pm 0^m.017$	8	$0^p.029$	$+0^m.042$	$\pm 0^m.017$	7	$-0^m.584$
0.080	0.083	0.020	8	0.074	0.032	0.020	8	−0.587
0.120	0.068	0.014	7	0.104	+0.020	0.017	7	−0.589
0.170	0.050	0.013	7	0.164	−0.020	0.014	8	−0.608
0.229	0.044	0.020	8	0.228	−0.020	0.016	8	−0.598
0.265	0.051	0.018	7	0.265	−0.012	0.012	7	−0.597
0.313	0.098	0.013	7	0.321	+0.040	0.016	7	−0.595
0.381	0.133	0.015	7	0.376	0.087	0.019	7	−0.579
0.430	0.154	0.008	7	0.433	0.119	0.021	7	−0.570
0.472	0.175	0.018	7	0.472	0.146	0.012	7	−0.563
0.524	0.207	0.013	6	0.528	0.186	0.017	6	−0.557
0.571	0.225	0.012	7	0.570	0.201	0.013	7	−0.558
0.625	0.232	0.018	7	0.626	0.213	0.014	8	−0.553
0.751	0.212	0.015	7	0.755	0.187	0.014	7	−0.557
0.832	0.169	0.019	7	0.840	0.143	0.017	7	−0.558
0.885	0.139	0.019	7	0.889	0.109	0.010	7	−0.562
0.945	0.107	0.010	7	0.938	0.079	0.015	7	−0.567
0.985	+0.094	±0.010	7	0.987	±0.052	±0.013	8	−0.577

В этой таблице приведены также значения дисперсий индивидуальных точек относительно средних кривых, характеризующие изменения



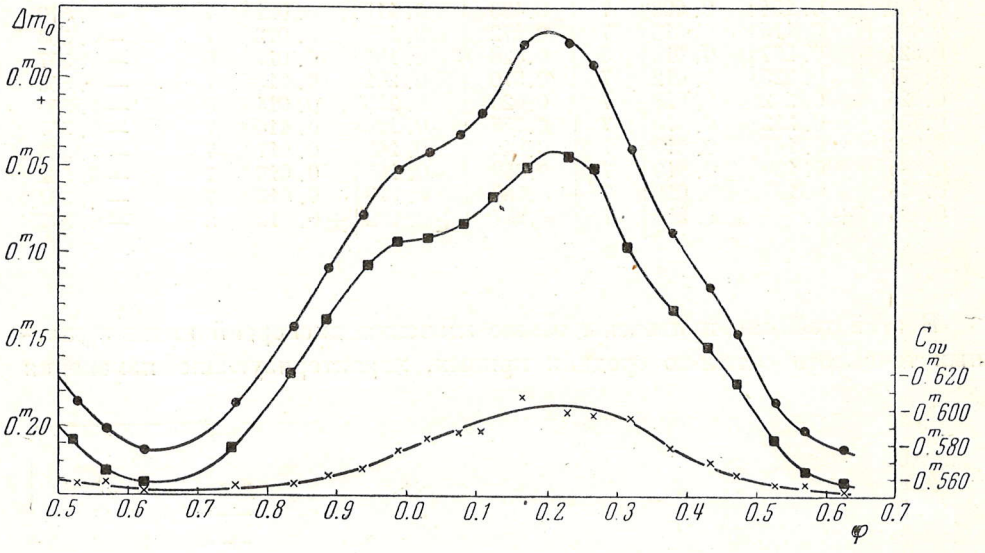
Фиг. 1. Индивидуальные световые кривые BW Vulpeculae в синем фильтре

в световых кривых. Среднее значение этой дисперсии соответственно равно для желтого фильтра $\sigma_ж = \pm 0^m.015$, а для синего $\sigma_с = \pm 0^m.015$.

Средние кривые приведены на фиг. 2, рассмотрение которой приводит к следующим заключениям:

1. Период Петри требует уточнения. Однако для этого необходимо провести дополнительные наблюдения через некоторый, достаточный интервал времени.

2. Средние кривые в обоих фильтрах весьма сходны по форме. На восходящей ветви обеих кривых отчетливо выявляется некоторый горб, присутствующий и на индивидуальных кривых, однако, с несколько различными амплитудами и положениями.



Фиг. 2. Средние кривые. Кружки — световая кривая в синем фильтре; квадраты — в желтом фильтре; крестики — кривая изменения внеатмосферного цветового эквивалента звезды

3. Цветовой эквивалент звезды меняется со средней амплитудой порядка $0^m.04$ (при наличии значительной дисперсии индивидуальных кривых, что вытекает из рассмотрения данных табл. 1). При этом средние моменты максимумов изменения блеска и температуры звезды совпадают по времени.

Если предположить, что колебания цветового эквивалента обусловлены только изменением эффективной температуры звезды, то для средней амплитуды последней получается значение порядка 2000°. Эта оценка легко находится из сопоставления цветовых эквивалентов наблюденных в нашей системе звезд с их спектральными типами — с зависимостью эффективной температуры от спектра [9].

Найденные изменения лежат практически в пределах одного спектрального подкласса.

В заключение выражаем благодарность студентке Вильнюсского университета И. Купо за помощь в наблюдениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Pearce. Journ. Roy. Astr. Soc., Canada. **40**, 149, 1946.
2. O. Struve. Ap. J. **112**, 520, 1950.
3. H. Mendenhall. LOB **14**, 133, 1929.
4. M. Walker. PASP **63**, 177, 1951.
5. M. Walker. PASP **63**, 35, 1951.
6. R. Petrie. PAAS **9**, 53, 1938.
7. C. Huffer. Ap. J. **87**, 76, 1938.
8. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **9**, 41, 1952.
9. Э. Р. Мустель. Успехи астрон. наук. **3**, 166, 1947.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том IX, 1952 г.

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

П. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103а — 0; σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе.

Точные положения малых планет

1951, Всемирное время	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина
Июнь 4.8566	σ 145	$16^h33^m53^s.07$	— 3°36′59″.4	12.8
5.8591		16 32 37.13	— 3 53 21.8	12.8
8.9465		16 28 44.62	— 4 45 30.0	12.8
9.9052		16 27 33.87	— 5 2 7.0	12.8
25.8390		16 10 29.80	— 9 59 3.0	13.2
26.8293		16 9 39.63	—10 18 5.1	13.2
Июль 1.8266		16 5 57.93	—11 54 16.1	13.2
4.8185		16 4 11.25	—12 51 20.2	13.2
23.810		16 1 0.97	—18 35 20.7	13.8
23.827		16 1 1.15	—18 35 35.6	13.8
24.853		16 1 14.31	—18 53 6.1	14.0
25.798		16 1 28.96	—19 8 48.5 *	14.0
25.817		16 1 29.33	—19 9 8.6	
Сентябрь 1.9747	σ 102	23 22 32.58	+20 26 8.1	14.0
2.0242		23 22 30.05	+20 25 43.1	14.0
7.984		23 17 35.33	+19 29 50.2	14.0
8.034		23 17 32.80	+19 29 18.9	14.0
Сентябрь 2.9892	σ 160	0 27 34.85	+ 5 1 35.2	12.2
6.9847		0 26 13.42	+ 4 30 51.1	12.2
Октябрь 1.8604		0 12 17.30	+ 0 27 58.1	13.0
3.8279		0 11 4.58	— 0 7 48.1	13.0
Ноябрь 1.7498		0 0 36.35	— 3 33 23.3	13.2
Сентябрь 5.0126	σ 164	0 57 22.49	+ 5 26 15.4	12.5
7.9815		0 56 48.07	+ 6 2 30.2	12.5
27.9896		0 44 36.19	+ 9 27 50.3	12.7
29.8739		0 42 58.60	+ 9 43 22.1	12.7
29.9609		0 42 53.79	+ 9 43 47.9	12.7
Октябрь 4.8334		0 38 36.76	+10 19 40.0	12.7
25.9254		0 24 34.28	+12 9 44.2	13.3
31.9085		0 23 15.69	+12 33 12.2	13.8
Ноябрь 1.8480		0 23 11.73	+12 36 48.5	13.3
Сентябрь 27.9896	σ 170	0 57 24.42	+ 8 29 49.5	13.0
29.9609		0 55 40.93	+ 8 29 13.4	13.0
Октябрь 4.8334		0 51 15.23	+ 8 25 46.3	13.0
25.9254		0 33 36.01	+ 8 0 20.8	13.5
Ноябрь 1.8480		0 30 0.95	+ 7 56 25.8	13.5

* Возможно дефект.

1952, Всемирное время	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O — C
Февраль 21.1939	676 Мелитта	$11^h34^m.9$	+ 7°48′	13.1	— 2m3 + 10
	83 Беатриса	11 36.1	+ 9 17	10.8	— 1.9 + 16
	261 Примно	11 37.3	+ 9 5	10.9	— 1.6 + 14
	318 Магдалина	11 52.4	+ 3 3	13.1	+ 1.8 — 1
	202 Хрисеида	11 54.6	+ 7 55	10.3	— 0.4 — 5
	924 Тони	12 0.3	+ 4 37	13.5	+ 0.3 — 4
	234 Варвара	12 8.6	+ 9 38	12.9	+ 1.0 + 2
	127 Иоганна	12 8.7	+ 8 29	10.3	+ 0.3 0
Февраль 22.0036	163 Эригона	9 12.3	+ 13 27	10.5	+ 1.5 — 11
	477 Италия	9 25.9	+ 21 26	13.1	— 1.9 + 8
	479 Капрера	9 31.5	+ 16 38	12.9	— 0.7 + 4
	577 Рея	9 35.7	+ 15 8	13.4	+ 12.9 — 80
	497 Ива	9 44.1	+ 18 34	13.5*	+ 4.0 — 23
	363 Падуя	9 48.0	+ 22 39	11.9	+ 1.3 — 3
	26 Прозерпина	9 53.5	+ 18 44	10.5	— 1.5 + 5
Февраль 27.834	363 Падуя	9 42.8	+ 23 1	11.2	+ 1.3 — 5
	26 Прозерпина	9 48.1	+ 19 8	10.5	— 1.4 + 5
	367 Амикиция	9 51.9	+ 18 32	11.9	— 0.7 + 2
	553 Кундри	9 54.5	+ 22 49	13.5	— 4.1 + 20
	850 Альтона	9 57.1	+ 23 27	13.1	+ 0.9 — 1
	766 Могунтия	9 59.7	+ 22 35	12.8	— 4.5 + 32
	σ185	9 59.7	+ 20 37	13.8	
	131 Вала	10 0.3	+ 21 6	12.1	— 4.8 + 25
	693 Цербинетта	10 9.9	+ 20 22	12.9	+ 5.0 — 20
	1421 1936 FQ	10 15.3	+ 25 54	13.5	+ 1.5 — 9
	151 Абунданция	10 17.3	+ 21 5	11.7	— 1.0 + 3
	855 Ньюкомбия	10 17.7	+ 24 58	13.6	— 1.6 + 13
	1375 Альфреда	10 19.0	+ 21 1	13.5	— 2.6 + 16
	784 Пиккерингия	10 38.0	+ 22 6	13.0	— 1.2 + 8
Февраль 27.923	201 Пенелопа	11 8.7	+ 6 29	12.8	— 0.7 + 3
	1071 Брита	11 9.8	+ 14 4	13.0	— 8.4 + 53
	1183 Ютта	11 15.3	+ 7 47	13.4	— 9.7 + 68
	716 Берклея	11 22.1	+ 8 37	13.0	— 6.1 + 32
	676 Мелитта	11 31.0	+ 8 31	13.1	— 2.6 + 10
	83 Беатриса	11 31.1	+ 9 43	10.8	— 2.3 + 18
	261 Примно	11 32.6	+ 9 46	10.9	— 2.1 + 14
	202 Хрисеида	11 51.3	+ 8 39	10.3	— 0.5 + 5
Февраль 29.9238	55 Пандора	10 29.6	+ 16 6	11.0	+ 0.3 — 6
	868 Лова	10 34.4	+ 15 13	13.0	+ 1.3 — 4
	328 Гудрун	10 37.9	+ 16 3	11.9	+ 0.2 0
	1385 Гельрия	10 38.5	+ 15 53	13.8	+ 1.2 — 15
	1545 1941 UW	10 46.3	+ 13 54	12.9	— 8.7 + 55
	621 Верданди	10 48.6	+ 11 25	13.5	— 3.4 + 19
	4 Веста	10 50.0	+ 18 16	6.6	0 + 2
	415 Палатия	10 51.3	+ 14 43	12.0	
	353 Руперто-Карола	10 59.9	+ 14 52	13.8	— 2.9 + 17
	1185 Никко	11 3.7	+ 17 17	13.6	+ 2.4 — 11
	636 Эрика	11 5.7	+ 15 40	13.3	+ 0.5 — 5
	1071 Брита	11 8.1	+ 14 17	13.0	— 8.4 + 57

* Не сходится величина.